

**Aus dem Institut für Biomedizinische Optik
der Universität zu Lübeck
Direktor: Prof. Dr. Robert Huber**



„Hochleistungsfaserlaser und deren Wellenlängenerweiterung
als flexible Lichtquelle für die biomedizinische Bildgebung“

Inauguraldissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Universität zu Lübeck

Aus der Sektion Naturwissenschaften

vorgelegt von
Philipp Lamming
aus Peine

Lübeck 2026

1. Berichtstatter/Berichtstatterin: Prof. Dr. rer. nat. Robert Huber

2. Berichtstatter/Berichtstatterin: Prof. Dr. rer. nat. Christian Hübner

Tag der mündlichen Prüfung: 28.04.2026

Zum Druck genehmigt. Lübeck, den 04.05.2026

Zusammenfassung

Die Anwendung von Faserlasern im Bereich der biomedizinischen Optik gewinnt in den letzten Jahren immer stärker an Bedeutung, da sie bei kompakter Bauweise die Erzeugung kurzer Laserpulse mit hohen Spitzenleistungen ermöglichen. „Master Oscillator Power Amplifier“ (kurz MOPA)-Laser steigern in mehreren Verstärkerstufen die Spitzenleistung einer Laserdiode von einigen Milliwatt auf mehrere Kilowatt. Neben den Vorteilen konventioneller Faserlaser ermöglicht der MOPA-Laser zusätzlich eine beliebige Modulation der Pulse. Mithilfe eines elektro-optischen Modulators werden Pulse aus einer Dauerstrich-Laserdiode ausgeschnitten, wobei Zeitpunkt, Repetitionsrate, Pulsdauer und Pulsform der Pulse frei wählbar sind. Dies ermöglicht Pulse-auf-Abruf und erleichtert die Synchronisation mit anderen Systemen. Eine Limitation dieser Lasersysteme ist jedoch die Beschränkung auf Wellenlängenbereiche, die von der Dotierung des Fasermaterials mit seltenen Erden abhängen aber für die Verstärkung der Pulse notwendig sind.

Ziel dieser Arbeit war es, die Spitzenleistung von MOPA-Systemen zu erhöhen und die Wellenlänge mittels nichtlinearer Effekte zu verschieben. Die Verstärkung auf eine hohe Spitzenleistung ist dabei eine große Herausforderung, da hierfür eine hohe Pumpleistung benötigt wird, die wiederum zu unerwünschten Nebeneffekten, wie z.B. einem Untergrundsignal führen kann. Hierfür wurde ein MOPA-System mit mehreren Verstärkerstufen aufgebaut, mit denen das störende Untergrundsignal minimiert und so höhere Spitzenleistungen ermöglicht wurden. In der letzten Verstärkerstufe wurde eine Faser mit 25 μm Kerndurchmesser eingesetzt, die nichtlineare Effekte im Laser reduziert und damit eine schmale Linienbreite für eine anschließende gezielte nichtlineare Wellenlängenkonversion erlaubt. Eine Spitzenleistung von 91 kW wurde auf diese Weise erreicht.

Ausgehend von dem optimierten 1063 nm MOPA-Laser und einem 1300 nm „Fourier Domain Mode Locked“ (kurz FDML)-Laser konnte mittels degeneriertem Vier-Wellen-Mischen (engl. „four wave mixing“, kurz FWM) in einer photonischen Kristallfaser (engl. „photonic crystal fiber“, kurz PCF) eine schmalbandige Verstärkung bei 1300 nm und eine Konversion zu 900 nm erzielt werden. Dieser Wellenlängenbereich eignet sich beispielsweise zur Anregung von grün fluoreszierendem Protein in der Zwei-Photonen-Mikroskopie. Durch die parametrische Verstärkung im FWM-Prozess konnten die 1300 nm auf 1,4 kW verstärkt und gleichzeitig Pulse mit 2,7 kW um 900 nm erzeugt werden. Dabei kann die Wellenlänge mit der Durchstimmgeschwindigkeit des FDML-Lasers geändert werden und erreicht eine Bandbreite von 105 nm um 1300 nm und 54 nm um 900 nm. Dieses Ergebnis ist besonders relevant für schnelle Versionen der Zwei-Photonen- und Raman-Mikroskopie, da es sowohl die Zahl der erreichbaren Fluorophore erhöht als auch die Abdeckung der Raman-Banden erweitert. In der Raman-Mikroskopie könnte die hohe Spitzenleistung des abstimmbaren Abtastlasers eine epi-direktionale Detektion und damit den Einsatz in Endoskopen ermöglichen.

Es konnte zudem gezeigt werden, dass die hohe Spitzenleistung in einer längeren PCF für die Erzeugung eines breitbandigen Superkontinuums von 490 nm bis über 1750 nm verwendet werden kann. Nach zeitlicher Streckung mittels Dispersion in einer langen Glasfaser wurde es für hyperspektrale Bildgebung eingesetzt. Erste Bilder im roten Wellenlängenbereich konnten generiert werden, während die Leistung im grünen und blauen Wellenlängenbereich noch optimiert werden muss, um korrekte Farbbilder darzustellen. Künftig muss die Leistung in diesen Wellenlängenbereichen erhöht und Verluste reduziert werden, um das Superkontinuum für eine zeitlich gestreckte hyperspektrale Bildgebung im Sichtbaren vollständig nutzen zu können.

Im Rahmen dieser Forschungsarbeit wurden aktiv modulierte MOPA-Systeme durch eine gezielte Leistungssteigerung und Wellenlängenerweiterung erfolgreich für die biomedizinische Bildgebung optimiert. Dadurch wurde ein extrem flexibles System geschaffen, welches die Grundlage für verschiedene zukünftige Anwendungen bildet.

Abstract

The use of fiber lasers in the field of biomedical optics has become increasingly important in recent years, as they have a compact design while allowing the generation of short laser pulses with high peak powers. “Master oscillator power amplifier” (short MOPA) lasers increase the peak power of a laser diode from a few milliwatts to several kilowatts in several amplifier stages. In addition to the advantages of conventional fiber lasers, MOPA lasers also allow arbitrary modulation of the pulses. With the aid of an electro-optic modulator, pulses are cut out from a continuous wave laser diode, whereby the timing, repetition rate, pulse duration, and pulse shape of the pulses can be freely selected. This enables pulses-on-demand and facilitates synchronization with other systems. However, one limitation of these laser systems is that they are restricted to wavelength ranges that depend on the doping of the fiber material with rare earths, but which are necessary for amplifying the pulses.

The aim of this work was to increase the peak power of MOPA-systems and to shift the wavelength using nonlinear effects. Amplification to a high peak power is a major challenge, as it requires high pump power, which in turn can lead to undesirable side effects, such as a background signal. For this purpose, a MOPA-system with several amplifier stages was set up to minimize the disturbing background signal and thus enable higher peak powers. In the last amplifier stage, a fiber with a 25 μm core diameter was used, which reduces nonlinear effects in the laser and thus allows a narrow linewidth for subsequent targeted nonlinear wavelength conversion. A peak power of 91 kW was achieved in this way.

Based on the optimized 1063 nm MOPA-laser and a 1300 nm “Fourier Domain Mode locked” (short FDML) laser, degenerate four-wave mixing (short FWM) in a photonic crystal fiber (short PCF) was used to achieve narrow-band amplification at 1300 nm and conversion to 900 nm. This wavelength range is suitable, for example, for exciting the green fluorescent protein in two-photon microscopy. Parametric amplification in the FWM process enabled the 1300 nm to be amplified to 1.4 kW while simultaneously generating pulses with 2.7 kW at 900 nm. The wavelength can be changed with the tuning speed of the FDML-laser and achieves a bandwidth of 105 nm around 1300 nm and 54 nm around 900 nm. This result is particularly relevant for fast versions of two-photon and Raman microscopy, as it both increases the number of achievable fluorophores and extends the coverage of the Raman bands. In Raman microscopy, the high peak power of the tunable scanning laser could enable epi-directional detection and thus its use in endoscopes.

It has also been shown that the high peak power in a longer PCF can be used to generate a broadband supercontinuum from 490 nm to over 1750 nm. After temporal stretching by dispersion in a long glass fiber, it was used for hyperspectral imaging. Initial images in the red wavelength range could be generated, while the performance in the green and blue wavelength ranges still needs to be optimized in order

to display correct color images. In the future, the performance in these wavelength ranges must be increased and losses reduced in order to be able to fully utilize the supercontinuum for time-stretched hyperspectral imaging in the visible range.

As part of this research work, actively modulated MOPA-systems were successfully optimized for biomedical imaging through targeted performance enhancement and wavelength extension. This has created an extremely flexible system that forms the basis for various future applications.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung.....	1
2	Grundlagen.....	4
2.1	Grundlagen des MOPA-Lasers.....	4
2.1.1	Funktionsprinzip	5
2.1.2	Seed-Diode und aktive Modulation.....	7
2.1.3	Mögliche seltene Erden und Wellenlängenbereiche von Faserlasern	8
2.1.4	Kerngepumpte und Doppelmantel-Verstärkerstufen.....	10
2.1.5	Pumplicht in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung	14
2.1.6	Verstärkte spontane Emission	15
2.1.7	PM und SM-Komponenten	16
2.2	Nichtlineare Effekte zur Wellenlängenerweiterung.....	17
2.2.1	Selbstphasenmodulation.....	18
2.2.1.1	Kreuzphasenmodulation	20
2.2.2	Raman-Streuung.....	20
2.2.3	Brillouin-Streuung.....	22
2.2.4	Frequenzverdopplung.....	23
2.2.5	Vier-Wellen-Mischung.....	23
2.2.5.1	Phasenanpassung	24
2.2.6	Superkontinuum	25
2.2.6.1	Normale und anormale Dispersion	26
2.2.6.2	PCF.....	27
3	Charakterisierung des MOPA-Lasers.....	29
3.1	Genereller Aufbau.....	31
3.2	Seed-Puls Generierung.....	33
3.3	Kerngepumpte Verstärkerstufen.....	36
3.3.1	Erste kerngepumpte Verstärkerstufe	36
3.3.2	Zweite kerngepumpte Verstärkerstufe	39
3.3.3	Dritte kerngepumpte Verstärkerstufe	42
3.4	Mantelgepumpte Verstärkerstufen.....	45
3.4.1	Erste DC-Stufe	46
3.4.2	Zweite DC-Stufe	50
3.5	Modifiziertes System mit Modulation der Pumpdioden und AOM für ultraschnelle Kurzpulsfotografie	55
3.6	Zusammenfassung und Ausblick MOPA	65

4	<i>Vier-Wellen-Mischen</i>	67
4.1	Material und Methoden	71
4.1.1	Elektrische Ansteuerung und Synchronisation von MOPA und FDML	72
4.1.2	FDML-Laser und kurzer Ringlaser	73
4.1.3	PCF für das FWM und Spleißen der PCF	74
4.2	Ergebnisse und Diskussion	77
4.2.1	Spontanes FWM.....	77
4.2.2	Einfluss verschiedener Seed-Laser auf den FWM-Prozess	77
4.2.3	Unterschiedliche PCF-Faserlängen	79
4.2.4	PCF mit PM980-Faser oder mit kernloser Faser	80
4.2.5	FWM mit 1300 nm FDML-Laser.....	82
4.2.5.1	Komplette Verstärkung und Konversion des 1300 nm FDML-Lasers	82
4.2.5.2	Instantane Linienbreite des FWM-Lichts	83
4.2.5.3	Leistung und Pulsform	84
4.2.5.4	Rauschverhalten	85
4.2.5.5	Wellenlängendurchstimmbarkeit.....	86
4.2.5.6	Drei und fünf Pulse pro FDML-Durchlauf.....	87
4.2.6	Fasergekoppelter FWM-Aufbau.....	91
4.3	Zusammenfassung und Ausblick FWM	93
5	<i>Superkontinuum und hyperspektrale Bildgebung</i>	95
5.1	Superkontinuum	97
5.1.1	Material und Methoden	98
5.1.1.1	PCF zur Erzeugung des Superkontinuums	99
5.1.1.2	Messung eines breiten Spektrums/Superkontinuums	101
5.1.2	Ergebnisse und Diskussion der Superkontinuumserzeugung	102
5.1.2.1	Superkontinuumserzeugung in 400 m PCF	102
5.1.2.2	Einfluss der Pulslängen auf das Superkontinuum.....	103
5.1.2.3	Zwei Seed-Dioden mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge für sehr hohe SPM.....	104
5.1.2.4	Erhöhung der Repetitionsrate	105
5.1.2.5	Einfluss unterschiedlicher PCF-Faserlängen auf das Superkontinuum	107
5.1.2.6	Vergleich PM980 und PCF-Spektrum.....	111
5.1.2.7	Einfluss von 532 nm und 1063 nm in PCF für erhöhte Leistung im sichtbaren Bereich.....	113
5.1.2.8	Rauschmessungen	115
5.1.3	Zusammenfassung und Ausblick Superkontinuum	117
5.2	Hyperspektrale Bildgebung	120
5.2.1	Material und Methoden	120
5.2.1.1	Bildgebungs Aufbau	120
5.2.2	Ergebnisse und Diskussion der hyperspektralen Bildgebung.....	124

5.2.2.1	Zeitliche Streckung.....	124
5.2.2.2	Farbliche Auswertung und Datenverarbeitung	128
5.2.2.3	Erreichte Bilder	132
5.2.2.4	Probleme und Verbesserungsvorschläge	135
5.2.3	Zusammenfassung und Ausblick hyperspektrale Bildgebung.....	137
6	<i>Fazit und Ausblick</i>	138
7	<i>Abbildungsverzeichnis</i>	140
8	<i>Literaturverzeichnis</i>	144
9	<i>Eigene Publikationen</i>	154
10	<i>Betreute Arbeiten</i>	156
11	<i>Abkürzungsverzeichnis</i>	157
12	<i>Danksagung</i>	158
13	<i>Wissenschaftlicher Lebenslauf</i>	159

1 EINLEITUNG

Nichtlineare Bildgebungsmethoden haben deutliche Vorteile gegenüber linearen Methoden mit klassischer Ein-Photonenabsorption [1]. Vor allem die hohe Eindringtiefe ins Gewebe aufgrund der nahinfraroten Wellenlänge bei der Zwei-Photonenabsorption, aber auch die optische Schnittbildgebung sind die Hauptvorteile. Viel genutzte und etablierte nichtlineare Bildgebungsmethoden sind die Zwei-Photonen-Mikroskopie und die Raman-Mikroskopie. Für diese Bildgebungsmethoden werden in erster Linie Freistrahl-Festkörper Laser verwendet, die meistens ultrakurze Laserpulse im Bereich von Femtosekunden erzeugen [2–5]. Diese Systeme zeichnen sich durch hohe mittlere Leistungen im einigen Wattbereich sowie durch Spitzenleistungen im Megawatt- bis Petawattbereich aus [6, 7]. In Kombination mit einer breiten Auswahl an aktiven Medien – beispielsweise Titan:Saphir, Ytterbium-dotierte Kristalle oder Neodym-dotierte Materialien – lässt sich die Emissionswellenlänge sowohl direkt über das aktive Medium als auch durch nachgeschaltete nichtlineare Prozesse gezielt anpassen [8–10]. Dadurch steht ein breites Spektrum an Laserquellen und Wellenlängen zur Verfügung. Der grundlegende Aufbau umfasst eine Pumpquelle, einen optischen Resonator und ein aktives Medium. Bei gepulsten Lasern wird dieser um ein aktives oder passives Modulationsverfahren zur Erzeugung ultrakurzer Pulse ergänzt [11]. Der Resonator hat allerdings dabei die Limitierung, dass die Pulse immer mit einer durch die Resonatorlänge bestimmten, festen Repetitionsrate emittiert werden. Eine Synchronisation mit anderen Geräten oder Ereignissen ist dadurch nicht oder nur sehr schwer möglich, sodass es immer einen sich ändernden zeitlichen Versatz zwischen dem Laser und dem Ereignis gibt. Für viele Anwendungen ist jedoch eine zeitlich korrekte Synchronisation wichtig, sodass ein exakt ansteuerbarer Laser wünschenswert wäre. In dieser Arbeit wird ein sogenannter „Master Oscillator Power Amplifier“ (kurz MOPA) Laser verwendet. Dieser schneidet aus einer Dauerstrich (engl. „continuous wave“, kurz cw) -Laserdiode einen kurzen Puls aus und verstärkt die Leistung in nachfolgenden Verstärkerstufen auf mehrere Kilowatt-Spitzenleistung (siehe Abbildung 1). Auch wenn die cw-Laserdiode selbst einen Resonator besitzt, ermöglicht dieser Laseraufbau durch die nachfolgenden Verstärkerstufen eine resonatorlose Realisierung von kurzen optischen Pulsen mit hoher Leistung. Die Pulsgenerierung und der Zeitpunkt werden dabei über einen Funktionsgenerator (engl. „arbitrary waveform generator“, kurz AWG) kontrolliert. Dies hat den Vorteil, dass eine Synchronisation mit anderen Geräten und Ereignissen sehr einfach ist und ein Puls-auf-Abruf (engl. „pulse-on-demand“) erzeugt werden kann. Hierdurch ist der Laser nicht mehr der Taktgeber, sondern kann auf andere Ereignisse angepasst werden und sogar erst dann eingeschaltet werden, wenn ein Ereignis eintritt und ein Einzelpuls oder eine Pulsreihe ausgegeben werden soll. Zudem können die Abstände zwischen den Pulsen frei gewählt werden.

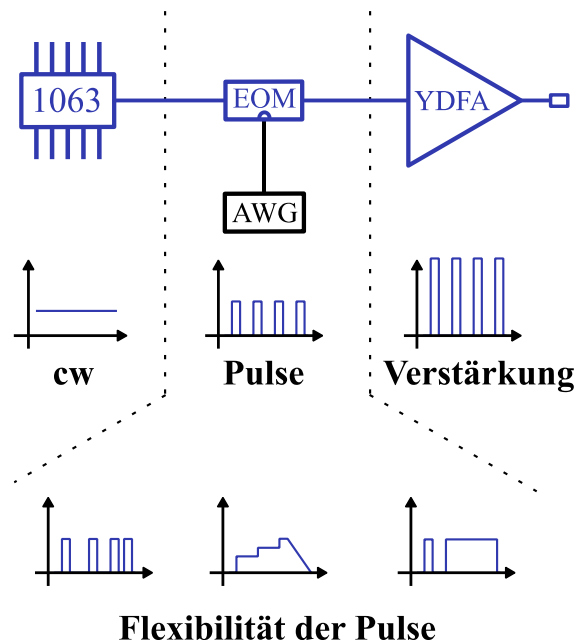


Abbildung 1: Laseraufbau und aktive Modulation mit verschiedenen Pulsen. Oben ist das Grundprinzip des MOPAs gezeigt: Das Licht einer Dauerstrich (cw)-1063 nm-Laserdiode wird mithilfe eines elektrooptischen Modulators (EOM) zu Pulsen moduliert und anschließend in der Verstärkerstufe (YDFA) hochverstärkt. Die Pulse werden dabei vom Funktionsgenerator (AWG) an den EOM gegeben und können frei gewählt werden. Unten sind verschiedene Beispiele von Pulsreihen und Pulsformen gezeigt.

Des Weiteren hat diese Art der Pulserzeugung den Vorteil, dass die aktive Modulation der Pulse mittels AWG vorgenommen wird. Bei herkömmlichen Freistrahl-Festkörperlasern werden meist Gauß oder Sech² zeitliche Pulsformen erzeugt, da dies durch den Resonator und die Modenkopplung bzw. Pulserzeugung vorgeschrieben wird [12]. Da nichtlineare Effekte in Medien aber eine Abhängigkeit vom zeitlichen Verlauf der Leistung bzw. der Intensität haben, sind andere Pulsformen, z.B. eine rechteckige Form, besser für eine präzise Konversion geeignet. Mit der aktiven Modulation der Pulse können jegliche Pulsformen erzeugt werden und so präzise die verschiedenen nichtlinearen Effekte in der Glasfaser ausgenutzt und somit eine effektive Konversion vorgenommen werden (siehe Abbildung 1 unterer Teil). In dieser Arbeit wird hauptsächlich eine Rechteck-Pulsform verwendet, um störende Selbstphasenmodulation zu unterdrücken.

Neben diesen dargestellten Vorteilen des MOPAs in Bezug auf Pulserzeugung und Laseraufbau hat ein Faserlaser, wie er hier verwendet wird, eine Reihe von weiteren Vorteilen gegenüber Freistrahl-Festkörperlasern. Erstens wird der Aufbau durch die Verwendung von Glasfasern kompakt und zusätzlich robust gegenüber Erschütterungen oder sonstigen Bewegungen des Lasers und muss im Gegensatz zu vergleichbaren Freistrahl-Festkörperlasern nach dem Transport nicht neu justiert werden. Zweitens ist die Strahlqualität von Faserlasern aufgrund von nur einer geführten Transversal-mode in einer Einzelmodenglasfaser sehr gut. Zwar werden in den Verstärkerstufen teilweise grö-

ßere Faserkerne verwendet, in denen mehrere Transversalmoden geführt werden können, bei korrekter Einkopplung in die Grundmode bleibt die Strahlqualität allerdings sehr gut. Drittens bieten Faserlaser in der Anwendung den Vorteil, dass sie bereits auf eine Verwendung mit Glasfasern ausgelegt sind und somit eine Integration in ein Endoskop sehr leicht ist. Im Gegensatz dazu verwenden Freistrahlfestkörperlaser häufig Femtosekundenpulse, bei denen komplizierte Vorkompensationen o.ä. erforderlich sind, um eine Verwendung in Endoskopen zu ermöglichen [13]. Durch diese Vorteile des MOPA-Lasers können diese Systeme sehr breit eingesetzt werden, wobei vor allem die freie Wählbarkeit der Pulsparameter eine breitgefächerte Anwendung ermöglicht.

Zudem können die Systeme auf spezifische Anwendungen optimiert werden, wodurch die Kosten für ein solches System deutlich reduziert werden. Typischerweise kommen mehrere Verstärkerstufen zum Einsatz, deren Ausgangsleistung durch Anpassung der jeweiligen Pumpleistung flexibel eingestellt wird. Bei konstanten Anwendungsanforderungen kann das System jedoch vereinfacht und die Anzahl der Verstärkerstufen reduziert werden. Einsparungen sind auch beim eingesetzten Funktionsgenerator möglich, sofern keine hohen Frequenzen für die Erzeugung von sehr kurzen Pulsen oder hohen Repetitionsraten nötig sind. Dies sind die größten Kosten eines solchen Systems, da ansonsten hauptsächlich Bauteile aus der Telekommunikation verwendet werden, welche aufgrund der breiten Anwendung günstig zu erwerben sind. Somit ist dieses System nicht nur sehr flexibel, sondern kann zudem kostengünstig aufgebaut werden.

In Bezug auf die Wellenlängen werden MOPA-Laser meistens bei 1060 nm, 1550 nm oder 1900 nm gebaut. Dabei sind die verwendeten Wellenlängen abhängig von den seltenen Erden mit denen Glasfasern dotiert werden können. Hauptsächlich werden Ytterbium, Erbium und Thulium verwendet. Dies beschränkt MOPA-Laser auf Wellenlängen um 1000 - 1100 nm (Ytterbium), 1550 nm (Erbium) und 1900 nm (Thulium). In der biomedizinischen Bildgebung werden allerdings sehr häufig Wellenlängen im sichtbaren Spektrum (400 - 700 nm, Ein-Photonen Fluoreszenzbildgebung) oder nahinfraroten Spektrum (700 - 1200 nm, Zwei-Photonen Mikroskopie) benötigt. Vorarbeiten in der Arbeitsgruppe von Prof. Huber am Institut für Biomedizinische Optik in Lübeck konnten bereits zeigen, dass MOPA-Laser sehr gut für die Zwei-Photonen-Mikroskopie sowie stimulierte Raman-Mikroskopie verwendet werden können [14–21]. Da es keine gut nutzbaren seltenen Erden gibt, um in die interessanten Wellenlängenbereiche (700 nm - 950 nm) [22–24] vorzustoßen [25–28], müssen andere Möglichkeiten erforscht werden, um diese Wellenlängen zu erreichen. Häufig werden dafür nichtlineare Effekte verwendet, für die allerdings sehr hohe Spitzenleistungen benötigt werden. Ziel dieser Arbeit war deshalb die Erhöhung der Spitzenleistung und die Verwendung von nichtlinearen Effekten, um zu neuen Wellenlängen zu gelangen und die MOPA-Laser noch breiter anwenden zu können.

2 GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Grundlagen zum Verständnis des MOPA-Lasers erläutert. Dabei werden zeitliche Entwicklungen wie beispielsweise die Auswahl und Anpassung relevanter Komponenten auf Basis von experimentellen Ergebnissen vorgestellt und deren Zusammenhänge dargestellt. Darüber hinaus werden die im Laufe dieser Arbeit verwendeten nichtlinearen Effekte erklärt, um aufzuzeigen, welche Effekte wichtig sind und wie sie sich am besten beeinflussen lassen. Dabei werden sowohl die unerwünschten als auch die gewünschten nichtlinearen Effekte berücksichtigt, welche im späteren Verlauf dieser Arbeit zur Wellenlängenkonversion genutzt werden.

2.1 GRUNDLAGEN DES MOPA-LASERS

Die Fluoreszenzbildgebung ist ein wichtiger Bestandteil der biomedizinischen Optik [29]. Bereits 1931 hat Maria Göppert-Mayer die Zwei-Photonenabsorption theoretisch vorausgesagt [30], wobei die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses extrem gering ist [31]. Mit der Erfindung des Lasers durch Maiman im Jahr 1961 [32] und durch die Fokussierung von Laserpulsen konnte die notwendige Bestrahlungsstärke erreicht werden, um nichtlineare Bildgebung zu ermöglichen. So konnte 1991 erstmals die Zwei-Photonen-Mikroskopie gezeigt werden [1]. Zusätzlich zur hohen Intensität des Laserlichts muss dessen Wellenlänge im Absorptionsspektrum der verwendeten Fluorophore liegen, bzw. im Falle der Zwei-Photonenabsorption der doppelten Wellenlänge entsprechen. Daher werden teilweise Wellenlängen außerhalb der Emissionsbereiche bekannter aktiver Medien für Faserlaser benötigt. Zur Erreichung dieser neuen Wellenlängen können nichtlineare Effekte genutzt werden. Damit bei diesen neuen Wellenlängen dennoch ausreichend Leistung für die nichtlineare Bildgebung zur Verfügung steht, reichen Spitzenleistungen im einstelligen Kilowatt-Bereich des Ursprungslasers nicht aus. Da die Konversionseffizienz des nichtlinearen Effekts mit der Leistung steigt, werden Spitzenleistungen von 20 bis 50 kW benötigt, um gute Konversionseffizienzen und hohe Spitzenleistung in der Zielwellenlänge zu erreichen.

Neben der Zwei-Photonen-Mikroskopie werden für die Raman-Mikroskopie ebenfalls weitere Wellenlängen benötigt. Die Raman-Mikroskopie ermöglicht die chemische Charakterisierung von Proben durch die Streuung von Licht an Molekülschwingungen [33]. Im Gegensatz zur Fluoreszenzbildgebung beruht die Raman-Mikroskopie nicht auf der Anregung von Fluorophoren, sondern auf der spezifischen Schwingungsenergie von Molekülen [34]. Für die stimulierte Raman-Mikroskopie werden zwei Laser verwendet, deren Frequenzdifferenz exakt der Schwingungsfrequenz eines Moleküls entspricht [35]. Um verschiedene Moleküle untersuchen zu können, wird ein Laser benötigt, der schnell über einen breiten Wellenlängenbereich abgestimmt werden kann.

Aus all diesen Gründen wird ein MOPA-Laser mit hoher Leistung benötigt, der im Anschluss mittels nichtlinearer Effekte zu neuen Wellenlängen außerhalb der Wellenlängenbereiche von bekannten seltenen Erden verschoben werden kann.

2.1.1 Funktionsprinzip

Das Grundprinzip des MOPA-Lasers besteht aus dem „Master Oscillator“, welcher immer ein bereits bestehender Laser mit geringer Leistung ist und dem „Power Amplifier“, welcher die Leistung des „Master Oscillators“ durch den Einsatz mit seltenen Erden dotierter Fasern (im Folgenden „aktive Faser“ genannt) und zusätzlichem Pumplicht erhöht. Der „Master Oscillator“ (oder auch Saatlaser, engl. „seed laser“) kann dabei ein Laser jeglicher Art sein und ist dabei nicht auf einen Faserverstärker beschränkt. Somit kann fast jeder Laser in eine Faser eingekoppelt und verstärkt werden. In dieser Arbeit wird eine fasergekoppelte Einzelmoden-Laserdiode bei 1063 nm als Seed-Laser verwendet. Diese Laserdiode wird anschließend mithilfe eines elektro-optischen Modulators (kurz EOM) zu kurzen Pulsen moduliert und im Faserverstärker verstärkt (wie bereits in Abbildung 1 gezeigt). Das bietet den wesentlichen Vorteil, dass durch die aktive Modulation mittels nachgeschaltetem EOM keine Limitation auf einen Oszillator mit festen Repetitionsraten und Pulslängen besteht. Dies ermöglicht zudem eine exakte Synchronisation mit anderen Systemen oder Lasern.

Für die anschließende Leistungsverstärkung werden Glasfasern verwendet, die mit seltenen Erden dotiert wurden. Diese Fasern können mit verschiedenen Durchmessern und Dotierungen von verschiedenen Herstellern gekauft werden. Durch Einkopplung von Pumplicht (hier 976 nm) wird die Faser angeregt, sodass das Seed-Licht beim Durchlaufen der gepumpten Faser durch stimulierte Emission verstärkt wird (siehe Abbildung 2). Dadurch wird der aktiv modulierte Puls nur geringfügig in seiner Form geändert und auf bis zu mehreren Kilowatt-Spitzenleistung verstärkt. Die Verstärkung des Lichts wird dabei durch drei Faktoren limitiert: Pumpleistung, (verstärkte) spontane Emission (engl. „amplified spontaneous emission“, kurz ASE) und unerwünschte nichtlineare Effekte. Die Pumpleistung ist einfach durch mehrere Pumpdioden und ggf. zusätzliche Verstärkerstufen einstellbar, welche jeweils in der Leistung variiert werden können. Die spontane Emission wird ebenfalls durch die Verstärkerstufen verstärkt. Die ASE muss kontrolliert werden, da sie einerseits die Verstärkung des Seed-Pulses reduziert und andererseits bei hoher Intensität zu einer Schädigung der Komponenten führen kann. Das Spektrum der spontanen Emission entspricht dem Emissionsspektrum der verwendeten seltenen Erden in den aktiven Fasern (beispielsweise Ytterbium, siehe Abbildung 3 rote Kurve) und wird in alle Raumrichtungen (4π) abgestrahlt, von denen nur die Vorwärts- und Rückwärtsrichtungen in der Faser geführt und verstärkt werden. Die ASE regt die Faser ab, wodurch das Seed-Licht weniger verstärkt und eine schlechtere Konversionseffizienz von der Pumpleistung zum Seed-Licht erreicht wird. Aus diesem Grund werden mehrere Verstärkerstu-

fen verwendet, sodass zwischen diesen Verstärkerstufen Isolatoren und Bandpassfilter für die Wellenlänge des Seed-Lasers verwendet werden können und somit die ASE zumindest teilweise unterdrückt wird (siehe Abbildung 2). Der Isolator unterdrückt dabei die zurücklaufende ASE. Dies geschieht sehr effizient, wodurch die ASE über die Verstärkerstufen hinweg kaum Probleme bereitet. Die ASE in Vorwärtsrichtung kann allerdings nur sehr schwierig vom Seed-Licht getrennt werden. Ein Großteil der ASE in Vorwärtsrichtung kann allerdings durch den Einsatz des Bandpassfilters reduziert werden. Wie bereits erwähnt, folgt die ASE dem Emissionsspektrum der verwendeten seltenen Erden, sodass bei Ytterbium das Maximum bei 1030 nm liegt und bei 1063 nm nur noch eine geringe Menge vorhanden ist. Somit können schmale Bandpassfilter um 1063 nm bereits einen großen Teil der ASE herausfiltern. Dies wird in den meisten MOPA-Stufen angewendet.

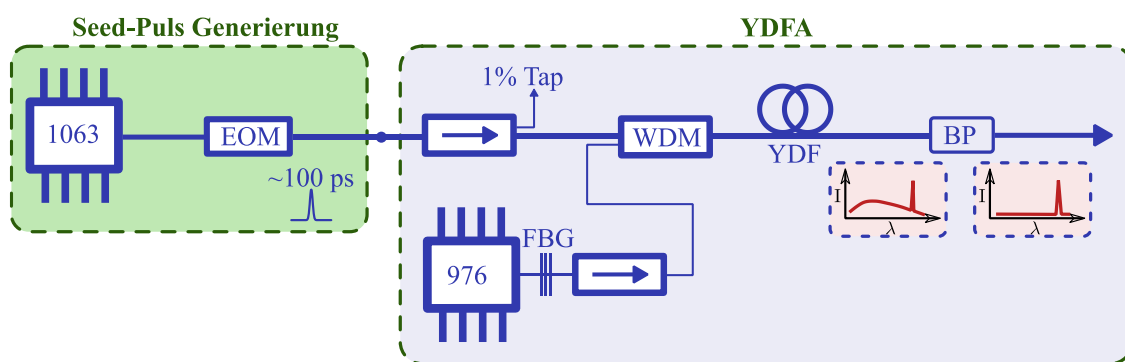


Abbildung 2: Typischer Aufbau eines Ytterbium-Faserverstärkers. Grün hinterlegt ist die Seed-Puls Generierung bei 1063 nm, blau hinterlegt ist eine Ytterbium-Verstärkerstufe (YDFA), die mit einer 976 nm Laserdiode gepumpt wird. Abkürzungen: EOM: Elektro-optischer Modulator, Pfeil: Isolator, WDM: Wellenlängenmultiplexer, YDF: Ytterbium dotierte Faser, BP: Bandpassfilter, FBG: Faser-Bragg Gitter.

Eine weitere Möglichkeit, die ASE vom Seed-Licht zu trennen, besteht in der zeitlichen Trennung mit Nutzung eines akusto-optischen Modulators (kurz AOM). Die ASE ist bei kontinuierlichem Pumpen ein cw-Untergrund und wird somit dauerhaft ausgestrahlt, während das Seed-Licht nur während des Pulses vorhanden ist. Bei diesem MOPA hier ergibt sich mit einer Pulslänge von 100 ps und einer Repetitionsrate von 500 kHz ein Tastverhältnis (engl. „duty cycle“) von 1/20000 mit einer Zeit zwischen zwei Pulsen von 2 μ s. Somit kann bei einer Flankensteilheit des AOMs von ~ 10 ns ein Großteil der ASE zwischen zwei Pulsen herausgefiltert werden. Übrig bleibt nur noch die ASE, welche innerhalb dieses ~ 20 ns Fensters liegt, wodurch die ASE ungefähr um den Faktor 100 reduziert wird. AOMs werden allerdings nicht immer eingesetzt, da sie teuer sind und eine Zerstörschwelle von maximal 2 W (cw-Leistung) besitzen. Je niedriger die Repetitionsrate ist, desto seltener werden die Fasern abgeregt und desto höher wird die ASE-Problematik. Tests haben gezeigt, dass aus diesem Grund bei Repetitionsraten unter 100 kHz ein AOM eingesetzt werden sollte.

2.1.2 Seed-Diode und aktive Modulation

Da das Licht der Seed-Diode als Ausgangspunkt für den MOPA-Laser dient, sind dessen Eigenschaften sehr wichtig, vor allem in Bezug auf Linienbreite und Rauschen. Eine rauscharme Seed-Diode erzeugt mit hoher Wahrscheinlichkeit einen rauscharmen Puls am Ende des MOPAs. Aus einer rauschenden Seed-Diode einen rauscharmen MOPA zu entwickeln, ist hingegen sehr schwierig bis unmöglich. Ähnliches gilt für die Linienbreite. Allerdings erhöht sich auch bei einer anfänglich sehr schmalen Linienbreite das Spektrum beim Durchlaufen des MOPAs, was besonders für kurze Pulse aufgrund des Zeit-Bandbreite-Produkts und für hohe Leistungen aufgrund von Nichtlinearitäten gilt. Trotzdem sollte die Linienbreite möglichst schmal sein, damit Dispersion innerhalb des MOPAs kein Problem darstellt und das Licht im Anschluss gut für nichtlineare Effekte und Bildgebung genutzt werden kann.

Als Seed-Dioden können unterschiedliche Laserdioden verwendet werden, die jeweils ein (Faser-) Bragg-Gitter (kurz FBG) enthalten, welches eine definierte Wellenlänge reflektiert und somit den Resonator der Laserdiode bildet. Die Position des FBGs ist dabei entscheidend: Bei manchen Bauformen befindet sich das Gitter weiter von der Laserdiode entfernt, was die Herstellungskosten senkt, jedoch die Empfindlichkeit gegenüber Rauschen erhöht. Grund dafür ist die Faser zwischen Laserdiode und FBG, welche anfällig für äußere Einflüsse wie beispielsweise der Temperatur ist [36]. Daher wird in dieser Arbeit eine Laserdiode mit verteilter Rückkopplung (engl. „distributed feedback“, kurz DFB) verwendet, bei der das Gitter direkt im Halbleitermaterial integriert ist. Diese DFB-Dioden sind besonders rauscharm und besitzen eine niedrige Linienbreite, weshalb sie ideal für den Einsatz als Seed-Diode eines MOPA-Lasers sind.

Ähnlich wie bei der Unterdrückung des ASE-Lichts mittels AOM, wird eine Vormodulation der Laserdiode verwendet, um Licht zu verhindern welches ungewollt durch den EOM gelassen wird. Der EOM besitzt zwar eine hohe Unterdrückung von bis zu 30 dB, was den cw-Untergrund der Seed-Diode um den Faktor 1000 reduziert. Dies reicht bei einem Tastverhältnis von 1/20000 jedoch nicht aus. Dadurch gelangt 20-mal mehr Licht ungewollt durch den EOM im Vergleich zum eigentlichen 100 ps Puls mit 500 kHz Repetitionsrate. Dieses ungewollt durchgelassene Licht wird genauso wie der 100 ps Puls im Laser verstärkt. Es führt zu einem ungewollten Untergrundsignal, welches nur zur cw-Leistung, nicht aber zu nichtlinearen Effekten beiträgt und zu einer Reduzierung der Besetzungsinversion führt, was eine geringere Verstärkung des Pulses bedeutet. Durch eine 16 ns Vormodulation der Laserdiode wird dieses ungewollt durchgelassene Licht um den Faktor 125 reduziert (bei 500 kHz Repetitionsrate), wodurch das Verhältnis zwischen Puls und durchgelassenem Licht von 1/20 auf 6,25/1 verbessert wird. Eine kürzere Vormodulation würde zwar den cw-Untergrund weiter verringern, allerdings sind Laserdioden häufig auf Pulse im Nanosekunden-

denbereich limitiert, haben ein höheres Rauschen bei kürzeren Pulsen oder erreichen nur eine deutlich geringere Leistung. Der nachfolgende EOM schneidet aus den 16 ns der Vormodulation einen 100 ps Puls aus. Mit diesem EOM kann der Puls nach Wünschen geformt werden, was hauptsächlich durch die Bandbreite des Arbiträr-Wellenformgenerators (kurz AWG) begrenzt ist. Der EOM besitzt häufig eine Bandbreite von 40 GHz, was nur mit sehr teuren AWGs erreichbar ist.

2.1.3 Mögliche seltene Erden und Wellenlängenbereiche von Faserlasern

Die aktiven Medien von MOPA-Faserlasern sind auf wenige seltene Erden und damit wenige Wellenlängenbereiche limitiert. Zur Dotierung von Fasern wird am häufigsten Ytterbium oder Erbium (teilweise auch beide gleichzeitig) verwendet. Ytterbium wird für Hochleistungsfaserlaser im Bereich von 1010 nm – 1090 nm (siehe Abbildung 3) verwendet [25] und wird somit auch für den hier verwendeten 1063 nm Faserlaser genutzt. Erbium wird im Bereich um 1550 nm eingesetzt, was vor allem für den Telekommunikationsbereich wichtig ist, da hier der Verlust durch Quarzglasfaser am geringsten ist [37].

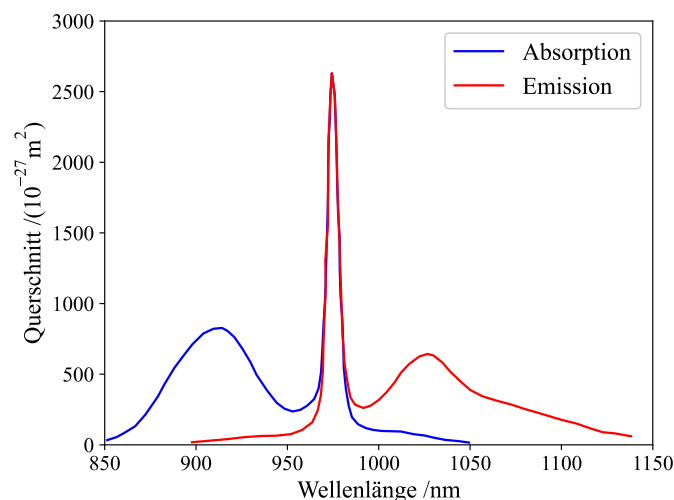


Abbildung 3: Ytterbium Absorptions- (blau) und Emissionsspektrum (rot). Beide haben das Maximum bei 976 nm, wobei die Absorption ein Nebenmaximum bei 915 nm und die Emission bei 1030 nm besitzt. Der Großteil der verstärkten spontanen Emission liegt bei 1030-1040 nm. In dieser Arbeit wird 1063 nm als Laserwellenlänge verwendet, da diese Wellenlänge kaum reabsorbiert wird. Angepasst nach [25]

Neben diesen beiden häufig genutzten seltenen Erden, finden noch andere Verwendung: Neodym, Bismut, Praseodym, Thulium und Holmium [26–28, 38]. In Tabelle 1 sind die möglichen seltenen Erden mitsamt den Wellenlängenbereichen aufgelistet. In Klammern werden weitere Wellenlängenbereiche aufgeführt, in denen diese Materialien ebenfalls Licht emittieren können. Diese sind in der Praxis oft schwer nutzbar, da sie meist nur eine geringe Verstärkung besitzen oder mit hohen Verlusten in den Komponenten einhergehen.

Tabelle 1: Seltene Erden zum Dotieren optischer Glasfasern und deren Wellenlängenbereiche. In Klammern sind weitere mögliche, aber ungewöhnliche Wellenlängen dieser seltenen Erden aufgeführt [26–28, 38].

Seltene Erde	Wellenlängenbereich
Neodym	1030 – 1100 nm, (900 – 950 nm, 1320 – 1350 nm)
Ytterbium	1000 – 1100 nm
Bismut	1280-1495 nm
Praseodym	1300 nm, (635 nm, 600 nm, 520 nm, 490 nm)
Thulium	1450 – 1530 nm, 1700 – 2100 nm, (480 nm, 490 nm)
Erbium	1500 – 1600 nm , (900 – 950 nm, 2700 nm, 550 nm)
Holmium	2100 nm, (2900 nm)

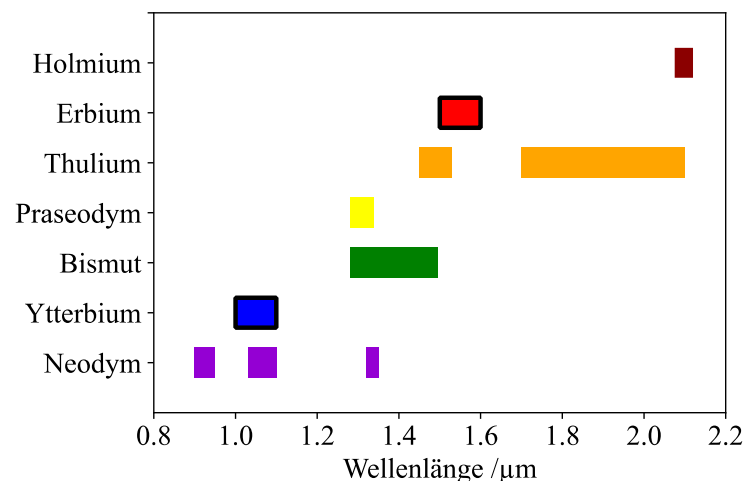


Abbildung 4: Wellenlängenbereiche verschiedener seltener Erden zum Dotieren von aktiven Fasern. Ytterbium und Erbium werden am häufigsten genutzt (schwarz umrandet) [26–28, 38].

Abbildung 4 veranschaulicht grafisch die Wellenlängenbereiche der seltenen Erden. Neodym wird hauptsächlich für Wellenlängen von 1030 – 1100 nm genutzt, kann aber auch mit weiterer Entwicklung von 900 – 950 nm und von 1320 – 1350 nm verwendet werden und ist somit zukünftig interessant für Faserlaser im Bereich von 900 nm für mögliche Zwei-Photonen Anregung von GFP. Praseodym und Bismut, wenn auch interessant, finden kaum Einsatz. Thulium hingegen wird für vergleichsweise hohe Wellenlängen im Bereich von 1700 – 2100 nm eingesetzt. Holmium kommt nur bei sehr hohen Wellenlängen jenseits der 2 µm zum Einsatz. Trotz verfügbarer seltener Erden

lassen sich einige dieser Wellenlängenbereiche allerdings nicht gut für die Verstärkung in Faserlasern verwenden. Dies liegt meistens an einer Kombination aus zu hohen Verlusten der Komponenten bei diesen Wellenlängen und eine zu geringe Verstärkung durch die seltenen Erden.

Die Beschränkung auf diese wenigen Wellenlängenbereiche ist der Hauptnachteil von Hochleistungsfaserlasern, weshalb stetiger Forschungsbedarf für weitere Wellenlängenbereiche zum Beispiel für weitere Farbstoffe besteht.

2.1.4 Kerngepumpte und Doppelmantel-Verstärkerstufen

Der hier verwendete MOPA-Laser enthält fünf Verstärkerstufen, drei kerngepumpte und zwei mantelgepumpte Verstärkerstufen. Kerngepumpte aktive Fasern führen sowohl das Seed-Licht als auch das Pumplicht im Kern und sind vom Aufbau her normale Einzelmodenfasern (engl. „single mode“, kurz SM) bestehend aus einem Kern ($\sim 6 \mu\text{m}$), einem Mantel ($125 \mu\text{m}$) und einer äußeren Schutzschicht ($250 \mu\text{m}$). Diese Fasern benötigen SM-Pumpdioden, welche eine maximale Pumpleistung von einem Watt besitzen. Mantelgepumpte Fasern besitzen eine Doppelmantel-Faserstruktur (engl. „double cladding“, kurz DC) und können sowohl das Seed-Licht im Kern als auch das Pumplicht im inneren Mantel führen (siehe Abbildung 5). Durch diese stufenindex-DC-Faserstruktur kann sowohl einzelmodiges Licht im Kern als auch multimodiges (kurz MM) Licht im inneren Mantel geführt werden. Die Erfindung dieser Fasern ermöglicht es, die Leistung von Faserlasern deutlich zu erhöhen, indem leistungsstarke aber multimodige Pumpdioden verwendet werden können, während gleichzeitig die ausgezeichnete Strahlqualität von SM-Faserlasern beibehalten wird. MM-Pumpdioden können bis über 100 W Pumpleistung ausgeben. Zudem sind MM-Pumpdiode um einiges günstiger als SM-Pumpdioden (vor allem in Bezug auf Leistung/Preis).

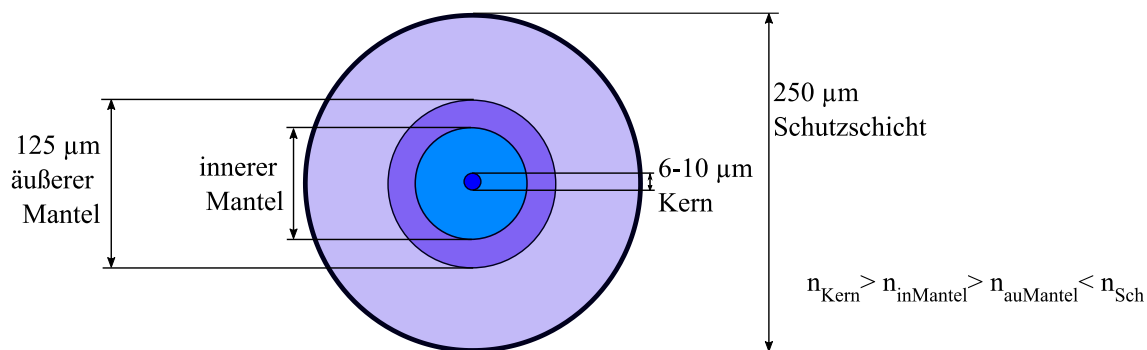


Abbildung 5: Aufbau einer Doppelmantel (DC) Faser. Die DC-Faser besitzt zwei Mäntel, sodass Licht sowohl im Kern als auch im inneren Mantel geführt werden kann. Dabei ist entscheidend, dass die Bedingung für Totalreflexion ($n_{\text{innen}} > n_{\text{außen}}$) sowohl im Kern als auch im inneren Mantel gegeben ist (n = Brechungsindex). Es sind die typischen Durchmesser der Mäntel und des Kerns angegeben, welche aber auch größer sein können.

Die in dieser Arbeit verwendeten DC-Fasern haben streng genommen nur einen Mantel (siehe Abbildung 6 rechts), allerdings besitzt die Schutzschicht um den Mantel einen niedrigeren Brechungsindex als der Mantel, wodurch die Bedingung für Totalreflexion ebenfalls erfüllt ist und Licht im Mantel geführt werden kann. Auch diese Fasern werden DC-Fasern genannt und können auf dieselbe Art und Weise verwendet werden. Der einzige Unterschied liegt in der Benutzung, falls die Schutzschicht entfernt werden soll, was z.B. bei einem Spleiß der Fall ist. Luft hat einen niedrigeren Brechungsindex $n_{Luft} \approx 1$ als der Mantel. Allerdings darf kein Kontakt mit z.B. normalem Kunststoff ($n_{Kunststoff} \approx 1,5$) hergestellt werden, da sonst die Bedingung für Totalreflexion nicht erfüllt ist. In diesem Fall kann kein Licht im Mantel geführt werden und das gesamte Pumplicht entweicht an dieser Stelle. Die perfekte Lösung wäre der Einsatz eines Geräts zu Wiederbeschichtung (engl. „recoater“) mit einem Niedrigindex-Material. Dabei wird eine neue Schutzschicht mit niedrigem Brechungsindex auf die Glasfaser aufgetragen, sodass die Faser wieder normal verwendet werden kann. Falls so ein Gerät nicht vorhanden ist, kann auch ein sogenannter „Freiluftspleiß“ verwendet werden, bei dem kein Spleißschutz genutzt wird und sich der Spleiß in der Luft befindet, sodass kein Kontakt zu einem Material mit höherem Brechungsindex hergestellt wird. Ein solcher Freiluftspleiß wird auch in dieser Arbeit verwendet.

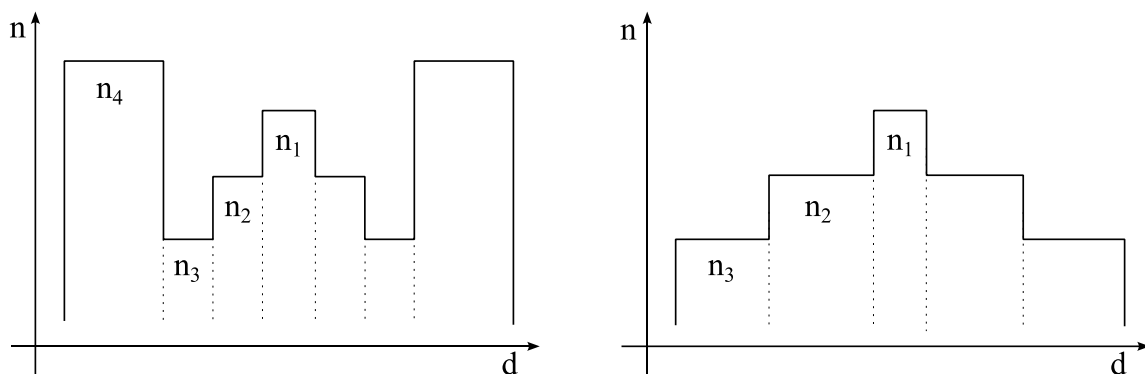


Abbildung 6: Brechungsindexprofil (n) von einer herkömmlichen Doppelmantelfaser (links) und der in dieser Arbeit verwendeten Doppelmantelfaser (rechts) im Abstand d . In der herkömmlichen Doppelmantelfaser kann Licht sowohl im Kern (Brechungsindex n_1) als auch im ersten Mantel (Brechungsindex n_2) geführt werden, nicht aber im zweiten Mantel (links Brechungsindex n_3), da der Brechungsindex n_4 der Schutzschicht höher ist. Bei der hier verwendeten Doppelmantelfaser (rechts) kann ebenfalls Licht im Kern (n_1) und im Mantel (n_2) geführt werden, allerdings nur solange die äußere Schutzschicht (rechts Brechungsindex n_3) intakt ist oder kein Kontakt zu einem höheren Brechungsindex hergestellt wird.

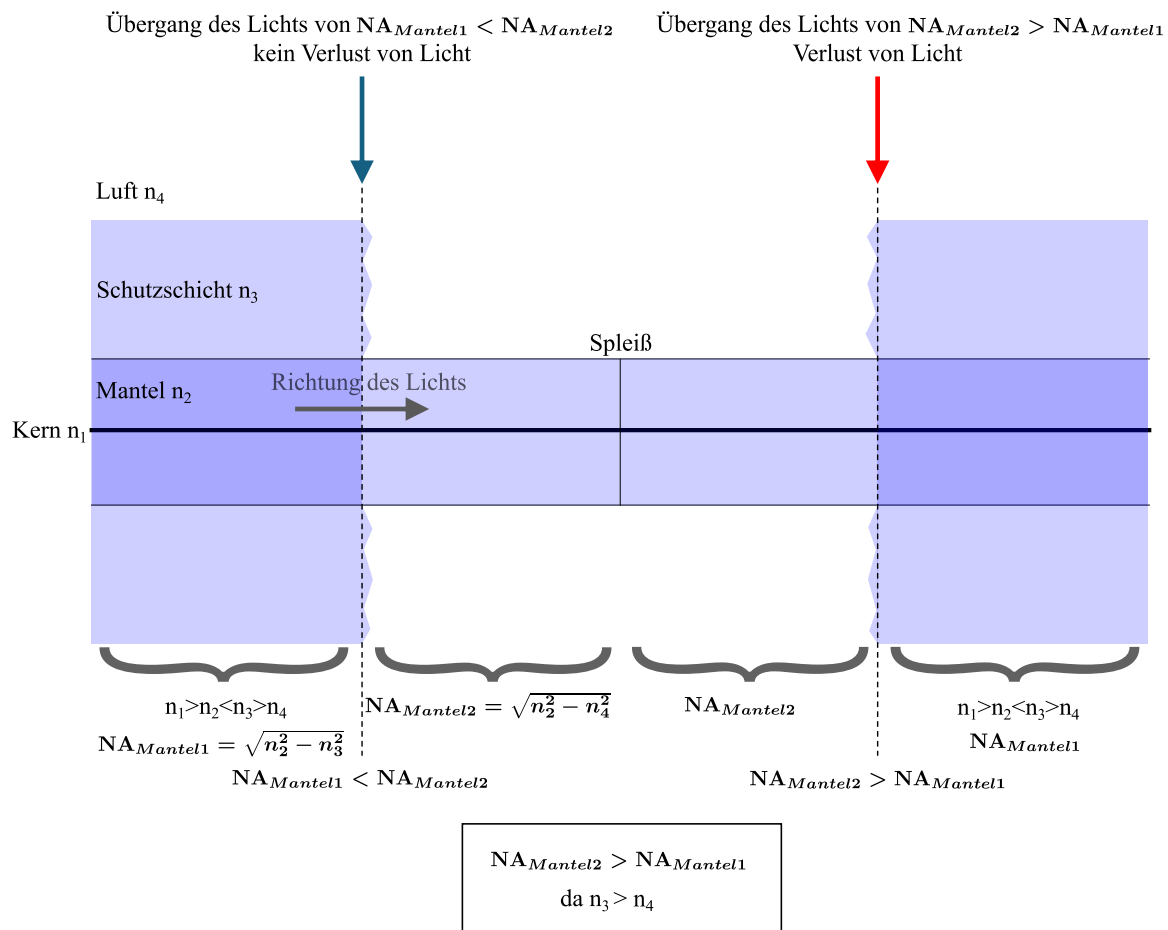


Abbildung 7: Freiluftspieß mitsamt dem Problem der Numerischen Apertur (NA) bei einer Doppelmantelfaser mit nur einem Mantel. Die NA des Mantels ändert sich bei einem Freiluftspieß, da die Schutzschicht entfernt und durch Luft ersetzt wird. Dadurch kann es zu Verlusten an der Stelle kommen, wo die Schutzschicht wieder vorhanden ist. n : Brechungsindex.

Dieses Prinzip funktioniert sehr gut, allerdings ist die Faser beim Bau des Lasers hinter diesem Freiluftspieß häufig eingebrannt. Um den Freiluftspieß bei hoher Pumpleistung verwenden zu können, muss der Spleiß sehr homogen sein, sonst kann es zum Austritt von Pumplicht kommen (siehe Abbildung 7). Dies liegt daran, weil das Licht nur in der zweiten Faser geführt werden kann, wenn die Numerische Apertur (kurz NA) der ersten Faser gleich oder kleiner ist als die der zweiten Faser. Die NA wird mit:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1)$$

berechnet, wobei n_1 der Brechungsindex der inneren Schicht und n_2 der Brechungsindex der äußeren Schicht ist. Durch das Entfernen der Schutzschicht erhöht sich die NA des Mantels, da Luft einen kleineren Brechungsindex als die ursprüngliche Schutzschicht besitzt. In Abbildung 7 gibt es zwei Übergänge (blauer und roter Pfeil am oberen Rand) an denen sich die NA des Mantels ändert, da die Schutzschicht bei der Spleißvorbereitung entfernt wird. Beim ersten Übergang (blauer Pfeil) geht kein Licht verloren, da gilt: $NA_{Mantel1} < NA_{Mantel2}$. Beim zweiten Übergang (roter Pfeil)

hingegen erfolgt der Übergang von einer höheren zu einer niedrigeren NA, wodurch ein Teil des Lichts austritt. Ist der Spleiß zwischen den beiden Fasern allerdings homogen, ändern sich die Ausbreitungswinkel des Lichts nur geringfügig und es tritt weniger Licht aus. Eine eingebrannte Faser ist in Abbildung 8 gezeigt, bei der genau der genannte Punkt, an dem die Schutzschicht wieder beginnt, schwarz eingebrannt ist. Bei den zwei verspleißten Fasern wurde darauf geachtet, dass die zweite Faser eine höhere NA als die erste Faser besitzt, trotzdem ist in dem Zwischenbereich die NA noch höher und es kann zum Austritt des Lichts kommen. Durch eine Optimierung des Spleißes wurde dieses Problem behoben. Der Spleiß wurde mit einer höheren Temperatur und längerer Dauer durchgeführt, damit der Übergang zwischen den Fasern homogener wird und somit keine Störstelle mehr auftritt.

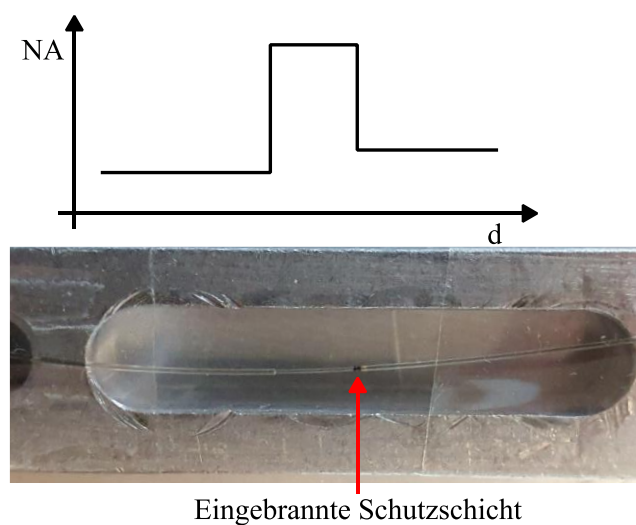


Abbildung 8: Einbrennen der Faser nach Freiluftsplicing selbst bei höherer NA der zweiten Faser. Oben ist die Numerische Apertur (NA) der verschiedenen Abschnitte im Abstand d dargestellt. Unten ist die Faser zu sehen. Der etwas dünnere Teil in der Mitte ist die Faser ohne Schutzschicht, an deren Ende das schwarz eingebrannte Stück ist, an dem Licht ausgetreten ist.

Ein weiterer Unterschied zwischen kern- und mantelgepumpten Fasern liegt in den verwendeten Kerndurchmessern. Die DC-Fasern werden erst benötigt, wenn bereits eine hohe Spitzenleistung vorliegt und deshalb eine hohe Pumpleistung für eine weitere Verstärkung benötigt wird. Bei hohen Spitzenleistungen werden allerdings Fasern mit einem größeren Kerndurchmesser benötigt, um nichtlineare Effekte durch Reduzierung der Intensität in der Faser zu minimieren. Aus diesem Grund werden in höheren Verstärkerstufen größere Kerndurchmesser verwendet: In dieser Arbeit besitzen die kerngepumpten Verstärkerstufen einen $6\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser, die erste DC-Stufe einen $10\ \mu\text{m}$ Kern und die letzte DC-Stufe einen $25\ \mu\text{m}$ Kern. Somit werden ungewollte nichtlineare Effekte innerhalb des Lasers minimiert und ein möglichst schmalbandiges Spektrum bis zum Ende des MOPA-Lasers erreicht. Durch größere Kerndurchmesser können aber auch mehr Transversalmoden in der Faser geführt werden, wodurch die Strahlqualität schlechter wird. Mit Hilfe der V-

Nun kann die Anzahl an Moden M in einer MM-Faser mit Stufenindexprofil abgeschätzt werden [39, 40]:

$$V = \frac{2\pi r NA_{Kern}}{\lambda} < 2,405 \quad (2)$$

$$M \approx \frac{V^2}{2} \quad (3)$$

wobei r der Radius und NA_{Kern} die numerische Apertur des Kerns ist. Unterhalb einer V -Nummer von 2,405 gilt die Faser als einzelmodig (eine Mode pro Polarisationsrichtung). So ergibt sich zum Beispiel für eine 25/250DC-PM Faser, wie sie in der letzten DC-Stufe verwendet wird, eine V -Nummer von 5,9 und bis zu 17 Moden, die geführt werden können (Kerndurchmesser: 25 μm bei einer NA von 0,08). In der Praxis werden diese 17 Moden in den meisten Fällen nicht voll ausgeschöpft, wenn das Licht mit einem einzelmodigen Strahlprofil in die Faser eintritt. Bei großen Kerndurchmessern muss daher immer zwischen Nichtlinearitäten und Strahlqualität abgewogen werden.

2.1.5 Pumplicht in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung

Aktive Fasern können in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung gepumpt werden. Als Vorwärtsrichtung wird dabei die Ausbreitungsrichtung des Seed-Lichts bezeichnet. Somit ist die Rückwärtsrichtung entgegengesetzt des Seed-Lichts. Die Vereinigung von Pump- und Seed-Licht wird über Wellenlängenmultiplexer (engl. „wavelength division multiplexer“, kurz WDM) erreicht, die entweder über spektrale Filter oder über einen unterschiedlichen Modenüberlapp die Wellenlängen vereinen bzw. trennen. Der größte Unterschied zwischen Vorwärts- und Rückwärtspumpen besteht in der räumlichen Verteilung der angeregten Moleküle in der aktiven Faser. Beim Vorwärtspumpen liegt am Anfang der Faser eine hohe Besetzungsinversion vor, die über die Länge der Faser hinweg abnimmt. Rückwärtspumpen hat am Ende der Faser das Maximum an Besetzungsinversion. Die Leistung des Seed-Lichts wird im Verlaufe der aktiven Faser höher, weshalb eine rückwärts gepumpte Faser effizienter die angeregten Moleküle abräumen kann. Durch das effizientere Abräumen wird bei gleicher Pumpleistung eine höhere Verstärkung erreicht und weniger spontane Emission entsteht. Aus diesem Grund sind die kerngepumpten Verstärkerstufen in dieser Arbeit rückwärts gepumpt aufgebaut.

Auch in Bezug auf Nichtlinearitäten ist ein Rückwärtspumpen ebenfalls geeigneter, da hohe Leistungen erst später in der Faser erreicht werden. Beim Vorwärtspumpen werden diese bereits am Anfang erreicht, sodass über eine längere Strecke Nichtlinearitäten auftreten können. Da allerdings jede Komponente eine (passive) Faser beinhaltet, hat sich in der Praxis gezeigt, dass die Positionierung des WDMs (oder für die Mantelgepumpten Verstärkerstufen der Pump & Signalkombinierer, engl. „pump & signal combiner“ oder „beam combiner“, kurz BC) hinter die aktive Faser insgesamt zu höheren Nichtlinearitäten führt. Aus diesem Grund sind die mantelgepumpten Verstärkerstufen

vorwärtsgepumpt aufgebaut, was zusätzlich den Vorteil hat, dass der BC einer nicht so hohen Leistung ausgesetzt ist.

2.1.6 Verstärkte spontane Emission

Die verstärkte spontane Emission (ASE) ist der Hauptgrund dafür, dass mehrere Verstärkerstufen benötigt werden, anstatt eine große Verstärkerstufe mit sehr viel Pumpleistung zu realisieren. Zwischen den Verstärkerstufen kommen Bandpassfilter und Isolatoren zum Einsatz, sodass die ASE herausgefiltert wird. Dabei wird in Rückwärtsrichtung nahezu die gesamte ASE durch die Isolatoren geblockt, in Vorwärtsrichtung kann die ASE allerdings immer noch durch die ca. 3 nm breiten Bandpassfilter passieren und in den nachfolgenden Verstärkerstufen weiter verstärkt werden. Ein schmalerer Bandpassfilter könnte dem entgegenwirken ist allerdings zum derzeitigen Zeitpunkt mit hohen Kosten verbunden. Für einen MOPA-Laser mit möglichst geringer ASE liegt der Fokus nicht auf einer maximalen Verstärkung pro Stufe, da dies die ASE besonders stark ansteigen lässt. Stattdessen wird eine moderate Verstärkung pro Stufe angestrebt, um gleichzeitig die ASE zu begrenzen. Durch eine hohe Pumpleistung würde eine hohe Besetzungsinversion und damit eine hohe Verstärkung resultieren, allerdings führt dies auch zu einem hohen Maß an spontaner Emission und somit auch zu viel ASE (viel Pumpleistung = viel Verstärkung = viel ASE). Im Umkehrschluss heißt das auch, dass bereits bei Eintritt in die aktive Faser eine ausreichende Menge an Leistung vorhanden ist, damit diese gut abgeregt wird. Wichtig ist zu beachten, dass die ASE die maximal mögliche Verstärkung pro Stufe limitiert. Dabei ist zu unterscheiden zwischen den kerngepumpten Stufen und den mantelgepumpten Stufen, da erstens in den kerngepumpten Stufen weniger Pumpleistung zur Verfügung steht, zweitens die ASE aus vorherigen Stufen in die darauffolgenden Stufen weitergeleitet wird und drittens in den größeren Kern- und Manteldurchmessern auch mehr ASE-Moden geführt werden können und somit mehr ASE vorhanden ist. Zudem kommt es bei einem kleineren Kerndurchmesser zu einer besseren Überlappung zwischen der Mode des Pumplichts und der des Seed-Lichts. Daher können in kerngepumpten Stufen 30-40 dB Verstärkung erreicht werden, wohingegen Hersteller von mantelgepumpten MOPA-Lasern nur maximal eine Verstärkung von 10-20 dB pro Stufe verwenden [41]. Experimentelle Untersuchungen in dieser Arbeit haben gezeigt, dass zwischen 20-25 dB Verstärkung in einer mantelgepumpten Stufe starke ASE-Pulse auftreten können.

Vor allem bei niedrigen Repetitionsraten wird ASE ein immer größeres Problem. Zwar liegt die Lebenszeit des angeregten Zustands von Ytterbium bei 1 ms [42, 43], trotzdem wird schon vorher Licht emittiert, welches wiederum zu stimulierter Emission führt. In extremen Fällen kann dies auch zu ASE-Pulsen führen, die Komponenten zerstören oder Fasern brechen können [44]. Somit wird ASE bereits unter einer Repetitionsrate des Lasers von 100 kHz zu einem großen Problem. Bei noch niedrigeren Repetitionsraten sollte die Pumpleistung zwischen den Pulsen ausgeschaltet

und rechtzeitig wieder eingeschaltet werden. Eine solche Modulation kann einfach in ein solches MOPA-System integriert werden und wurde ebenfalls im Laufe dieser Arbeit umgesetzt (siehe Kapitel 3.5). Somit können sogar Einzelpulse ausgegeben werden, bei denen alle Pumpdioden einzeln angesteuert werden und rechtzeitig zur Verstärkung des Seed-Pulses die nötige Besetzungsinversion in der Faser erreicht wird.

2.1.7 PM und SM-Komponenten

Beim Bau des Lasers können entweder SM- bzw. MM-Komponenten oder polarisationserhaltende (engl. „polarisation maintaining“, kurz PM) Komponenten verwendet werden. PM-Komponenten sind ebenfalls abhängig von der Kerngröße und der NA einzelmodig und nutzen Spannungsstäbe in der Faser, um eine sehr starke Doppelbrechung hervorzurufen, sodass die Polarisation kaum von einer Polarisationsrichtung zur anderen gekoppelt wird. Durch diesen komplexeren Aufbau sind SM-Komponenten preiswerter, PM-Komponenten hingegen erlauben es, einen Laser zu bauen, dessen Polarisation am Ende des Lasers immer gleich ist. Dies ist besonders nützlich für nachfolgende Effekte oder Prozesse, die polarisationsabhängig sind, wie zum Beispiel für die nichtlinearen Effekte Frequenzverdopplung (engl. „second harmonic generation“, kurz SHG) oder Vier-Wellen Mischen (kurz FWM). Diese Effekte treten nicht nur bei Wellenlängenerweiterungen des Lasers auf, sondern können auch bei nichtlinearen Bildgebungsmethoden wie Zwei-Photonen-Mikroskopie (SHG-Signal) oder Raman-Mikroskopie wichtig sein. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit ein MOPA-Laser mit PM-Komponenten gewählt.

2.2 NICHTLINEARE EFFEKTE ZUR WELLENLÄNGENERWEITERUNG

In den meisten Fällen werden zur Erzeugung von Wellenlängen, für die keine gut nutzbaren aktiven Medien in Faserlasern existieren, nichtlineare Effekte eingesetzt. Dabei ist zu beachten, dass es viele verschiedene nichtlineare Effekte gibt, die je nach Anforderungen zu nutzen sind. Zudem ist zu beachten, dass die nichtlinearen Effekte zu verschiedenen Zeitpunkten gewünscht oder unerwünscht sein können. In der Regel sind nichtlineare Effekte innerhalb des MOPAs unerwünscht und werden erst bei hohen Leistungen in einem nachgeschalteten Medium gezielt genutzt. Dabei sind vor allem Selbstphasenmodulation und Raman-Verschiebung im MOPA problematisch und müssen unterdrückt bzw. reduziert werden. Aus diesem Grund wird versucht, hohe Leistungen im MOPA erst gegen Ende des Lasers zu erzeugen, damit weniger Nichtlinearitäten entstehen.

Erwünschte nichtlineare Effekte in Glasfasern haben dabei den großen Vorteil, dass es in der Faser große Interaktionslängen zwischen Licht und dem Medium (der Glasfaser) gibt. In Freistrahlaufbauten ist das nichtlineare Medium meist nur wenige Zentimeter lang, wie z.B. bei einer Fokussierung in einen Kristall oder in eine Flüssigkeitsküvette, bei Glasfasern können dies sehr einfach hunderte oder tausende Meter sein. Zudem ist die Intensität aufgrund der Beschränkung auf den Faserkern sehr groß, wodurch die Nichtlinearität steigt. Aufgrund dessen lässt sich Licht in Fasern sehr effizient zu anderen Wellenlängen verschieben [45].

Im Folgenden werden die wichtigsten nichtlinearen Effekte erklärt. Dabei hängt der nichtlineare Effekt häufig von der Pulsform und der Leistung ab, was sich jeweils bei diesem MOPA einstellen und kontrollieren lässt. Somit lassen sich die nichtlinearen Effekte in gewissem Maße kontrollieren, sodass unerwünschte nichtlineare Effekte unterdrückt und gewünschte nichtlineare Effekte verstärkt werden können.

Warum die Kontrolle über die Pulsform so wichtig ist, wird in Abbildung 9 verdeutlicht. Hier wird gezeigt, dass z.B. bei der Raman-Verschiebung, die ab einer gewissen Spitzenleistung zu verschiedenen Wellenlängen verschiebt, ein klassischer Gaußpuls nur teilweise in die gewünschte Wellenlänge konvertiert. Im Vergleich dazu ist auf der rechten Seite ein synthetisch erzeugter Rechteckpuls, der vollständig in die Zielwellenlänge konvertiert, da er eine konstante Spitzenleistung besitzt. Somit ist mit der aktiven Modulation der Pulsform eine effizientere und präzisere Konversion der Wellenlänge durch nichtlineare Effekte möglich.

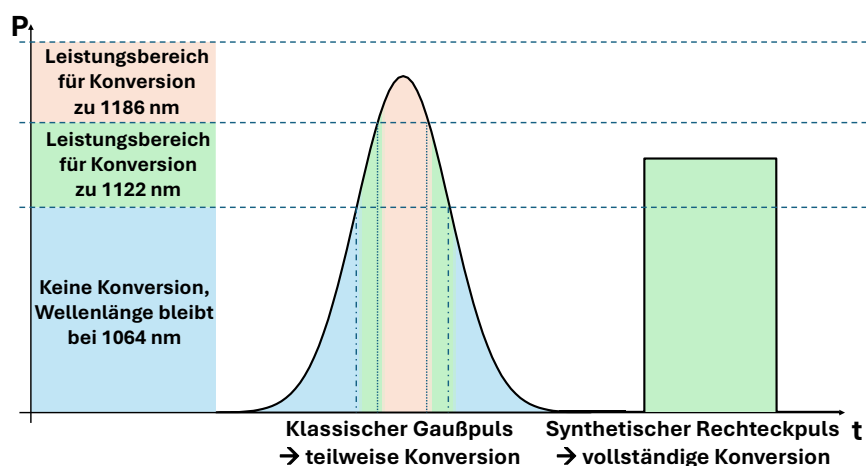


Abbildung 9: Abhängigkeit der nichtlinearen Konversion zu anderen Wellenlängen von der zeitlich Pulsform. Links ist der klassische Gaußpuls gezeigt, dessen Leistung sich über die Zeit hinweg ändert und somit verschiedene Abschnitte des Pulses bei unterschiedlichen Wellenlängen liegen. Im Gegensatz dazu ist rechts ein Rechteckpuls, bei dem eine vollständige Konversion der Wellenlänge in die Zielwellenlänge vorgenommen wird.

Alle hier vorgestellten nichtlineare Effekte sind instantane Prozesse, also anders als bei Absorption und Emission entsteht kein zeitlicher Versatz zwischen dem eingestrahltten Pumplicht und dem durch den jeweiligen nichtlinearen Effekt verschobenen Licht. In vielen Fällen ist deshalb Phasen-anpassung für eine effiziente Konversion nötig, damit die eingestrahlte und konvertierte Wellen-länge gleich schnell durch das Medium laufen und sich die konvertierte Wellenlänge über die ge-samte Interaktionslänge konstruktiv überlagert.

2.2.1 Selbstphasenmodulation

Selbstphasenmodulation (kurz SPM) ist einer der ersten nichtlinearen Effekte in einer Glasfaser, da sie bereits bei geringen Leistungen auftritt. Sie entsteht durch einen intensitätsabhängigen Bre-chungsindex n aufgrund des Kerr-Effekts:

$$n(I) = n_0 + I \cdot n_2 \quad (4)$$

wobei n_0 der lineare Brechungsindex, I die Intensität und n_2 der nichtlineare Brechungsindex ist [45, 46]. Wenn die Leistungsverteilung zu jedem Zeitpunkt innerhalb der Faser gleich ist, ändert sich nichts, da jeder Teil des Lichts denselben Brechungsindex erfährt. Pulse hingegen haben immer eine steigende und fallende Flanke (außer beim perfekten Rechteckpuls, der aber in der Realität nicht möglich ist), an denen das Licht unterschiedliche Brechungsindizes erfährt und es somit zu einem Phasenversatz kommt. Beispielsweise hat ein gaußverteilter Puls die höchste Leistung und somit den höchsten Brechungsindex und die niedrigste Geschwindigkeit zeitlich in der Mitte des Pulses. Vor und hinter dem Maximum sinkt der Brechungsindex aufgrund niedrigerer Leistung, wodurch die Geschwindigkeit steigt. Dieser Phasenversatz über den Puls hinweg führt zu neuen

Wellenlängen. Im vorderen Teil des Pulses entstehen niedrigere Frequenzen und somit höhere Wellenlängen und im hinteren Teil entstehen höhere Frequenzen und damit niedrigere Wellenlängen [46]. Der Wellenlängenversatz ist somit proportional zum Brechungsindexversatz zu verschiedenen Zeitpunkten im Puls. Durch eine aktive Modulation mittels AWG und EOM kann sowohl die steigende als auch fallende Flanke des MOPA-Pulses geändert und so unterschiedliche Wellenlängen verstärkt oder unterdrückt werden.

Da sich (meistens) der Phasenversatz über die Flanke hinweg ändert, entstehen spektral gesehen mehrere Seitenbänder vor und hinter dem Maximum, was in der Praxis in Abbildung 10 zu sehen ist. Dies ist das Spektrum des MOPAs aus dieser Arbeit bei Verwendung von hoher Leistung und einem kleinen Faserkern.

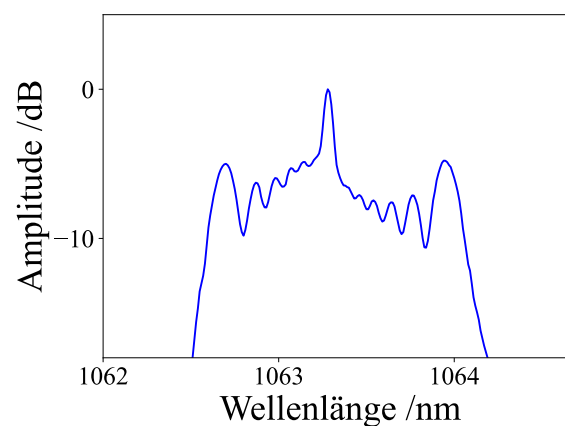


Abbildung 10: Beispiel der Selbstphasenmodulation. Der höchste Punkt in der Mitte ist der eigentliche Laser. Links und rechts davon ist die Verbreiterung durch die Selbstphasenmodulation zu sehen. Diese ist aufgrund von Interferenzen wellenartig bis zu den beiden Maxima links und rechts außen, die aufgrund der Wendepunkte in den Flanken des Pulses und den dazugehörigen maximalen Phasenversätzen entstehen. Dieses Spektrum wurde mit dem MOPA aus dieser Arbeit aufgenommen.

Mit Hilfe der Frequenz ω_0 , der Interaktionslänge L , dem nichtlinearen Brechungsindex n_2 , der maximalen Intensität I_0 , der Zentralwellenlänge λ_0 und der halben Pulsbreite eines Gaußpulses τ können die verschiedenen Frequenzen $\omega(t)$ über den Puls hinweg berechnet werden [47]:

$$\omega(t) \approx \omega_0 + \frac{4\pi L n_2 I_0}{\lambda_0 \tau^2} \cdot t \quad (5)$$

Somit führt eine höhere Intensität, größere Interaktionslänge und ein kürzerer Puls zu einem stärkeren Wellenlängenversatz.

Generell ist die Wellenlängenänderung durch SPM bei Pikosekunden-Pulsen gering und beschränkt sich meist auf wenige Nanometer beidseitig der Ausgangswellenlänge. Da SPM bereits bei geringer Leistung auftritt, führt es früh im MOPA-Laser zu einer Verbreiterung des Spektrums, was schlecht für eine schmalbandige Konversion mittels anderer nichtlinearer Effekte ist.

2.2.1.1 Kreuzphasenmodulation

Ähnlich zu der Selbstphasenmodulation tritt auch die Kreuzphasenmodulation (engl. „cross-phase modulation“, kurz XPM) auf. Dabei beeinflusst die Intensität einer ersten Welle den Brechungsindex des Mediums und damit die Phase einer zweiten Welle [48, 49]. Auf diese Weise interagieren zwei Wellen miteinander, was für eine spätere Superkontinuumserzeugung relevant ist, bei der sehr viele Wellenlängen und damit unterschiedliche Wellen miteinander wechselwirken.

2.2.2 Raman-Streuung

Raman-Streuung ist eine unelastische Streuung von Licht an Materie. Dabei läuft Licht durch Materie, in diesem Fall Quarzglasfaser, und kann dabei einen Teil seiner Energie in Form von Vibrationen an das Glas abgeben [50]. Durch den Verlust von Energie entsteht eine Wellenlängenverschiebung zu höheren Wellenlängen, was als sogenannte Stokes-Raman-Streuung bezeichnet wird. Die abgegebene Energie wird in Vibrationen der Glasstruktur umgewandelt und als Phonon bezeichnet. Im Falle von Raman-Streuung ist die Energie der Phononen vergleichsweise hoch, sodass sie als optische Phononen bezeichnet werden. Im nächsten Kapitel wird die Brillouin-Streuung erklärt, bei der energetisch niedrigere, akustische Phononen eine wichtige Rolle spielen. Die abgegebene Menge an Energie ist abhängig vom Medium, wobei bei Quarzglasfaser das Maximum der Verschiebung etwa zwischen 13-14,5 THz liegt, kann aber auch bis zu 40 THz weit verschoben werden [47, 51].

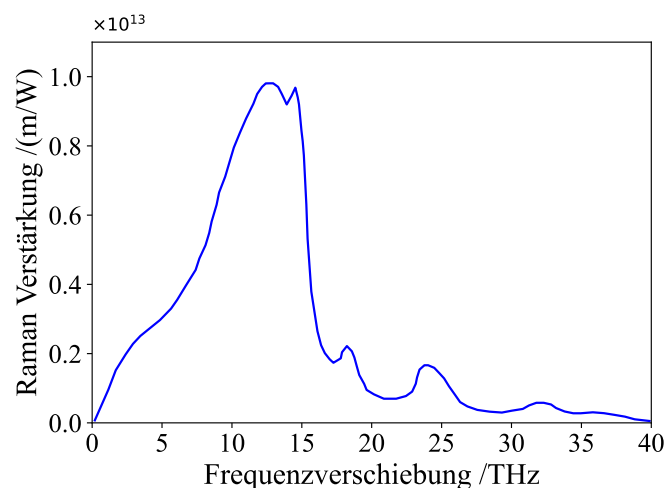


Abbildung 11: Raman Verstärkung pro Frequenzverschiebung in reiner Quarzglasfaser. Die Pumpwellenlänge liegt bei 1 μm . Das Maximum der Verschiebung liegt bei 13,2 THz. Angepasst nach [47].

Theoretisch kann Licht mit bereits schwingenden Molekülen interagieren, wodurch es an Energie gewinnt, was als Anti-Stokes-Raman-Streuung bezeichnet wird. Dies ist allerdings sehr unwahrscheinlich und hat deshalb nur eine geringe Auswirkung.

Die Raman-Streuung kann spontan stattfinden oder auch stimuliert werden. Durch den Einsatz eines zweiten Lasers, der im Abstand der Raman-Bande liegt, kann Energie vom Pumplaser auf den zweiten Laser übertragen werden [52–56]. Dieser zweite Laser wird in diesem Fall als Seed-Laser bezeichnet. Dieser Prozess ist polarisationsabhängig, weshalb beide Laser dieselbe Polarisation haben müssen. Das Prinzip des Raman-Verstärkers wurde in vorangehenden Arbeiten verwendet, um die Zentralwellenlänge des 1063 nm MOPA Lasers zu höheren Wellenlängen zu verschieben, sodass 1122 nm und 1186 nm (durch zusätzliches FWM) erreicht wurden [15, 18, 51]. Durch den Einsatz eines Resonators kann der Prozess des Raman-Verstärkers noch effizienter gestaltet und somit ein Raman-Resonator gebaut werden [57–60].

Im Gegensatz zur Selbstphasenmodulation entsteht die Raman-Streuung nicht in den Flanken eines Pulses, sondern steigt ab einer Schwellwertintensität exponentiell an [61]. Das anfängliche Wachstum der Intensität der Stokes-Welle I_s skaliert mit der Intensität des Pumplasers I_p , dem Raman-Verstärkungskoeffizienten g_R und der Interaktionslänge z [62]. Als Pumplaser wird dabei die Ausgangsleistung des Lasers bezeichnet, mit dem der Raman-Prozess gepumpt wird:

$$dI_s/dz = g_R I_p I_s \quad (6)$$

Aus diesem Grund führt eine konstant hohe Pumpleistung über eine lange Strecke zu einem hohen Raman-Signal. Flanken mit niedrigerer Leistung sollten vermieden werden, da hier kaum ein Raman-Signal entsteht. In dem Beispiel von Eibl et al. wurde eine lange passive Faser mit kleinem Kern verwendet, um eine hohe Intensität und lange Interaktionslänge zu erreichen und somit ein starkes Raman-Signal sowie eine sehr hohe Konversionseffizienz zu erzielen [18, 51].

Für den Bau des Lasers bedeutet die Raman-Streuung, dass bei zu hoher Intensität eine Verschiebung zu höheren Wellenlängen entsteht, die anschließend von den verwendeten ASE-Bandpassfiltern geblockt werden. Infolgedessen wird der mittlere Teil des Pulses, in dem hauptsächlich Raman-Streuung stattfindet, unterdrückt, sodass nur noch die Flanken übrigbleiben, in denen die Leistung zu gering ist, damit Raman-Streuung entsteht (siehe Abbildung 12). Um dies zu verhindern, werden vor allem in den höheren Verstärkerstufen Fasern mit größerem Kerndurchmesser eingesetzt. Dadurch verringert sich die Intensität, wodurch Raman-Streuung sowie andere nichtlineare Effekte erst bei höherer Leistung auftreten. Des Weiteren muss die Interaktionslänge, also die Faser, möglichst kurz gehalten werden. Unnötige passive Faser muss somit entfernt werden.

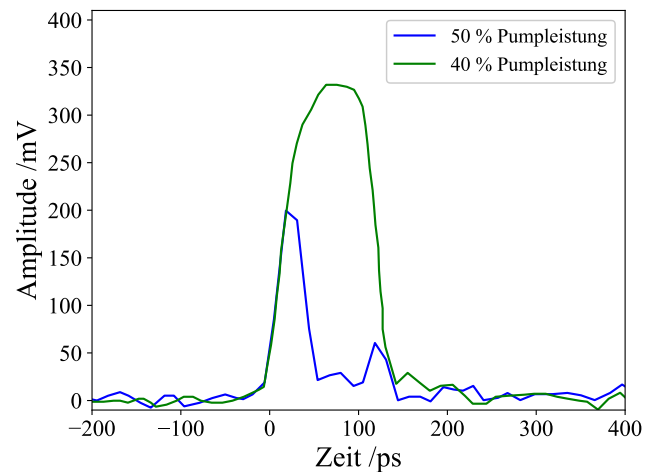


Abbildung 12: Zeitlicher Puls bei Raman-Verschiebung und Verwendung eines Bandpassfilters. Dieser Puls ist hinter der ersten DC-Stufe des MOPAs aus dieser Arbeit aufgenommen worden. Bei der höheren Pumpleistung von 50 % im Vergleich zu 40 % kommt es zur Raman-Verschiebung, die durch den Bandpassfilter herausgefiltert wird. Dadurch bleiben nur noch die Flanken des Pulses übrig, in denen die Leistung nicht hoch genug für Raman-Verschiebung ist. Teile von der fallenden Flanke werden aufgrund der Wellenlängenverschiebung durch die Selbstphasenmodulation und den Bandpassfilter abgeschnitten.

2.2.3 Brillouin-Streuung

Das Licht, das durch Materie, hier die Quarzglasfaser, propagiert, kann neben der Raman-Streuung auch Brillouin-Streuung erfahren. Hierbei verliert das Licht weniger Energie als bei der Raman-Streuung (Verschiebung ist ca. 10 GHz und damit drei Größenordnungen kleiner als bei Raman-Streuung), welche ebenfalls in Form von Schwingungen der Moleküle, den akustischen Phononen (Schallwellen), abgegeben wird [63–65]. Die akustischen Phononen werden dabei durch Elektrostriktion erzeugt [46]. Die akustischen Phononen bedeuten eine Brechungsindexmodulation innerhalb der Faser, was wiederum zu einer Rückstreuung des Lichts führt. Diese Rückstreuung ist auch ein wichtiger Unterschied zwischen Raman und Brillouin-Streuung. Bei der Raman-Streuung kann das Licht in beide Richtungen laufen, meistens aber in Vorwärtsrichtung. Bei der Brillouin-Streuung läuft das gestreute Licht immer entgegen dem eingestrahlt Licht.

Brillouin-Streuung tritt allerdings hauptsächlich bei cw-Lasern oder Lasern mit langen Pulsen auf. Unter 10 ns tritt es kaum auf und wird nur bei sehr hohen Leistungen relevant [47].

Die Frequenzverschiebung ν_B durch die Brillouin-Streuung ist dabei abhängig vom (effektiven) Brechungsindex des Mediums n , der Geschwindigkeit der akustischen Welle v_a und der Wellenlänge λ [46]:

$$\nu_B = \frac{2nv_a}{\lambda} \quad (7)$$

Nach dieser Formel ist die Verschiebung für jede Faser bei unterschiedlichen Wellenlängen anders. Zum Beispiel wurde im Laufe dieser Arbeit die Frequenzverschiebung in einer Hi1060 Glasfaser bei 1063 nm und 1550 nm bestimmt. Diese liegen bei 15,90 GHz (1063 nm) und 11,18 GHz (1550 nm).

Brillouin-Streuung limitiert die verwendeten Pulsparameter in einem MOPA-Laser. Die Kombination aus langen Pulsen mit hoher Leistung ist nicht möglich, da sonst ein sehr großer Anteil vom Licht durch Brillouin-Streuung zurückgestreut und möglicherweise in der aktiven Faser weiter verstärkt wird, wodurch Komponenten zerstört werden können. Eine kurze Unterbrechung in langen Pulsen reicht allerdings bereits aus, um die akustische Welle zusammenbrechen zu lassen und die Brillouin-Streuung somit zu verhindern. Durch die aktive Modulation der Pulse lassen sich somit sehr einfach Pulszüge erstellen, die Brillouin-Streuung umgehen.

2.2.4 Frequenzverdopplung

Frequenzverdopplung (kurz SHG) ist in Laserlaboren typischerweise die am häufigsten verwendete Wellenlängenkonversion. Hierbei werden sehr große Wellenlängenunterschiede (um genau zu sein, eine Halbierung der Wellenlänge) auf effiziente Weise erreicht. SHG wird dabei über nichtlineare Schwingungen von Kristallmolekülen erreicht, die bei hoher Leistung anfangen mit Harmonischen zu schwingen, angefangen bei der doppelten Frequenz des eingestrahlt Lichts. Die Kristalle müssen dabei eine Vorzugsrichtung besitzen, dürfen also nicht zentrosymmetrisch sein. Für SHG werden besondere Frequenzverdopplungskristalle benötigt, die für die entsprechenden Wellenlängen geeignet und transparent sind. Viel genutzte Kristalle sind zum Beispiel Kaliumtitanylphosphat (KTP), Lithiumtriborat (LBO) oder Bariumborat (BBO). Die einzelnen Kristalle haben dabei wichtige Vor- und Nachteile, z.B. besitzt KTP einen sehr hohen nichtlinearen Koeffizienten [66], hat aber eine geringere Zerstörschwelle als LBO [67, 68], wohingegen BBO für einen sehr breiten Wellenlängenbereich und besonders auch im UV genutzt werden kann [69, 70], ist allerdings hygroskopisch und pyroelektrisch [71, 72]. Somit muss der richtige Kristall für den richtigen Einsatzzweck ausgesucht werden.

2.2.5 Vier-Wellen-Mischung

Vier-Wellen-Mischen (kurz FWM) ist ein zentraler Baustein dieser Arbeit. FWM kann auftreten, wenn zwei optische Frequenzen in einem (nichtlinearen) Medium zusammen propagieren. Diese beiden Frequenzen können sich mischen und dabei zwei neue Frequenzen entstehen lassen. Es gibt zwei Formen des FWM, degeneriertes FWM und nicht-degeneriertes FWM. Der Unterschied liegt in den zwei Pumpfrequenzen. Beim degenerierten FWM sind es zwei gleiche Pumpfrequenzen und beim nicht-degenerierten FWM sind die beiden Pumpfrequenzen unterschiedlich [47]. Da in dieser Arbeit nur eine Pumpwellenlänge eingesetzt wird, kommt degeneriertes FWM zum Einsatz.

Der FWM-Prozess kann stimuliert werden und ermöglicht dadurch eine parametrische Verstärkung einer Wellenlänge. Während der nicht-stimulierten FWM-Prozess breite Erhebungen bei den beiden neuen Wellenlängen erzeugt, führt der stimulierte Prozess zu schmalbandigem Licht. Dabei wird nicht nur das parametrisch verstärkte Licht (auch Signal genannt) schmalbandig, sondern auch die zusätzlich erzeugte Welle (auch engl. „Idler“ genannt). Dieser Prozess ist in Abbildung 13 gezeigt, bei dem die Energie von zwei 1063 nm Pumpphotonen in ein stimulierte 1300 nm Signalphoton und ein 900 nm Idlerphoton umgewandelt wird. Signal und Idler sind dabei quantenverschränkt [73, 74]. Dies kann z.B. für gequetschtes Licht genutzt werden [75–78], was für die Quantentechnologie interessant sein könnte.

Die Bandbreite des neu erzeugten Lichts hängt beim FWM von der Bandbreite des eingestrahnten Pumplichts und der Bandbreite des für die stimulierte Emission genutzten Photons ab. Beim FWM werden pro Vorgang jeweils aus zwei Pumpphotonen ein Signal- und ein Idlerphoton erzeugt, wobei die Gesamtenergie erhalten bleibt. Das heißt, dass aufgrund des Wellenlängenunterschieds nach dem FWM-Prozess mehr Energie bzw. Leistung bei der niedrigeren Wellenlänge vorhanden ist.

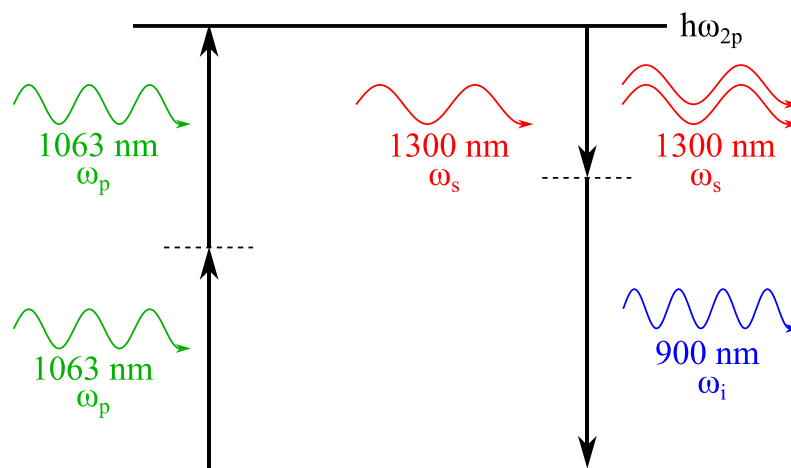


Abbildung 13: Stimuliertes degeneriertes Vier-Wellen-Mischen. Hier wird die Energie von zwei 1063 nm Pumpphotonen auf ein 1300 nm Signalphoton und ein 900 nm Idlerphoton mittels Vier-Wellen-Mischen übertragen.

2.2.5.1 Phasenanpassung

Durch die Phasenanpassung werden die verschiedenen nichtlinearen Effekte besonders effizient. Dabei wird erreicht, dass sowohl die fundamentale als auch die konvertierte Welle (bzw. die konvertierten Wellen) mit gleicher Geschwindigkeit durch das Medium propagieren. Auf diese Weise kann sich die konvertierte Welle durch Superposition überlagern und verstärken. Falls keine Phasenanpassung erreicht wird, interferieren die zu unterschiedlichen Zeitpunkten erzeugten Wellen mal positiv und mal negativ, sodass sich kaum eine Leistung aufbauen kann.

Die Phasenanpassung wird bei unterschiedlichen Effekten allerdings auf unterschiedliche Art und Weise erreicht. Zum Beispiel wird bei SHG ein doppelbrechender Kristall verwendet, bei dem eine Polarisationsrichtung entweder mittels Temperatur (nicht-kritische Phasenanpassung) oder mittels Änderung des Einfallswinkels zur optischen Achse (kritische Phasenanpassung) geändert werden kann. Somit kann der Brechungsindex für zwei verschiedene Wellenlängen angepasst werden, wodurch wiederum die fundamentale Welle und die frequenzverdoppelte Welle gleich schnell durch den Kristall wandern. Bei der Phasenanpassung in einer optischen Faser für das FWM wird bei der Herstellung bereits über die Anpassung der Dispersion festgelegt, welche Wellenlängen nahezu gleich schnell durch die Faser laufen, wodurch die Phasenanpassung erreicht wird. Dies wird zum Beispiel durch das Brechungsindexprofil von Kern und Mantel und im Falle der photonischen Kristallfaser (engl. „photonic crystal fiber“, kurz PCF) von der Größe und den Abständen der Löcher entschieden (mehr dazu in Kapitel 2.2.6.2) [47]. Aus diesem Grund kann die erreichte Wellenlänge beim FWM durch die Verwendung einer anderen Pumpwellenlänge oder durch den Einsatz einer PCF mit anderen Dispersionseigenschaften angepasst werden. In Abbildung 14 wird beispielhaft die Phasenanpassung für unterschiedliche Wellenlängen einer PCF gezeigt. Bereits eine leichte Änderung der Pumpwellenlänge erreicht eine drastische Änderung der Signal- und Idlerwellenlänge.

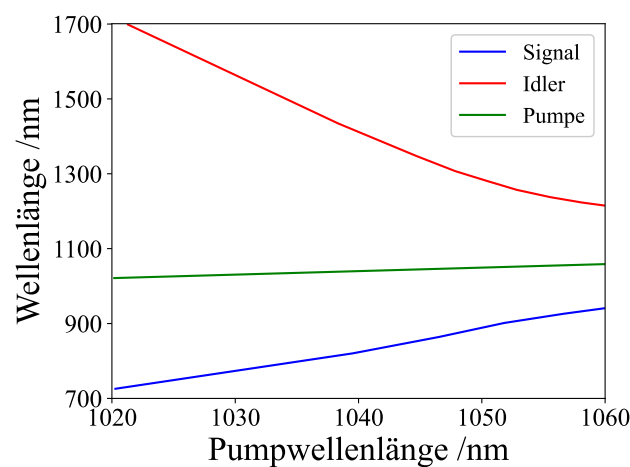


Abbildung 14: Phasengepasste Wellenlängen in einer PCF. Durch die Anpassung der Dispersion in der PCF lassen sich die erreichten Signal (blau)- und Idlerwellenlängen (rot) anpassen. Die Pumpwellenlänge (grün) ist entscheidend für die Wellenlängen, die phasengepasst dazu sind. Angepasst nach [79]

2.2.6 Superkontinuum

Superkontinuum wird Licht genannt, das beim Durchlaufen eines Mediums durch nichtlineare Effekte ein breites Spektrum von mindestens 10 THz erreicht (dies entspricht bei 1063 nm ca 37 nm). Bereits schnell nach der ersten Erzeugung eines Superkontinuums 1970 wurde klar [80, 81], dass

dieses aufgrund der guten räumlichen Kohärenz und großen Bandbreite nützlich für viele verschiedene Anwendungen ist [82]. Superkontinuumsquellen werden meistens in der Telekommunikation [83–85], Metrologie [86–91], Spektroskopie [89, 92, 93], der Fluoreszenzmikroskopie [94, 95], Raman-Mikroskopie oder der optischen Kohärenz Tomographie (engl. „optical coherence tomography“, kurz OCT) [96–98] eingesetzt. Es wurden bereits in der Vergangenheit MOPA-Laser als Superkontinuumsquellen bei sehr hohen Repetitionsraten (GHz) im Telekommunikationsbereich verwendet, dies allerdings bei 1550 nm und nur mit einer vergleichsweise niedrigen Bandbreite für Superkontinuumsquellen [99, 100]. Das erste breitbandige Superkontinuum im sichtbaren Bereich wurde 1999 von Randa et. al. vorgestellt und hat vor allem in der Metrologie für große Aufmerksamkeit gesorgt [101–103].

Die Erzeugung eines Superkontinuums wird dabei durch verschiedene nichtlineare Effekte wie allen voran dem FWM, SPM, XPM und Raman-Streuung im Zusammenspiel mit der Dispersion erreicht [47, 104, 105]. Dabei sind die Pulsparameter entscheidend dafür, welche nichtlinearen Effekte das Superkontinuum maßgeblich erzeugen. So ist zum Beispiel bei Femtosekundenpulsen die SPM ein Hauptträger für die Verbreiterung der Wellenlängen, wohingegen bei Piko- oder Nanosekunden Pulsen Raman-Streuung und FWM immer wichtiger werden [105–108]. Zudem spielt die chromatische Dispersion der Faser eine entscheidende Rolle, was im nächsten Abschnitt genauer erläutert wird. Dabei kombinieren, kaskadieren und beeinflussen sich die nichtlinearen Effekte gegenseitig, was zusammen mit der Abhängigkeit der nichtlinearen Effekte von der Leistung inhärent zu einem hohen Rauschen führt. Meistens wird, so wie auch hier, eine PCF nahe der Nulldispersion mit Piko- oder Nanosekunden Pulsen gepumpt, um ein Superkontinuum zu erzeugen. Durch weitere nichtlineare Phänomene, wie beispielsweise Modulationsinstabilität (engl. „modulational instability“) und kollidierende Solitonen, kommt es allerdings zu starken Intensitätsfluktuationen, was besonders in der OCT [109, 110] oder auch der Raman-Spektroskopie [111] zu großen Problemen führt [112]. Für Femtosekundenpulse mit niedriger Leistung schafft der normale Dispersionsbereich Abhilfe, allerdings nicht für Piko- oder Nanosekunden Pulse, da hier Raman-Streuung wieder zu hohem Rauschen führt [112].

2.2.6.1 Normale und anormale Dispersion

Der normale Dispersionsbereich einer Glasfaser beschreibt, dass die Gruppengeschwindigkeit mit steigender optischer Frequenz abnimmt, während im anormalen Dispersionsbereich die Gruppengeschwindigkeit mit steigender Frequenz zunimmt. Zwischen diesen beiden Bereichen befindet sich die Nulldispersionswellenlänge (engl. „zero dispersion wavelength“), an der das Licht am schnellsten durch das Medium läuft und die von besonderem Interesse ist (siehe Abbildung 15). Hier haben die Wellenlängen annähernd die gleiche Gruppengeschwindigkeit, was besonders für nichtlineare Effekte, wie dem FWM wichtig ist.

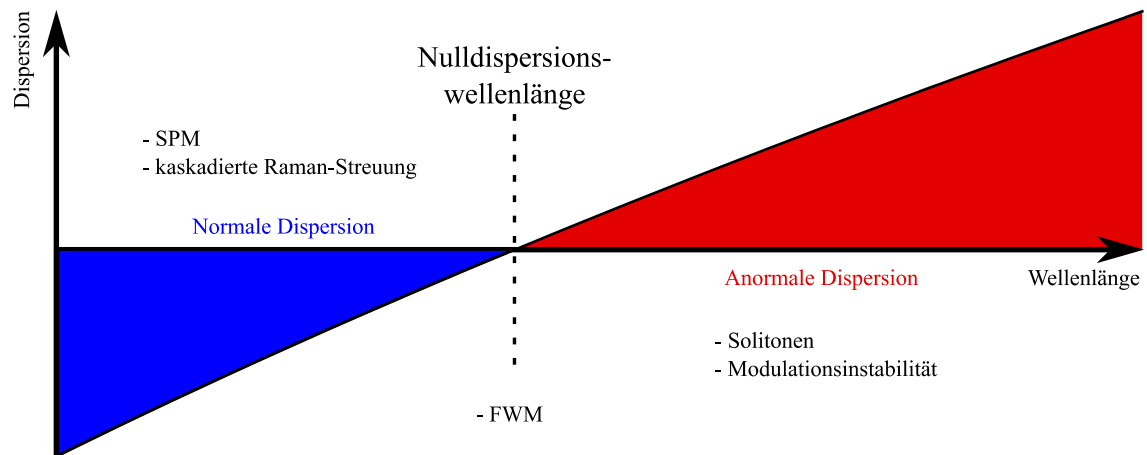


Abbildung 15: Nichtlineare Effekte in unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeits-Dispersionsregionen. Die einzelnen nichtlinearen Effekte sind dabei nicht immer auf die Bereiche begrenzt, in denen sie hier eingezeichnet sind. Die Selbstphasenmodulation (SPM) tritt zum Beispiel in allen Dispersionsbereichen auf, ist allerdings in der normalen Dispersion am rauschärmsten. Die Pumpwellenlänge beim Vier-Wellen-Mischen (FWM) hingegen ist auf den Bereich um die Nulldispersion begrenzt.

Ein genaueres Beispiel für den Einfluss, den die unterschiedlichen Dispersionsbereiche auf einen Laserpuls haben, kann man bei der Selbstphasenmodulation sehen. In beiden (normalen und anormalen) Dispersionsbereichen entsteht das rote Licht an der vorderen Flanke und das blaue Licht an der hinteren Flanke des Pulses. Der Unterschied liegt allerdings darin, dass bei der normalen Dispersion die niedrigeren Frequenzen (höhere Wellenlänge) eine höhere Gruppengeschwindigkeit besitzen, während bei der anormalen Dispersion die niedrigeren Frequenzen eine niedrigere Gruppengeschwindigkeit haben. Dies hat zur Folge, dass bei der normalen Dispersion die höheren Wellenlängen (niedrigere Frequenz) schneller als der Puls laufen und sich somit weiter vom Puls entfernen und eine zeitliche Verbreiterung des Pulses stattfindet. Im anormalen Dispersionsbereich ist dies umgekehrt, sodass die höheren Wellenlängen langsamer laufen und sich somit mit dem Puls überlappen, was zu deutlich mehr Rauschen führt. Das gleiche passiert mit dem blauen Licht, welches ebenfalls auseinander (normale Dispersion), bzw. zusammenläuft (anormale Dispersion), was ebenfalls zu mehr Rauschen führt.

2.2.6.2 PCF

Die photonische Kristallfaser (kurz PCF) ist grundlegend wie eine Stufenindex-Glasfaser aufgebaut, besitzt allerdings im Mantel Löcher (siehe Abbildung 16). Die Größe und Abstände dieser Löcher beeinflussen den (effektiven) Brechungsindex des Mantels und damit wie das Licht im Kern geführt wird. Der Kern kann entweder aus Glas bestehen oder aber auch ein Hohlkern (engl. „hollow core“) sein. Aufgrund der periodisch angeordneten Löcher im Mantel, deren Abstände in der Größenordnung der Wellenlänge liegen, entstehen sogenannte „photonische Bandlücken“ (engl. „photonic band gaps“), die dafür sorgen, dass sich Licht nur entlang des Kerns ausbreiten kann.

Aus diesem Grund kann Licht auch in einem Hohlkern geführt werden, obwohl das Kriterium der Totalreflexion nicht erfüllt ist [113]. Hohlkern-Fasern werden gerne für Anwendungen genutzt, in denen das Licht keine spektrale oder zeitliche Verbreiterung erfahren soll. Zum Beispiel werden Hohlkern-Fasern in Endoskopen für Femtosekunden-Laser verwendet [114]. Die Hohlkern-Faser kann aber auch mit Gas gefüllt und somit eine lange Interaktionslänge zwischen Gas und dem Laserlicht bei hoher Intensität geschaffen werden. Auf diese Weise kann auch ultraviolettes (kurz UV) Licht oder sogar Röntgenstrahlung erzeugt werden [113, 115, 116].

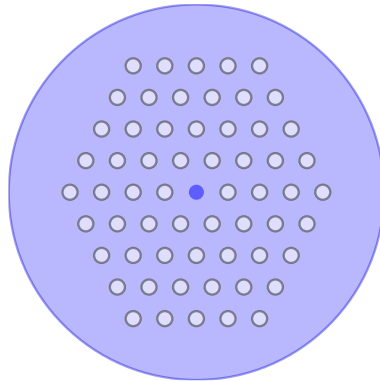


Abbildung 16: Schema einer photonischen Kristallfaser. In der Mitte ist der Kern (dunkelblau), während um den Kern herum Luftlöcher angeordnet sind, deren Größe und Abstände zueinander die typische Struktur der photonischen Kristallfaser ausmachen und den effektiven Brechungsindex des Mantels beeinflussen.

PCFs mit einem Glaskern besitzen besondere Dispersionseigenschaften, was sie für nichtlineare Anwendungen extrem interessant und effizient macht [113]. Die Nulldispersionswellenlänge von Stufenindex-Quarzglasfasern kann nicht unter $1,27 \mu\text{m}$ reduziert werden, da nicht genügend Freiheitsgrade bei der Herstellung von SM-Quarzglasfasern verfügbar sind [102, 117]. Mit der Erfindung von PCFs konnte die Nulldispersion zu deutlich niedrigeren Wellenlängen bis hinunter zu $580\text{-}900 \text{ nm}$ verschoben werden [108, 118, 119], sodass auch Laser bei 1063 nm im Bereich der Nulldispersion der Faser arbeiten konnten und somit die besonderen nichtlinearen Effekte in diesem Bereich genutzt werden.

3 CHARAKTERISIERUNG DES MOPA-LASERS

Das MOPA-Konzept findet bereits breite Anwendung in Hochleistungsfaserlasern. Aufgrund der großen Flexibilität wurden verschiedene Aufbauten bereits von anderen Gruppen implementiert und angewendet. Aufgrund dieser hohen Flexibilität sind die verschiedenen Aufbauten jedoch nicht vollständig vergleichbar. Häufig werden andere „Master Oscillators“ oder langsamere Systeme zur einfachen Pulsformung eingesetzt. So haben zum Beispiel A. Malinowski et al. [120] mit 20 ns Pulslänge und 100 kHz Repetitionsrate eine Spitzenleistung von 35 kW erreicht und diese für Pulsformungen für z.B. präzisere Materialbearbeitung eingesetzt. Mit einem etwas anderen Ansatz für die Kurzpulserzeugung haben Desbiens et al. [121–123] Pulszüge mit bis zu 1,6 GHz mit 30 ps Pulslängen und 50 kW Spitzenleistung erreicht. Sehr hohe Spitzenleistung hingegen hat die Gruppe um H. Chan et al. [124, 125] mit bis zu 197 kW bei 5,47 MHz Repetitionsrate, 90 ps Pulslänge und einer Wellenlänge von 1030 nm erreicht. Weitere Ytterbium MOPA-Laser von anderen Gruppen sind zusammen mit einem Vergleich der erreichten Werte in Tabelle 2 aufgelistet. Diese verschiedenen Systeme zeigen die hohe Flexibilität eines MOPA-Systems bereits bei der Auslegung des Aufbaus. Somit können kostengünstigere Aufbauten mit langsameren Funktionsgeneratoren oder sogar ohne EOM realisiert werden [126, 127]. Weitere Flexibilität wird darüber hinaus durch eine aktive Modulation der Pulse erreicht.

Tabelle 2: Vergleich der Eigenschaften verschiedener MOPA-Systeme mit Ytterbium als aktives Medium. Sortiert aufsteigend nach der Spitzenleistung. Abkürzungen: LD: Laserdiode, EOM: Elektro-optischer Modulator, GS: Gütegeschaltet

Autor	Spitzenleistung	Repetitionsrate	Pulslänge	Aktive Modulation?	Pulsenergie	Linienbreite	Bemerkung
M. Liu et al. [128]	~1 kW	100 kHz	200 ns	Ja	200 μ J	k.A.	LD ist moduliert, kein EOM
L. Lago et al. [129]	2 kW	10 kHz	10 ns	Ja	20 μ J	k.A.	
P. Dupriez et al. [130]	13 kW	1 GHz	20 ps	Nein	260 nJ	0,49 nm	43 μ m Kern, komplexer Seed-Laser
Ghiringhelli et al. [131]	30 kW	10 kHz	100 ns	Ja	0,3 mJ	k.A.	Gleiche Gruppe wie [120]
A. Malinowski et al. [120]	35 kW	100 kHz	20 ns	Ja	Max. 2 mJ mit 200 ns Pulsen	k.A.	Pulsformung (EOM)
M. Nie et al. [132]	41,6 kW	40 kHz	40 ns	Ja	1,7 mJ	0,06 nm	Inkl. 532 nm
L. Desbiens et al. [121–123]	50 kW	1 MHz mit Pulszügen bis 1,6 GHz	30 ps	Ja	~1,5 μ J	k.A.	Phasenmodulator und Faser-Bragg Gitter
H. Chan et al. [124]	197 kW	5,47 MHz	90 ps	Ja	17,7 μ J	0,87 nm bei 13,8 μ J Pulsenergie	1030 nm GS-Diode und EOM

In diesem Kapitel wird der in dieser Arbeit optimierte MOPA-Laser in seinen Einzelteilen erklärt und charakterisiert. Dies legt den Grundstein für anschließende Wellenlängenkonversionen, die in den darauffolgenden Kapiteln vorgestellt werden. In den Grundlagen wurde das notwendige Vorwissen zum MOPA-Laser sowie zu den nichtlinearen Effekten vermittelt, die sowohl im MOPA-Laser als auch bei anschließenden Wellenlängenkonversionen wichtig sind. So limitieren beispielsweise SPM sowie Raman- und Brillouin-Streuung die MOPAs oder müssen beim Bau besonders berücksichtigt werden. Durch eine sorgfältige Auswahl der Komponenten wurden viele dieser Limitationen bereits umgangen.

3.1 GENERELLER AUFBAU

Die optischen Komponenten des MOPA-Lasers gliedern sich in die Seed-Puls Generierung, die kerngepumpten und die mantelgepumpten Verstärkerstufen (siehe Abbildung 17). In roter Schrift sind die einzelnen Verluste der optischen Komponenten bzw. die Leistung der Laserdioden gezeigt. Die Verluste der aktiven Fasern wurden dabei nicht angegeben. Da sich der Verlust einer gepumpten und einer nicht-gepumpten Faser unterscheidet und letzterer nicht messbar ist, wäre eine Angabe des Verlusts im nichtgepumpten Zustand irreführend. Ytterbium besitzt im nichtgepumpten Zustand bei 1063 nm eine geringe Absorption. Sobald die aktive Faser allerdings gepumpt wird, befinden sich die Moleküle im angeregten Zustand, wodurch sie das 1063 nm Licht nicht mehr absorbieren, sondern verstärken. Der Verlust des EOMs bezieht sich auf den Verlust des transmittierten Lichts. Das unterdrückte Licht wird um 28 dB abgeschwächt. In den nachfolgenden Kapiteln werden die einzelnen Bereiche des Lasers genauer beschrieben und charakterisiert.

Aufgrund der breiten Anwendungsfelder dieses Lasers wurden an einigen Stellen Kompromisse eingegangen, um ein leistungsfähiges System für alle Anwendungen bereitzustellen. Am häufigsten wird in dieser Arbeit eine Repetitionsrate von 500 kHz und eine Pulslänge von 100 ps verwendet. Da dies allerdings einem niedrigen Tastverhältnis von 1/20000 entspricht und häufig höhere Tastverhältnisse eingesetzt werden sollen, wurde dies als Ausgangspunkt für die Optimierung der Faserlänge verwendet und anschließend etwas mehr Pumpleistung und Faserlänge in das System integriert. Bei höheren Tastverhältnissen müssen sowohl die Pumpleistung als auch die aktive Faserlänge größer sein, da mehr Pumpenergie bereitgestellt und in der Faser gespeichert werden muss, um dieselbe Verstärkung zu erreichen. Deshalb stehen diesem System mehr Pumpleistung und längere aktive Fasern zur Verfügung, als für die am häufigsten verwendeten Laserparameter benötigt wird. Dabei ist der Hauptnachteil einer zu langen Faser ein höherer Verlust durch einen nicht gepumpten Teil der aktiven Faser. Zudem kommt, dass eine längere aktive Faser mehr Nichtlinearitäten besitzt, was allerdings durch Kürzen der passiven Faser und geschickte Leistungskontrolle kompensiert werden kann, bei der die maximale Leistung erst am Ende des Lasers zur Verfügung steht. Die optimale aktive Faserlänge würde durch die sogenannte „cut-back-method“ ermittelt werden, bei der eine zu lange Faser so lange zurückgeschnitten wird, bis die Ausgangsleistung des Lasers bei der maximalen Pumpleistung am höchsten ist. Dazu muss immer über das Maximum hinausgegangen werden und anschließend ein neues Stück mit der richtigen Faserlänge eingesetzt werden, wobei sich allerdings auch an vergleichbaren Aufbauten orientiert und nahe des Maximums in kleineren Schritten vorgegangen werden kann.

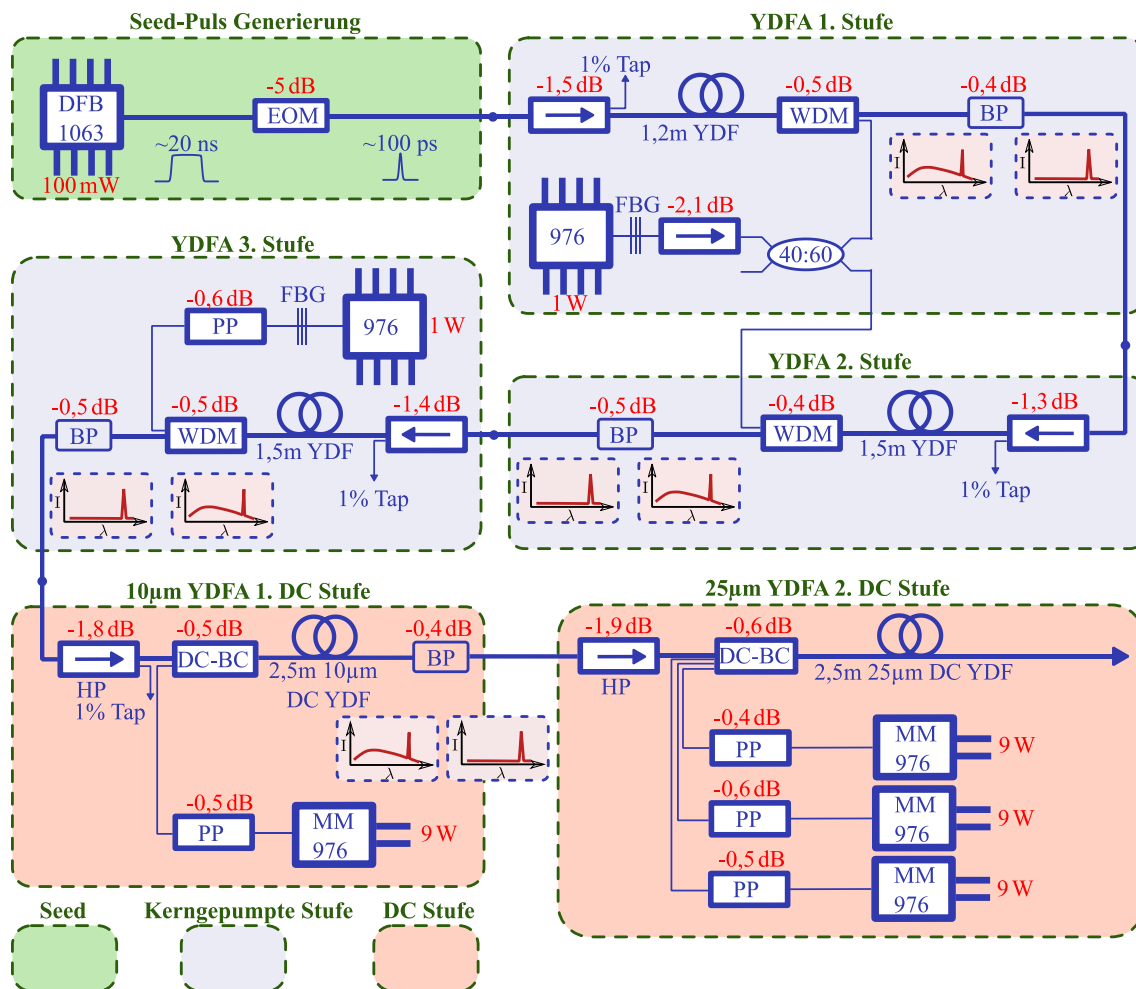


Abbildung 17: Aufbau des gesamten MOPA-Lasers mit den Verlusten. Grün hinterlegt ist die Seed-Puls Generierung, blau hinterlegt die drei kerngepumpten Verstärkerstufen und rot hinterlegt die zwei mantelgepumpten Verstärkerstufen. Die blauen Verbindungen stellen die Faser dar. Blaue Punkte in der Faser zwischen den Verstärkerstufen sind Steckverbindungen von Faser zu Faser. Zusätzlich sind in Rot die Verluste bzw. Leistungen der eingebauten Komponenten verzeichnet. Abkürzungen: DFB: Laserdiode mit verteilter Rückkopplung, EOM: Elektro-optischer Modulator, YDFA: Ytterbium dotierter Faserverstärker, Pfeil: Isolator, YDF: Ytterbium dotierte Faser, WDM: Wellenlängenmultiplexer, BP: Bandpassfilter, FBG: Faser-Bragg Gitter, PP: Schutz der Pumpdiode, DC: Doppelmantel, BC: Strahlvereiner, MM: Multimoden, HP: Hochleistung.

3.2 SEED-PULS GENERIERUNG

In Tabelle 3 sind die einzelnen Komponenten der Seed-Puls Generierung aufgelistet. Die hier verwendete Laserdiode (CMDFB1064A, II-VI Laser Enterprise GmbH, Schweiz) ist eine DFB-Diode mit einer Leistung von bis zu 200 mW und einer Linienbreite von <200 kHz (0,7 fm). Die Laserdiode wird über einen AWG (DG1062Z, Rigol Technologies, China) mit 16 ns vormoduliert. Dieser AWG besitzt eine Bandbreite von 60 MHz mit 200 MSa/s (Mega Samples (Abtastungen) pro Sekunde). Um die kurzen Pulse mittels EOM (NIR-MX-LN-40, iXblue, Frankreich) aus dieser Vormodulation auszuschneiden, wird ein Pulsgenerator (EPG210-0030-S-P-T-A, AlnairLabs, Japan) verwendet, welcher variable Pulslängen zwischen 30 ps und 230 ps erzeugen kann. Die Trennung von Funktionsgenerator und Pulsgenerator ermöglichen einen kostengünstigeren Bau des Lasers. Alternativ dazu kann auch ein AWG mit ausreichender Bandbreite und ggf. einer zusätzlichen Verstärkung für die direkte elektrische Pulserzeugung für den EOM eingesetzt werden.

Tabelle 3: Elektrische und optische Komponenten der Seed-Puls Generierung.

Elektrische Komponenten:		
Rigol Funktionsgenerator (DG1062Z, Rigol Technologies)	Bandbreite: 60 MHz	Abtasteinheiten pro Sekunde: 200 MSa/s
Pulsgenerator (EPG210-0030-S-P-T-A, AlnairLabs)	Pulslänge: 30 ps – 230 ps	Repetitionsrate: 0 – 5 GHz
Optische Komponenten:		
Laserdiode (CMDFB1064A, II-VI Laser Enterprise GmbH)	Bandbreite: <200 kHz	Zentralwellenlänge: 1063 nm
Elektro optischer Modulator (NIR-MX-LN-40, iXblue)	Bandbreite: 40 GHz	Unterdrückung: 28 dB

Der hier verwendete EOM hat eine Bandbreite (engl. „bandwidth“, kurz BW) von 40 GHz und kann somit mit einer Anstiegszeit (engl. „rise time“, kurz RT, 10 % zu 90 %) von 9 ps moduliert werden [133]:

$$RT = \frac{0,35}{BW} \quad (8)$$

Der EOM benötigt hierzu einen elektrischen Puls mit einer Spitzenspannung von 5 V. Dies entspricht der V_{π} -Spannung, bei der der EOM von vollständig geschlossen auf vollständig geöffnet geschaltet wird. Durch die Verwendung der $2 V_{\pi}$ -Methode, bei der die doppelte V_{π} -Spannung genutzt wird, um den EOM vom geschlossenen über den offenen wieder zum geschlossenen Zustand zu schalten, kann dies sogar mit vergleichsweise langsamen AWGs erreicht werden [134]. Bei solch kurzen Pulsen ähnelt die Form allerdings eher einer Gaußkurve, was für einige Anwendungen oder nichtlineare Effekte nicht ideal ist. Trotzdem kann mit einem solch schnellen EOM nahezu ein Rechteckpuls mit sehr steilen Flanken erzeugt werden. Die Zerstörschwelle des EOMs liegt laut

Datenblatt bei 100 mW (Durchschnittsleistung und Spitzenleistung), sodass die Laserdiode maximal mit dieser Leistung verwendet wird.

In den meisten Fällen wurde in dieser Arbeit ein Rechteckpuls mit 100 ps Halbwertsbreite (engl. „full width at half maximum“, kurz FWHM) verwendet. Aufgrund des Zeit-Bandbreiteprodukts sind gepulste Laser bandbreitenlimitiert. Im Falle von Rechteckpulsen ergibt sich folgende Limitation [135, 136]:

$$\Delta t \cdot \Delta f \geq 0,886 \quad (9)$$

wobei, Δt die Pulslänge und Δf die Bandbreite ist. Zum Vergleich: Für Gaußpulse ergibt sich ein Limit von 0,441 und für Sech²-Pulse ein Limit von 0,315 [135, 136]. Für den 100 ps Rechteckpuls dieser Arbeit wurde eine Bandbreite von 0,04 nm gemessen (Spektralanalysator: AQ6370, Yokogawa Electric, Japan), was bedeutet, dass der Puls nahezu Bandbreitenlimitiert ist (0,033 nm laut Formel (9)).

Die Zentralwellenlänge des Seed-Pulses kann durch Ändern der Laserdiodentemperatur leicht angepasst werden und so um ca. 1,5 nm geändert werden. Auf diese Weise wurde die Wellenlänge auf ~1063 nm bei 25°C eingestellt, sodass sie ein möglichst geringes Rauschen besitzt und gut durch die nachfolgenden Bandpassfilter transmittiert wird. Somit steht ein Maximum an Spitzenleistung zur Verfügung, während gleichzeitig eine moderate Temperatur der Seed-Diode verwendet wird.

Im Laufe der Arbeit wurden abhängig von der Anwendung verschiedene AWGs und Pulsgeneratoren verwendet. Diese wurden aufgrund von Geschwindigkeit, Einstellbarkeit, Verfügbarkeit und Preis ausgewählt. So ist beispielsweise die Geschwindigkeit eines Tektronix-AWG7102 erforderlich, um schnelle Pulszüge mit 100 ps Abstand zu erzeugen. Dieser lässt sich allerdings hauptsächlich über externe Programmierung einstellen und ist kostenintensiv (~40000 €). Ein Rigol DG1062Z hingegen kann maximal für Pulsraten im MHz-Bereich eingesetzt werden, ist dafür aber deutlich günstiger (~700 €) und zudem einfach über ein Drehrad einstellbar (externe Programmierung möglich). Für die Erzeugung kurzer Pulse ist jedoch ein zusätzlicher Pulsgenerator notwendig. Im Folgenden sind alle verwendeten Funktions- und Pulsgeneratoren (inklusive Verstärker) mitsamt den Vor- und Nachteilen aufgelistet (siehe Tabelle 4), sodass je nach Anwendung die richtige Kombination gewählt werden kann.

Tabelle 4: Eigenschaften von verschiedenen Funktions- und Pulsgeneratoren, die im Laufe der Arbeit je nach Anwendung verwendet wurden.

Funktionsgenerator	Geschwindigkeit	Vorteile	Nachteile	Kosten (ungefähr)
Rigol DG1062Z	60 MHz, 200 MSa/s	- günstig - einfach einzustellen	- langsam - Pulsgenerator nötig	700 €
Tektronix AWG7051	2,5 GHz, 5 GSa/s	- kein Pulsgenerator nötig	- teuer - Verstärker nötig	20 k€
Tektronix AWG7102	5 GHz, 12 GSa/s	- kein Pulsgenerator nötig	- teuer - Verstärker nötig	40 k€
Keysight AWG M8190A	5 GHz, 12 GSa/s	- kein Pulsgenerator nötig	- teuer - Verstärker nötig	40 k€
Keysight AWG M8195A (nur als Testgerät)	25 GHz, 65 GSa/s	- sehr schnell - kein Pulsgenerator nötig	- sehr teuer - Verstärker nötig	150 k€
Pulsgenerator				
Alnairlabs EPG210	30 ps – 230 ps	- einfach einzustellen - 6 V Ausgabe	- teuer - 500 mV Eingang	18 k€
Sigtrona Pulsboard	17 ps – 80 ps	- günstig - 5 V Eingang	- nicht kontinuierlich einstellbar - Verstärker nötig	3,5 k€
Verstärker				
Multilink MTC5515	30 kHz – 11 GHz	- günstig - schnell		200 €
AT Microwave AT-BB-0047-2720C	10 MHz – 47 GHz	- sehr schnell		1,7 k€

3.3 KERNGEPUMPTER VERSTÄRKERSTUFEN

Der in dieser Arbeit vorgestellte MOPA-Laser besteht aus drei kerngepumpten und zwei mantelgepumpten Verstärkerstufen. Der Reihe nach werden diese nun vorgestellt und charakterisiert.

3.3.1 Erste kerngepumpte Verstärkerstufe

In Abbildung 18 ist das Spektrum nach der ersten kerngepumpten Verstärkerstufe zu sehen (gemessen mit AQ6370, Yokogawa Electric, engl. „optical spectrum analyzer“, kurz OSA). Deutlich erkennbar ist der 1063 nm Seed-Puls, der auf einem 3 nm breiten ASE-Sockel sitzt. Dieser Sockel ist durch den verwendeten Bandpassfilter entstanden. Besonders hervorzuheben ist hierbei, dass bei einer Pulslänge von 100 ps und einer Repetitionsrate von 500 kHz das Tastverhältnis 1/20000 ist, weshalb während des Pulses ein noch größerer Unterschied zwischen ASE und Pulsleistung von zusätzlich 43 dB vorliegt. Das Verhältnis zwischen ASE und Pulsleistung verschlechtert sich in den nachfolgenden Verstärkerstufen, da die ASE besser verstärkt wird als der Puls (aufgrund von Sättigung der Spitzenleistung pro Verstärkerstufe und cw-Licht anstatt Puls). Die Verschiebung der 1063 nm-Spitze an den Rand des Bandpassfilters liegt an dem leicht verschobenen Bandpassfilterfenster der folgenden Verstärkerstufen und wurde für die maximale Spitzenleistung am Ende des gesamten Lasers bei gleichzeitig niedriger Temperatur der Seed-Diode optimiert. Die Halbwertsbreite bleibt durch die erste Verstärkerstufe unverändert bei 0,04 nm.

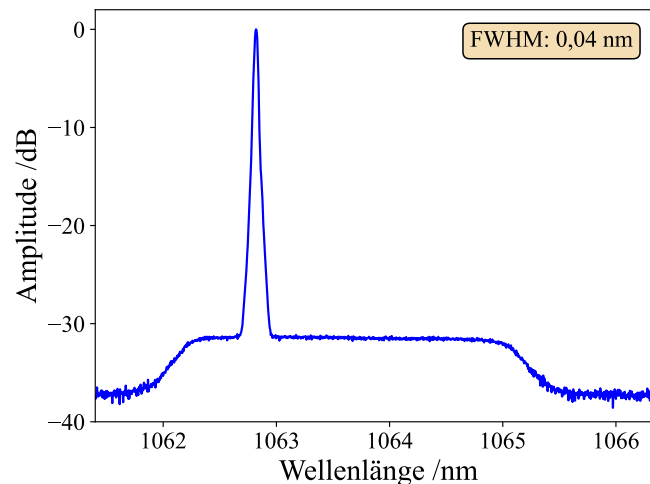


Abbildung 18: Spektrum nach der ersten kerngepumpten Verstärkerstufe. Deutlich zu erkennen ist der verstärkte Seed-Puls bei 1063 nm auf einem 3 nm breiten ASE-Sockel, der durch den Bandpassfilter entsteht. Die Halbwertsbreite (FWHM) bleibt unverändert bei 0,04 nm.

Pulsform und Pulslänge sind in Abbildung 19 zu sehen (gemessen mit DSOZ634A, Keysight, USA, 63 GHz und DXM30AF, Thorlabs, 30 GHz). Der Puls ist 100 ps lang und hat aufgrund des Puls-generators einen kleinen Nachschwinger, der allerdings auch leicht abhängig vom verwendeten Kabel bei der Messung ist.

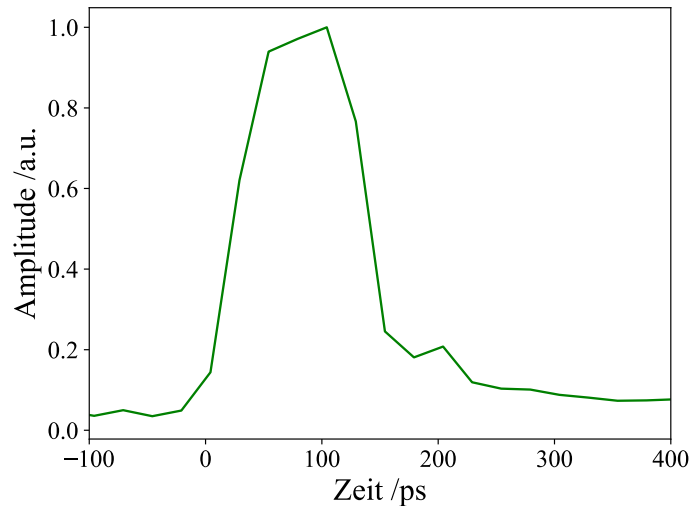


Abbildung 19: Optischer 1063 nm Puls nach der ersten kerngepumpten Verstärkerstufe, gemessen mit einer Photodiode (DXM30AF) am Oszilloskop (DSOZ634A). Der Puls hat eine FWHM von ~ 100 ps und besitzt aufgrund des verwendeten Pulsgenerators einen kleinen Nachschwinger.

In Abbildung 20 ist die Spitzenleistung gegenüber dem Pumpstrom aufgetragen, bei der zu sehen ist, dass die Spitzenleistung in eine leichte Sättigung bei maximalem Pumpstrom übergeht. Dies ist ein gutes Indiz dafür, dass die Faserlänge der aktiven Faser richtig gewählt ist und weder deutlich zu lang noch zu kurz für die verfügbare Pumpleistung ist. Die richtige Länge wurde durch Erfahrungswerte [137, 138] und die „cut-back-method“ bestimmt. Eine zu lange aktive Faser würde dazu führen, dass das verstärkte Seed-Licht in der Faser wieder absorbiert wird, während bei einer zu kurzen Faser nicht das gesamte Pumplicht in der aktiven Faser absorbiert wird. Die leichte Sättigung am Ende des Graphen weist darauf hin, dass die Faser minimal zu kurz ist, um das gesamte Pumplicht zu absorbieren. Dadurch ist sichergestellt, dass die Faser nicht deutlich zu lang ist. Die Pumpleistung der hier verwendeten 976 nm-Pumpdiode wird auf zwei Verstärkerstufen aufgeteilt, da jeweils nur die Hälfte der Leistung benötigt wird. Dazu wurde ein 1063 nm 50/50 Koppler eingebaut, der das 976 nm-Licht in einem 40/60-Verhältnis teilt. Die 40 % werden dabei für die erste und die 60 % für die zweite Verstärkerstufe verwendet.

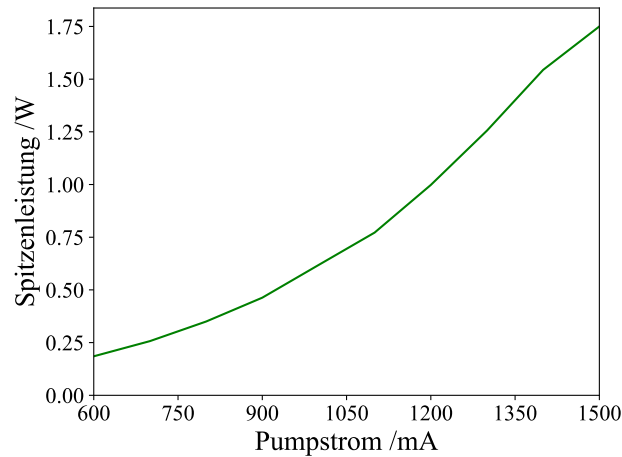


Abbildung 20: Spitzenleistung pro Pumpstrom für die erste kerngepumpte Verstärkerstufe. Der maximale Strom der Pumpdiode beträgt 1,5 A und besitzt dabei eine optische Leistung von 1 W, wobei 40 % davon aufgrund des 40/60-Kopplers in die erste kerngepumpte Verstärkerstufe gelangen.

Die meisten optischen Komponenten stammen von Advanced Fiber Resources (AFR, China) und einige wenige von Thorlabs (Thorlabs GmbH, USA). Eine Auflistung der Komponenten der ersten Verstärkerstufe ist in Tabelle 5 zu finden. Für ein möglichst gutes Spektrum mit wenig ASE und Nichtlinearitäten wird die Verstärkung in den ersten Stufen gering gehalten und gleichmäßig auf die Verstärkerstufen aufgeteilt. Die erste Verstärkerstufe wird mit einer Eingangsleistung von 30 mW und einer Ausgangsleistung von 400 mW betrieben, was einer Verstärkung von 11 dB entspricht.

Tabelle 5: Komponenten in der ersten kerngepumpten Verstärkerstufe.

Komponente	Wellenlänge	Verlust	Hersteller	Eigenschaften
Isolator mit 1 % Ausgang	1063 nm	1,5 dB	AFR	PM980 Faser, 1 % Ausgang, 50 dB Unterdrückung
Ytterbium dotierte Faser			Nufern/Coherent	PM-YSF-HI-HP, Faserlänge: 1,2 m; Faserkern: 6 µm, Manteldurchmesser: 125 µm; Absorption: 250 dB/m
WDM	1063 nm / 980 nm	0,5 dB	AFR	PM980 Faser
Bandpassfilter	1064 nm ±1,5 nm	0,4 dB	AFR	PM980 Faser
Laserdiode	976 nm	1 W Leistung	3s Photonics	1999CVB, SM98-PS-U25D-H Faser, 40% der Pumpleistung (Koppler)
Isolator	980 nm	2,1 dB	Thorlabs	IO-F-980, Hi1060-Faser, 50 dB Unterdrückung
50/50 Koppler	1063 nm			40/60 Koppler bei 980 nm
Laserdiodentreiber			Thorlabs	LDC220C mit Temperaturregler TED200C, 0-100 kHz

3.3.2 Zweite kerngepumpte Verstärkerstufe

Die zweite kerngepumpte Verstärkerstufe verhält sich ähnlich zur ersten Verstärkerstufe. Die Halbwertsbreite erhöht sich in dieser Verstärkerstufe minimal auf 0,05 nm, wobei der ASE-Sockel um ca. 6 dB mehr im Vergleich zur Seed-Spitze steigt (siehe Abbildung 21, gemessen mit AQ6374, Yokogawa Electric).

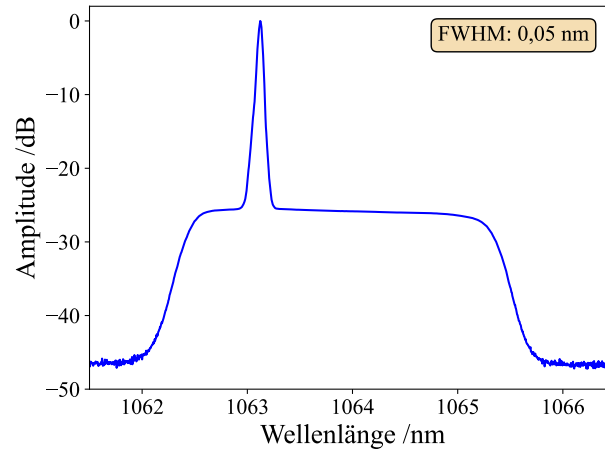


Abbildung 21: Spektrum nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe. Bei 1,5A für die ersten beiden Verstärkerstufen. Die Halbwertsbreite (FWHM) liegt bei 0,05 nm.

In Abbildung 22 ist die Spitzenleistung pro Pumpstrom mit der hier verwendeten Faserlänge von 1,2 m für die erste Verstärkerstufe und 1,5 m für die zweite Verstärkerstufe dargestellt. In Abbildung 23 ist eine genauere Analyse der Faserlänge gezeigt.

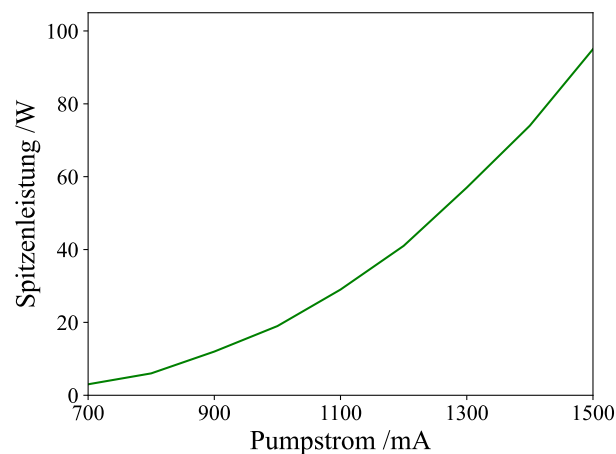


Abbildung 22: Spitzenleistung pro Pumpstrom nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe. Durch den eingesetzten Koppler gehen 60 % der Pumpleistung zur zweiten Verstärkerstufe. Für diese Messreihe wurden 1,2 m aktive Faser in der ersten Stufe und 1,5 m aktive Faser in der zweiten Verstärkerstufe verwendet.

Anhand der Pumpstrom-zu-Spitzenleistungskurve kann sehr gut erkannt werden, ob die Faser zu lang oder zu kurz ist. Für diese Messreihe wurde die Spitzenleistung nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe in Abhängigkeit vom Pumpstrom der ersten und zweiten Verstärkerstufe bei verschiedenen Faserlängen gemessen (siehe Abbildung 23). Dabei wird die Pumpleistung, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, zu 40 % auf die erste und zu 60 % auf die zweite kerngepumpte Verstärkerstufe aufgeteilt. Es wurde die Faserlänge erst von der zweiten und anschließend von der ersten Verstärkerstufe angepasst. Gut zu erkennen ist, dass die maximal erreichte Spitzenleistung deutlich erhöht wurde und dass sich der Verlauf der Pumpstrom-zu-Spitzenleistungskurve von einem exponentiellen (A: 2,13 m und 2,5 m) hin zu einem annähernd linearen Verlauf (D: 1,5 m und 1,5 m) geändert hat. Daraus lässt sich ableiten, dass eine zu lange Faser einen stark exponentiellen Verlauf aufweist, bei dem zu wenig Pumpleistung zur Verfügung steht, um die gesamte Faser zu pumpen. Wenn die Faser nicht gepumpt ist, absorbiert sie Licht und die maximal erreichbare Spitzenleistung ist geringer.

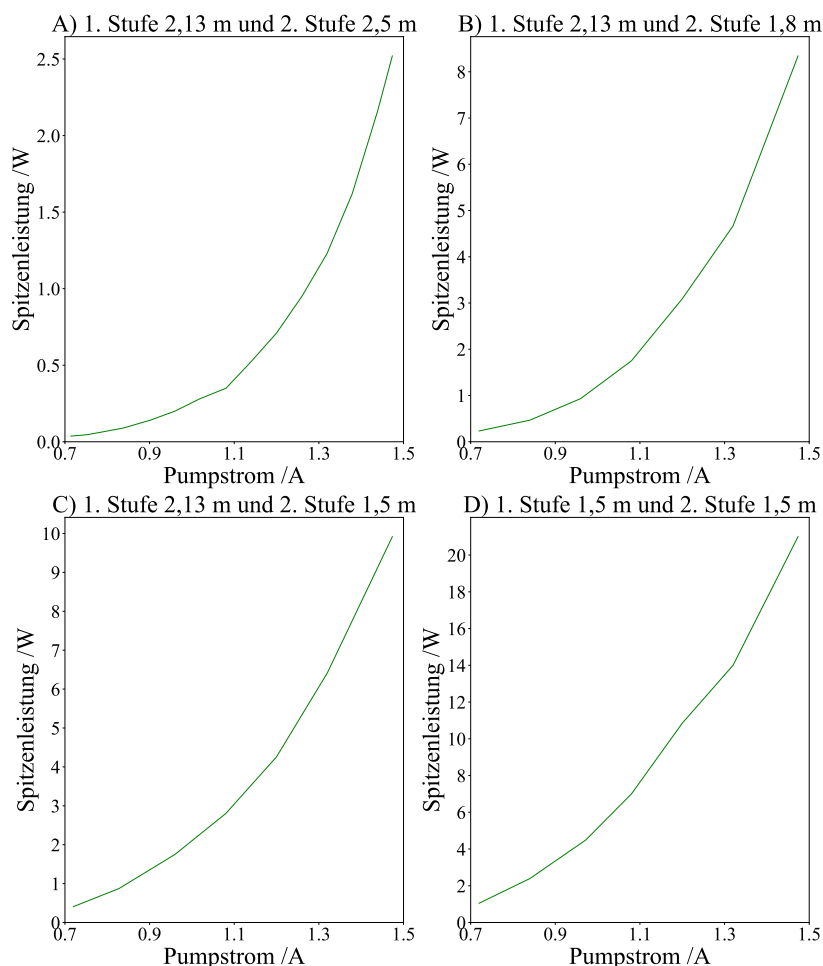


Abbildung 23: Einfluss der Faserlänge der aktiven Faser auf die Spitzenleistungskurve. Von A) nach D) werden die Fasern immer weiter gekürzt. Dabei ist der Anstieg in A) noch stark nichtlinear und hin zu D) wird er immer linearer. Gleichzeitig steigt die maximal erreichte Spitzenleistung.

Auch nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe liegt die zeitliche Halbwertsbreite des optischen Pulses weiterhin bei ~ 100 ps (siehe Abbildung 24).

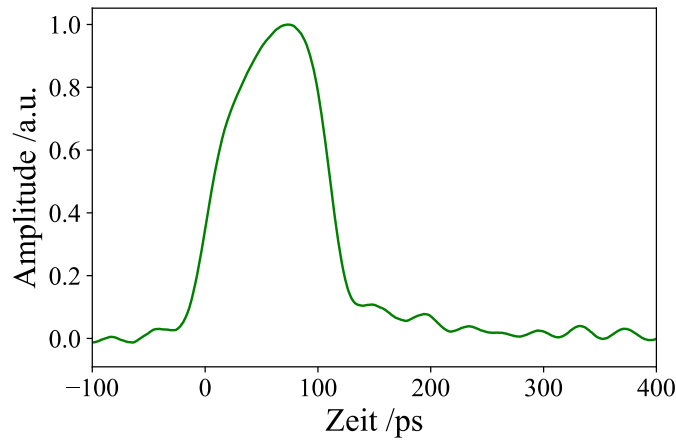


Abbildung 24: Optischer Puls nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe, gemessen mit einer Photodiode (DXM30AF) am Oszilloskop (DSOZ634A). Die Halbwertsbreite bleibt bei ~ 100 ps.

In Tabelle 6 sind die hier verwendeten Komponenten aufgelistet. Die zweite Verstärkerstufe wird mit einer Eingangsleistung von 400 mW und einer Ausgangsleistung von 10 W betrieben, was einer Verstärkung von 14 dB entspricht.

Tabelle 6: Komponenten in der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe.

Komponente	Wellenlänge	Verlust	Hersteller	Eigenschaften
Isolator mit 1 % Ausgang	1063 nm	1,3 dB	AFR	PM980 Faser, 1 % Ausgang, 50 dB Unterdrückung
Ytterbium dotierte Faser			Nufern/Coherent	PM-YSF-HI-HP, Faserlänge: 1,5 m; Faserkern: 6 μm , Manteldurchmesser: 125 μm ; Absorption: 250 dB/m
WDM	1063 nm /980 nm	0,4 dB	AFR	PM980 Faser
Bandpassfilter	1064 nm $\pm 1,5$ nm	0,5 dB	AFR	PM980 Faser
Laserdiode	976 nm	1 W Leistung	3s Photonics	1999CVB, SM98-PS-U25D-H Faser, 60 % der Pumpleistung (Koppler)
Isolator	980 nm	2,1 dB	Thorlabs	IO-F-980, Hi1060-Faser, 50 dB Unterdrückung
50/50 Koppler	1063 nm			40/60 Koppler bei 980 nm
Laserdientreiber			Thorlabs	LDC220C mit Temperaturregler TED200C, 0-100 kHz

3.3.3 Dritte kerngepumpte Verstärkerstufe

Die dritte kerngepumpte Verstärkerstufe besitzt eine eigene 1 W Pumpdiode, da bereits eine hohe Spitzenleistung vorliegt und somit mehr Pumpleistung für die gleiche Verstärkung benötigt wird. Zusätzlich wird diese Verstärkerstufe vor allem für höhere Tastverhältnisse benötigt. Die nachfolgenden mantelgepumpten Verstärkerstufen benötigen eine ausreichende Eingangsleistung, damit keine ungewollten ASE-Pulse entstehen. Erfahrungswerte haben hier eine Spitzenleistung von ~ 100 W als sehr guten Wert gezeigt. Bei deutlich höheren Tastverhältnissen mit hohen Repetitionsraten muss dieser Wert jedoch nicht erreicht werden, da weniger schädliche ASE durch regelmäßiges Abräumen entsteht.

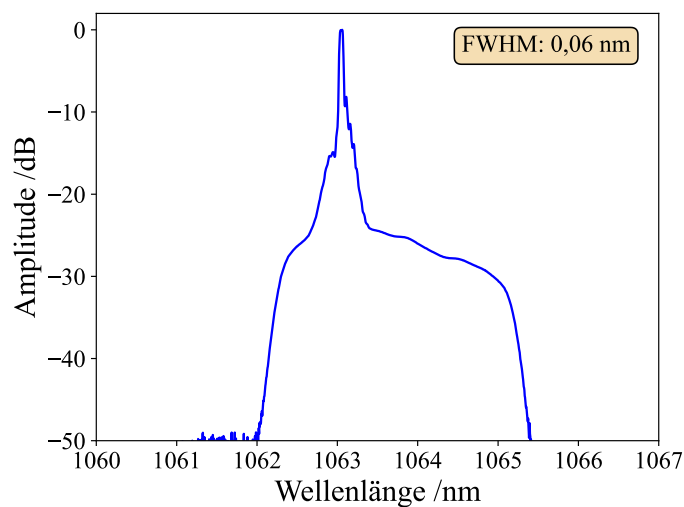


Abbildung 25: Spektrum nach der dritten kerngepumpten Verstärkerstufe bei 170 W Spitzenleistung. Die FWHM erhöht sich leicht auf 0,06 nm

Die spektrale Halbwertsbreite erhöht sich leicht auf 0,06 nm, allerdings bilden sich leichte Seitenbänder (siehe Abbildung 25). Um ein sauberes Spektrum zu erhalten und gleichzeitig eine hohe Spitzenleistung von 170 W zu erreichen, wurde die Pumpleistung von 1 W auf etwa 250 mW begrenzt. In Abbildung 26 ist gezeigt, dass noch viel Pumpstrom übrig ist, um höhere Tastverhältnisse zu verwenden. Das Plateau am Ende des Pumpstroms ist bedingt durch eine zu kurze Faser, sodass weiteres Pumplicht nicht mehr absorbiert werden kann und sich somit keine Erhöhung der Leistung zeigt. Bei einem höheren Tastverhältnis verändert sich die Kurve jedoch aufgrund der häufigeren Abregung, sodass höhere Pumpleistungen erforderlich sind, um die Faser vollständig durchzupumpen.

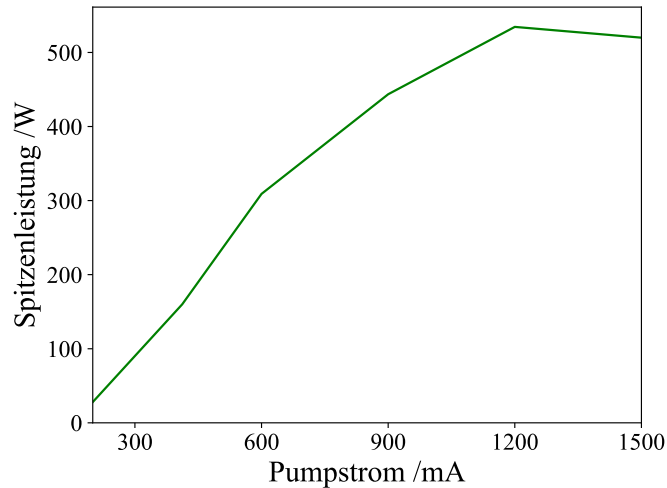


Abbildung 26: Spitzenleistung pro Pumpstrom nach der dritten kerngepumpten Verstärkerstufe. Bei hohen Pumpströmen ist die Faser gesättigt, sodass sie für dieses Tastverhältnis (1/20000) zu kurz ist, um sie bei maximalem Pumpstrom zu verwenden.

Auch nach der dritten Verstärkerstufe liegt die zeitliche Halbwertsbreite weiterhin bei ~ 100 ps (siehe Abbildung 27).

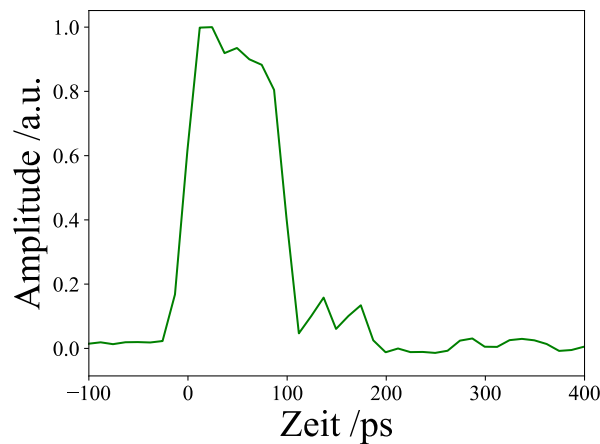


Abbildung 27: Optischer Puls nach der dritten kerngepumpten Verstärkerstufe, gemessen mit einer Photodiode (DXM30AF) am Oszilloskop (SDA8Zi-B). Die Pulsbreite liegt bei ~ 100 ps.

In Tabelle 7 sind die Komponenten dieser Verstärkerstufe aufgelistet. Die dritte Verstärkerstufe wird mit einer Eingangsleistung von 10 W und einer Ausgangsleistung von 170 W betrieben, was einer Verstärkung von 12 dB entspricht.

Tabelle 7: Komponenten in der dritten- kerngepumpten Verstärkerstufe.

Komponente	Wellenlänge	Verlust	Hersteller	Eigenschaften
Isolator mit 1 % Ausgang	1063 nm	1,4 dB	AFR	PM980 Faser, 1 % Ausgang, 50 dB Unterdrückung
Ytterbium dotierte Faser			Nufern/Coherent	PM-YSF-HI-HP, Faserlänge: 1,5 m; Faserkern: 6 µm, Manteldurchmesser: 125 µm; Absorption: 250 dB/m
WDM	1063 nm /980 nm	0,5 dB	AFR	PM980 Faser
Bandpassfilter	1064 nm ±1,5 nm	0,5 dB	AFR	PM980 Faser
Laserdiode	976 nm	1 W Leistung	3s Photonics	1999CVB, SM98-PS-U25D-H Faser
Bandpassfilter Pumpdiode	900-1000 nm	0,6 dB	AFR	PM980 Faser
Laserdiodentreiber			Thorlabs	LDC220C mit Temperaturregler TED200C, 0-100 kHz

3.4 MANTELGEPUMPTER VERSTÄRKERSTUFEN

Während in den kerngepumpten Verstärkerstufen kaum Veränderungen des Spektrums auftraten, ist die Spitzenleistung inzwischen so hoch, dass eine weitere Erhöhung nichtlineare Effekte auslöst und somit zu einer Verbreiterung des Spektrums führt. In den mantelgepumpten Verstärkerstufen sind daher deutlich stärkere Änderungen des Spektrums zu erwarten, obwohl bereits Fasern mit größerem Kerndurchmesser eingesetzt werden.

Für die Charakterisierung von Laserlicht mit hoher Leistung muss das Licht zuerst abgeschwächt werden, bevor beispielsweise eine Photodiode verwendet werden kann. Bisher konnten Faserkoppler für eine Abschwächung eingesetzt werden. Ab 500 mW bis 1 W cw-Leistung können allerdings selbst saubere gesteckte Fasern einbrennen, sodass keine Faser-zu-Faser-Steckverbindung verwendet werden kann. Somit wird für eine Charakterisierung der Laserpulse ein zusätzlicher Messaufbau benötigt. In Abbildung 28 ist dieser Aufbau dargestellt. Das Laserlicht wird durch den Rückreflex eines rückseitig beschichteten Spiegels wellenlängenneutral auf 4 % abgeschwächt. Das restliche Licht wird auf ein thermisches Leistungsmessgerät geleitet, um die cw-Leistung zu charakterisieren. Für eine weitere flexible Abschwächung werden Filter mit neutraler Dichte (kurz ND) eingesetzt. Die hier verwendeten ND-Filter sind für den nahinfraroten Wellenlängenbereich ausgelegt (z.B. NENIR20A, Thorlabs). Anschließend wird das Licht eingekoppelt und mit zwei Kopplern auf ein weiteres Leistungsmessgerät, ein OSA und eine Photodiode mit Oszilloskop aufgeteilt. Die hohe Leistung in diesem Messaufbau sorgt teilweise für thermische Linsen im Freistrahlaufbau, sodass sich bei Erhöhung der Leistung die Einkoppeleffizienz ändert. Durch die Messung der Leistung mit den beiden Leistungsmessgeräten vor und hinter dem Einkoppeln wird die Abschwächung kontinuierlich überwacht und anschließend für die Berechnung der Spitzenleistung aus der Antwort der Photodiode und der gesamten Abschwächung verwendet.

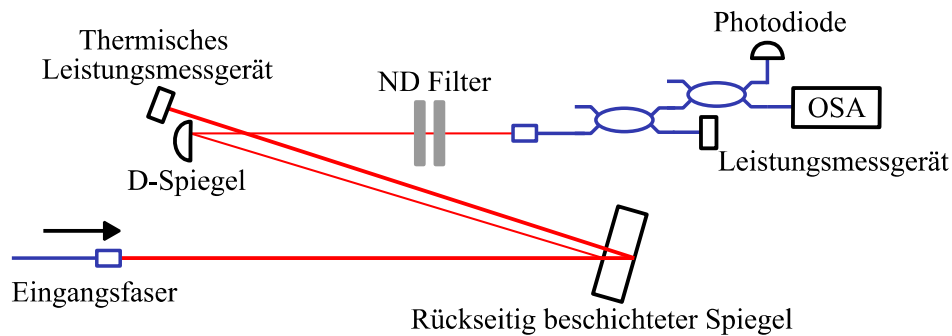


Abbildung 28: Messaufbau für die Charakterisierung der Laserpulse bei hoher Spitzenleistung. Das Licht wird zuerst mittels rückseitig beschichtetem Spiegel abgeschwächt (4 % Reflex). Die restliche Leistung wird mit einem thermischen Leistungsmessgerät gemessen. Anschließend wird das Licht mit flexiblen Filtern mit neutraler Dichte (ND) auf die benötigte Leistung gebracht. Am Ende wird das Licht mittels zweier Koppler weiter abgeschwächt und auf ein Leistungsmessgerät, einen optischen Spektralanalysator (OSA) und eine Photodiode mit Oszilloskop aufgeteilt. Somit kann die cw-Leistung, die Spitzenleistung und das Spektrum gleichzeitig charakterisiert werden. Das Verhältnis der beiden Leistungsmessgeräte ermöglicht die kontinuierliche Messung der Einkoppeleffizienz.

3.4.1 Erste DC-Stufe

In Abbildung 29 ist das Spektrum bei steigender Spitzenleistung nach der ersten DC-Stufe gezeigt. Gut zu erkennen ist die SPM, die bei höherer Spitzenleistung immer stärker wird. Zwar bleibt die FWHM konstant bei 0,06 nm, allerdings entstehen bei -10 dB starke Seitenbänder aufgrund von SPM. Aus diesem Grund wird nicht nur die FWHM genannt, sondern auch das Spektrum gezeigt. Über 3 kW Spitzenleistung kommt es zur Raman-Verschiebung zu 1120 nm, die hier allerdings nicht zu sehen ist, da sie vom verwendeten Bandpassfilter herausgefiltert wird. Eine Erhöhung der Leistung über 3 kW führt zum gezeigten Ausschneiden des Plateaus des zeitlichen Rechteckpulses, wie bereits in Abbildung 12 gezeigt wurde. Um die spektrale Verbreiterung durch nichtlineare Effekte zu minimieren, wurde die passive Faserlänge hinter der aktiven Faser im Verlauf der Arbeit auf ein Minimum reduziert.

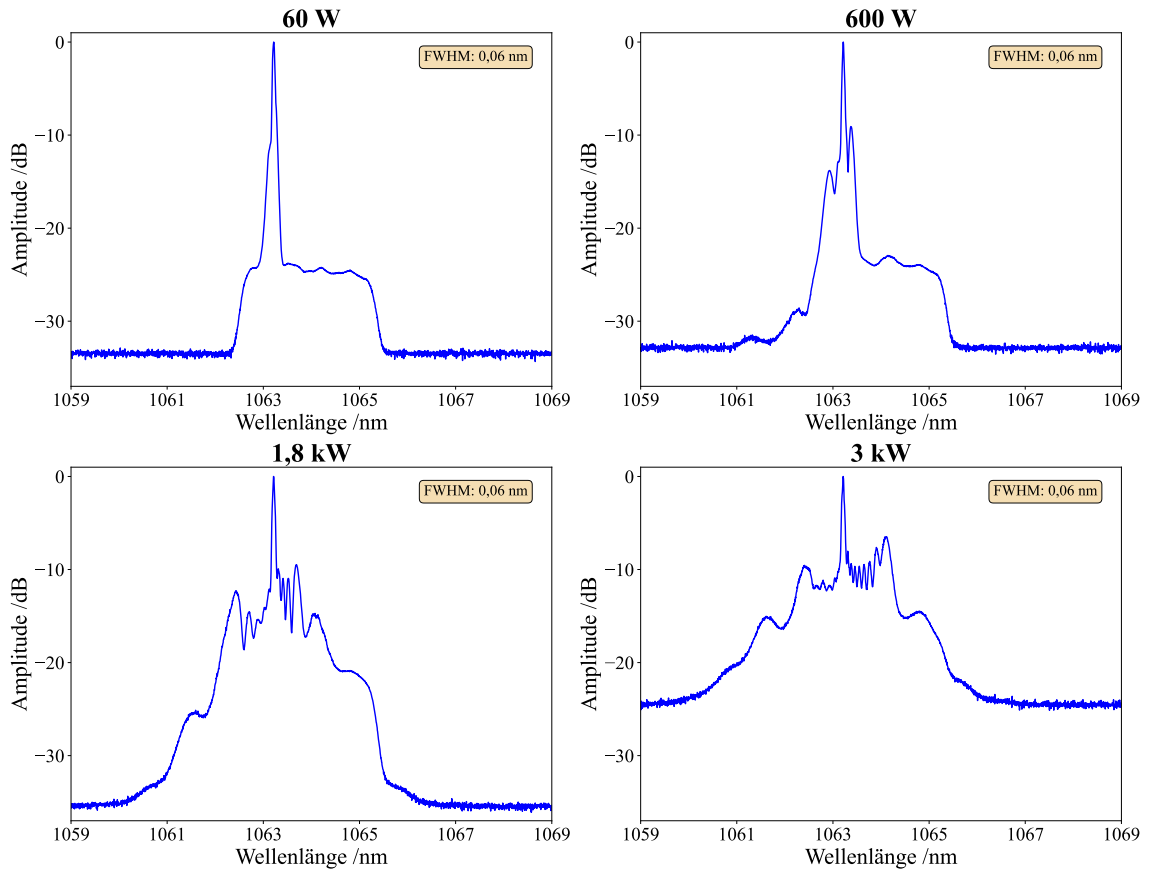


Abbildung 29: Spektrum nach der ersten DC-Stufe bei unterschiedlicher Spitzenleistung. Das Spektrum bei 3 kW Spitzenleistung wurde um 10 dB mehr abgeschwächt, weshalb das Rauschen schlussendlich höher ist. Die Halbwertsbreite (FWHM) bleibt trotz der Verschlechterung des Spektrums konstant bei 0,06 nm, jedoch werden die Seitenbänder durch Selbstphasenmodulation deutlich ausgeprägter.

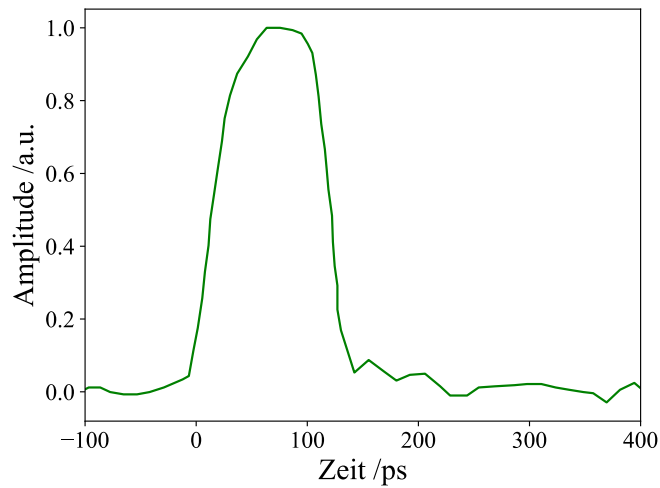


Abbildung 30: Optischer Puls nach der ersten DC-Stufe , gemessen mit einer Photodiode (DXM30AF) am Oszilloskop (SDA8Zi-B), bei einer Spitzenleistung von 3 kW. Die Pulslänge beträgt weiterhin ~100 ps.

Trotz spektraler Verbreiterung bleibt die Pulsform gleich und auch die Pulslänge stabil (siehe Abbildung 30). Der Pumpstrom der MM-Dioden kann bis 11 A erhöht werden und besitzt dabei eine Pumpleistung von 9 W. Allerdings entsteht in der normalen Konfiguration (100 ps, 500 kHz) über einem Pumpstrom von 4 A (3 kW Spitzenleistung, siehe Abbildung 31) Raman-Streuung, die eine weitere Erhöhung der Spitzenleistung nicht zulässt. Die restliche Pumpleistung wird für Anwendungen mit einem höheren Tastverhältnis benötigt.

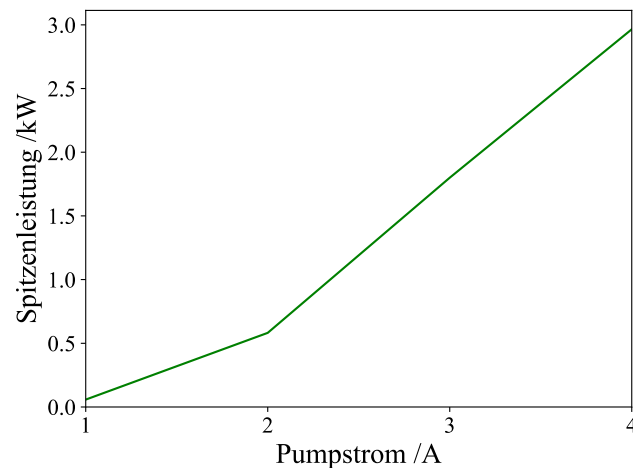


Abbildung 31: Spitzenleistung pro Pumpstrom nach der ersten DC-Stufe. Bei einem Pumpstrom über 4 A fällt die Spitzenleistung aufgrund von Raman-Streuung und dem Bandpassfilter ab.

Die Komponenten dieser Stufe sind in Tabelle 8 aufgelistet. Die erste DC-Stufe wird mit einer Eingangsleistung von 170 W und einer Ausgangsleistung von 1 kW betrieben, was einer Verstärkung von 8 dB entspricht.

Tabelle 8: Komponenten der ersten DC-Stufe. Ab hier werden MM-Dioden eingesetzt, die mit einem Netzteil und einem Vorwiderstand betrieben werden.

Komponente	Wellenlänge	Verlust	Hersteller	Eigenschaften
Isolator	1063 nm	1,8 dB	AFR	PM980 Faser, 50 dB Unterdrückung
Ytterbium dotierte Faser			nLight	PLMA-YDF-10/125-M, Faserlänge: 2,5 m; Faserkern: 10 µm, Manteldurchmesser: 125 µm; Absorption: 5 dB/m
BC	1063 nm /980 nm	0,5 dB	AFR	Eingang: PM980 Faser, 1x 105/125 µm MM-Faser (0.22 NA, 20 W), Ausgang: PLMA-GDF-10/125-M
Bandpassfilter	1064 nm ±1,5 nm	0,4 dB	AFR	PLMA-GDF-10/125DC-PM-M Faser
Laserdiode	976 nm	9 W Leistung	Lumics	LU975T090, 105/125 MM-Faser
Bandpassfilter Pumpdiode	900-1000 nm	0,6 dB	AFR	105/125 MM-Faser
Netzteil			PeakTech	PeakTech 1535, DC 32V 20A; 0,1 Ω Vorwiderstand

3.4.2 Zweite DC-Stufe

Die letzte Verstärkerstufe in diesem MOPA hat mit Absicht die größte Verstärkung, um eine hohe Leistung erst am Ende des Lasers zu erreichen und somit die nichtlinearen Effekte zu minimieren. Aufgrund der bereits hohen Eingangsleistung benötigt diese Verstärkerstufe am meisten Pumpleistung, um diese hohe Verstärkung zu erreichen. Der hier verwendete Pump & Signal Kombiniierer (kurz BC) kann bis zu sechs Pumpdioden mit dem Signallicht vereinen und dabei bis zu 20 W pro Pumpdiode verwenden. Für diesen bisherigen Aufbau werden allerdings nur maximal drei 9 W Pumpdioden benötigt. Die restlichen Arme des BCs bleiben ungenutzt. Hier könnten schnell und einfach zusätzliche Pumpdioden angeschlossen werden, um die erforderliche Pumpleistung bei höheren Tastverhältnissen zu erreichen.

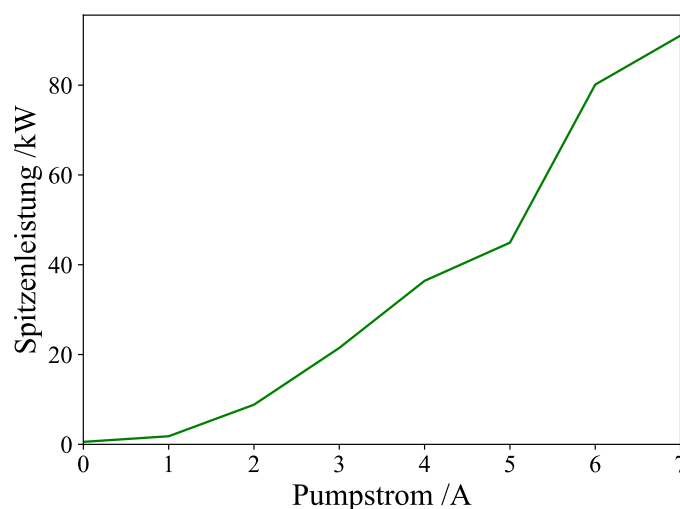


Abbildung 32: Spitzenleistung nach der zweiten DC-Stufe in Abhängigkeit vom Pumpstrom. Bei 7 A wurde die maximale Spitzenleistung mit 91 kW gemessen.

In Abbildung 32 ist die Spitzenleistung in Abhängigkeit vom Pumpstrom aufgetragen. Die maximal gemessene Spitzenleistung lag bei 91 kW bei einem Pumpstrom von 7 A, was ungefähr 70 % der maximal möglichen Pumpleistung entspricht. Eine hohe Verstärkung in einer Verstärkerstufe führt nicht nur zu einer Verschlechterung des Spektrums durch ASE, sondern kann auch, insbesondere bei niedrigen Repetitionsraten, zu den bereits erwähnten ASE-Pulsen führen (siehe Kapitel 2.1.6) [139, 140]. Aus diesem Grund wurde die maximale Verstärkung auf 20 dB limitiert, um einen guten Laserbetrieb zu gewährleisten. Dazu wurden hier nur drei von sechs möglichen Pumpdioden angeschlossen und diese nicht mit voller Leistung betrieben. Somit ist es sehr einfach, diese Stufe mit mehr Pumpleistung auszustatten und die gemittelte Leistung bei einem höheren Tastverhältnis weiter zu erhöhen. Das Erreichen von über 100 kW ist zudem durchaus möglich, wurde hier aber aus Sicherheitsgründen nicht weiterverfolgt. Dies würde zudem mit einer weiteren Degradation des Spektrums einhergehen.

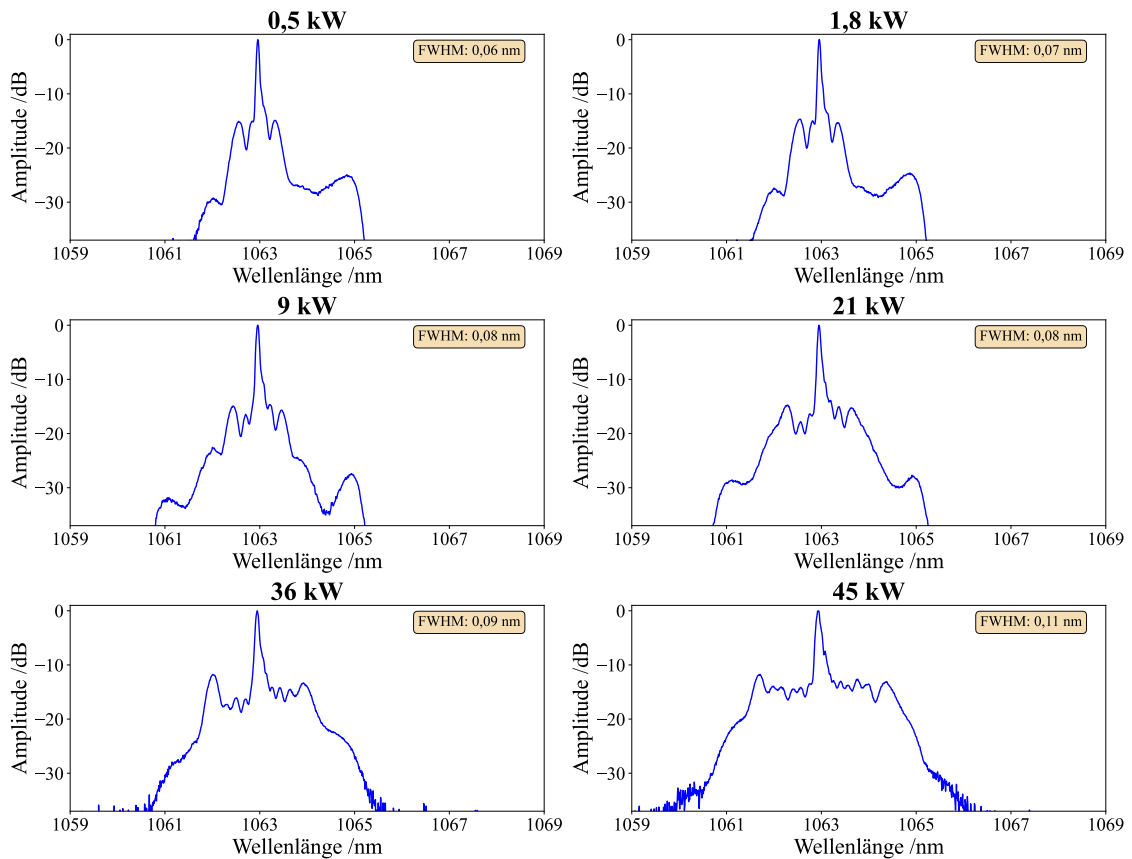


Abbildung 33: Spektren nach der zweiten DC-Stufe bei steigender Spitzenleistung. Mit steigender Leistung steigt die Selbstphasenmodulation, wodurch die Halbwertsbreite (FWHM) zunimmt. Trotzdem ist die zentrale Spitze immer 10-15 dB höher als die Seitenbänder. Anfangs ist noch ASE zu sehen, später überwiegen die Seitenbänder der Selbstphasenmodulation und die ASE liegt nur noch darunter.

Für einige Anwendungen, wie beispielweise eine gezielte Wellenlängenkonversion, ist ein schmalbandiges Spektrum besonders wichtig. In Abbildung 33 sind die Spektren bei steigender Spitzenleistung gezeigt, bei der gut zu sehen ist, dass die SPM steigt, aber dennoch die 1063 nm-Spitze 10-15 dB über den Seitenbänder der SPM steht. Die spektralen Messungen werden in Abbildung 34 fortgesetzt und zeigen vor allem bei 91 kW eine starke Verschlechterung des Spektrums: Das Licht wird teilweise durch Raman-Streuung zu ~ 1120 nm verschoben und die Halbwertsbreite steigt auf 0,19 nm. Es entsteht allerdings noch kein ~ 1180 nm Licht, was der nächsten Raman-Verschiebung entsprechen würde. Dies ist ein weiterer Punkt, warum eine Erhöhung der Spitzenleistung mit dieser Faser nicht sinnvoll ist und abhängig von der anschließenden Anwendung zu schlechteren Ergebnissen führen kann.

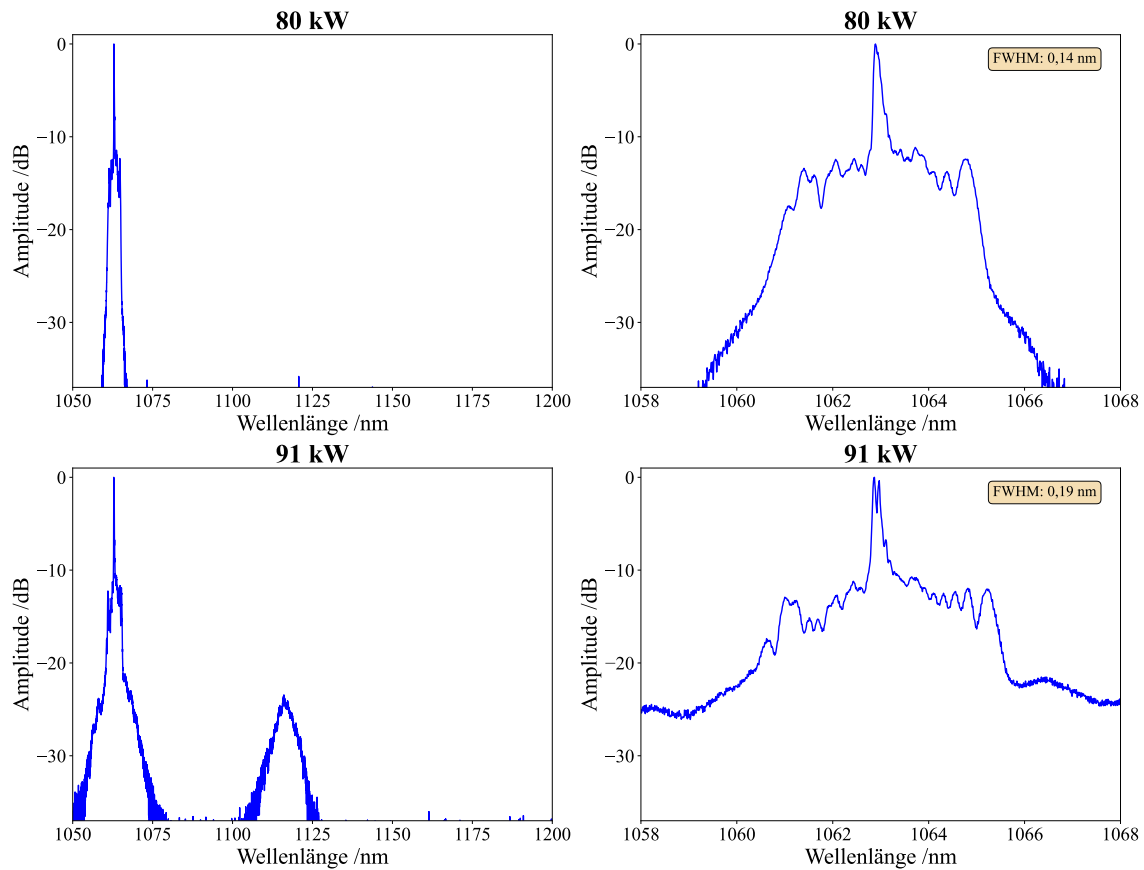


Abbildung 34: Spektren bei 80 und 91 kW Spitzenleistung nach der zweiten DC-Stufe. Es wird jeweils zuerst ein breites Spektrum von 1050 nm bis 1200 nm gezeigt und anschließend der genaue Blick auf das Spektrum um 1063 nm. Bei 91 kW wird das Licht teilweise per Raman-Streuung zu ca. 1120 nm verschoben und auch das Spektrum um 1063 nm hat sich deutlich verschlechtert auf eine Halbwertsbreite (FWHM) von 0,19 nm.

Der zeitliche Puls nach der zweiten DC-Stufe ist in Abbildung 35 gezeigt und bleibt konstant bei ~ 100 ps Länge, wobei der Nachschwinger aufgrund des verwendeten Kabels stärker dargestellt wird.

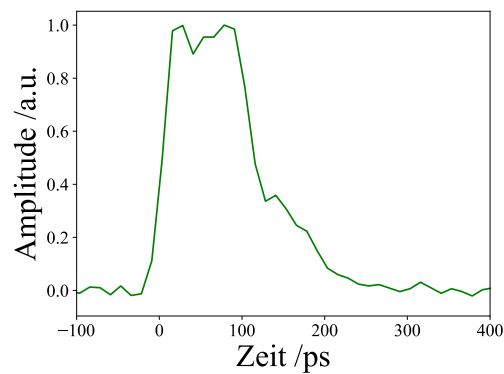


Abbildung 35: Optischer Puls nach der zweiten DC-Stufe, gemessen mit einer Photodiode (DXM30AF) am Oszilloskop (SDA8Zi-B). Die Halbwertsbreite bleibt konstant bei ~ 100 ps. Der Nachschwinger ist durch das verwendete Kabel stärker dargestellt.

In Tabelle 9 sind die Komponenten dieser Stufe aufgelistet. Die zweite DC-Stufe wird mit einer Eingangsleistung von 1 kW und bis zu einer Ausgangsleistung von 91 kW betrieben, was einer Verstärkung von bis zu 20 dB entspricht.

Tabelle 9: Komponenten der zweiten DC-Stufe. An den Strahlvereiner (BC) sind drei von sechs möglichen Laserdioden angeschlossen. Die Laserdioden sind in Reihe geschaltet.

Komponente	Wellenlänge	Verlust	Hersteller	Eigenschaften
Isolator	1063 nm	1,8 dB	AFR	PLMA-GDF-10/125DC-PM-M Faser, 50 dB Unterdrückung
Ytterbium dotierte Faser			nLight	Yb1200-25/250DC-PM, Faserlänge: 2,5 m; Faserkern: 25 µm, Manteldurchmesser: 250 µm; Mantelabsorption: 10 dB/m
BC	1063 nm /980 nm	0,5 dB	AFR	Eingang: PLMA-GDF-10/125-M Faser, 6x 105/125 µm MM-Faser (0.22 NA, 50 W), Ausgang: PLMA-GDF-25/250-M
3x Laserdiode	976 nm	9 W Leistung	Lumics	LU975T090, 105/125 MM-Faser
3x Bandpassfilter Pumpdiode	980 nm	~0,5 dB	AFR	105/125 MM-Faser
Netzteil			Voltcraft	DPPS-16-30, 16 V 30 A; 0,1 Ω Vorwiderstand

In dieser Verstärkerstufe wurde eine sehr hohe Spitzenleistung bei gleichzeitig hoher Verstärkung erreicht. Um dies zu erreichen, wurden entscheidende Hürden beim Bau des Lasers überwunden. Die drei größten Hürden waren dabei ein schlechtes Spektrum, eine zu hohe ASE aus vorherigen Stufen und zu wenig Eingangsleistung, sodass es zu ASE-Pulsen kam. Ein schlechtes Spektrum (hohe SPM und Raman-Streuung) wurde durch die Wahl der Faser mit einem größeren Kerndurchmesser und durch eine kontrollierte, schrittweise Erhöhung der Spitzenleistung optimiert. Zum Beispiel kann die erste DC-Stufe mit einer höheren Pumpleistung betrieben werden, was zu einer höheren Spitzenleistung führt, jedoch das Spektrum signifikant verschlechtert. Durch die Verwendung von insgesamt fünf Verstärkerstufen wird sehr viel ASE zwischen den Stufen herausgefiltert und zugleich eine hohe Eingangsleistung für die letzte Stufe garantiert. Somit wurden bereits bei der Auslegung des Lasers einige der größten Probleme umgangen. Eine zu geringe Eingangsleistung bei gleichzeitig hoher Ausgangsleistung und damit hoher Verstärkung in der Stufe kann zu starken ASE-Pulsen führen. Dies hat in einige Fällen zur Zerstörung von Komponenten (meist der BC), zum Einbrennen des Faserendes oder sogar zum Bruch der aktiven Faser geführt. Der Bruch der Faser hat zwar nicht zum Einbrennen geführt, könnte aber trotzdem aufgrund von thermischer Spannung entstanden sein. Die hohen Pumpleistungen und der daraus resultierenden starken Absorption von Licht im Kern führen dazu, dass sich die Faser insgesamt aufheizt, was vor allem beim Mantel zu Problemen führen kann, da dieser nur bis zu einer Temperatur von 150-200°C spezifiziert

ist [141]. Aus diesem Grund ist es bei höheren Pumpleistungen (mehrere 10 W) wichtig die Faser zu kühlen. Hierfür reicht es meist, die Faser großflächig mit Aluminium in Kontakt zu bringen. Zu diesem Zweck kann ein Aluminiumrohr mit einem Außengewinde verwendet werden. Die Faser kann in das Gewinde eingelegt werden und hat somit über eine große Länge Kontakt, ohne sich selber zu kreuzen. Bei noch höheren Pumpleistungen muss die Kühlung weiter verbessert werden [141–143].

Der größte Nachteil bei der Verwendung einer Faser mit großem Kerndurchmesser ist die Anzahl an möglichen Transversalmoden, die von dieser Faser geführt werden können. Wie in Kapitel 2.1.4 bereits beschrieben, können von der 25 μm Faser bis zu 17 Moden geführt werden. Da allerdings mit einer Einzelmode eingekoppelt wird, bleibt diese auch weitestgehend erhalten. Trotz des großen Kerns beträgt der Modenfelddurchmesser lediglich $\sim 19 \mu\text{m}$ und füllt somit nicht den gesamten Kern aus. Durch Berühren der Faser werden die Moden beeinflusst, was zu einer Bewegung der Moden am Faserende und zu einem Wackeln des Strahls führt. In Zukunft könnte dieses Problem mit einer verjüngten Faser und entsprechenden Biegeradien verbessert werden, sodass gezielt nur eine Mode verwendet wird [124]. Derzeit wird darauf geachtet, die Faser stets im gleichen Zustand zu betreiben und während des Betriebs nicht zu beeinflussen.

3.5 MODIFIZIERTES SYSTEM MIT MODULATION DER PUMPDIODEN UND AOM FÜR ULTRASCHNELLE KURZPULSFOTOGRAFIE

Der bislang vorgestellte Laser hat so viel Potential gezeigt, dass ein modifiziertes System zusammen mit Norbert Linz, Sebastian Freidank und Henrik Volkens aufgebaut wurde. Dieses zusätzliche System kann für neue Anwendungen eingesetzt und optimiert werden. Für diesen Aufbau wurden leichte Anpassungen durchgeführt, sodass das System noch breiter anwendbar und in einigen Bereichen leichter aufzubauen ist. Im Fokus stehen dabei zwei Anwendungsbereiche: Zum einen die ultraschnelle Kurzpulsfotografie, mit der schnelle Prozesse wie plasmaerzeugte Kavitationsblasen präziser untersucht werden können [144–147]. Zum anderen die temperaturgeregelte Retinabestrahlung, bei der mittels Photoakustik eine definierte Temperaturerhöhung an unterschiedlichen Punkten der Netzhaut erzielt werden soll [148–150]. Beide Anwendungen erfordern lange Pulse oder Pulszüge mit hoher Repetitionsrate, gefolgt von langen Pausen oder alternativ den Betrieb mit Einzelpulsen. Diese Flexibilität ist mit dem hier vorgestellten MOPA-Laser möglich, erfordert jedoch gezielte Modifikationen, die im Laufe dieser Arbeit umgesetzt wurden und dessen Ergebnisse in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Zur Vereinfachung der Wartung und Reduzierung der Komplexität wurden zwei wesentliche Änderungen vorgenommen. Erstens wurde eine kerngepumpte Stufe entfernt, während die Verstärkung und Pumpleistung der beiden anderen kerngepumpten Stufen entsprechend angepasst wurden. Theoretisch führt dies zu mehr ASE, in der praktischen Umsetzung zeigte sich allerdings nur ein geringer Einfluss. Zweitens wurde in der zweiten DC-Stufe anstelle der zuvor eingesetzten 25/250DC-PM-Faser eine 20/125DC-PM-Faser verwendet (siehe Abbildung 36). Der kleinere Kerndurchmesser von 20 μm gegenüber 25 μm erhöht zwar die Nichtlinearitäten, erleichtert jedoch die Handhabung erheblich, da diese Faser nahezu identisch zu den Fasern in den kerngepumpten Stufen verarbeitet werden kann. Im Gegensatz zur 25/250DC-PM-Faser mit 250 μm Mantel ermöglicht die 20/125DC-PM-Faser mit 125 μm Mantel die Nutzung desselben Fasertrenngeräts und Spleißprogramms wie in den übrigen Stufen. Dadurch reduziert sich der Gerätebedarf und die Gesamtkomplexität wird verringert.

Tests mit dem ursprünglichen Lasersystem haben gezeigt, dass bei Repetitionsraten von 10 kHz und darunter starke ASE-Pulse auftreten können, die sowohl Komponenten als auch die Faser selbst zerstören können. Das Problem hierbei ist, dass die Verstärkerstufen zwar dauerhaft gepumpt werden, jedoch nur selten ein Laserpuls die stimulierte Emission auslöst. So kommt es zu starker spontaner Emission und damit auch zu viel ASE. Dies ist auch der Grund, warum viele Veröffentlichungen eine minimale Repetitionsrate von 10 kHz verwenden [120–123, 128–132]. Um dieses Problem zu umgehen, wurden in diesem modifizierten Aufbau sowohl alle Pumpdioden moduliert als auch

ein zusätzlicher akusto-optischer Modulator (kurz AOM, 1064AOM-2, Aerodiode, Frankreich) eingebaut. Die ASE entsteht dauerhaft, während der Laserpuls nur kurz auftritt. Durch den Einsatz des AOMs kann zwischen den Laserpulsen die entstandene ASE zeitlich herausgefiltert werden und somit besonders bei niedrigen Repetitionsraten für eine hohe Effizienz sorgen. Durch diese zeitliche Filterung wird die ASE zwischen den kerngepumpten und mantelgepumpten Stufen reduziert. Trotzdem entsteht in jeder Stufe ASE und kann sowohl innerhalb der einzelnen Stufen als auch zwischen Stufen ohne AOM zu Problemen führen. Die Modulation der Pumpdioden löst dieses Problem elegant durch das Abschalten der Pumpdioden zwischen den Pulsen. Dies ist besonders wichtig je niedriger die Repetitionsrate ist. Erst durch die Kombination dieser beiden Modifikationen wird die ASE bei allen Repetitionsraten ausreichend reduziert, sodass sogar der Betrieb mit Einzelpulsen möglich ist.

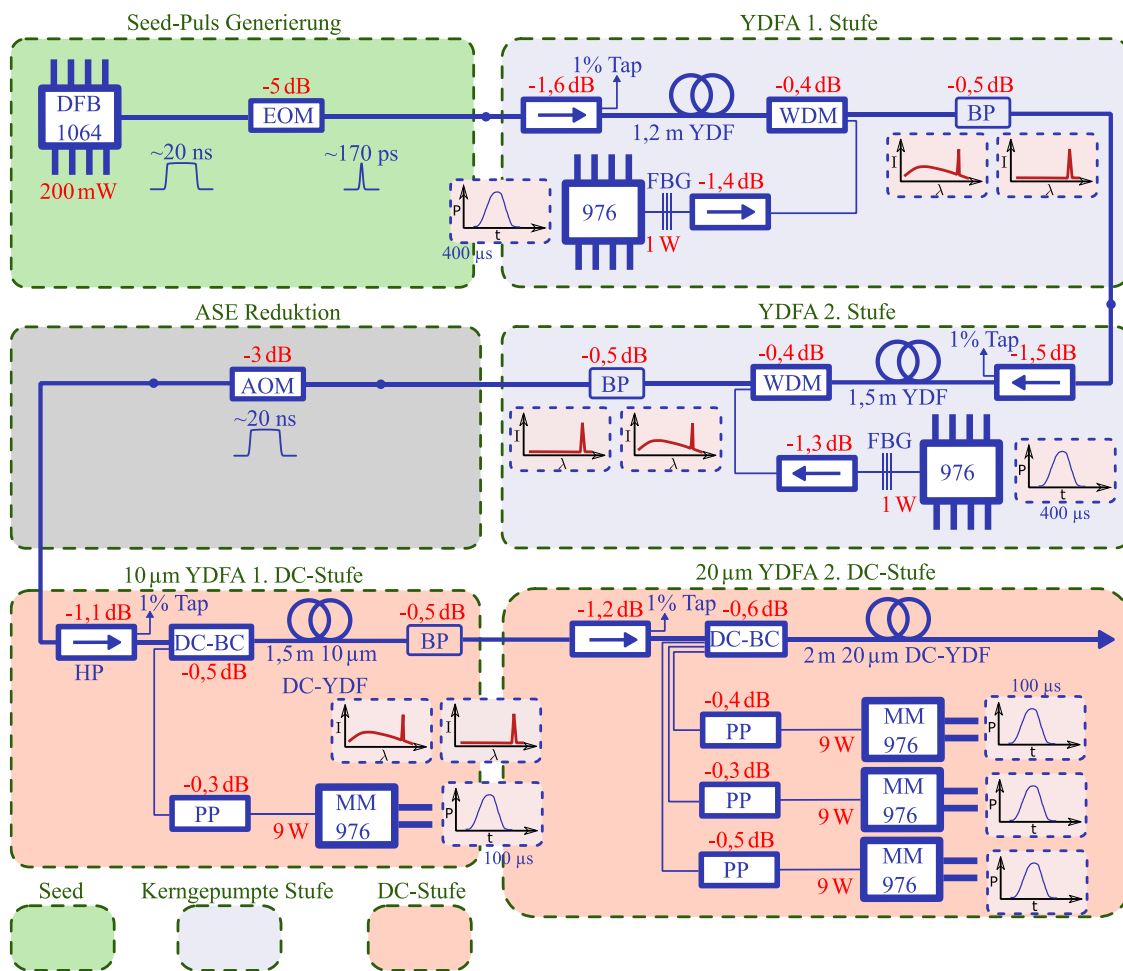


Abbildung 36: Optische Komponenten und deren Verluste vom zweiten MOPA-Aufbau. Die wichtigsten Änderungen im Vergleich zum ersten MOPA-Aufbau sind der Einbau eines AOMs, einer 20 μm-Faser in der zweiten DC-Stufe und die Modulation aller Pumpdioden. Abkürzungen: DFB: Laserdiode mit verteilter Rückkopplung, EOM: Elektro-optischer Modulator, Pfeil: Isolator, YDF: Ytterbium dotierte Faser, WDM: Wellenlängenmultiplexer, BP: Bandpassfilter, FBG: Faser-Bragg Gitter, AOM: Akusto-optischer Modulator, PP: Schutz der Pumpdiode, DC: Doppelmantel, BC: Strahlvereiner, MM: Multimoden, HP: Hochleistung.

Für diesen Laseraufbau wurden experimentell die Parameter für niedrige Repetitionsraten und sogar Einzelpulse bestimmt. Dabei müssen die einzelnen Pumpdioden rechtzeitig eingeschaltet werden, sodass Abbildung 37 eingehalten wird. Der Seed-Puls kommt somit am Ende des Pumpulses, zu dem die maximale Besetzungsinversion erreicht wird. Mithilfe eines Verzögerungsgenerators (Model DG645, Stanford Research Systems, USA) können die einzelnen Startpunkte der Pumpdioden, Vormodulation, EOM und AOM perfekt aufeinander angepasst werden. Um die gleiche Spitzenleistung wie bei einer Referenzfrequenz von 500 kHz mit 100 ps Pulslänge zu erreichen, wurden verschiedene Pumpdauern und Pumpleistungen getestet. Schlussendlich ist eine höhere Pumpleistung bei kürzerer Pumpdauer von Vorteil, damit möglichst wenig ASE entsteht. Die Fluoreszenzlebenszeit von Ytterbium liegt bei ~ 1 ms [42, 43]. Da Ytterbiummoleküle bei einer Pumpuls-Repetitionsrate von über 1 kHz zumindest teilweise angeregt bleiben, sind bei Repetitionsraten unterhalb von 1 kHz entsprechend höhere Pumpdauern und -leistungen erforderlich. Die Pumpleistung der letzten Verstärkerstufe wird für die exakte Einstellung der Ausgangsleistung verwendet.

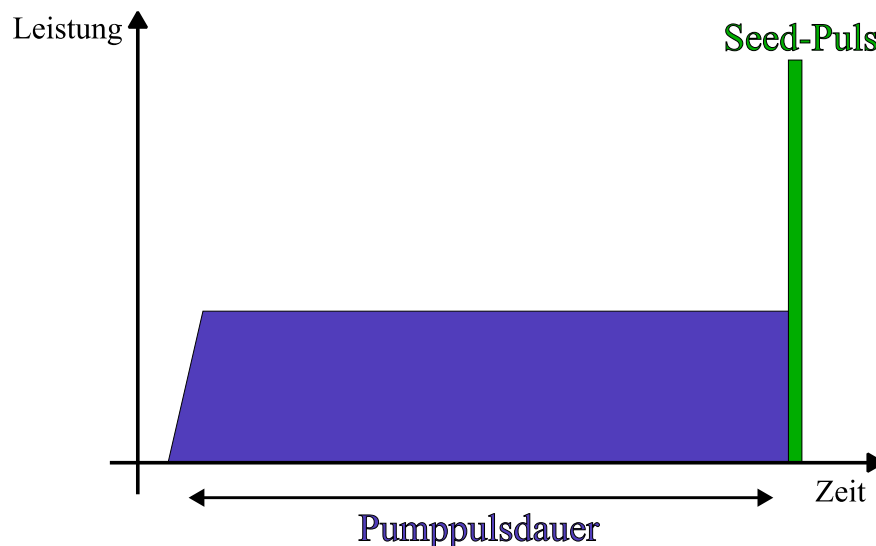


Abbildung 37: Zeitpunkt des Pump- und Seed-Pulses. Der Seed-Puls kommt am Ende des Pumpulses, sodass die maximale Besetzungsinversion ausgenutzt und möglichst viele angeregte Moleküle abgeregt werden. Somit wird die ASE reduziert und Einzelpulse und niedrige Repetitionsraten sind möglich.

Durch einen externen Auslöser (engl. „external trigger“) konnten somit zum ersten Mal Einzelpulse und Pulszüge-auf-Abruf mit diesem System erzeugt werden. Der große Vorteil dieser Lichtquelle im Vergleich zu herkömmlichen Quellen liegt in der flexibel wählbaren und sehr hohen Pulsrepetitionsrate auf Abruf. Diese Pulszüge-auf-Abruf sind besonders interessant für die ultraschnelle Kurzpulsfotografie von Kavitationsblasen, welche in aktuellen und zukünftigen Projekten, zum Beispiel dem AFOSR Grant FA9950-22-1-02 genauer untersucht werden [144–147]. Bislang wurde die Ausbreitung von Kavitationsblasen in Wasser mittels stroboskopischer Beleuchtung untersucht [151]. Dabei wird ausgenutzt, dass die Kavitationsblasen in Wasser reproduzierbar sind

und somit Einzelbilder mit steigendem zeitlichem Abstand zwischen Blasenerzeugung und Belichtungspuls aufgenommen werden. Dieses Prinzip funktioniert allerdings nur bei reproduzierbaren Ereignissen und beispielsweise nicht in Gewebe. Für diesen Fall kann jedoch eine Mehrfachbelichtung (Multiexposition) mittels Pulszug durch den hier beschriebenen Laser eingesetzt werden. Dabei werden in einem einzigen Bild mehrere Zeitpunkte derselben Blase festgehalten, sodass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blase bestimmt werden kann. Bevor die Kavitationsblase zu sehen ist, entsteht zudem eine Stoßwelle, welche sich deutlich schneller ausbreitet als die Blase. Diese Druckwelle kann ebenfalls mit einer schnellen Abfolge von Pulsen in einer Multiexposition genauer untersucht werden, für die allerdings deutlich höhere Pulsrepetitionraten benötigt werden [152]. Die maximale Geschwindigkeit der Stoßwelle gibt direkten Rückschluss auf den maximalen Druck und damit auf die im Medium deponierte Energie [151]. Linz et al. haben gezeigt, dass für eine speckelfreie Kurzpulsfotografie eine spektrale Verbreiterung und anschließend eine MM-Faser mit großem Kerndurchmesser benötigt wird (siehe Abbildung 38) [144, 146]. Der kurze Belichtungspuls ermöglicht dabei eine hohe zeitliche Auflösung, führt allerdings zu deutlichen Speckeln im Bild, sodass Details nicht erkannt werden können. Erst durch die Aufhebung der räumlichen und zeitlichen Kohärenz des Lichts werden die Speckle entfernt und eine homogene Beleuchtung mit gleichzeitig hoher zeitlicher Auflösung wird ermöglicht.

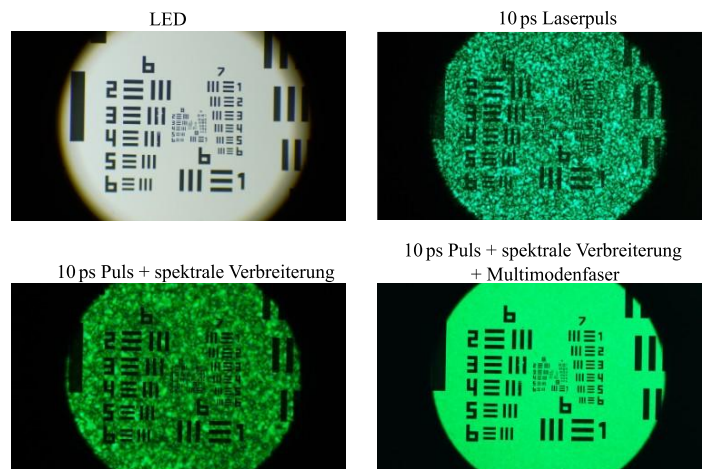


Abbildung 38: Speckelfreie Kurzpulsfotografie eines 1951 USAF-Auflösungstestbilds. Links oben ist die speckelfreie Fotografie mit einer LED gezeigt, die allerdings kaum zeitliche Auflösung hat. Rechts oben ist die Fotografie mittels 10 ps Laserpuls abgebildet, die zwar eine hohe zeitliche Auflösung, aber auch Speckle besitzt. Eine spektrale Verbreiterung dieses Pulses reicht noch nicht aus, um ein Bild ohne Speckle zu erhalten (links unten). Erst die zusätzliche Multimodenfaser ermöglicht eine speckelfreie Kurzpulsfotografie (rechts unten). Mit Genehmigung übernommen und angepasst aus [144, 146].

Der Aufbau für die ultraschnelle Kurzpulsfotografie ist in Abbildung 39 dargestellt. Um den MOPA für diese Anwendung verwenden zu können, wurde ein Frequenzverdopplungsaufbau aus meiner Masterarbeit eingesetzt [153]. Dieser besteht aus einem Isolator (IO-5-1064-HP, Thorlabs), zwei Kollimatoren ($f=7,5$ mm), Linsen zum Fokussieren ($f=50$ mm) und Kollimieren ($f=35$ mm), einem

950 nm Kurzpassfilter (FESH0950, Thorlabs) und einem 10 mm langen LBO-Kristall. Die Konversionseffizienz dieses Aufbaus liegt bei $>10\%$ und ergibt $\sim 6,5$ kW Spitzenleistung (~ 1 μ J Pulseenergie, ~ 150 ps Pulslänge). Dies liegt deutlich über der benötigten Leistung für eine Einzelpulsbeleuchtung. Das Spektrum des Lasers ist bereits durch Raman-Verschiebung in der aktiven und passiven Faser des MOPAs verbreitert, sodass nach der Frequenzverdopplung eine FWHM von 3,3 nm um 545 nm vorhanden ist. Diese Wellenlänge kommt durch Summenfrequenzmischung von 1063 nm und ~ 1120 nm mit einer leichten Verkippung des Kristalls zustande und wurde auf die maximale Leistung optimiert. Für diese Anwendung ist ein solch breites Spektrum sehr gut, sodass keine zusätzliche spektrale Verbreiterung benötigt wird. Das frequenzverdoppelte Licht wird anschließend auf einen Diffusor (DG20-1500, Thorlabs) gegeben und in eine MM-Faser (M134L02, Thorlabs, 600 μ m Kerndurchmesser, 2 m lang, NA = 0,5) eingekoppelt. Nach dieser MM-Faser ist der Laserpuls zeitlich nicht deutlich breiter geworden, was mit einer Freistrahphotodiode (HSA-X-S-1G4-SI 1,4 GHz, FEMTO Messtechnik GmbH, Deutschland) und einem externen Startsignal verifiziert wurde. Zudem ist das Licht aus dieser MM-Faser zeitlich und räumlich inkohärent, sodass es für die specklefreie Kurzpulsfotografie genutzt werden kann. Für die Plasenerzeugung wird ein zweiter Laser eingesetzt (SL200, EKSPLA, Pikosekunden, 1064 nm, bis zu 10 mJ), dessen Leistung über eine $\lambda/2$ -Platte und einen Polarisationsfilter eingestellt wird. Anschließend wird das Licht mittels Objektiv (HCX APO L U-V-I 20x, Leica, NA=0,5) in Wasser fokussiert, sodass das Plasma entsteht. Für den Beleuchtungsstrahlengang wird das Licht aus der MM-Faser mit Hilfe eines Kollektors (Nikkor 35 mm 1:1,4, Nikon) kollimiert. Nach einem Diffusor (5° Diffusor aus 20DKIT-C1, Newport) wird das Licht mit einer Kondensorlinse mit langer Reichweite (NA=0,55) auf das Plasma fokussiert. Senkrecht zu beiden Lasern ist eine Photodiode (HSA-X-S-1G4-SI, 10 kHz-1,4 GHz, FEMTO) platziert, mit der die genauen Zeitpunkte der Laserpulse gemessen werden. Vor dieser Photodiode ist ein 950 nm Kurzpassfilter (FESH0950, Thorlabs) eingebaut, um die Leistung des SL200-Lasers abzuschwächen. Mit einem weiteren Objektiv (HCX APO L U-V-I 10x, Leica, NA=0,3) wird das Beleuchtungslicht aufgesammelt und mit Hilfe einer passenden Tubuslinse auf die Kamera (A7III, Sony, Japan) abgebildet. Das verwendete Wasser in der Küvette zur Plasmaerzeugung ist aqua ad iniectabilia (Braun, Deutschland) und somit besonders rein. Mit einem Pulseenergiemesskopf (PE50BF-DIF-C, Ophir Optronics Solutions, Israel) wurde die Pulseenergie des SL200-Lasers in der Küvette im Anschluss an die Messreihen charakterisiert.

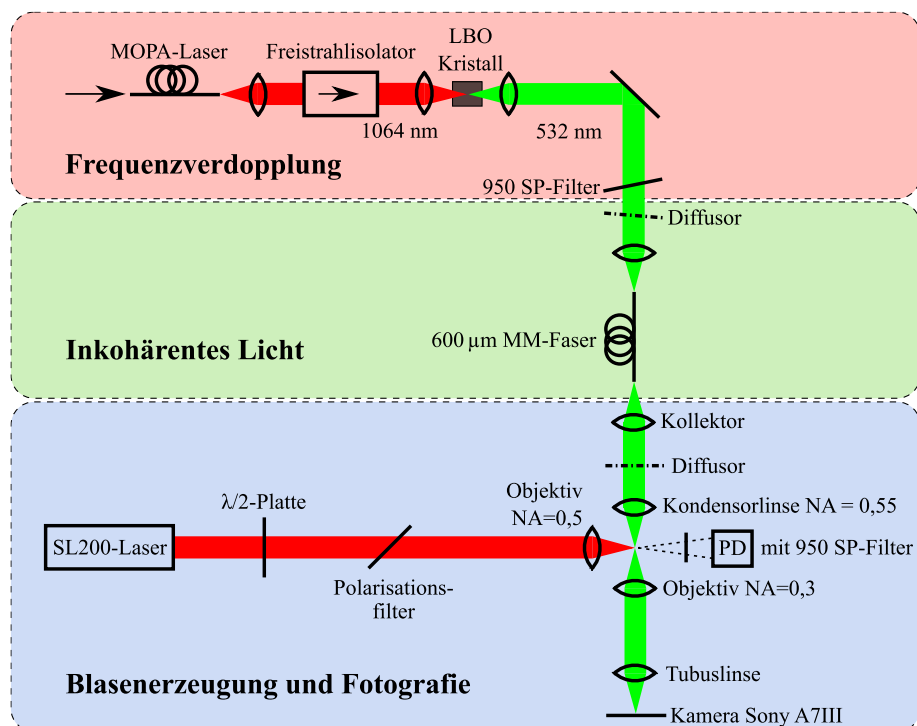


Abbildung 39: Aufbau zur ultraschnellen Kurzpulsfotografie von Kavitationsblasen. Der MOPA-Laser wird zuerst mit einem LBO-Kristall in einem Freistrahl Aufbau frequenzverdoppelt (roter Abschnitt). Um inkohärentes Licht für die Beleuchtung der Kavitationsblase zu erhalten, ist nach der Frequenzverdopplung ein Diffusor und eine 600 µm MM-Faser eingebaut (grüner Abschnitt). Die Kavitationsblase wird mit einem zweiten Laser (SL200) erzeugt. Die Leistung des SL200 wird mittels $\lambda/2$ -Platte und Polarisationsfilter eingestellt. Das Licht dieses Lasers wird mittels Objektiv (NA=0,5, 20x Vergrößerung) in Wasser fokussiert, wo die Kavitationsblase entsteht. Für die Beleuchtung dieser Kavitationsblase wird das Licht aus der MM-Faser mittels Kollektor kollimiert, mit einem Diffusor zerstreut und mit einer Kondensorlinse (NA=0,55) auf die Kavitationsblase fokussiert. Senkrecht zu beiden Laserpulsen ist eine Photodiode (PD) mit vorgeseztem 950 nm Kurzpassfilter aufgebaut, mit der die Zeitpunkte der Laserpulse bei der Blasenerzeugung und -beleuchtung gemessen werden. Das Licht des Beleuchtungsstrahlengangs wird mittels Objektiv (NA=0,3) und passender Tubuslinse auf eine Kamera gegeben.

In Abbildung 40 ist das Foto gezeigt, welches bei der Belichtung des Plasmas mit einem Laserpuls entsteht. Die Pulsenergie zur Erzeugung des Plasmas lag bei 1,39 mJ. Es sind kaum Speckle zu sehen, sodass die Details im Plasma, der Kavitationsblase und der Stoßwelle zu erkennen sind. Gut zu sehen ist das helle Plasma in der Mitte des Bildes. Der Laserstrahl zur Erzeugung des Plasmas kommt von der linken Seite. Um das Plasma herum ist in schwarz die Kavitationsblase zu sehen, die gerade erst entsteht. Ungefähr 200 µm von der Blase entfernt ist die Stoßwelle zu sehen, welche weitestgehend rund ist, bis auf den hinteren (rechten) Bereich. Der zeitliche Abstand zwischen Plasmaerzeugung und Belichtungspuls liegt bei 160 ns. Mit den Pulsen-auf-Abruf des MOPA-Lasers kann nun der Zeitpunkt des Belichtungspulses exakt eingestellt werden, sodass jegliche Zeitpunkte des Ablaufs untersucht und fotografiert werden können.

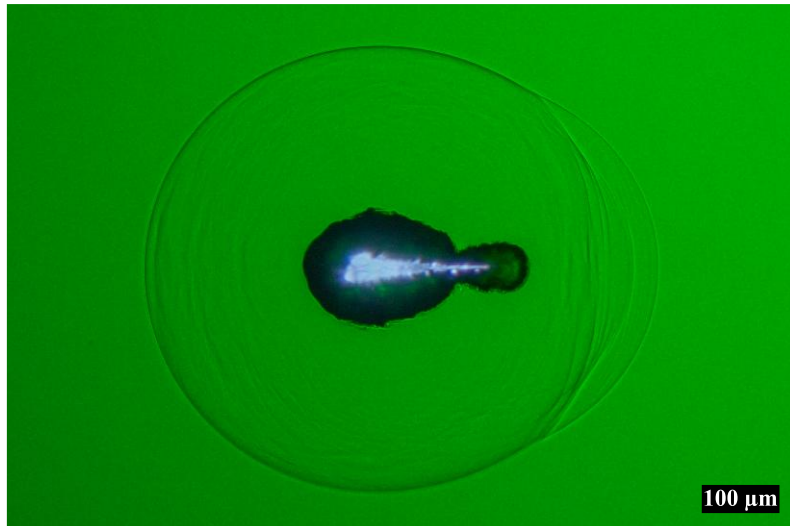


Abbildung 40: Einzelpuls zur Belichtung eines Plasmas mit Kavitationsblase und Stoßwelle. Der Laserpuls zur Erzeugung des Plasmas kommt von der linken Seite. Die Pulsenergie zur Erzeugung des Plasmas lag bei 1,39 mJ. Der zeitliche Abstand zwischen Plasmaerzeugung und Belichtungspuls liegt hier bei 160 ns. Der weiße/helle Bereich in der Mitte ist das Plasma. Direkt darum ist in schwarz die entstehende Kavitationsblase zu sehen. Ungefähr 200 μm entfernt vom Plasma ist die Stoßwelle abgebildet.

Zusätzlich können mit diesem MOPA-Laser weltweit das erste Mal Pulszüge mit GHz-Repetitionsrate in einer Multiexposition verwendet werden. Dazu wurden fünf Pulse mit 1 ns Abstand zur Belichtung verwendet (siehe Abbildung 41). Das Plasma wurde mit einer Pulsenergie von 1,1 mJ erzeugt und der zeitliche Abstand zwischen Plasma und erster Belichtung liegt bei 7 ns. Das Plasma und die Kavitationsblase sind in der Zeit der drei Belichtungspulse unverändert, während sich die Stoßwelle ausgebreitet hat und somit fünf Mal abgebildet ist. Mit einer solchen Multiexposition kann die Geschwindigkeit der Stoßwelle genau bestimmt werden.

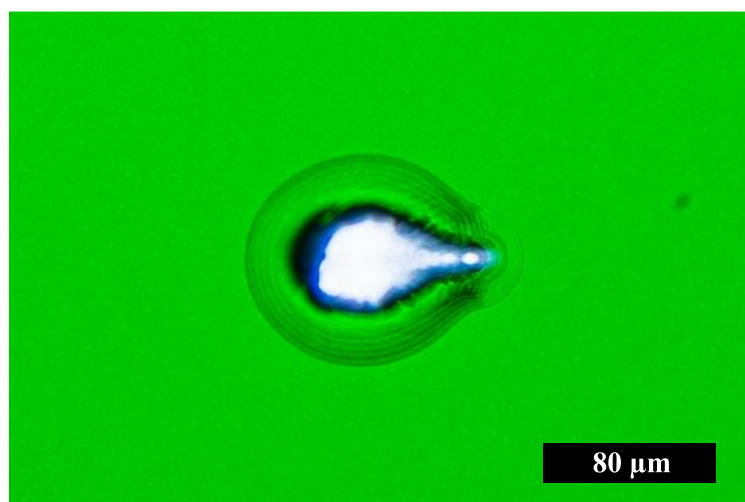


Abbildung 41: Fünf Belichtungen mit 1 GHz Repetitionsrate eines Plasmas mit Kavitationsblase und Stoßwelle. Die Pulsenergie zur Erzeugung des Plasmas lag bei 1,1 mJ. Der zeitliche Abstand zwischen Plasmaerzeugung und Belichtungspuls liegt hier bei 7 ns. Die Stoßwelle wird zu fünf Zeiten mit 1 ns Abstand belichtet und dargestellt.

Die Stoßwellengeschwindigkeit nimmt mit der Zeit ab. Mit mehreren Belichtungen in unterschiedlichen zeitlichen Abständen kann die Geschwindigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt werden. Dies lässt sich leicht mit diesem MOPA-Laser umsetzen, da die Pulsabstände variabel gesetzt werden können. Für das Bild in Abbildung 42 wurden sechs Belichtungspulse in unterschiedlichen Abständen verwendet, angefangen bei 16 ns. Zuerst wurden drei Pulse mit jeweils 2 ns Abstand verwendet, mit denen die anfänglich schnelle Geschwindigkeit bestimmt werden kann. Nach weiteren 16 ns wurden zwei Pulse mit 5 ns Abstand eingesetzt. Schlussendlich wurde ein weiterer Puls im Abstand von zusätzlichen 15 ns gesetzt. Mit dieser Reihe an Pulsen lässt sich die (mittlere) Geschwindigkeit der Stoßwelle zu unterschiedlichen Zeitpunkten bestimmen. Dazu wurde der räumliche Abstand jeder Stoßwelle zur jeweils vorherigen Stoßwelle auf der horizontalen Achse links vom Plasma bestimmt. In Kombination mit den zeitlichen Abständen konnten daraus die Geschwindigkeiten berechnet werden. In Tabelle 10 sind sowohl die Abstände als auch die Geschwindigkeiten dieser Messungen aufgelistet, wobei eindeutig ist, dass die Geschwindigkeit der Stoßwelle mit steigendem Abstand kleiner wird. Trotzdem liegen alle gemessenen Geschwindigkeiten über der Schallgeschwindigkeit in Wasser von ~ 1500 m/s [154]. Zusätzlich zu mehreren Stoßwellen sind mehrere Kavitationsblasen zu sehen über die ebenfalls die Geschwindigkeit der Blase bestimmt werden kann.

In zusätzlichen Aufnahmen bei einer Pulsenergie zur Blasenzeugung von $293 \mu\text{J}$, konnte der maximale Blasenradius von $430 \mu\text{m}$ bestimmt werden (hier nicht gezeigt). Dieser stimmt überein mit Berechnungen aus der Oszillationszeit der Kavitationsblase von $79,7 \mu\text{s}$ [155], die ebenfalls durch exaktes einstellen des zeitlichen Abstandes zwischen Plasma und Belichtungspuls gemessen wurde.

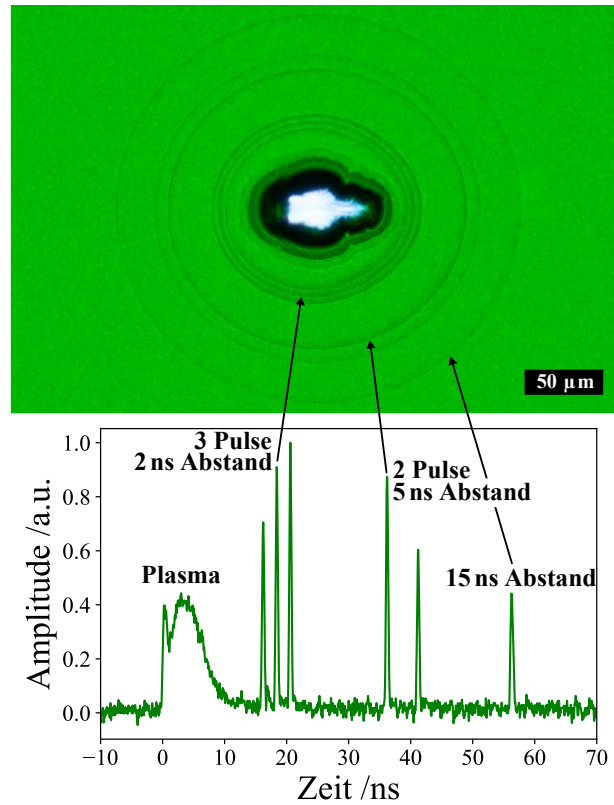


Abbildung 42: Sechs Belichtungspulse in unterschiedlichen Abständen zur Belichtung eines Plasmas mit Kavitationsblase und Stoßwelle. Oben ist die Aufnahme der Kamera abgebildet und unten die zeitliche Abfolge der Pulse gemessen mit der Photodiode senkrecht zur Plasmaerzeugung. Die Pulsenergie zur Erzeugung des Plasmas lag bei $293 \mu\text{J}$. Der zeitliche Abstand zwischen Plasmaerzeugung und Belichtungspuls startet bei 16 ns und wird mit jedem Belichtungspuls erhöht. Zuerst wurden drei Pulse mit jeweils 2 ns Abstand, nach zusätzlichen 16 ns wurden zwei Pulse mit 5 ns Abstand und abschließend ein Puls in 15 ns Abstand verwendet.

Tabelle 10: Abstände und Geschwindigkeiten der sechs Stoßwellen aus Abbildung 42. Die Abstände wurden horizontal auf der linken Seite des Plasmas bestimmt.

Pulsnummer	Räumlicher Abstand zum vorherigen Puls	Zeitlicher Abstand zum vorherigen Puls	Zeitlicher Abstand zum Plasma	Geschwindigkeit
1	-		16 ns	
2	4,56 μm	2 ns	18 ns	2280 m/s
3	3,99 μm	2 ns	20 ns	1995 m/s
4	27,93 μm	16 ns	36 ns	1746 m/s
5	8,55 μm	5 ns	41 ns	1710 m/s
6	25,08 μm	15 ns	56 ns	1672 m/s

Diese Messungen zeigen die hohe Flexibilität und Nutzen des hier vorgestellten MOPA-Systems im konkreten Anwendungsfall der ultraschnellen Kurzpulsfotografie. In Zukunft könnte zur Optimierung der Ergebnisse die Einhüllende des Pulszuges mittels Pulsformung noch besser kontrolliert werden [120–122, 127, 131, 132, 156], um auch nach der Frequenzverdopplung in möglichst vielen Pulsen die gleiche Spitzenleistung zu erreichen. Mit einer höheren Zahl an Belichtungspulsen in einer Multiexposition sinkt zwar der Kontrast jeder einzelnen Stoßwelle, dies könnte allerdings durch den Einsatz von Dunkelfeldbeleuchtung umgangen werden [157, 158]. Bislang werden neun bis zehn Pulse im Grünen mit 1 GHz Repetitionsrate erreicht. Diese Zahl an Pulsen mit gleicher Spitzenleistung kann über den analogen Kanal des AWGs noch deutlich erhöht werden. Über diesen Kanal lässt sich die Eingangsleistung jedes Pulses präzise anpassen, sodass eine Regelschleife integriert werden kann, die für gleichbleibend hohe Pulse sorgt.

Eine solche Formung der Einhüllenden ist auch für die geplante Retinatherapie entscheidend. Dabei soll dieser MOPA-Laser ~ 100 ns lange Pulszüge und ~ 10 kHz Repetitionsrate der Pulszüge verwenden [148–150]. Bei der temperaturgeregelten Retinatherapie wird mittels gezielter Bestrahlung und Photoakustik die Temperatur am Augenhintergrund bei der Lasertherapie gemessen. Für diesen Einsatz wird aufgrund des langsamen Ultraschallwandlers eine geringe Repetitionsrate von 10 kHz benötigt, welche mittels Modulation der Pumpdioden und Einsatz des AOMs erreicht wird. Die langen Pulse von ~ 100 ns würden in diesem MOPA-Laser Brillouin-Streuung erzeugen, können allerdings durch Pulszüge ersetzt werden, sodass die Einhüllende wiederum die gleiche Energie beinhaltet. Mithilfe der Pulsformung kann die Einhüllende verändert und auf die Erhitzung des Gewebes optimiert werden. Aufgrund der Absorption der Retina wird auch hier Licht im sichtbaren Spektrum benötigt, welches durch die Frequenzverdopplung erreicht wird.

Die Ergebnisse der nächsten Kapitel wurden mit dem ersten MOPA-Laser aus dieser Arbeit erzielt. Der zweite, modifizierte Aufbau wird in zukünftigen Projekten eingesetzt.

3.6 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK MOPA

Insgesamt wurden zwei sehr flexible MOPA-Laser mit einer hohen Spitzenleistung aufgebaut, die eine extrem breite Nutzung ermöglichen. Im Vergleich zu den anderen MOPAs (siehe Tabelle 11) können diese Systeme durch die hohe Flexibilität breiter angewendet werden und besitzen durchweg sehr gute Spezifikationen: Es wird eine hohe Spitzenleistung mit hohen Repetitionsraten (in Pulszügen) bei gleichzeitig sehr schmaler Linienbreite erreicht. In Bezug auf die Pulsenergie können Systeme mit längeren Pulsen höhere Werte erreichen, allerdings sollten die 9,1 μJ dieses MOPA-Systems bereits ausreichen, um beispielsweise ein Plasma in Wasser und damit auch Kavitationsblasen zu erzeugen [159].

Tabelle 11: Die hier vorgestellten MOPAs im Vergleich zu anderen MOPAs.

Autor	Spitzenleistung	Repetitionsrate	Pulslänge	Aktive Modulation?	Pulsenergie	Linienbreite	Bemerkung
M. Liu et al. [128]	~1 kW	100 kHz	200 ns	Ja	200 μJ	k.A.	LD ist moduliert, kein EOM
L. Lago et al. [129]	2 kW	10 kHz	10 ns	Ja	20 μJ	k.A.	
P. Dupriez et al. [130]	13 kW	1 GHz	20 ps	Nein	260 nJ	0,49 nm	43 μm Kern, komplexer Seed-Laser
Ghiringhelli et al. [131]	30 kW	10 kHz	100 ns	Ja	0,3 mJ	k.A.	Gleiche Gruppe wie [120]
A. Malinowski et al. [120]	35 kW	100 kHz	20 ns	Ja	2 mJ (Tastverhältnis 20%)	k.A.	Pulsformung (EOM)
M. Nie et al. [132]	41,6 kW	40 kHz	40 ns	Ja	1,7 mJ	0,06 nm	Inkl. 532 nm
L. Desbiens et al. [121–123]	50 kW	1 MHz mit Pulszügen bis 1,6 GHz	30 ps	Ja	~1,5 μJ	k.A.	Phasenmodulator und Faser-Bragg Gitter
H. Chan et al. [124]	197 kW	5,47 MHz	90 ps	Ja	17,7 μJ	0,87 nm bei 13,8 μJ Pulsenergie	1030 nm GS-Diode und EOM
Hier vorgestellte MOPAs	91 kW	Einzelpuls – 5 GHz	10 ps–10 ns	Ja	9,1 μJ	0,11 nm	

In Tabelle 12 ist eine Zusammenfassung der Verstärkung der einzelnen MOPA-Stufen aufgelistet. Die Verstärkung wurde in den ersten vier Stufen gering gehalten, sodass eine hohe Spitzenleistung erst spät im Laser erreicht wird, um nichtlineare Effekte zu minimieren. Insgesamt wurde eine Verstärkung von 65 dB erreicht, wobei das Ziel nicht eine möglichst hohe Verstärkung pro Stufe war, sondern eine hohe Spitzenleistung bei gleichzeitig schmaler Linienbreite und niedriger ASE.

Tabelle 12: Übersicht über die einzelnen Verstärkerstufen des ersten MOPA-Lasers dieser Arbeit.

	Seed nach EOM	1. kern-gepumpte	2. kern-gepumpte	3. kern-gepumpte	1. DC	2. DC	Gesamt
Leistung	30mW	400 mW	10 W	170 W	1 kW	91 kW	
Verstärkung		11 dB	14 dB	12 dB	8 dB	20 dB	65 dB

In Kapitel 3.5 wurde mit der ultraschnellen Kurzpulsfotografie bereits eine mögliche Anwendung des Lasers gezeigt. Weitere Anwendungen für die diese Art von MOPA-Laser in der Arbeitsgruppe von Prof. Huber verwendet wurden, sind die Zweiphotonen-Mikroskopie [15, 17, 18, 21, 137, 153], die Raman-Mikroskopie [14, 160] und am selben Institut in abgewandelter Form auch eine spezielle, schnellere Form der Zweiphotonen-Mikroskopie, der „Spectro-temporal Laser Imaging by Diffracted Excitation“ (kurz SLIDE) Mikroskopie [161]. Diese Systeme wurden bisher mit einer maximalen Spitzenleistung von bis zu ~5-10 kW betrieben, wohingegen der Laser aus dieser Arbeit 10-20-mal mehr Leistung besitzt und somit neue Möglichkeiten bietet, vor allem in Bezug auf nichtlineare Effekte und Wellenlängenerweiterung.

In Zukunft sind weitere Projekte für die ultraschnelle Kurzpulsfotografie und die Verwendung des Lasers bei der temperaturgeregelten Retinatherapie geplant. Für beide Anwendungen wird die Modulation der Pumpdioden benötigt, die ebenfalls in dieser Arbeit umgesetzt wurde. Die dafür benötigte Frequenzverdopplung wurde mit Hilfe des selbstentwickelten Aufbaus aus meiner Masterarbeit umgesetzt. Die Flexibilität des MOPA-Lasers ist für beide Projekte von entscheidendem Vorteil. Bei der ultraschnellen Kurzpulsfotografie können gleichzeitig hohe und niedrige Abstände zwischen den Pulsen verwendet werden, die eine Multiexposition der Druckwelle ermöglichen. Die freie Wählbarkeit der Pulslängen sowie die Anpassung der (einhüllenden) Pulsform ist von großem Vorteil bei der temperaturgeregelten Retinatherapie und könnte eine noch präzisere Behandlung ermöglichen. Für beide Anwendungen wird zudem eine hohe (einhüllende) Pulsenergie benötigt, die dieses System sogar nach der Frequenzverdopplung bereitstellen kann.

Wie bereits in der Einleitung erklärt, erfordern viele Anwendungen Wellenlängen außerhalb der von gängigen aktiven Medien in Faserlasern abgedeckten Bereiche. Die spektrale Abdeckung lässt sich allerdings über nichtlineare Effekte erweitern. Für diesen Zweck wird ein Laser benötigt, der sowohl eine hohe Spitzenleistung als auch eine schmale Linienbreite besitzt, damit die neuen Wellenlängen gezielt und schmalbandig erreicht werden. Dies wurde mit diesem MOPA-Laser erreicht, welcher anschließend für die Wellenlängenerweiterungen eingesetzt wird.

4 VIER-WELLEN-MISCHEN

Die Geschwindigkeit bildgebender Verfahren spielt eine entscheidende Rolle in zahlreichen Anwendungen, insbesondere in der biomedizinischen Forschung und Diagnostik. Schnelle Bildgebung ermöglicht nicht nur die Beobachtung dynamischer Prozesse ohne Bewegungsartefakte, sondern auch einzelne Zellen in hohem Durchsatz zu analysieren. Zwei etablierte, wenn auch vergleichsweise langsame bildgebende Methoden sind die Zwei-Photonen-Mikroskopie und die Raman-Mikroskopie [1]. Beide Verfahren haben sich in der biologischen und medizinischen Forschung bewährt, leiden jedoch unter Einschränkungen hinsichtlich ihrer Aufnahmegeschwindigkeit.

Die Erfindung des „Fourier Domain Mode-Locked“ (kurz FDML) Lasers hat in der OCT bereits zu um Größenordnungen höheren Aufnahmegeschwindigkeiten geführt [162–165]. Der FDML-Laser ist ein wellenlängendurchstimmbarer Ringlaser, der im Wesentlichen auf drei zentralen Komponenten basiert: Einem abstimmbaren Fabry-Pérot-Filter, der für die Wellenlängenseparierung zuständig ist, einem Halbleiterverstärker (engl. „semiconductor optical amplifier“, kurz SOA), der die nötige Leistungsverstärkung liefert, sowie einer langen optischen Faser, die eine Verzögerung des Lichts und gleichzeitige „Zwischenspeicherung“ der Wellenlängen ermöglicht. Die Länge dieser Faser ist exakt auf die inverse Filterfrequenz abgestimmt, sodass das Licht einer Wellenlänge genau die Zeit benötigt, um einmal durch den Ringresonator zu laufen, bis der Filter erneut exakt diese Wellenlänge passieren lässt. Durch diese präzise Abstimmung können viele verschiedene Wellenlängen im Ringresonator mithilfe der langen optischen Faser zwischengespeichert werden, wodurch bei einer Wellenlängenänderung nicht erneut der Laservorgang mit mehreren Umläufen gestartet werden muss. Aus diesem Grund lassen sich mit dem FDML-Laser besonders schnell und rauscharm Wellenlängen durchstimmen.

Einen vielversprechenden Ansatz zur Beschleunigung der Zwei-Photonen-Mikroskopie stellt die sogenannte „Spectro-temporal Laser Imaging by Diffracted Excitation“ (kurz SLIDE) Mikroskopie dar [161]. Dieses Verfahren ist ähnlich zum MOPA-Aufbau dieser Arbeit, nutzt allerdings einen schnell durchstimmbaren FDML-Laser als Seed-Laser (siehe Abbildung 43). In Kombination mit einem Beugungsgitter zur schnellen Strahllenkung über die Probe wird SLIDE durch die hohe Linienrate, die sich aus der schnellen spektralen Modulation des FDML-Lasers ergibt, erfolgreich in Anwendungen wie der Durchflusszytometrie eingesetzt. Bei einer Anregungswellenlänge von 900 nm lassen sich beispielsweise das grün fluoreszierende Protein (kurz GFP) durch Zwei-Photonen-Anregung detektieren, was insbesondere bei der Messung neuronaler Aktivität von Bedeutung ist [3, 166]. Dies konnte allerdings noch nicht mit SLIDE umgesetzt werden, da der nötige Laser bei dieser Wellenlänge fehlt.

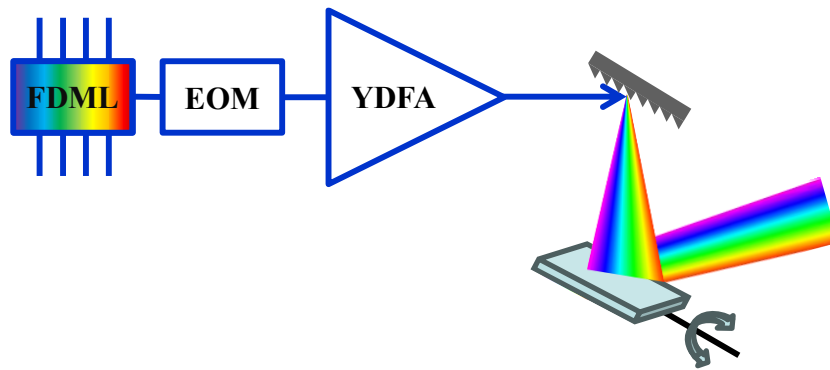


Abbildung 43: Schema der SLIDE (“Spectro-temporal Laser Imaging by Diffracted Excitation”) Mikroskopie. Der FDML-Laser wird in einem MOPA hochverstärkt. Die Wellenlängenänderung sorgt zusammen mit dem Gitter für die Abtastung in x-Richtung und der eine galvanometrische Spiegel für die y-Richtung. Somit ist dieses System deutlich schneller als ein System mit zwei galvanometrischen Spiegeln. Der Farbverlauf des FDML-Lasers stellt die Wellenlängenänderung dar und entspricht nicht der tatsächlichen Wellenlänge. Abkürzungen: FDML: „Fourier Domain Mode Locked“, EOM: Elektro-optischer Modulator, YDFA: Ytterbium dotierter Faserverstärker.

Neben der SLIDE-Mikroskopie profitiert auch die zeitcodierte (engl.: „time encoded“, kurz TICO, siehe Abbildung 44) stimulierte Raman-Mikroskopie von der schnellen spektralen Durchstimmbarkeit des FDML-Lasers [14, 160]. In dieser Technik ermöglicht die schnelle Wellenlängensequenzierung die zeiteffiziente Erfassung mehrerer Raman-Banden. TICO-Raman gilt als zukunftsweisend, ist jedoch aktuell durch die begrenzte Ausgangsleistung des verwendeten FDML-Abtastlasers limitiert. Eine Erhöhung der Laserleistung könnte nicht nur die Bildgeschwindigkeit steigern, sondern auch eine Epi-direktionale Detektion ermöglichen, was ein wichtiger Schritt hin zur Anwendung in der Endoskopie ist. Langfristig wird angestrebt, TICO-Raman mit OCT zu kombinieren, um gezielt Raman-Signale an spezifischen Gewebearealen zu messen. Zu diesem Zweck ist eine deutliche Erhöhung der Aufnahmegeschwindigkeit und somit der Wellenlängendurchstimmbarkeit erforderlich.

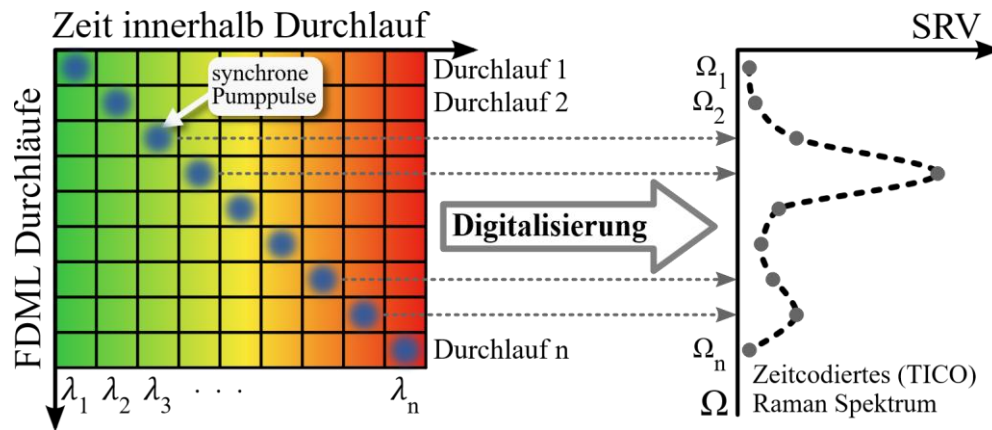


Abbildung 44: Zeitcodierte (TICO) Raman-Mikroskopie. Die Überlagerung von einem wellenlängendurchstimmbaren Laser wie dem FDML-Laser mit einem Pumpimpuls eines MOPAs ermöglicht die Abtastung einer Raman-Bande. Durch die zeitliche Verschiebung zwischen FDML-Durchlauf und Pumpimpuls wird die zu untersuchende Raman-Bande ausgewählt. Mit der synchronisierten Digitalisierung wird die stimulierte Raman-Verstärkung (SRV) einem Zeitpunkt zugeordnet. Angepasst nach [14, 138]

Klassischerweise werden für die stimulierte Raman-Mikroskopie Titan-Saphir-Laser in Kombination mit optisch parametrischen Oszillatoren eingesetzt [3–5]. Diese Systeme sind jedoch kostenintensiv, sperrig und erfordern eine aufwändige Puls-Kompression, insbesondere für endoskopische Anwendungen. Faserlaser bieten hier eine kompakte und robuste Alternative [167], allerdings fehlen geeignete Faser-Verstärkermedien in den Wellenlängenbereichen um 900 nm und 1300 nm. Eine vielversprechende Lösung stellt die Erzeugung neuer Wellenlängen durch Vier-Wellen-Mischung (FWM) in photonischen Kristallfasern (PCF) dar. Kürzlich wurde ein solches System vorgestellt, bei dem ein 1040 nm-Faserlaser als Pumpquelle und ein abstimmbarer 1330 nm-Ringlaser als Seed-Laser fungierten [168]. Auf Basis dieses Konzepts lässt sich durch den Einsatz eines FDML-Lasers als Seed-Laser eine noch schnellere spektrale Durchstimmung realisieren. Auch ohne durchstimmbaren Seed-Laser konnte FWM bereits erfolgreich zur Wellenlängengenerierung in spektralen Bereichen eingesetzt werden, in denen keine geeigneten Faser-Verstärkermedien existieren [169, 170]. Wie in Kapitel 2.1.3 bereits gezeigt, gibt es bei diesen Wellenlängen zwar Faser-Verstärkermedien, allerdings haben diese entweder keine hohe Verstärkung, die Komponenten haben sehr hohe Verluste oder andere Probleme entstehen bei der Verwendung von diesen Medien. Aus diesem Grund lassen sich in diesen Wellenlängenbereichen nur sehr schwer gut funktionierende Faserlaser bauen. Mit dem Einsatz eines aktiv modulierten MOPAs, wie er in dieser Arbeit verwendet wird, kann sehr leicht die Phase zwischen MOPA und Seed-Laser geändert werden und somit die Wellenlänge im FWM-Prozess ausgewählt werden, ohne dass sich die neue Laserwellenlänge in mehreren Resonatorumläufen neu aufbauen muss.

In Tabelle 13 sind Beispiele verschiedener FWM-Faserlaser aufgelistet, die eine Pumpwellenlänge um die 1000 nm verwenden. Nodop et al. haben 2009 als einer der ersten eine sehr effiziente Wellenlängenkonversion mittels FWM in einer PCF gezeigt [171]. Gottschall et al. haben diese Idee

erweitert und einen abstimmbaren Seed-Laser und sogar einen FDML-Laser als Seed für den FWM-Prozess verwendet [168, 172].

Tabelle 13: FWM-Faserlaser, die ~1000 nm als Pumpwellenlänge verwenden. Sortiert aufsteigend nach Erscheinungsdatum.

Autor und Jahr	Wellenlängen	Spitzenleistung	Bandbreite	Repetitionsrate	Pulslänge	Geschwindigkeit
D. Nodop et al. 2009 [171]	673 nm/2539 nm	15 kW / 2 kW	3 nm	1 MHz	200 ps	-
L. Lavoute et al. 2010 [170]	650-820 nm	2,5 kW	3 nm	20 MHz	30 ps	Wellenlängenänderung durch andere PCF
D. Wu et al. 2018 [169]	972-978 nm	~5 mW	2 nm	cw	cw	-
Gottschall et al. 2021 [168]	845-855/1328-1353 nm	560 W	0,75 nm	822 kHz	65 ps	10 kHz sprunghafte Wellenlängenänderung
Gottschall et al. 2023 [172]	845-855/1330-1350 nm	700 W	0,4 nm	822 kHz	85 ps	FDML als Seed, Phase vom FDML muss geändert werden

Die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels wurden von mir in mehreren Veröffentlichungen publiziert [173–175].

4.1 MATERIAL UND METHODEN

Der hier verwendete optische Aufbau zum FWM besteht aus vier Teilen (siehe Abbildung 45) und wurde teilweise von Gottschall et al. [168], Nodop et al. [171] und Kolb et al. [20] inspiriert. Als Pumpe des FWM-Prozesses wird der MOPA-Laser bei 1063 nm und einer Repetitionsrate von 419 kHz verwendet (grün), welcher theoretisch bis 100 kW Spitzenleistung verwendet werden kann, hier allerdings in den meisten Fällen bis 30 kW eingesetzt wird. Als Seed-Laser wird der FDML-Laser bei 1300 nm verwendet (orange). Um diese beiden Laser in der PCF für das FWM (grau) zu vereinen, wird ein Freistrahlaufbau verwendet (rot). Dieser wird auch dafür verwendet, Rückreflexe zu unterbinden, die bei der Verwendung der PCF aufgetreten sind. Eine mögliche Ursache der Rückreflexe könnten die Spleiße der PCF sein. Ein Freistrahlsisolator (IO-10-1064-VHP, Thorlabs), ein Bandpassfilter um 1060 nm (L-1064-10, Thorlabs), ein Langpassfilter ab 1000 nm (FEL1000, Thorlabs) und ein dichroitischer Spiegel ab 1200 nm (1200 nm Techspec Kurzpass Filter, Edmund Optics, USA) werden im Freistrahlaufbau gegen die Rückreflexe und zum Vereinen verwendet. Um die Polarisation des MOPAs und des FDML-Lasers an die PM-PCF (LMA-PM-5, Thorlabs) anzupassen, wird eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte (WPH05M-1064, Thorlabs) für den MOPA und ein Faser-Polarisationsausrichter (PC) hinter dem FDML eingesetzt. Die Komponenten im Freistrahlaufbau haben zusammen mit den Einkopplungsverlusten in die PCF einen Verlust von ~ 6 dB. Hinter der PCF liegen drei Wellenlängenbereiche vor: 900 nm, 1063 nm und 1300 nm. Mittels Filter, z.B. einem Kurzpassfilter ab 950 nm (FESH950, Thorlabs), kann der benötigte Wellenlängenbereich ausgewählt werden.

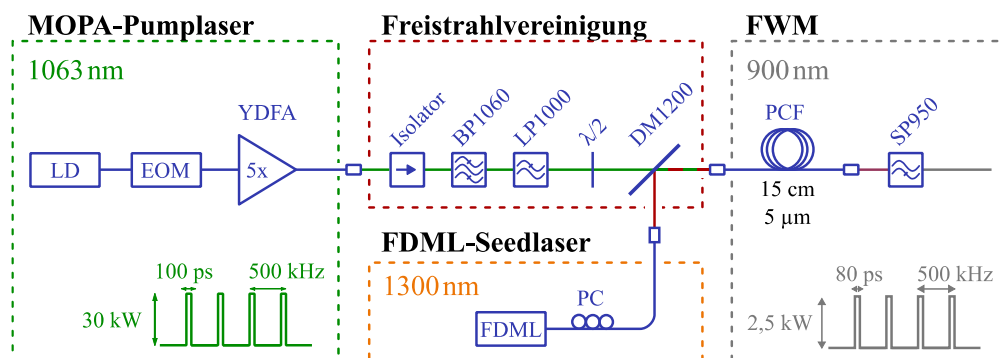


Abbildung 45: Optischer Aufbau für das Vier-Wellen-Mischen (FWM). Der Aufbau besteht aus vier Teilen: Dem MOPA-Pumplaser (grün), der die 1063 nm Pumpwellenlänge und die hohe Spitzenleistung liefert, dem FDML-Seed-Laser (orange), der die 1300 nm Seed-Wellenlänge für eine schmalbandige und effiziente Wellenlängenkonversion liefert, eine Freistrahlvereinigung (rot), die diese beiden Laser in der darauffolgenden PCF vereint und Komponenten gegen Rückreflexe beinhaltet und schlussendlich die PCF zum FWM (grau). Abkürzungen: LD: Laserdiode, EOM: Elektro-optischer Modulator, YDFA: Ytterbium-dotierter Faserverstärker, BP1060: Bandpassfilter um 1060 nm, LP1000: Langpassfilter ab 1000 nm, DM1200: Dichroitischer Spiegel für 1200 nm, PC: Polarisationsausrichter, SP950: Kurzpassfilter ab 950 nm.

4.1.1 Elektrische Ansteuerung und Synchronisation von MOPA und FDML

Die Synchronisation zwischen dem MOPA und dem FDML-Laser wird über insgesamt drei Funktionsgeneratoren (kurz AWG, hier: DG1062Z, Rigol) ermöglicht (siehe Abbildung 46). Dabei steuert der AWG 2 den FDML-Laser, der AWG 3 den MOPA-Laser und AWG 1 die Frequenz dieser beiden AWGs (s.u.). Die Frequenz des FDML-Lasers gibt die Frequenz des Systems und den Startpunkt jedes Durchlaufs vor. Die Pulse des MOPAs werden in Abhängigkeit vom Startzeitpunkt des FDMLs (von AWG 2) ausgegeben und über den Synchronisationseingang von AWG 3 (Kanal 1 und 2) kontrolliert. Dabei kann die Verzögerung der Pulse zum Startzeitpunkt des FDML-Durchlaufs angepasst und so die Wellenlänge für das FWM eingestellt werden.

Der FDML-Laser läuft besonders rauscharm, wenn die Umlaufzeit des Lichts im Ringresonator perfekt mit der inversen Filterfrequenz übereinstimmt [176]. Um diesen rauscharmen Zustand (den sogenannten „sweet spot“) zu erreichen und zu erhalten, wird der Laser frequenzgeregelt. In dem Fall, dass die Lichtumlaufzeit nicht zur inversen Filterfrequenz passt, bricht die Leistung kurzzeitig ein und ein sogenanntes „Loch“ entsteht in der Leistungsmessung. Durch das Zählen dieser Löcher mithilfe eines Frequenzzählers (53230A, Keysight Technologies, USA) kann somit bestimmt werden, wie rauscharm der Laser läuft. Durch leichtes Anpassen der Filterfrequenz kann die ideale Filterfrequenz bestimmt und geregelt werden. Um diese schmalen Löcher von ~ 50 ps indirekt detektieren zu können, wird ein Mach-Zehnder Interferometer mit ca. 1 cm Längenunterschied und eine niedrigere Detektionsbandbreite von 350 MHz verwendet [177]. Die Frequenz der beiden Funktionsgeneratoren für den FDML und den MOPA wird durch einen weiteren Funktionsgenerator (AWG 1) über Anpassen des 10 MHz Referenztakts kontrolliert.

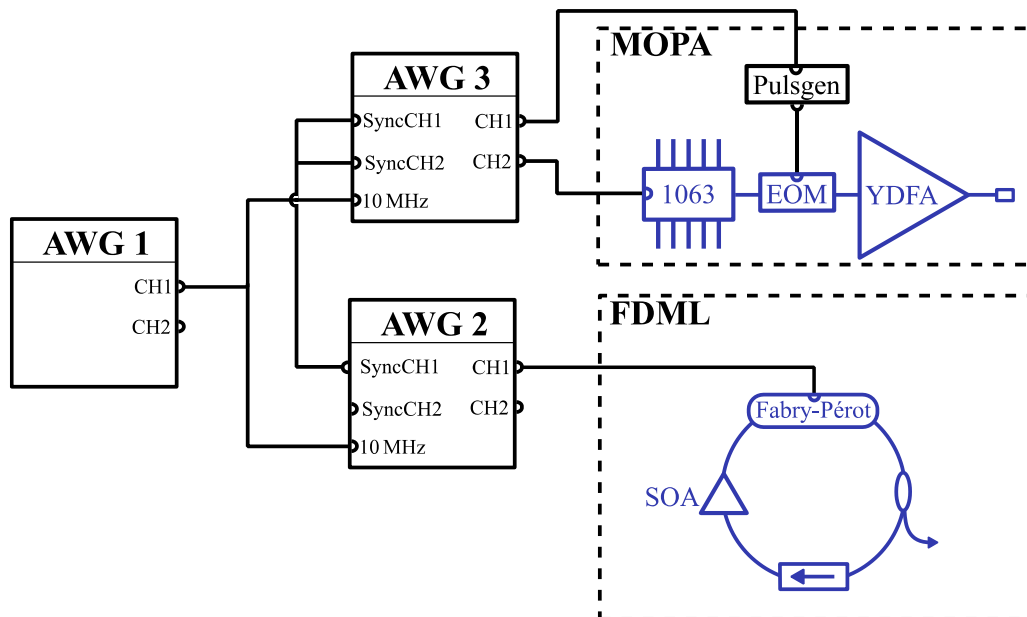


Abbildung 46: Ansteuerung von MOPA und FDML-Laser für das FWM. Der MOPA und der FDML-Laser werden jeweils von einem Funktionsgenerator (AWG 2 und 3) angesteuert. Die Frequenz dieser AWGs wird von einem weiteren AWG 1 über die Anpassung des 10 MHz Referenztakts angepasst, so dass der FDML-Laser immer im rauschfreien Zustand läuft. EOM: Elektro-optischer Modulator, Pfeil: Isolator, SOA: Halbleiterverstärker.

4.1.2 FDML-Laser und kurzer Ringlaser

In der Einleitung dieses Kapitels wurde bereits das Grundprinzip des FDML-Lasers erklärt. Der hier verwendete FDML-Laser wurde nicht von mir, sondern von Simon Lotz im Rahmen seiner Master- und Doktorarbeit aufgebaut [177]. Für ein rauschärmeres und allgemein besseres Ergebnis enthält der hier verwendete FDML-Laser nicht nur einen SOA (BOA1130S, Thorlabs), eine lange Faserspule (SMF28e+), einen Isolator (Advanced Fiber Resources, AFR) und einen selbstgebauten fasergekoppelten Fabry-Pérot-Filter (kurz FFP), sondern auch ein Faser-Bragg-Gitter mit variierender Gitterperiode (engl. „chirped fiber Bragg grating“, kurz cFBG, TeraXion, Kanada) und eine Kombination aus verschiedenen Fasern (Hi1060, SMF28e+, LEAF) zur Dispersionskorrektur innerhalb der Laserkavität (siehe Abbildung 47, linke Seite). Durch den Einsatz des cFBGs wird ebenfalls ein Zirkulator benötigt (AFR). Mithilfe dieser Komponenten ist der FDML-Laser extrem rauscharm und besitzt eine lange Kohärenzlänge [164]. In seinem besten Zustand, dem „sweet spot“, agiert der Laser nahe dem Schrotrauschen (gemessen bei einigen mW Leistung mit 50 GHz Bandbreite). Damit der Laser auch dauerhaft in diesem Zustand arbeitet, wird sein Rauschen dauerhaft überwacht und die Filterfrequenz in einer Regelschleife angepasst. In Abbildung 47 auf der rechten Seite ist das Spektrum dieses FDML-Lasers gezeigt, welches eine Bandbreite von maximal 105 nm um 1300 nm mit einer Leistung von 15 mW besitzt. Die Spitzen an den Rändern des FDML-Spektrums entstehen durch den sinusförmigen Verlauf des abstimmbaren FFPs. Bei einer Auskopplung hinter dem FFP gibt es keinen Untergrund, allerdings nur ~6 mW cw-Leistung. Die

Filterfrequenz liegt bei 419 kHz, könnte aber über Zwischenspeicherstufen (engl. „buffer stage“) auf bis zu 13 MHz erhöht werden [165]. Somit stimmt der Laser in seiner Grundfrequenz in $2,4 \mu\text{s}$ über 105 nm ab, was einer Abstimmgeschwindigkeit von 44 pm/ns entspricht. Seine maximale Geschwindigkeit (13 MHz Frequenz) kann sogar auf bis zu 1,4 nm/ns erhöht werden. Gleichzeitig besitzt der FDML-Laser aber eine extrem schmale instantane Linienbreite von bis zu 12 kHz [178]. All diese Eigenschaften machen den FDML-Laser zum perfekten Seed-Laser für einen schnell abstimmbaren FWM-Prozess.

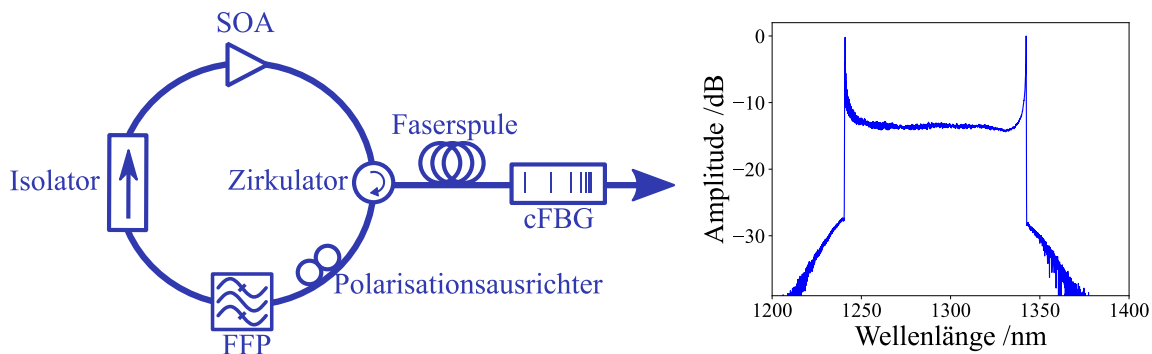


Abbildung 47: FDML-Schema und erzeugtes Spektrum. Auf der linken Seite ist das Schema des verwendeten FDML-Lasers gezeigt. Dieser besteht aus einem Halbleiterverstärker (SOA), einem Zirkulator, einer Faserspule, einem Faser-Bragg-Gitter mit variierender Gitterperiode (cFBG), einem Polarisationsausrichter, einem fasergekoppelten Fabry-Pérot-Filter (FFP) und einem Isolator (Pfeil). Das erzeugte Spektrum mit diesem Laser ist auf der rechten Seite gezeigt und hat eine Bandbreite von 105 nm um eine Zentralwellenlänge von 1300 nm.

Der FDML-Laser ist ein komplexer Laser, der viele verschiedene Komponenten und Regelungen (Temperatur, Frequenz) benötigt. Für einfache erste Tests, in denen keine schnellen Wellenlängenänderungen benötigt werden (aber dennoch eine Wellenlängenabstimmbarkeit vorhanden sein soll), wird ein kurzer Ringlaser verwendet. Dieser besteht nur aus einem SOA (SOA-1250-110-, Innolume GmbH, Deutschland), einem fasergekoppelten Fabry-Pérot-Filter ($1310 \text{ nm} \pm 86 \text{ nm}$, LambdaQuest, USA), einem Isolator (AFR), einem Polarisationsausrichter und einem Koppler (AFR). Dieser kurze Ring ermöglicht einfache erste Tests, bevor der FDML zum Einsatz kommt. Mit diesem Ring wird kein Wellenlängendurchlauf wie beim FDML erreicht, sondern nur stationäre, aber veränderbare Wellenlängen erzeugt. Dieser von mir aufgebaute kurze Ringlaser wurde in vielen ersten Messungen dieser Arbeit verwendet.

4.1.3 PCF für das FWM und Spleißen der PCF

Die hier verwendete nichtlineare Faser ist eine endlos-einzelmodige PCF mit polarisationserhaltenden Elementen (LMA-PM-5, Thorlabs). Diese PCF wird eigentlich für eine SM-Übertragung von verschiedenen Wellenlängen genutzt, da sie über einen extrem breiten Wellenlängenbereich einzelmodig verläuft (400-1200 nm) und einen nahezu konstant großen Modenfelddurchmesser über

diese Wellenlängen von 4,4 μm besitzt. Gleichzeitig kann diese PCF allerdings auch sehr gut für nichtlineare Wellenlängenkonversion genutzt werden. Bei einer Pumpwellenlänge von 1063 nm ist die Phasenanpassung des FWM-Prozesses durch die Dispersionseigenschaften dieser Faser auf 900 nm und 1300 nm ausgelegt.

Die PCF besitzt kleine Luftlöcher innerhalb der Faser, wodurch die besonderen Eigenschaften der Faser erreicht werden. Diese Luftlöcher haben allerdings zwei große Nachteile bei der Handhabung der Faser. Erstens führen sie zu Kapillarkräften mit denen Wasser in die Faser gezogen wird, welches wiederum zu Änderungen der Fasereigenschaften aufgrund von Änderung der Brechungsindexunterschiede führt. Zweitens ist das Spleißen dieser Fasern besonders kompliziert, da diese Luftlöcher beim einfachen Spleißen kollabieren (siehe Abbildung 48, oberer Spleiß) und sich somit ebenfalls die Fasereigenschaften ändern und eine deutlich schlechtere Koppeffizienz in den Faserkern erreicht wird.

Durch besondere Sorgfalt und Wissen im Umgang mit dem Lichtbogen-Spleißgerät (FSM100P+, Fujikura, Japan) konnte die PCF erfolgreich gespleißt werden. Dazu wurde ein spezielles Spleißprogramm erstellt, bei dem die Spleißleistung reduziert wurde und das Gerät kontinuierlich kurze Lichtblitze abgibt, sodass die Faser zwischendurch abkühlen kann und die Luftlöcher nicht kollabieren. Mithilfe einer Leistungsmessung während des Spleißvorgangs kann durch manuell ausgelöste zusätzliche Lichtbögen die Spleißqualität erhöht und die Transmission auf 70-90 % pro Spleiß maximiert werden. In Abbildung 48 ist ein Beispiel zu sehen, bei dem eine Hi1060-Faser mit diesem Spleißprogramm bei zwei unterschiedlichen Leistungen auf eine PCF gespleißt wurde. Dabei ist die Spleißleistung im oberen Spleiß (Spleiß 1) höher als im unteren Spleiß (Spleiß 2), wodurch die Luftlöcher der PCF im oberen Spleiß teilweise kollabieren und dadurch die Koppeffizienz drastisch sinkt. Im unteren Spleiß bleiben die Luftlöcher der PCF hingegen intakt, sodass eine gute Koppeffizienz erreicht wird. Der Nachteil dieser Methode ist, dass die Fasern nicht vollständig miteinander verschmolzen sind und es keinen fließenden Übergang zwischen den beiden Fasern gibt. Dadurch bleiben die Luftlöcher zwar erhalten, allerdings entsteht ein harter Übergang zwischen den beiden Fasern, was zu einem Brechungsindexsprung führt. Dies ist gut in der vertikalen Linie zwischen den beiden Fasern zu erkennen, die selbst im oberen Bild mit mehr Spleißleistung noch sichtbar ist und erst bei sehr hoher Spleißleistung und -dauer verschwindet. An dieser Stelle kann es zu einem Rückreflex des Lichts kommen. Zudem ist der Spleiß nicht sehr stabil, da die beiden Fasern nur leicht „zusammengeklebt“ und nicht vollständig miteinander verschmolzen sind. Dies bedeutet, dass mit diesen Fasern besonders vorsichtig umgegangen werden muss. Abhängig davon, wie stark die beiden Fasern miteinander verschmolzen sind, darf nur eine begrenzte Laserleistung durch diesen Spleiß laufen, bevor er bricht. Soll mehr Leistung durch die Faser geführt werden, ist daher ein höherer Verlust am Spleiß in Kauf zu nehmen. Dies ist zum Beispiel der Fall bei einer späteren Erzeugung des Superkontinuums (Kapitel 5).

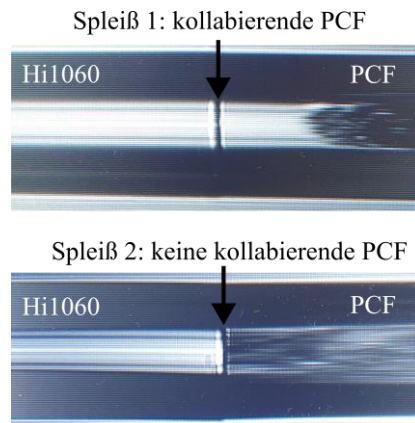


Abbildung 48: Spleiß zwischen Hi1060-Faser (links) und einer PCF (rechts). Im oberen Bild (Spleiß 1) wurde mehr Leistung verwendet, sodass die Luftlöcher der PCF teilweise kollabiert sind. Im unteren Bild (Spleiß 2) wurde die Leistung verringert und die Luftlöcher der PCF kollabieren nicht mehr. Es bleibt in jedem Fall ein Übergang (vertikale Linie in der Mitte zwischen den Fasern) übrig, da die Fasern nicht in einem weiten Bereich miteinander verschmelzen und somit ein Brechungsindexunterschied vorhanden bleibt.

Mithilfe dieses Spleißprogramms kann nun die PCF auf andere Fasern gespleißt werden, wodurch die Kapillaren verschlossen werden. Dabei besitzt dieser Spleißer die Funktion der Endansicht (engl. „endview“) mit dem die Faser von vorne mit einer Kamera betrachtet wird und sowohl die einzelnen Luftlöcher als auch die Polarisationsstäbe aufeinander ausgerichtet werden. Somit kann dieses Spleißprogramm die PM-PCF und andere PM-Fasern verspleißen.

Falls keine lange passive Faser eingesetzt werden soll, etwa zur Verringerung nichtlinearer Effekte, wurde ein kurzes Stück kernlose Faser (FG125LA, Thorlabs) an die PCF gespleißt, um diese zu versiegeln. Es wurden knapp 500 μm kernlose Faser auf die PCF an beide Enden gespleißt und anschließend in einen Stecker (30127A3, Thorlabs) geklebt und per Hand poliert. Durch das Polieren wurden knapp 200-300 μm kernlose Faser entfernt, wobei jedoch sichergestellt wurde, dass die Faser bis zum Ende des Steckers reicht.

4.2 ERGEBNISSE UND DISKUSSION

4.2.1 Spontanes FWM

FWM kann entweder mit einem Seed-Laser stimuliert und somit zur schmalbandigen Emission oder ohne einen Seed-Laser anhand von Vakuum Fluktuationen zur breitbandigen Emission gebracht werden [47]. Letzteres zeigt den möglichen Akzeptanzbereich der Phasenanpassung und verdeutlicht, in welchem Bereich mit einem Seed-Laser stimuliert werden kann.

In Abbildung 49 ist das Spektrum der spontanen Emission gezeigt, wenn der FWM-Prozess mit dem 1063 nm MOPA-Laser gepumpt wird. In der Mitte ist das 1063 nm Pumplicht zu sehen, links und rechts davon die Signal- und Idlerwellenlängen. Um 900 nm und 1300 nm entstehen Erhebungen, die für die stimulierte Emission genutzt werden können. Der Unterschied der Leistung der beiden Erhebungen kommt hauptsächlich durch zwei Faktoren zustande. Erstens wird pro FWM-Prozess jeweils ein Photon bei 900 nm und eins bei 1300 nm erzeugt, welche allerdings aufgrund der Wellenlänge unterschiedlich viel Energie besitzen. Zweitens wurde die Leistung im Messaufbau reduziert, welcher durch die Einkopplung leicht wellenlängenabhängig ist. Aus diesem Grund ergibt sich ebenfalls ein Unterschied zugunsten der 900 nm. Insgesamt kann aber gut abgeschätzt werden, in welchem Bereich das FWM mit Seed-Laser funktionieren wird.

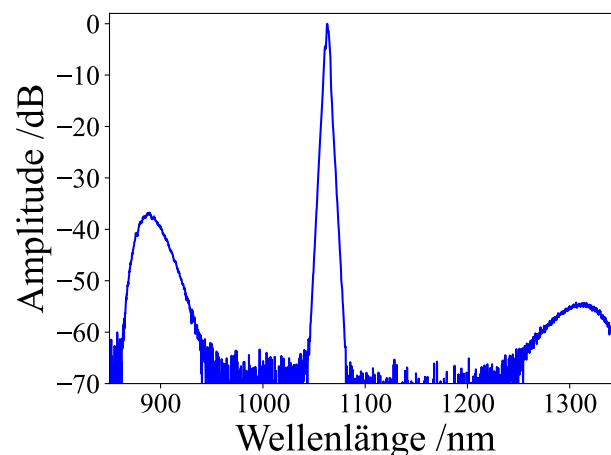


Abbildung 49: Spontanes FWM. In der Mitte ist die Pumpwellenlänge von 1063 nm, während sich aufgrund der Phasenanpassung um 900 nm und 1300 nm Signal und Idler ergeben. Diese Erhebungen zeigen die Bereiche an, die für stimulierte FWM genutzt werden können.

4.2.2 Einfluss verschiedener Seed-Laser auf den FWM-Prozess

In Abbildung 50 ist neben dem spontanen FWM-Spektrum (grün) auch das Spektrum eines 940 nm FDML-Lasers (rot), sowie das Spektrum des FWM-Prozesses dargestellt, bei dem dieser FDML-Laser als Seedquelle eingesetzt wurde (blau). Der 940 nm FDML-Laser wurde von Tonio Kutscher

im Laufe seiner Doktorarbeit aufgebaut und besteht hauptsächlich aus 1060 nm Faserkomponenten, einem SOA (SOA-1000-100-YY-30dB) und einem Lambda-Quest Fabry-Pérot-Filter für 1060 nm. Der FDML-Laser und der MOPA-Laser verwenden leicht unterschiedliche Repetitionsraten, weshalb das gesamte Spektrum zu sehen ist. In dieser Messung ist in rot der FDML-Laser gezeigt, welcher am unteren Ende seines möglichen Wellenlängenbereichs arbeitet und deshalb bei niedrigeren Wellenlängen weniger Leistung besitzt. Diese niedrige Wellenlänge wurde gewählt, um möglichst nahe an der spontanen FWM-Erhebung (grün) zu liegen und so eine gute Verstärkung zu erzielen. In blau ist das FWM-Ergebnis, bei dem gut die komplette Verstärkung des FDML-Lasers zu sehen ist. Gleichzeitig entsteht zudem ein komplementäres 1300 nm FDML-Spektrum (Idler). Interessanterweise kann sogar außerhalb der spontanen FWM-Erhebung ein Seed-Laser verwendet werden, um den Prozess an diesen Wellenlängen zu stimulieren, wenn auch nicht so effektiv. Der Eingang mit einem spektral steigenden FDML-Spektrum wurde durch eine Verstärkung mit entgegengesetztem spektralem Verlauf ausgeglichen, sodass schlussendlich ein ausgeglicheneres FDML-Spektrum entstanden ist. Leider besitzt der FDML-Laser einen ASE-Untergrund, da hinter dem SOA ausgekoppelt wurde. Dieser Untergrund wird ebenfalls im FWM-Prozess verstärkt. Zudem kann dieser FDML-Laser nicht im FWM-Maximum bei 1300 nm oder 900 nm verwendet werden.

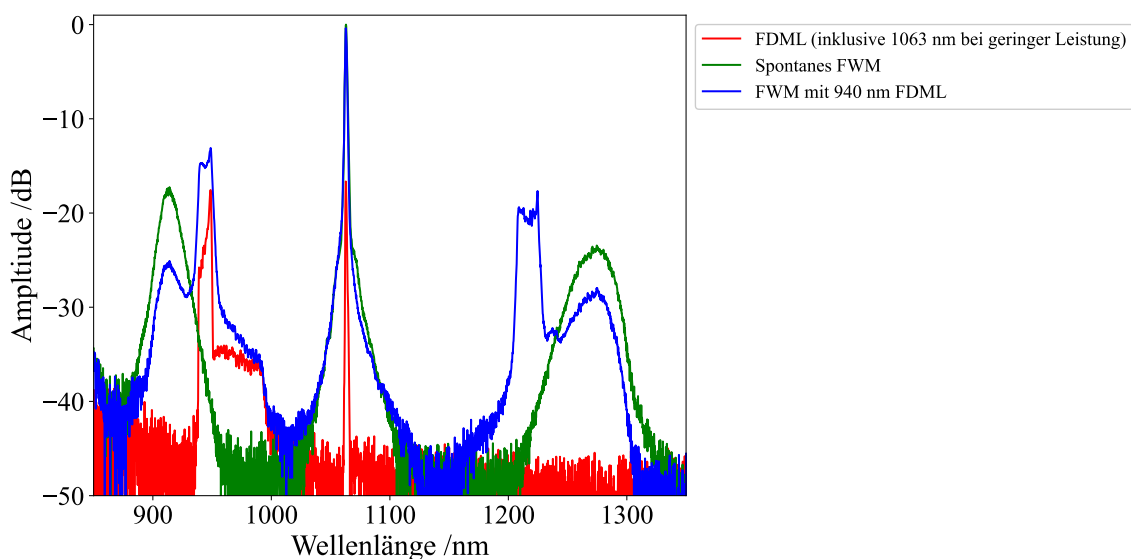


Abbildung 50: FWM mit 940 nm FDML-Laser als Seed. Hier dargestellt ist der FDML-Laser (rot) mit geringer 1063 nm Leistung, das spontane FWM (grün) mit den beiden Erhebungen bei 900 nm und 1300 nm und das FWM mit dem 940 nm FDML als Seed-Laser (blau). Der gesamte FDML-Laser wird verstärkt und es entsteht ein FDML-Spektrum auf der 1300 nm Seite.

In Abbildung 51 ist der FWM-Prozess mit einem kurzen 1300 nm Ringlaser gezeigt, dessen Licht vor dem SOA ausgekoppelt wurde, sodass kein ASE-Untergrund im Signal enthalten ist. Zudem kann dieser kurze Ringlaser zwischen 1170 nm und 1310 nm durchgestimmt werden. In diesem

Beispiel liegt die Wellenlänge bei 1294 nm, sodass durch den FWM-Prozess 902 nm entsteht, was im Maximum der FWM-Erhebung liegt. Dadurch wird eine maximale Verstärkung des Signals erreicht, und es tritt nur stimuliertes FWM auf, während kein spontanes FWM beobachtet wird.

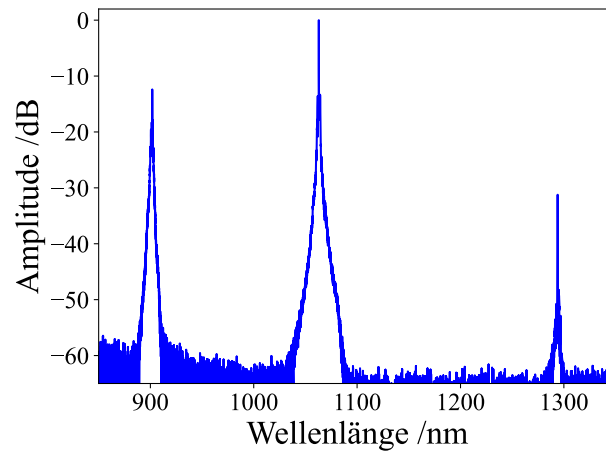


Abbildung 51: FWM mit kurzem Ringlaser als Seed. Dieses Spektrum wurde mit einer Pulslänge von 100 ps und einer PCF-Faserlänge von 15 cm aufgenommen. Gut zu erkennen sind neben der 1063 nm Pumpwellenlänge das stimulierte und verstärkte Licht bei 1294 nm und das erzeugte Licht bei 902 nm.

4.2.3 Unterschiedliche PCF-Faserlängen

Die korrekte PCF-Faserlänge ist entscheidend für einen schmalbandigen FWM-Prozess, ohne dass es zu einer Verbreiterung der konvertierten Wellenlängen kommt [168]. Zudem ist das Ziel eine möglichst hohe Spitzenleistung bei den erzeugten Wellenlängen zu erreichen. Eine Erhöhung der Pumpleistung alleine reicht dafür allerdings nicht aus. Durch mehr Pumpleistung können die erzeugten Wellenlängen ebenfalls nichtlineare Effekte erzeugen, wodurch es zu einer Verbreiterung des Spektrums und der erzeugten Wellenlängen kommt. Folglich muss die PCF verkürzt werden, um eine Verbreiterung nach der Wellenlängenkonversion zu vermeiden. Es gibt also eine ideale PCF-Faserlänge, bei der der FWM-Prozess effizient stattfindet, ohne dass es zu einer weiteren Verbreiterung des Spektrums kommt. Diese ist unterschiedlich je nach Spitzenleistung des Pumplasers. Aufgrund der Gruppengeschwindigkeitsdiskrepanz zwischen der Pumpwellenlänge und den erzeugten Wellenlängen ist die PCF-Länge auf wenige 10 cm beschränkt [179].

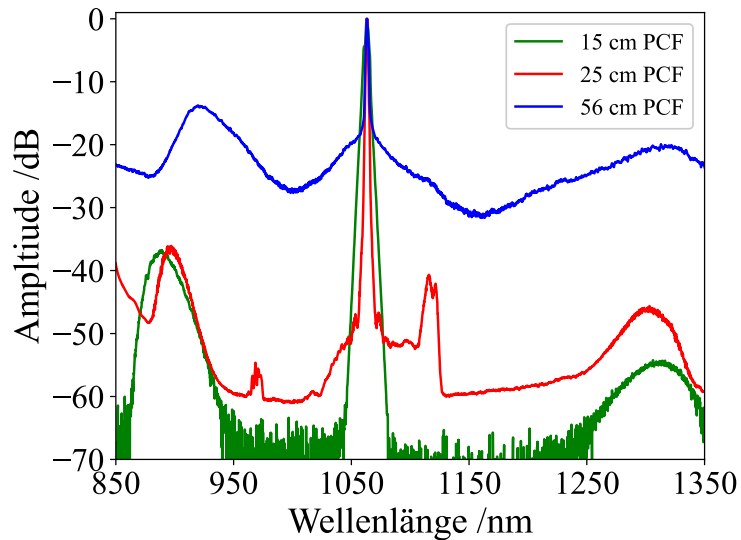


Abbildung 52: Unterschiedliche PCF-Längen für eine gezielte und effiziente Wellenlängenerweiterung durch FWM (hier ohne Seed-Laser). In blau ist eine PCF-Länge von 56 cm gezeigt. Hier zu sehen ist neben den Erhebungen um 900 nm und 1300 nm ein deutlicher Untergrund von weiteren Wellenlängen, die erzeugt werden. In rot ist eine PCF-Länge von 25 cm gezeigt, bei der die ungewollten nichtlinearen Effekte reduziert sind. Mit der 15 cm PCF in grün ist die ideale Faserlänge für eine gezielte Konversion mittels FWM gefunden.

In Abbildung 52 ist das Spektrum von spontanem FWM bei der Verwendung von 15 cm (grün), 25 cm (rot) und 56 cm (blau) PCF gezeigt. Je länger die Faser ist, desto mehr nichtlineare Effekte treten auf und desto breiter wird das Spektrum. Bei der 15 cm PCF entstehen nur die FWM-Erhebungen bei 900 nm und 1300 nm, sodass hier sehr gut gezieltes FWM verwendet werden kann. Bei den anderen beiden Faserlängen entstehen jeweils ungewollte Wellenlängen und eine Verbreiterung des Spektrums auch bei Verwendung eines Seed-Lasers.

4.2.4 PCF mit PM980-Faser oder mit kernloser Faser

Zum Versiegeln der PCF-Luftlöcher und zum Verwenden von Steckern an der Faser muss vorne und hinten an die PCF eine andere Faser gespleißt werden. Eine einfache Möglichkeit ist, gekaufte Stecker mit PM980-Faser zu verwenden und nur ein kurzes Stück PM980-Faser von ca. 10 cm vorne und hinten an die PCF zu spleißen. Dies lässt sich mit dem eigens angelegten Spleißprogramm (siehe Kapitel 4.1.3) leicht umsetzen, wobei die Verluste der Spleiße genau überprüft werden müssen. Der Einfluss dieser PM980-Fasern ist jedoch signifikant. In Abbildung 53 ist in blau das Spektrum einer 15 cm PCF mit ca. 10 cm PM980-Faser und in rot mit ca. 300 μm kernloser Faser an beiden Seiten der PCF dargestellt. Für den FWM-Prozess wird der 1300 nm kurze Ringlaser als Seed-Laser verwendet. Während in rot nur die Pumpwellenlänge bei 1063 nm, die Seed-Wellenlänge bei 1300 nm und das FWM-Licht bei 900 nm zu sehen ist, sind mit der PM980-Faser deutlich mehr Wellenlängen involviert. Durch die PM980-Faser kommt es zu Raman-Streuung des

1063 nm Pumplichts, wodurch 1120 nm und 1175 nm Licht erzeugt wird. Diese neuen Wellenlängen führen zu weiteren Wellenlängen beim FWM. In Tabelle 14 sind alle hier relevanten Kombinationen aufgelistet. Etwas überraschend ist das starke Licht bei 1015 nm, welches zwar ebenfalls durch FWM erreicht wird, allerdings höher ist als z.B. das 975 nm Licht, welches mehr Pumpleistung zur Verfügung hat. Eine Erklärung könnte Anti-Stokes-Raman-Streuung sein, welche mit einer Pumpwellenlänge von 1063 nm und einer Verschiebung von 13,2 THz zu 1015 nm gestreut wird. Somit können sich zwei Effekte (FWM und Raman-Streuung) gegenseitig beeinflussen und verstärken. Diese verschiedenen Kombinationen sind für die gezielte Konversion zu 900 nm störend, weshalb die kernlosen Endstücke verwendet werden. Allerdings kann dieses Prinzip auch mit der Puls-zu-Puls Wellenlängenänderung von Eibl et al. [51] kombiniert und so von Puls-zu-Puls gezielt die neuen Wellenlängen erreicht werden. Somit könnte sogar mit nicht-wellenlängenabstimmbaren Lasern von Puls-zu-Puls die Wellenlänge in einem breiten Bereich geändert werden.

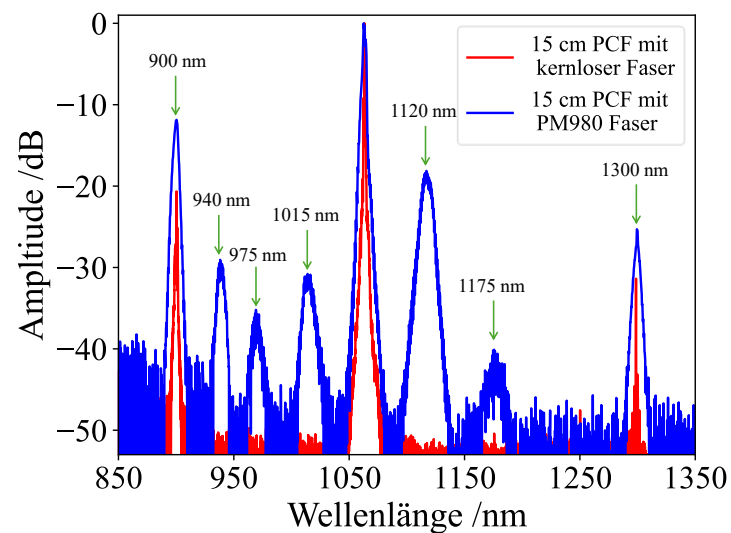


Abbildung 53: FWM mit PM980 (blau) und kernloser Faser (rot) an beiden Seiten der PCF. Durch die PM980-Faser kommt es zu Raman-Streuung des 1063 nm Pumplichts und zusätzlichen Wellenlängen bei 1120 nm und 1175 nm. Diese neuen Wellenlängen sorgen für neue Wellenlängen beim FWM, sodass es viele Kombinationen gibt, wenn ein 1300 nm Seed-Laser verwendet wird. Für die rote Kurve wurde ein sehr kurzes Stück kernlose Faser vorne und hinten an die PCF gespleißt. Hier gibt es nur den Pump Laser bei 1063 nm, den verstärkten Seed-Laser bei 1300 nm und das FWM-Licht bei 900 nm.

Tabelle 14: FWM-Kombinationen mit vorheriger Raman-Streuung. Da das ramangestreute 1120 nm und 1175 nm Licht nicht schmalbandig ist, ergibt auch der FWM-Prozess mit diesen Wellenlängen kein schmalbandiges Licht, weshalb hier nur ein ungefährender Wert angegeben wird.

Fall	Pumpwellenlänge 1	Pumpwellenlänge 2	Seed-Wellenlänge	Erzeugte Wellenlänge
1	1063 nm	1063 nm	1300 nm	900 nm
2	1063 nm	1120 nm	1300 nm	~940 nm
3	1063 nm	1175 nm	1300 nm	~975 nm
4	1120 nm	1120 nm	1300 nm	~975 nm
5	1120 nm	1175 nm	1300 nm	~1015 nm

Zusätzlich kommt es aufgrund der PM980-Faser zu einer Verbreiterung der FWHM des FWM-Lichts. Während bei der Verwendung der PM980-Faser eine FWHM um 900 nm von 4 nm entsteht, ist die FWHM mit den kernlosen Endstücken nur 110 pm breit. Dies kommt vermutlich durch SPM des Pumplichts in der PM980-Faser, die zu einer Verbreiterung des Pumplichts und schließlich zu einer Verbreiterung des FWM-Lichts führt. Dieser Nachteil müsste für eine Puls-zu-Puls Wellenlängenänderung, wie sie weiter oben vorgeschlagen wurde, berücksichtigt oder näher untersucht werden. Dies zeigt wiederum, dass die Verwendung eines kernlosen Endstücks sowie schmalbandige Eingangslaser zielführend für ein möglichst schmales Spektrum beim FWM ist.

4.2.5 FWM mit 1300 nm FDML-Laser

Damit wurde die Grundlage für eine effiziente und gleichzeitig schmalbandige Wellenlängenkonversion mittels FWM geschaffen, sodass der FDML-Laser zum Einsatz kommen kann.

4.2.5.1 Komplette Verstärkung und Konversion des 1300 nm FDML-Lasers

In Abbildung 54 ist die komplette Verstärkung und Konversion des FDML-Spektrums gezeigt. Dies wurde erreicht, indem beide Laser nicht mit der gleichen, sondern leicht unterschiedlichen Frequenzen verwendet werden. Der MOPA-Laser nutzt eine Repetitionsrate von 500 kHz, während der FDML-Laser eine Frequenz von 419 kHz besitzt. Dies hat zur Folge, dass bei jedem Umlauf eine andere Wellenlänge des FDML-Lasers für den FWM-Prozess genutzt wird und schlussendlich das gesamte Spektrum verstärkt und konvertiert wird. Auf der rechten Seite ist das Spektrum des verstärkten FDML-Lasers gezeigt, welches eine Bandbreite von 105 nm besitzt. Auf der linken Seite ist das konvertierte 900 nm FWM-Licht abgebildet, welches eine Breite von 54 nm besitzt. Die Erhebungen des spontanen FWM passen sehr gut zur Bandbreite des FDML-Lasers, sodass das

gesamte FDML-Spektrum verstärkt und konvertiert werden kann, ohne dass Änderungen vorgenommen werden müssen.

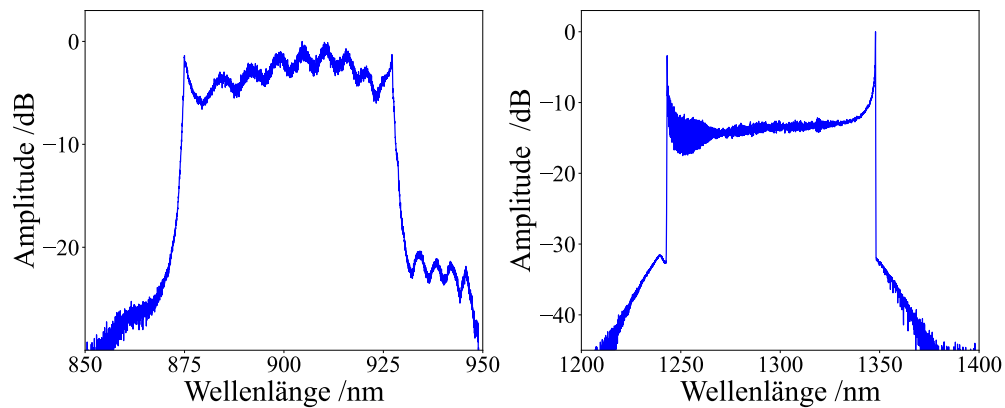


Abbildung 54: FWM-Spektrum um 900 nm und 1300 nm bei Verwendung des FDML als Seed-Laser. Für diese Aufnahmen wurde die Frequenz des MOPAs auf 500 kHz und die Frequenz des FDML auf 419 kHz eingestellt. Dadurch überlagert sich nicht nur eine Wellenlänge, sondern zufällig immer unterschiedliche Wellenlängen und das gesamte FDML-Spektrum wird konvertiert und verstärkt. Das 1300 nm FDML-Spektrum ist 105 nm breit und das 900 nm Spektrum 54 nm.

4.2.5.2 Instantane Linienbreite des FWM-Lichts

Wenn beide Laser mit der gleichen Frequenz verwendet werden und zueinander phasenstarr sind, wird bei jedem Umlauf des FDMLs exakt die gleiche Wellenlänge für den FWM-Prozess eingesetzt. Dies kann sehr gut dafür genutzt werden, die instantane Linienbreite beim FWM zu bestimmen, sowie im nächsten Schritt auch die Leistung, Pulsform und Rauschen des FWM zu charakterisieren.

In Abbildung 55 ist die instantane Linienbreite von 0,07 nm des 900 nm FWM-Lichts gezeigt. Dies wird durch die schmale Linienbreite des MOPAs und des FDML-Lasers erreicht und ist vergleichbar mit Faser-optisch-parametrischen Verstärkern mit Titan-Saphir [5]. Bei der Verwendung dieses Lasers in der Raman-Mikroskopie würde dies einer spektralen Auflösung von $0,81 \text{ cm}^{-1}$ entsprechen. Diese Linienbreite konnte bei der maximalen Spitzenleistung gemessen werden. Bei weiterer Erhöhung der Pumpleistung ist lediglich die Halbwertsbreite gestiegen, jedoch nicht die Spitzenleistung. Dies ist vermutlich auf weiteres FWM und SPM zurückzuführen.

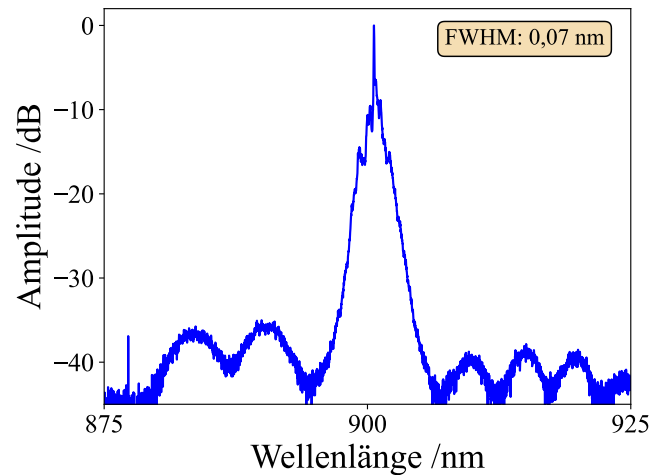


Abbildung 55: Instantane Linienbreite des FWM bei Verwendung des FDML als Seed-Laser. Die Frequenzen beider Laser (MOPA und FDML) sind bei dieser Messung gleich, sodass bei jedem FWM-Prozess dieselben Wellenlängen interagieren. Die FWHM beträgt 0,07 nm bei ~900 nm.

4.2.5.3 Leistung und Pulsform

Für die optimale Kombination aus PCF-Faserlänge und Spitzenleistung des Pumplasers wurden 30-35 kW Spitzenleistung und 15 cm PCF gefunden. Mit dieser Kombination wurde ein besonders schmalbandiges Spektrum mit gleichzeitig hoher Spitzenleistung erreicht. Mit den Verlusten im Freistrahlaufbau von ca. 6 dB liegen in der PCF ca. 8-9 kW Spitzenleistung vor. Mit dem 63 GHz Oszilloskop (DSOZ634A, Keysight, USA) und der 30 GHz Photodiode (DXM30AF, Thorlabs) wurden die Pulse aufgenommen und ausgewertet. Vorher wurde die Leistung im Messaufbau aus Kapitel 3.4 und mit geeigneten Filtern abgeschwächt und selektiert. Für die Messung des 900 nm Lichts wurde ein Kurzpassfilter ab 950 nm (FESH950, Thorlabs) verwendet. Mit diesem Aufbau wurde eine Spitzenleistung von maximal 2,7 kW bei 900 nm und 1,4 kW bei 1300 nm erreicht. Der Unterschied der Leistung kommt einerseits durch den Wellenlängenunterschied zustande, da pro FWM-Prozess jeweils ein 1300 nm und ein 900 nm Photon erzeugt wird und andererseits durch höhere Verluste bei 1300 nm und eine Optimierung auf 900 nm. Insgesamt liegen also $2,7 \text{ kW} + 1,4 \text{ kW} = 4,1 \text{ kW}$ konvertiertes bzw. verstärktes Licht vor, was mit dem Pumplicht in der Faser einer Effizienz von 46 % entspricht. Vor den Verlusten im Freistrahlaufbau sind dies allerdings nur 12 % Konversionseffizienz. Mit dem FWM wird eine Verstärkung des 1300 nm Lichts von ~50 dB erreicht.

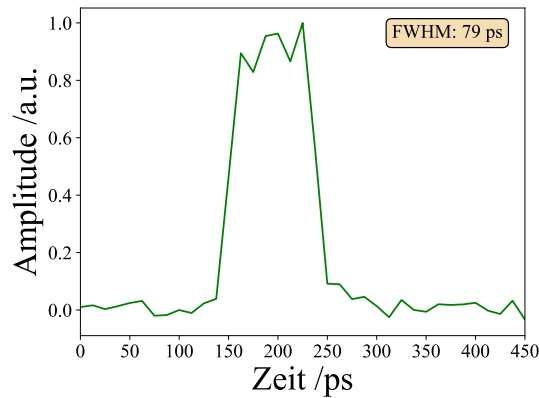


Abbildung 56: 900 nm Puls. Durch die nichtlineare Konversion und die rechteckige Pulsform verringert sich die FWHM des Pulses auf 79 ps, bleibt allerdings rechteckig.

Bei einer höheren Leistung des MOPA-Lasers steigt dessen Halbwertsbreite, wie in Kapitel 3.4.2 gezeigt wurde. Aus diesem Grund steigt bei höherer Spitzenleistung des MOPA-Lasers auch die FWHM des FWM-Lichts. Falls jedoch eine höhere Halbwertsbreite ausreicht, könnte ggf. mit einer kürzeren PCF eine noch höhere Spitzenleistung erzielt werden. Da eine geringe Halbwertsbreite sowohl für die SLIDE-Mikroskopie als auch TICO-Raman-Mikroskopie benötigt wird und die Spitzenleistung ausreichend ist, wurde dieser Ansatz nicht weiterverfolgt.

Die Pulsform bleibt bei der Konversion rechteckförmig. Durch den nichtlinearen Prozess und die Verwendung eines rechteckähnlichen Pumpulses sinkt die zeitliche FWHM allerdings von 100 ps auf 79 ps (siehe Abbildung 56). Somit liegt die Energie eines 900 nm Pulses bei 0,2 μ J.

4.2.5.4 Rauschverhalten

Durch die Verwendung von nichtlinearen Effekten wird das Rauschen der Spitzenleistung aufgrund der nichtlinearen Abhängigkeit des verwendeten Effekts erhöht. Für die nichtlinearen Bildgebungsmethoden SLIDE und TICO-Raman-Mikroskopie wird jedoch eine rauscharme Lichtquelle benötigt. Während es mit dem kurzen Ringlaser zu starken Einbrüchen der FWM-Leistung von knapp 50 % kam, führt der rauscharme FDML-Laser zu einem deutlich besseren Ergebnis. Um dieses geringe Rauschen genauer zu untersuchen, wurden jeweils 10000 Messungen mit unterschiedlich langer Wartezeit zwischen den Pulsen aufgenommen. Gezeigt ist in Abbildung 57 das Rauschen gemessen bei jedem 2., 10. 100. und 1000. Puls. Dabei steigt die Aufnahmedauer von knapp 50 ms auf 24 s und deckt damit sowohl die Puls-zu-Puls Schwankungen als auch Schwankungen über mehrere Zyklen des FDML-Lasers ab. Alle vier Messreihen weisen eine Standardabweichung <4 % auf, was ebenfalls für die Pulsenergie gilt. Dies eignet sich besonders gut für nachfolgende nichtlineare Bildgebung [14, 160, 168].

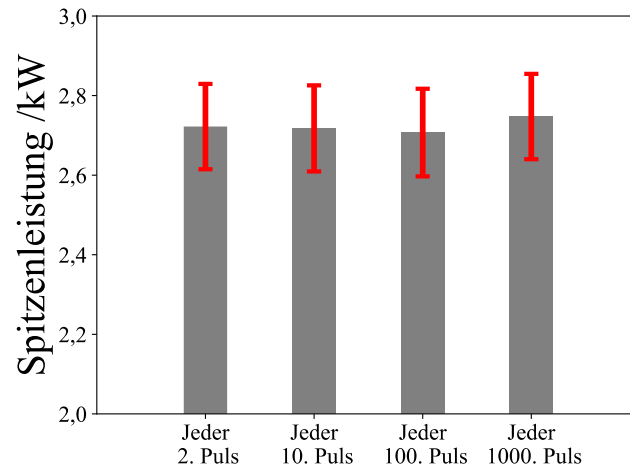


Abbildung 57: Rauschverhalten des 900 nm FWM-Lichts. Es wurden jeweils 10000 Messungen mit jedem 2., 10., 100. und 1000. Puls aufgenommen und die Standardabweichung der Spitzenleistung bestimmt. In allen Fällen war die Standardabweichung gleich bei $<4\%$.

4.2.5.5 Wellenlängendurchstimmbarkeit

Da der FDML-Laser seine Wellenlänge im Laufe der Zeit schnell durchstimmt, können die Wellenlängen des 1300 nm- und 900 nm-Spektrums elektronisch ausgewählt werden, indem die Phase zwischen dem MOPA- und dem FDML-Laser geändert wird. Dies stellt eine robuste und schnelle Möglichkeit zur Änderung der Wellenlänge im FWM-Prozess dar, ohne dass ein mechanisches Element erforderlich ist (mit Ausnahme des FDML-Filters). Mit der aktiven, elektronischen Modulation des MOPA-Lasers kann die Phase der Pulse sehr leicht von Puls-zu-Puls geändert und somit die Wellenlänge exakt ausgesucht werden. Dies ist der wesentliche Vorteil im Vergleich zu Gottschall et al. [172], die zwar auch einen FDML-Laser als Seed-Laser verwenden, allerdings einen passiv-modengekoppelten Pumplaser einsetzen. In deren Fall gibt es zwei Laser, deren Frequenz durch die Resonatorlänge bzw. Filterfrequenz vorgegeben ist. Eine Wellenlängenselektion ist dadurch zwar möglich, jedoch kompliziert und nicht so schnell und frei wählbar wie im Falle des hier verwendeten MOPAs.

In Abbildung 58 ist das FWM mit dem 1063 nm Pumplaser und verschiedenen Wellenlängen des FDML-Lasers gezeigt, bei dem nur die Phase zwischen MOPA und FDML geändert wurde. Die Frequenzen beider Systeme sind dabei gleich. Es überlagern sich in jeder Messung andere Wellenlängen und es entstehen dementsprechend unterschiedliche Wellenlängen durch das FWM. Zentral liegt hierbei die blaue Kurve, die eine Seed-Wellenlänge von 1300 nm und eine konvertierte Wellenlänge von 900 nm besitzt. Am Rand dieser Messreihe liegt die hellblaue Kurve, die auf der linken Seite bei 880 nm und auf der rechten Seite bei 1343 nm abgebildet ist. Die Gelbe Kurve liegt bei 917 nm und 1265 nm. Diese stellen die Ränder dieser Messreihe, allerdings nicht die Ränder

des möglichen FWM dar, da dies abhängig von der Phase zwischen den Lasern ist. Diese unterschiedlichen Phasen können leicht für jeden Puls individuell programmiert werden, sodass jeder Puls eine frei wählbare Wellenlänge erhält und nur der extrem schnelle FDML die Geschwindigkeit der Durchstimmbarkeit begrenzt.

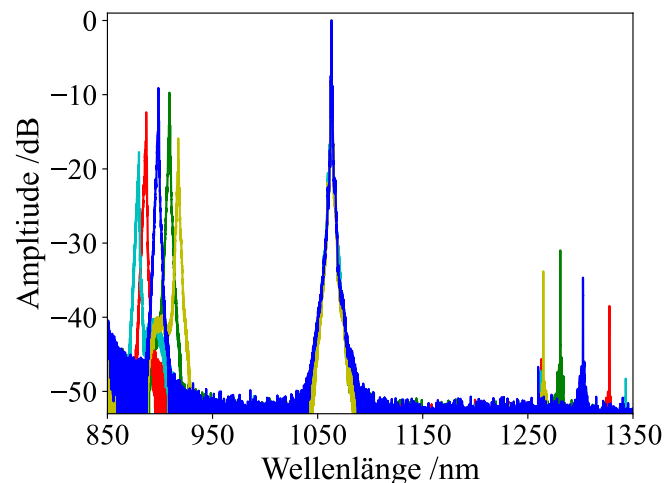


Abbildung 58: Wellenlängendurchstimmbarkeit des FWM-FDML-Lasers. Für die verschiedenfarbig gekennzeichneten Spektren wurde die Phase zwischen MOPA und FDML geändert, sodass jeweils eine andere Wellenlänge des FDMLs als Seed verwendet wird.

Der Leistungsunterschied des 900 nm Lichts und des 1300 nm Lichts hängt, wie bereits weiter oben erläutert, von der unterschiedlichen Leistung und vom verwendeten Filter ab. Für diese Messung musste das gesamte Spektrum mit einem Filter abgeschwächt werden (NENIR40A, Thorlabs), welcher laut Herstellerangaben 20 dB Unterschied zwischen 900 nm und 1300 nm besitzt.

4.2.5.6 Drei und fünf Pulse pro FDML-Durchlauf

Durch die aktive Modulation des MOPAs kann die Repetitionsrate des MOPA-Lasers auf ein Vielfaches der Frequenz des FDML-Lasers erhöht werden, wobei der exakte Zeitpunkt jedes Pulses weiterhin frei gewählt werden kann. Folglich können auch unterschiedlich große Abstände zwischen den Pulsen gewählt und die Wellenlänge jedes Pulses ausgesucht werden. Durch die Erhöhung der Repetitionsrate entstehen mehrere Spitzen im FWM-Spektrum. Ein ähnliches Spektrum wie in Abbildung 58 kann generiert werden, allerdings mit nur einem Durchlauf des FDML-Lasers. In Abbildung 59 ist das FWM-Spektrum mit drei Pulsen pro FDML-Durchlauf (links) und fünf Pulsen pro FDML-Durchlauf (rechts) gezeigt. Die Repetitionsraten sind dabei 1,257 MHz bzw. 2,095 MHz. Es können gut die einzelnen generierten (um 900 nm) bzw. verstärkten (um 1300 nm) Wellenlängen erkannt werden. Um 1300 nm ist zusätzlich das FDML-Spektrum als Untergrund zu sehen.

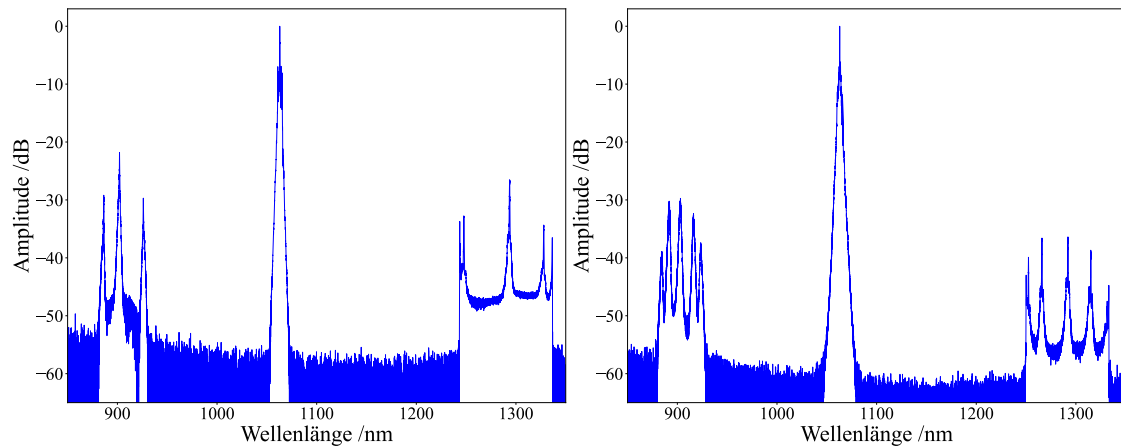


Abbildung 59: FWM mit drei (links) und fünf (rechts) Pulsen pro FDML-Durchlauf. Dabei entstehen drei bzw. fünf Spitzen um 900 nm und 1300 nm. Zusätzlich ist bei 1300 nm das FDML-Spektrum als Untergrund zu sehen.

Auf diese Weise können noch schneller verschiedene Wellenlängen verwendet werden, was zu einer schnelleren Bildaufnahme bei SLIDE oder TICO-Raman-Mikroskopie führt. Leider musste für die Erhöhung der Repetitionsrate die Pulsdauer reduziert werden, um auf die gleiche Spitzenleistung zu kommen. So wurde die Pulsdauer auf den niedrigsten Wert von 45 ps reduziert, der zu dem Messzeitpunkt möglich war, um ansatzweise das Tastverhältnis beizubehalten.

Eine Verkürzung der Pulsdauer hat allerdings spektrale Nachteile und führt zu mehr SPM. Somit ist bereits der MOPA-Pumplaser spektral breiter, wodurch das FWM-Licht ebenfalls spektral breiter wird. Um dies genauer zu untersuchen, wurden drei Messungen (siehe Abbildung 60) mit 50 ps bei 838 kHz (linke Spalte), mit 100 ps bei 419 kHz (mittlere Spalte) und 200 ps bei 209,5 kHz (rechte Spalte) vorgenommen. So bleibt das Tastverhältnis und damit die Spitzenleistung gleich. In dieser Messreihe konnte zwar insgesamt nur ein schlechteres Spektrum erreicht werden als in den vorherigen Messungen, dennoch lassen sich die Unterschiede zwischen den Spektren der verschiedenen langen Pulse deutlich erkennen. Die Spektren wurden hinter der PCF aufgenommen, sodass auch das 1063 nm Licht von dieser beeinflusst wurde. Das 1063 nm Spektrum der 200 ps Pulse besitzt, wie zu erwarten, am wenigsten SPM, weshalb der Unterschied zwischen Spitze und umliegenden SPM am größten ist. Daraus resultiert ebenfalls das beste FWM-Spektrum mit einer kleinen Spitze und dem geringsten Untergrund.

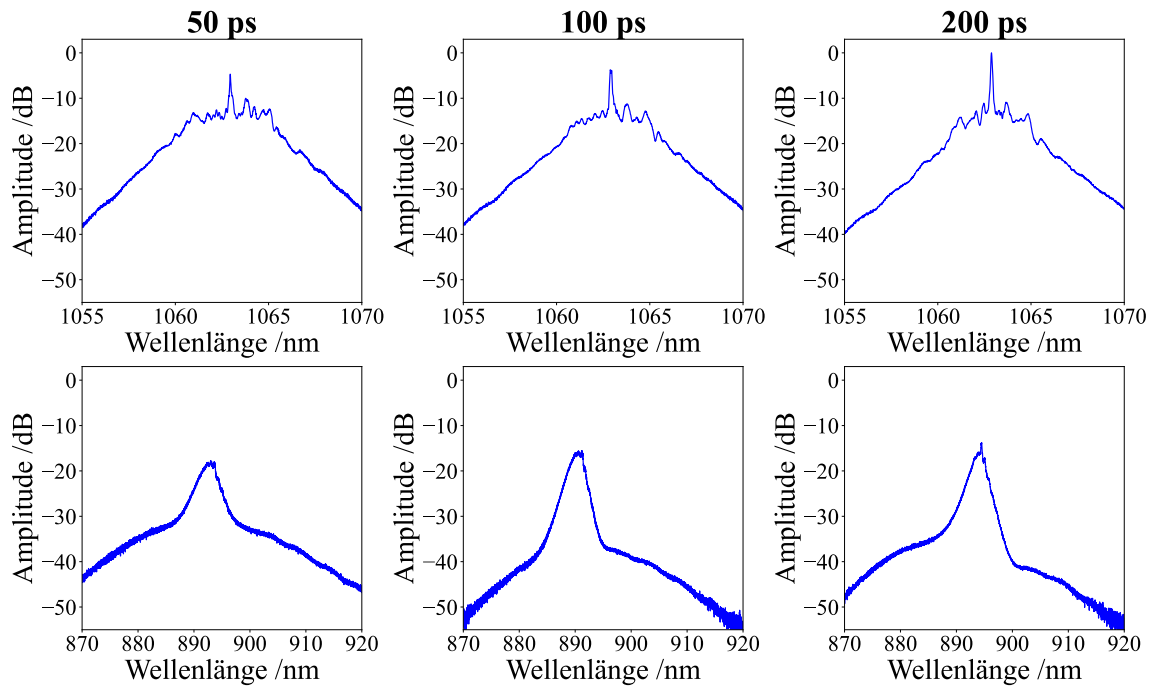


Abbildung 60: FWM mit unterschiedlich langen Pulsen. Auf diese Weise wird der Einfluss von u.a. SPM des MOPA-Lasers auf das FWM-Spektrum untersucht. Es zeigt sich, dass das Spektrum mit 200 ps Pulsen am schmalbandigsten ist und möglichst wenig Untergrund besitzt. In der oberen Zeile ist das 1063 nm Spektrum und in der unteren Zeile das 900 nm Spektrum gezeigt. In der linken Spalte wurde das Spektrum bei 50 ps Pulsen mit 838 kHz, in der mittleren bei 100 ps mit 419 kHz und in der rechten Spalte mit 200 ps und 209,5 kHz hinter der PCF gemessen. Die 1063 nm Spektren wurden somit auch von der PCF beeinflusst. Das 1063 nm Spektrum mit 200 ps Pulsen besitzt am wenigsten SPM, sodass der Unterschied zwischen Spitze und umliegenden SPM am größten ist.

Da die SPM in den Flanken und das FWM im Plateau des 1063 nm-Lichts stattfinden, ergab sich aus diesen Messungen die Idee, einen 200 ps Pumpuls mit einem kürzeren (hier 45 ps) Seed-Puls zu überlagern, um das schöne Spektrum im Plateau des Pumpulses auszunutzen und somit eine Verbreiterung durch die SPM zu umgehen [175]. Dabei wird ebenfalls ausgenutzt, dass die Spitzenleistung des Seed-Pulses so gering ist, dass bei diesem keine SPM auftritt und daher kurze Pulse verwendet werden können (Zeit-Bandbreite-Produkt ausgenommen). Dieser Test wurde leider nur mit Rigol-Funktionsgeneratoren (DG1062Z, Rigol) durchgeführt, die jeweils ungefähr einen Zeitversatz (engl. „jitter“) von ~ 100 ps besitzen, was für diese Messung nicht ideal ist, da zwei kurze Pulse überlagert werden müssen. Trotzdem konnte (teilweise) eine Überlagerung erreicht werden, sodass der zeitliche Puls wie in Abbildung 61 zustande kommt. Gelb dargestellt ist dabei der 200 ps Pumpuls und Rot der 45 ps Seed-Puls. Die entstehenden 900 nm Pulse besitzen eine zeitliche Länge von 31 ps.

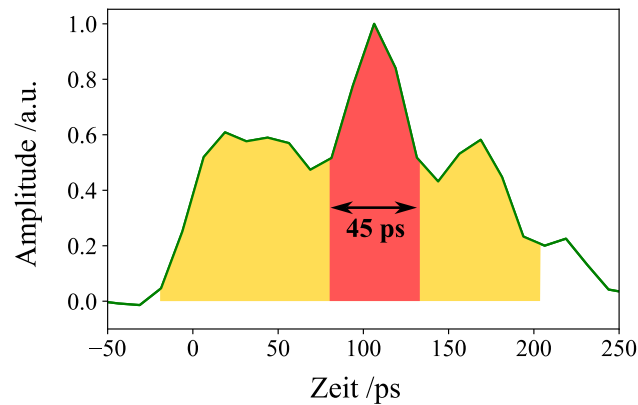


Abbildung 61: Zeitliche Überlagerung vom 200 ps 1063 nm Pumpuls (gelb) und 45 ps 1300 nm Seed-Laser (rot). Auf diese Weise werden die Flanken des 200 ps Pulses abgeschnitten, in denen die Wellenlängen liegen, welche durch SPM entstanden sind. Für den FWM-Prozess werden nur die Wellenlängen im Plateau verwendet.

Abbildung 62 zeigt den Unterschied zwischen dem FWM-Spektrum mit 200 ps Pumpulsen (links) und dem FWM-Spektrum, bei dem der 200 ps Pumpuls mit dem 45 ps Seed-Puls überlagert wird (rechts). Im rechten Spektrum sticht die Spitze des Spektrums weiter heraus und besitzt eine bessere FWHM als im linken Spektrum. Somit wurde durch die Überlagerung der beiden Pulse eine Verbesserung des Spektrums erreicht, selbst wenn das zeitliche Rauschen der einzelnen Pulse dies nur in Teilen zuließ. Durch eine exaktere zeitliche Überlappung sollte das Spektrum noch weiter verbessert werden können.

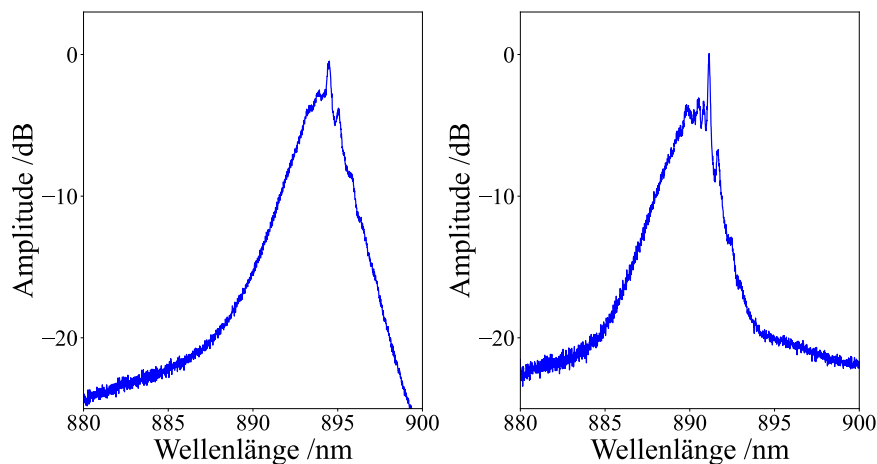


Abbildung 62: Vergleich des FWM-Spektrums zwischen 200 ps Pumpuls (links) und 200 ps Pumpuls überlagert mit 45 ps Seed-Puls (rechts). Durch die Überlagerung der beiden Pulse entsteht ein schöneres Spektrum im Vergleich zu dem des reinen 200 ps Pumpulses.

Alternativ zur Reduzierung der Pulsdauer, um das Tastverhältnis und damit die Spitzenleistung auf einem gleichen Niveau zu behalten, könnten Pulszüge verwendet werden. Dadurch muss nicht dau-

erhaft eine hohe Repetitionsrate verwendet werden, was wiederum einer hohen Pumpleistung entspricht, sondern nur eine hohe Repetitionsrate innerhalb der Pulszüge. Auf diese Weise wäre auch die applizierte gemittelte Leistung auf eine mögliche Probe in der SLIDE- oder TICO-Raman-Mikroskopie geringer. Trotzdem könnte pro FDML-Umlauf eine hohe Anzahl an Pulsen verwendet werden. Durch die aktive Modulation der Pumpulse könnten diese Pulszüge während des Betriebs elektronisch angepasst werden.

4.2.6 Fasergekoppelter FWM-Aufbau

In Kapitel 2.1 wurde bereits ausführlich über die Vorteile von Faserlasern geschrieben. Im Falle des FWM-Aufbaus werden zwei Faserlaser eingesetzt, die allerdings über einen Freistrahlaufbau miteinander verbunden werden. Dieser Freistrahlaufbau hat viele Vorteile für die Entwicklung dieses Systems und lässt einfache Änderungen zu. In Zukunft wäre ein fasergekoppelter FWM-Aufbau allerdings von Vorteil, um die positiven Eigenschaften eines Faserlasersystems komplett auszunutzen. Aus diesem Grund wurde untersucht, ob dies möglich ist.

Im Freistrahlaufbau wurde eine Spitzenleistung von 30-35 kW verwendet. Mit den Verlusten im Freistrahlaufbau sind davon aber nur 8-9 kW Leistung in der PCF vorhanden. Diese Leistung wird zwar nicht ganz von der ersten DC-Stufe erreicht, für erste Tests reichen allerdings die 3 kW aus und können durch eine längere PCF kompensiert werden. Zudem ist es leichter, die DC-Faser der ersten DC-Stufe mit dem 10 μm auf die PM980-Faser oder die PCF zu spleißen als die DC-Faser der zweiten DC-Stufe mit dem 25 μm Kern und 250 μm Mantel. Aus diesen Gründen wurde der fasergekoppelte Aufbau hinter die erste DC-Stufe gespleißt. Mit dem Wissen aus dem Freistrahlaufbau wird ein Bandpassfilter um 1063 nm, ein Isolator, ein Modenfeldadapter von 10 μm Kerngröße auf 5,5 μm Kerngröße der PM980-Faser, ein Koppler, der für die Vereinigung des 1063 nm Pumpasers und des 1300 nm FDML-Lasers genutzt wird und schlussendlich die PCF benötigt (siehe Abbildung 63). Der Koppler ist ein 99:1-Koppler für 1064 nm, welcher für 1300 nm allerdings ein Kopplungsverhältnis von 80:20 besitzt. Dadurch können 99 % des 1063 nm Lichts mit 20 % des FDML-Seed-Lasers vereint werden.

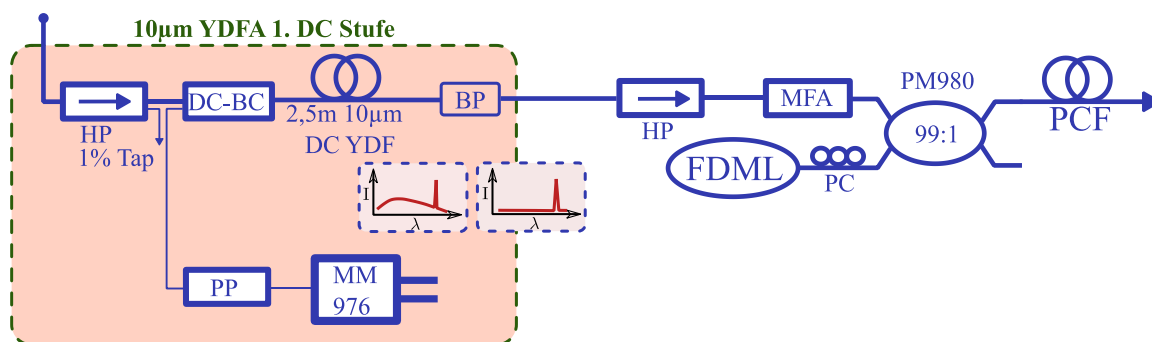


Abbildung 63: Fasergekoppelter FWM-Aufbau. Hinter die erste DC-Stufe sind Bandpassfilter, Isolator, Modenfeldadapter, Koppler, der FDML-Seed-Laser und die PCF gespleißt. Abkürzungen: Pfeil mit HP: Hochleistungsisolator, PP: Schutz der Pumpdiode, MM: Multimoden, DC: Doppelmantel, BC: Strahlver-einer, YDF: Ytterbium-dotierte Faser, BP: Bandpassfilter, MFA: Modenfeldadapter, PC: Polarisations-ausrichter, PCF: Photonische Kristallfaser.

Erste Versuche dieses Aufbaus zeigten, dass zwar FWM entsteht, es allerdings zu starkem SPM und Raman-Streuung in den Fasern vor der PCF kam. Aus diesem Grund wurde die passive Faser in den Komponenten hinter der YDF stark reduziert und um ~5 m zurückgeschnitten. Dies hat das Spektrum deutlich verbessert, und die Spitzenleistung konnte durch eine Erhöhung der Pumpleistung auf 4 kW erhöht werden, ohne dass es zu Raman-Streuung vor dem Bandpassfilter kam. Zudem wurden verschiedene PCF-Faserlängen ausgetestet (50 cm, 40 cm, 35 cm, 30 cm, 20 cm) und die optimale Länge für diese Konfiguration mit 35 cm definiert. In Abbildung 64 ist das Spektrum des fasergekoppelten FWM-Aufbaus gezeigt, links das gesamte Spektrum und rechts die Vergrößerung auf die 900 nm. Interessanterweise gibt es eine Verschiebung der FWM-Erhebung um ca. 25 nm, sodass die Zentralwellenlänge nicht mehr bei 900 nm, sondern bei 925 nm liegt. Die FWHM liegt hier bei über 5 nm, was vermutlich an SPM in der Faser vor der PCF liegt. Diese Ergebnisse sind ähnlich zu den Messungen in Kapitel 4.2.4. Neben der gleichen FWHM entsteht auch hier eine hohe Spitze bei 1015 nm und Raman-Streuung bei 1120 nm.

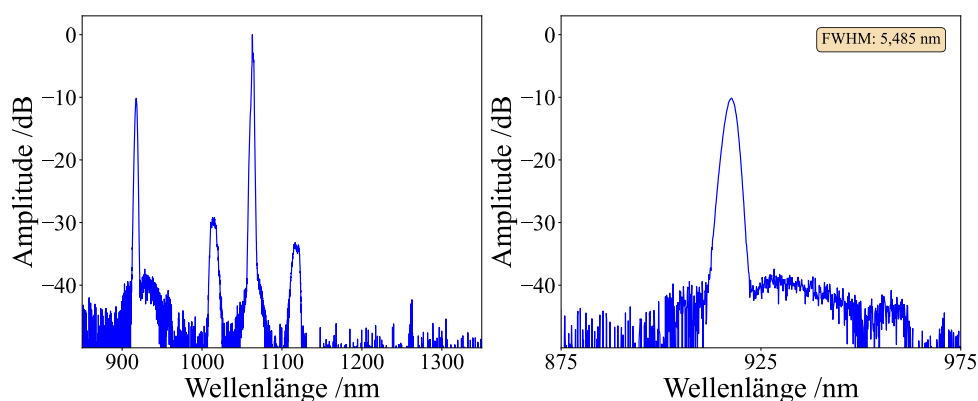


Abbildung 64: Links ist das gesamte FWM-Spektrum des fasergekoppelten Aufbaus gezeigt, rechts der 900 nm Ausschnitt mit FWHM. Aufgrund von SPM und Raman-Streuung kommt es zu einer Verbreiterung des FWM-Spektrums und Erzeugung weiterer Wellenlängen. Die FWHM liegt bei über 5 nm.

Insgesamt ist somit der fasergekoppelte Aufbau möglich, allerdings nur mit einer hohen Linienbreite. Falls dies nicht erwünscht ist, werden weitere Nachforschungen benötigt, um dieses Problem zu beheben. Die Gründe für die Verbreiterung des Spektrums sind mit nichtlinearen Effekten in der (passiven) Faser vor der PCF erkannt, sind bei der benötigten Spitzenleistung aber nur schwer zu umgehen. Mögliche Ansatzpunkte wären dabei die Kerngröße zu erhöhen und gleichzeitig eine gute Kopeeffizienz auf die 5 μm PCF-Faser bzw. die 5,5 μm PM980-Faser zu gewährleisten, sowie die Pulslänge anzupassen. Mit einem längeren Puls, z.B. 200 ps, könnte wiederum weniger SPM entstehen. Zudem könnte die Idee aus Kapitel 4.2.5.6 aufgegriffen werden und eine Überlagerung des 200 ps Pumpulses mit einem 45 ps Seed-Laserpuls für ein besseres Spektrum verwendet werden.

4.3 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK FWM

Die Wellenlängenerweiterung mittels FWM hat sehr gut funktioniert. Es wurde mit 2,7 kW bei 900 nm eine hohe Spitzenleistung erreicht, die ausreichend für nichtlineare Bildgebungsmethoden wie SLIDE oder TICO-Raman-Mikroskopie sind. Gleichzeitig wurde eine geringe Linienbreite von 70 pm erreicht, die in beiden Bildgebungsmethoden benötigt wird und deutlich besser ist als vergleichbare Systeme von anderen Gruppen (400 pm) [172]. Zudem konnte das gesamte Spektrum des FDML-Lasers verstärkt und konvertiert werden und deckt somit 105 nm um 1300 nm und 54 nm um 900 nm ab. Die Verwendung des schnell abstimmbaren FDML-Lasers in Kombination mit dem MOPA-Laser mit Pulsen-auf-Abruf ermöglicht eine einfache, schnelle und präzise Wellenlängenselektion, wie sie keines der bisher vorgestellten Systeme ermöglicht. Diese Lichtquelle kann somit in Zukunft z.B. für die beiden nichtlinearen Bildgebungsmethoden SLIDE und TICO-Raman-Mikroskopie verwendet werden. Im letzteren Fall könnte mit der hohen Leistung sogar eine Abtastung in Epi-Richtung erfolgen, was zukünftige Einsätze in einem Endoskop ermöglichen kann. Zudem kann diese Lichtquelle sehr schnell einen weiten Bereich des Raman-Spektrums abdecken. Dabei ist die Leistung in allen drei Wellenlängenbereichen (900 nm, 1063 nm und 1300 nm) ausreichend, um als Pump- oder Abtastlaser verwendet zu werden. Somit können alle drei Wellenlängenbereiche frei miteinander kombiniert werden, wobei um 900 nm und 1300 nm zusätzlich abgestimmt werden kann. Mit der Kombination von 1063 nm und 1245-1350 nm können Wellenzahlen von 1360 cm^{-1} bis 2000 cm^{-1} abgedeckt werden, was Teilen des Fingerabdruckbereichs des Raman-Spektrums entspricht. Zudem können mit der Kombination von 875-925 nm und 1245-1350 nm Wellenzahlen von 2800 cm^{-1} bis 4000 cm^{-1} abgedeckt werden, was dem OH-Streckbereich entspricht. Somit können auf diese Weise bereits große Teile des Ramanspektrums abgedeckt werden. Mit Hilfe von Raman-Streuung des MOPA-Lasers zu 1122 nm oder 1186 nm, wie sie in der Vergangenheit [18, 51] und auch mit diesem Laser gezeigt wurden, kann der gesamte Raman-Bereich von 400 cm^{-1} bis 4000 cm^{-1} abgedeckt werden [173].

Für eine noch breitere Wellenlängenselektion könnte das gleiche Prinzip erweitert werden. Zum Beispiel könnten auf Basis der pumpwellenlängenabhängigen Phasenanpassung, wie sie in Kapitel 2.2.5.1 beschrieben wurde, noch mehr Wellenlängen mittels FWM erreicht werden. Dafür könnte ein FDML-Laser oder ein anderer wellenlängenabstimmbarer Laser als „Master Oscillator“ im MOPA eingesetzt und somit die Pumpwellenlänge des FWM-Prozesses leicht geändert werden. Auf diese Weise sollten Wellenlängen im Bereich von 700-900 nm bzw. 1300-1700 nm möglich sein und die Beschränkung der Wellenlängenbereiche der Faserlaser weiter reduzieren.

5 SUPERKONTINUUM UND HYPERSPEKTRALE BILDGEBUNG

Für biomedizinische Anwendungen ist neben neuen Bildgebungsmethoden auch die Kombination verschiedener Methoden von großer Relevanz. So werden komplementäre Bilddaten in der multimodalen Bildgebung kombiniert und dem Arzt zur Verfügung gestellt. Es können beispielsweise schnelle 3D-Aufnahmen mittels OCT genutzt werden, um Tiefeninformationen zu gewinnen, während die hyperspektrale Bildgebung molekulare Details der Probe oder des Gewebes identifiziert [180]. OCT liefert hochauflösende Graustufenbilder. Für eine umfassende Diagnose und Unterstützung während einer Operation sind jedoch neben den Tiefeninformationen des OCTs auch Farbbilder sowie idealerweise weitere molekulare Informationen über das Gewebe wichtig. Die Kombination beider Bildgebungsmethoden in einem Endoskop ermöglicht zugleich die Verwendung in minimalinvasiven Verfahren.

Eine Kombination von OCT mit einer zusätzlichen spektralen Detektionseinheit wurde bereits von anderen Gruppen und auch der Arbeitsgruppe von Prof. Huber durchgeführt. So haben zum Beispiel Guay-Lord et al. [180] ein 16 kHz OCT-System mit einer Weißlichtlampe und einem Spektrometer zum Auslesen verwendet, während Göb et al. [181] ein schnelles 3D-live-OCT-System mit drei Laserdioden (blau, grün, rot) kombiniert haben. Beide Verfahren können allerdings nicht schnell hyperspektrale Bildgebung nutzen.

Für eine solche hyperspektrale Bildgebung wird eine breitbandige Lichtquelle benötigt. Mit Hilfe einer PCF können nicht nur schmalbandig neue Wellenlängen erzeugt werden, wie es im vorherigen Kapitel gemacht wurde, sondern auch breitbandiges Licht. Mit einer längeren PCF und mehr Spitzenleistung können nichtlineare Effekte kaskadieren und miteinander wechselwirken, sodass ein Superkontinuum erzeugt wird. Dieses Superkontinuum kann anschließend für breitbandige Anwendungen verwendet werden. Wie bereits in Kapitel 2.2.6 erwähnt, können Superkontinua zum Beispiel in der Telekommunikation [83–85], Metrologie [86–91], Spektroskopie [89, 92, 93], der Fluoreszenzmikroskopie [94, 95], Raman-Mikroskopie oder der OCT [96–98] genutzt werden.

Hier soll das Superkontinuum-auf-Abruf für die hyperspektrale Bildgebung genutzt und in der Zukunft mit OCT verknüpft werden, sodass zwischen den OCT-Aufnahmen eine co-lokalisierte, hyperspektrale Aufnahme durchgeführt werden kann. Durch die Verwendung von Pulsen-auf-Abruf, könnte z.B. genau zwischen zwei OCT-Aufnahmen das Superkontinuum von demselben Analog-Digital-Konverter (engl. „analog digital converter“, kurz ADC) ausgelesen werden, sodass ein kompaktes multimodales Bildgebungssystem entsteht. Die Verwendung von zwei fasergebundenen

Systemen ermöglicht die Vereinigung in einem Endoskop. Zusätzlich kann die Probe Punkt-für-Punkt abgetastet werden, sodass OCT und hyperspektrale Informationen für jeden Punkt der Probe koaxial aufgenommen werden. Auf diese Weise müssen die Informationen im Anschluss nicht registriert werden.

Die Idee der hier vorgestellten hyperspektralen Bildgebung (siehe Abbildung 65) basiert zuerst auf der Erzeugung des Superkontinuums, welches zu diesem Zeitpunkt noch in 100 ps vorliegt. Durch eine anschließende zeitliche Streckung treten die Wellenlängen zu unterschiedlichen Zeitpunkten innerhalb mehrerer Nanosekunden auf. Dieses Licht wird auf das zu untersuchende Objekt gegeben. Durch schnelles Auslesen einer Photodiode mittels schneller Analog-Digital-Konverterkarte können einzelne Zeitpunkte ausgelesen werden, die aufgrund der zeitlichen Streckung jeweils bestimmten Wellenlängenbereichen entsprechen. Auf diese Weise lassen sich sowohl einzelne Wellenlängen als auch ganze Spektralbereiche untersuchen. Besonders interessant ist dabei ein Farbbild. Für dieses können unterschiedlich viele Farben kombiniert werden, aber mindestens jeweils ein roter, grüner und blauer Kanal. Theoretisch ist es somit möglich, einzelne Wellenlängenbereiche über das gesamte Spektrum hinweg separat zu analysieren oder mehrere Bereiche zu einer Farbe zusammenzufassen.

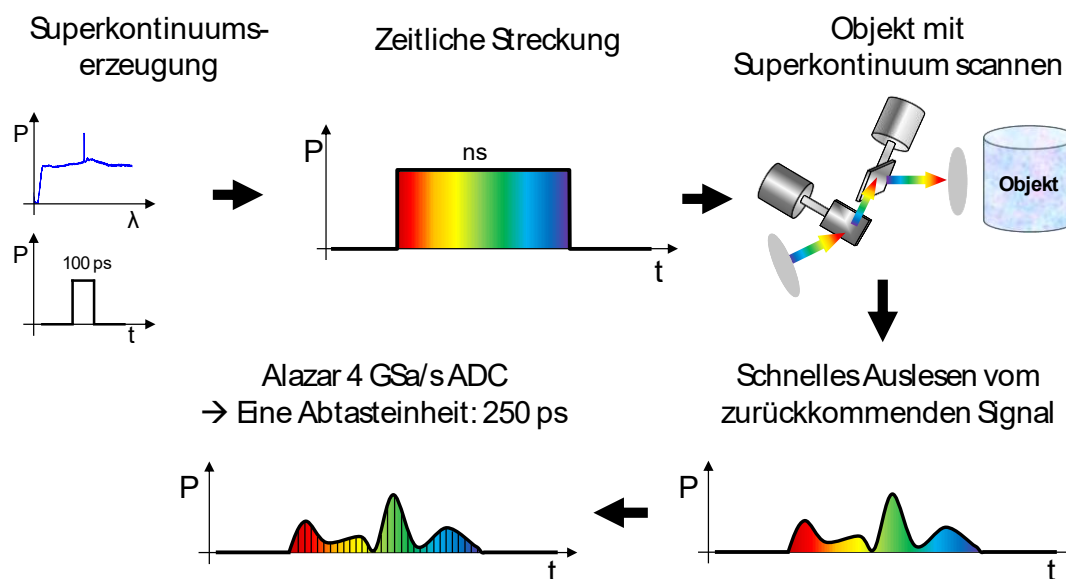


Abbildung 65: Schematischer Ablauf der hyperspektralen Bildgebung. Gestartet wird mit der Superkontinuumserzeugung oben links, bei der alle Wellenlängen innerhalb von 100 ps auftreten. Durch die anschließende zeitliche Streckung, z.B. mittels Dispersion einer langen Glasfaser, werden die Pulse auf mehrere Nanosekunden gestreckt, sodass die einzelnen Wellenlängen zu unterschiedlichen Zeiten auftreten. Danach kann das Objekt abgetastet und mittels Photodiode das zurückkommende Licht gemessen werden. Mit der Verwendung einer schnellen Photodiode und einer schnellen Analog-zu-Digital Konverterkarte (ADC) können diskrete Zeitpunkte von jeweils 250 ps ausgelesen werden, was jeweils einem gewissen Wellenlängenbereich entspricht. Anschließend können die einzelnen Wellenlängenbereiche zu einer Farbe miteinander verrechnet werden.

5.1 SUPERKONTINUUM

Um die Idee der hyperspektralen Bildgebung umsetzen zu können, muss zuerst ein Superkontinuum erzeugt werden. Die Superkontinuumserzeugung in Fasern wurde insbesondere seit den 2000er Jahren intensiv erforscht und hat eine Vielzahl an Superkontinua hervorgebracht. Eine Auswahl relevanter Veröffentlichungen ist in Tabelle 15 aufgelistet. Wie aus dieser Übersicht schon zu erahnen ist, sind sehr große Wellenlängenbereiche von mehreren Oktaven möglich. Leider gibt es auch Grenzen, so zum Beispiel im blauen Bereich, wo zwischen 450 nm und 500 nm die Dispersion und die Diskrepanz der Gruppengeschwindigkeit sehr groß wird und somit niedrigere Wellenlängen kaum zu erreichen sind [182, 183]. Hinzukommen höhere Verluste der Faser, je niedriger die Wellenlänge wird. Es spricht also alles dafür, dass eine hohe Eingangsleistung benötigt wird und die Faser nicht unbegrenzt lang werden darf. Da PCFs einen großen Spielraum in der Fertigung haben, können Fasern hergestellt werden, die die Probleme von Dispersion, Gruppengeschwindigkeit und Verluste minimieren und weitestgehend umgehen. Mit einer solchen eigens dafür angefertigten PCF konnten andere Forschungsgruppen auch Wellenlängen bis zu 350 nm erreichen [184, 185]. Da diese PCFs entweder von den Gruppen selbst oder von deren Kooperationspartnern hergestellt wurden und nicht kommerziell verfügbar sind, konnten sie in diesem Aufbau nicht verwendet werden.

Die Bandbreite von Superkontinuumslasern ist nur schwer vergleichbar, da sie nicht auf die FWHM oder 10 dB Grenze angegeben wird. Teilweise werden Wellenlängen mit angegeben, deren Leistung um 30 dB geringer ist als die des restlichen breitbandigen Lichts.

Tabelle 15: Vergleich verschiedener Superkontinua mit 1064 nm (oder 1030 nm) als Pumpwellenlänge. Dabei ist der Fasertyp für die Superkontinuumserzeugung entweder eine PCF oder eine Gradienten-Index (GRIN) Faser. Sortiert nach dem erreichten Wellenlängenbereich und dem verwendeten Fasertyp.

Autor	Wellenlängenbereich	Verwendeter Fasertyp	Pumpwellenlänge	Pulslänge	Eingangsspitzenleistung
F. E. Bassri et al. [186]	700-1700 nm	PCF	1064 nm	600 ps	11 kW
C. Xiong et al. [187]	600-1700 nm	PCF	1064 nm + 742 nm	600 ps	15 kW
J. Cascante-Vindas et al. [183, 188]	550-1750 nm	PCF	1064 nm	9 ns	2,1 kW
H. W. Chen et al. [182]	500-1700 nm	PCF	1064 nm	14 ps	5 kW
V. Tombelaine et al. [184]	350-1750 nm	PCF	1064 nm + 532 nm	600 ps	6 kW
Wang et al. [185]	350-2400 nm	PCF	1030 nm	350 ps	1 kW
Y. Leventoux et al. [189]	600-2500nm	GRIN	1064 nm	65 ps	190 kW
G. Lopez-Galmitche et al. [190]	450-2400nm	GRIN	1064 nm	400 ps	200 kW

5.1.1 Material und Methoden

Für die Erzeugung zeitlich gestreckter Pulse wird ein komplett gespleißter Aufbau verwendet (siehe Abbildung 66). Gestartet wird dabei mit dem MOPA-Laser, der den Superkontinuumprozess pumpt. Dieser wird bis zur maximalen Leistung von knapp 100 kW und in diesem Fall mit 100 ps langen Pulsen und einer Repetitionsrate von 500 kHz betrieben. Der anschließende 1063 nm-Isolator schützt den Laser gegen mögliche Rückreflexionen am PCF-Übergang. In der darauffolgenden PCF entsteht das Superkontinuum, wobei die Länge der PCF genauer untersucht wurde. Für die zeitliche Streckung wird eine 460-HP Faser verwendet, die eine einzelmodige Transmission von 450-600 nm gewährleistet und somit genau in dem sichtbaren Bereich liegt, der hier genauer untersucht werden soll. Der Verlust der Faser liegt laut Datenblatt bei 30 dB/km bei 515 nm (460-HP, Thorlabs). In Abbildung 67 ist die Dispersionskurve der 460-HP Faser gezeigt. Resultierend daraus kann die Länge der Faser gewählt werden, um eine bestimmte zeitliche Streckung zu erreichen. Nachteil einer langen Faser sind die dabei auftretenden Verluste und die Verringerung der Spitzenleistung durch die zeitliche Streckung. Um eine gute Wellenlängenauflösung mit der ADC-Karte zu erreichen, wurde sich hier für eine 100 m lange Faser zur zeitlichen Streckung entschieden. Aufgrund dieser 100 m sind Verluste von 3 dB zu erwarten.

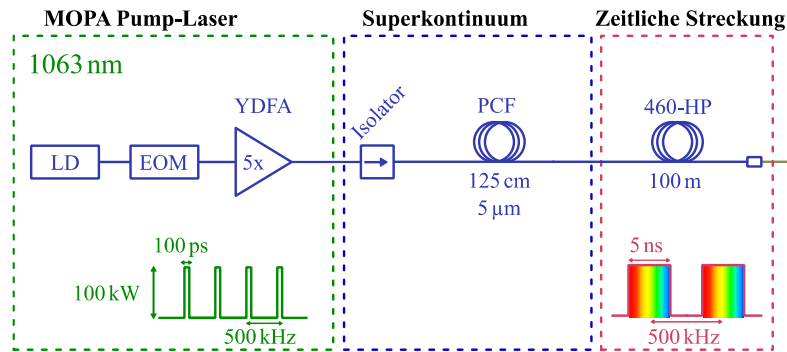


Abbildung 66: Aufbau zur Erzeugung zeitlich gestreckter Superkontinuums-Pulse. Der 1063 nm MOPA-Laser wird als Pumpe des Superkontinuumsprozesses verwendet. Der gesamte Aufbau ist gespleißt. Nach dem MOPA folgen ein Isolator, die 125 cm PCF und eine 100 m lange 460-HP-Faser zur zeitlichen Streckung des Superkontinuums.

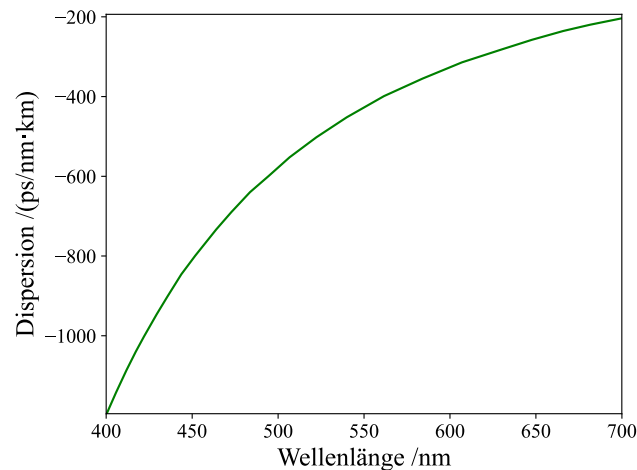


Abbildung 67: Dispersionskurve der 460-HP Faser. Blaue Wellenlängen haben eine nichtlinear stärkere Verzögerung als rote Wellenlängen. Daten entnommen aus dem Datenblatt der 460-HP Faser.

5.1.1.1 PCF zur Erzeugung des Superkontinuums

Die für diese Experimente zur Verfügung stehende PCF ist eine Einzelmoden-PCF, die ähnlich zur Endlos-Einzelmoden-PCF von Thorlabs ist (LMA-PM-5, Thorlabs), nur ohne die polarisationserhaltenden Elemente. Diese Faser stammt aus früheren Projekten und wurde von Kooperationspartnern bereitgestellt. Mit Hilfe eines Laserpulses, der mit einem Koppler in zwei Arme aufgeteilt wurde, konnte die Länge der vorhandenen PCF bestimmt werden. Ein Arm durchlief die PCF, während der andere direkt zur Messung weitergeführt wurde. Anschließend wurden beide Signale wieder mit einem Koppler vereint. Der zeitliche Versatz zwischen den beiden Pulsen wurde mithilfe einer Photodiode (DXM30AF, 30 GHz) und eines Oszilloskops (SDA8Zi-B, Teledyne LeCroy, USA, 30 GHz) erfasst. Aus dem gemessenen Zeitunterschied und dem ungefähren Brechungsindex

der Faser konnte anschließend die Länge der PCF bestimmt werden. Diese Messung hat einen zeitlichen Versatz von $\sim 2 \mu\text{s}$ ergeben, was verrechnet mit der Lichtgeschwindigkeit und dem Brechungsindex der Faser zu einer Faserlänge von $\sim 400 \text{ m}$ führt. Für erste Messungen wurde die komplette PCF verwendet, da ein möglichst breitbandiges Spektrum erreicht werden sollte und eine längere PCF zu mehr Nichtlinearitäten führt. Im Laufe der Arbeit wurden allerdings unterschiedliche Längen getestet, da eine längere PCF zu höheren Verlusten führt und so ein Optimum zwischen diesen beiden Parametern gefunden werden kann.

Da diese Faser ähnlich zur LMA-PM-5 PCF ist, werden auch die Verluste dieser Faser angenommen, bzw. zeigen die gleiche Tendenz (siehe Abbildung 68). Die Abschwächung der Faser steigt deutlich an von 7 dB/km bei 1063 nm auf 20 dB/km bei 632 nm und 40 dB/km bei 532 nm [191]. Diese deutlich schlechteren Eigenschaften bei niedrigeren Wellenlängen sind auch der Grund dafür, warum es immer schwieriger wird, bei diesen Wellenlängen ein Superkontinuum zu erzeugen. Dieses basiert auf kaskadierenden Effekten und startet bei 1063 nm.

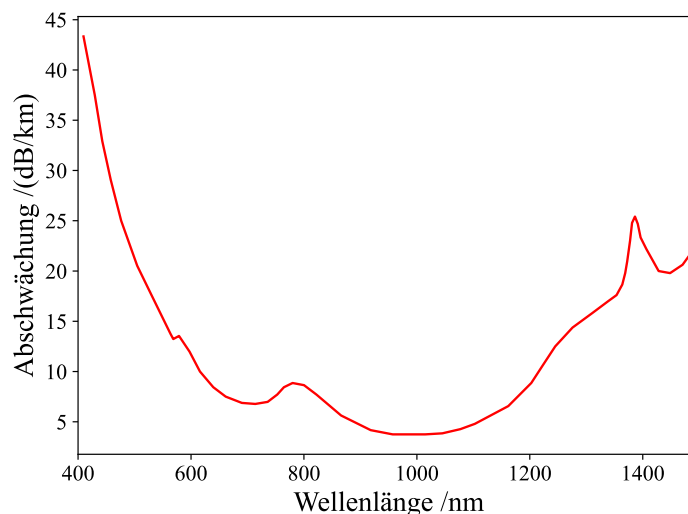


Abbildung 68: Verluste LMA-PM-5. Die Verluste nehmen ab 500-600 nm drastisch zu und erschweren somit eine Generierung von blauem Licht. Abgeändert nach dem Datenblatt [192]

Zu den Verlusten innerhalb der PCF kommen Verluste an den Spleißen der PCF. Wie bereits in Kapitel 4.1.3 erklärt, ist der Spleiß der PCF problematisch. Zwar wurde der Spleiß im Laufe der Arbeit optimiert, führt allerdings vor allem bei der Verwendung einer hohen Leistung zu Problemen. Für das FWM wurde maximal eine Spitzenleistung von 30 kW verwendet, während bei der Erzeugung des Superkontinuums dreimal mehr Leistung, also bis zu 91 kW, verwendet werden. Aus diesem Grund muss der PCF-Spleiß robuster angefertigt werden, wodurch die Luftlöcher der PCF stärker kollabieren und höhere Verluste entstehen. Auf diese Weise haben die Spleiße einen Verlust von mindestens 40 %.

5.1.1.2 Messung eines breiten Spektrums/Superkontinuums

Die Messung des Spektrums eines Superkontinuums, welches eine große Bandbreite abdeckt und sich über mehr als eine Oktave erstreckt, ist nicht trivial. Chromatische Aberrationen sind neben unterschiedlicher Divergenz der Wellenlängen das Hauptproblem. Zudem wird in dieser Arbeit eine hohe Leistung von mehreren 100 mW gemittelter Leistung erreicht, was bedeutet, dass das OSA nicht ohne vorherige Abschwächung benutzt werden kann (Zerstörschwelle: 100 mW). Im Idealfall wird für die korrekte Messung des Spektrums mit vorheriger Abschwächung eine Ulbrichtkugel verwendet. Mit einem Tischtennisball, einer Linse zur Vergrößerung der Aufsammelfläche und Alufolie wurde versucht, eine Ulbrichtkugel nachzubauen. Die Abschwächung erwies sich allerdings mit ~ 80 dB als zu groß, sodass kaum noch Licht messbar war, nicht einmal mit den besten Einstellungen des OSAs zur Erfassung von Licht mit niedrigster Auflösung und höchster Sensitivität. Auch eine 3D-gedruckte Sphäre mit kleinerem Radius konnte dieses Problem nicht lösen. Vermutlich ist die Absorption innerhalb der Kugel zu groß, sodass eine reflektive Beschichtung helfen würde. Bei der Verwendung des Messaufbaus aus Kapitel 3.4, welcher für hohe Leistungen verwendet wurde, traten die genannten Probleme der chromatischen Aberrationen auf. In Abbildung 69 ist ein Vergleich gezeigt, bei dem dieselbe Eingangsleistung verwendet, allerdings die Einkopplung im Messaufbau leicht geändert wurde. Bei höheren Wellenlängen ist der Unterschied vergleichsweise gering, bei niedrigen Wellenlängen hingegen sehr deutlich (vor allem um die 500 nm). Dieses Problem wurde erst im Laufe der Arbeit erkannt, woraufhin die Kopplung für niedrige Wellenlängen optimiert wurde, da dies der Bereich ist, der für dieses Projekt am meisten interessiert. Es zeigt aber, wie schwierig es ist, das Spektrum des Superkontinuums richtig zu messen, um möglichst wenig Messfehler zu haben.

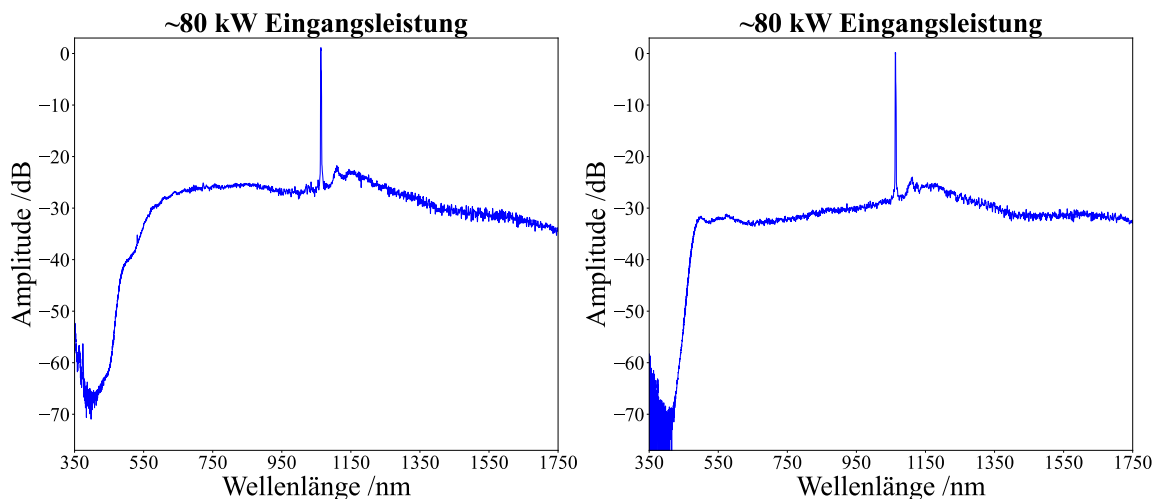


Abbildung 69: Auswirkung von unterschiedlicher Einkopplung im Messaufbau. Durch leichtes Verändern bei der Einkopplung werden unterschiedliche Wellenlängen besser eingekoppelt, was vor allem im Bereich um 500 nm gut zu sehen ist.

5.1.2 Ergebnisse und Diskussion der Superkontinuumserzeugung

Die Ergebnisse werden in zwei Abschnitte unterteilt: Zuerst die Erzeugung des Superkontinuums und anschließend dessen Anwendung in der hyperspektralen Bildgebung. Im ersten Abschnitt werden die verschiedenen Möglichkeiten zur Optimierung des Superkontinuums mit möglichst viel Signal im sichtbaren Wellenlängenbereich erläutert. Im zweiten Abschnitt wird die zeitliche Streckung und die Bildverarbeitung des hyperspektralen Signals untersucht.

Im Folgenden wird untersucht, mit welchen Einstellungen und Kombinationen der Komponenten ein möglichst breites und gleichmäßiges Spektrum erreicht wird. Dazu werden verschiedene Laserparameter geändert, aber auch Hardwareänderungen, vor allem in Bezug auf die Faser, vorgenommen.

Insgesamt steht mehr Pumpleistung für das System zur Verfügung, als für die maximale Verstärkung benötigt wird. Wie bereits häufiger erwähnt, können durch ASE starke Pulse entstehen, die den Laser zerstören können (eingebraunte Faserenden, gebrochene Fasern, zerstörte Spleiße, zerstörte Komponenten). Beim Superkontinuum bedeutet zwar eine höhere Leistung ein breiteres Spektrum, was hier definitiv das Ziel ist, allerdings darf der Laser trotzdem nur mit sicheren Pumpleistungen betrieben werden. Die Zerstörschwelle des Lasers wurde des Öfteren genauer untersucht, weshalb der Laser nicht immer bis zur maximalen Pumpleistung betrieben wurde. Bei bereits bekannten Pulsparametern sind die Grenzen des Lasers bekannt, bei neuen Parametern und Tastverhältnissen kann es allerdings immer wieder dazu kommen, dass der Laser zerstört wird. Aus diesem Grund wird die Leistung stets langsam erhöht und der Laser genau überwacht, sodass er vor Erreichen der Zerstörschwelle ausgeschaltet bzw. die Leistung nicht weiter erhöht wird.

5.1.2.1 Superkontinuumserzeugung in 400 m PCF

Die naheliegendste erste Messreihe zur Erzeugung eines möglichst breiten Spektrums ist die maximale Leistung in eine möglichst lange PCF einzukoppeln und das Spektrum zu vermessen. Der Laser ist am besten bei einer Pulsbreite von 100 ps und 500 kHz charakterisiert und erreicht dort bis zu ~90 kW Spitzenleistung. Mit diesen Ausgangsparametern wird der Laser mittels Isolators vor Rückreflexen geschützt und anschließend gelangt das Licht in die PCF. Insgesamt entstehen durch den Isolator und mehrere Spleiße, die in mehreren Schritten von einem 25 μm Kern auf den 5 μm Kern der PCF gehen, 7 dB Verlust. Aufgrund dessen ist die maximal mögliche Spitzenleistung in der PCF 18 kW (91 kW mit 7 dB Verlusten). Für die erste Messung wurde eine sehr lange PCF von ~400 m verwendet, da die nichtlinearen Effekte mit der Interaktionslänge und damit mit der Faserlänge skalieren. In Abbildung 70 ist das Superkontinuum bei steigender Eingangsleistung gezeigt, gemessen mit AQ6374 OSA (Yokogawa Electric) über den gesamten möglichen Wellenlängenbereich von 350-1750 nm. Es ist erstaunlich, dass bereits mit sehr wenig Eingangsleistung

ein extrem breites Spektrum erreicht wird, was durch die lange Interaktionslänge in der PCF zustande kommt. Dieses Spektrum reicht bei höheren Leistungen von ca. 500 nm bis zum Ende des verwendeten OSAs bei 1750 nm. Bei niedrigeren Leistungen entstehen zuerst die höheren und später die niedrigeren Wellenlängen. Insgesamt ist das Spektrum zwar bereits einigermaßen gleichmäßig, weist aber vor allem um 900 nm starke Schwankungen auf. Bei 1400 nm ist ein OH^- -Absorptionsmaximum in der PCF, weshalb dort das Superkontinuum weniger Leistung und einen kleinen Knick besitzt [193]

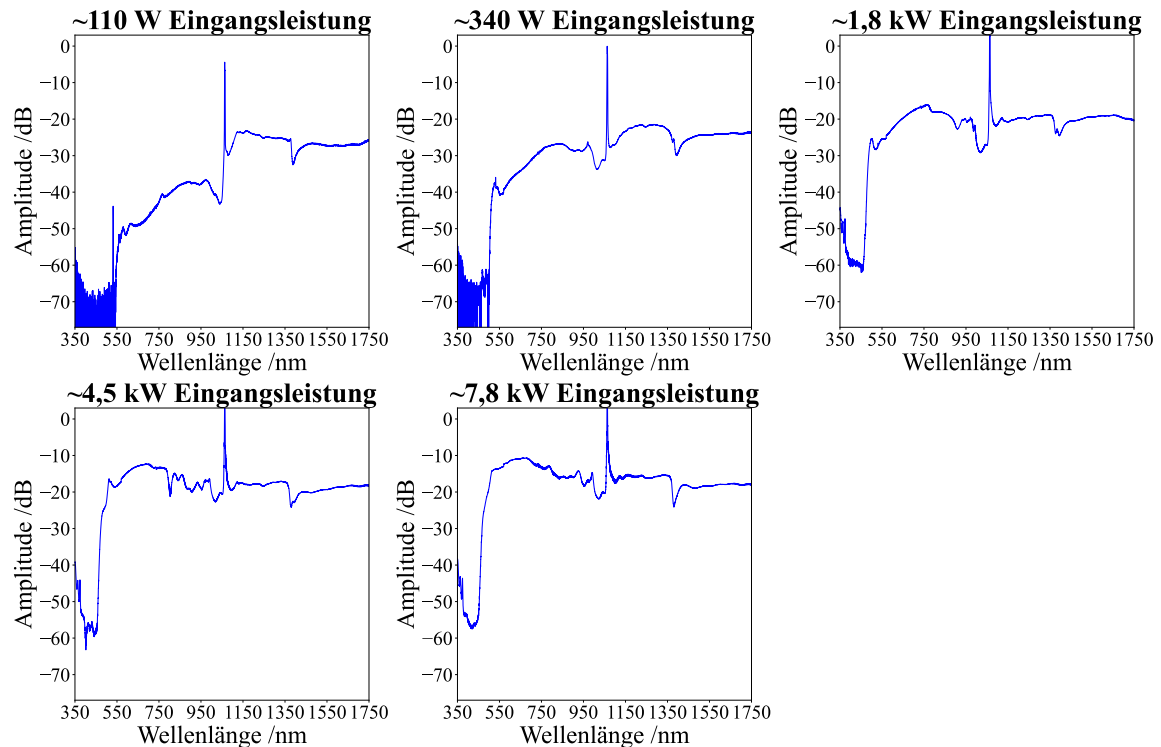


Abbildung 70: Spektrum bei unterschiedlichen Eingangsleistungen in eine 400 m PCF. Schon sehr früh entsteht ein breites Spektrum. Allerdings entstehen immer wieder starke Einbrüche im Spektrum.

5.1.2.2 Einfluss der Pulslängen auf das Superkontinuum

Um den Einfluss der einzelnen nichtlinearen Effekte auf das Superkontinuum zu untersuchen, wurde die Pulslänge variiert. Durch die aktive Modulation der Seed-Diode können sehr leicht unterschiedliche Pulsparameter genutzt und somit der Einfluss überprüft werden. In Abbildung 71 werden Pulslängen von 35 ps, 100 ps und 200 ps miteinander verglichen. Die verwendete Pulsform ist nahezu rechteckig, sodass bei Erhöhung der Pulslänge zu den steilen Flanken hauptsächlich ein Plateau an Spitzenleistung hinzukommt. Da die Spitzenleistung allerdings einen massiven Einfluss auf das entstehende Superkontinuum hat, wurden jeweils nahezu gleiche Spitzenleistungen mit allen drei Pulslängen verwendet. Dies wurde über eine Anpassung der Repetitionsrate erreicht, sodass schlussendlich die gemittelte Leistung ebenfalls gleichbleibt. Konkret wurden 35 ps mit 1,5 MHz,

100 ps mit 500 kHz und 200 ps mit 250 kHz verwendet. Dieses Konzept des gleichbleibenden Tastverhältnisses zur Erhaltung der Spitzenleistung funktioniert nur in moderaten Schritten und kann nicht unendlich ausgeweitet werden. Zum Beispiel entsteht bei niedrigeren Repetitionsraten mehr ASE, was zu weniger Spitzenleistung und mehr gemittelter Leistung führt.

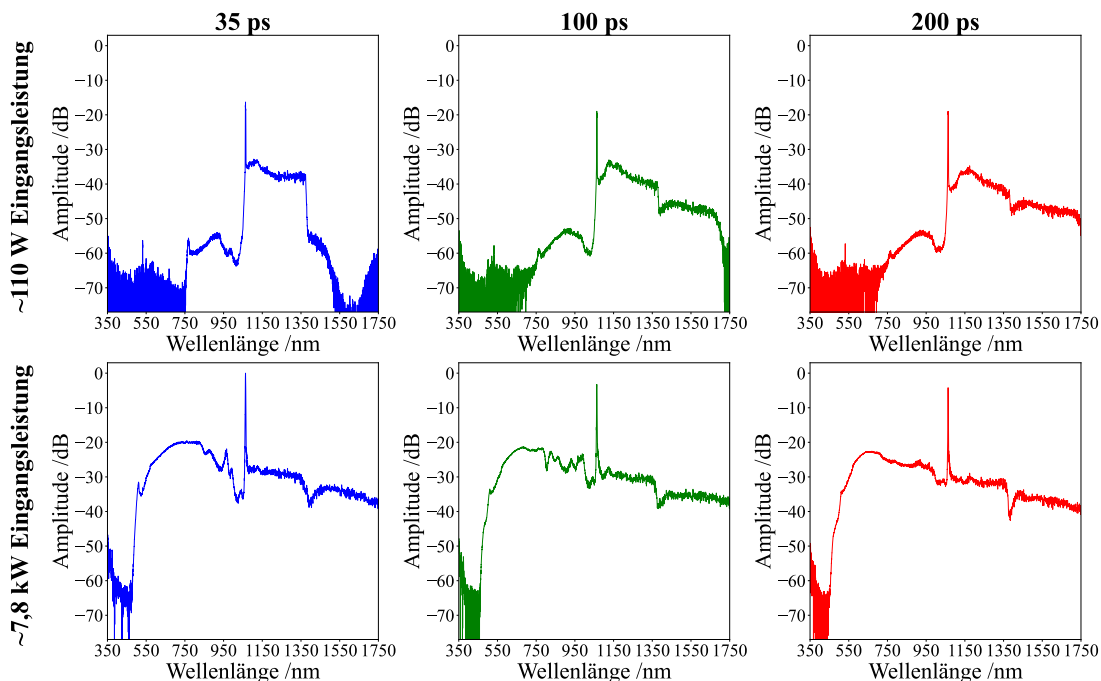


Abbildung 71: Einfluss von unterschiedlichen Pulslängen auf das Spektrum des Superkontinuums im Vergleich. Hier werden 35 ps, 100 ps und 200 ps bei zwei unterschiedlichen Eingangsleistungen miteinander verglichen. Längere Pulse führen zu einem leicht breiteren und vor allem gleichmäßigeren Spektrum. Vor allem um 950 nm wird das Spektrum bei längeren Pulsen flacher. In blau ist das Spektrum mit 35 ps zu sehen, in grün mit 100 ps und in rot mit 200 ps.

Der Unterschied zwischen diesen drei Pulslängen ist somit der Einfluss von SPM bei kürzeren Pulsen (35 ps) bzw. FWM und Raman-Streuung bei längeren Pulsen (100 ps und 200 ps). Wie bereits in Kapitel 2.2.6 erklärt, tragen zwar alle drei Effekte zu einem breiteren Spektrum bei, allerdings bei unterschiedlich langen Pulsen unterschiedlich stark. In Anbetracht der in Abbildung 71 dargestellten Kurven bestätigt dies, dass mehr FWM und Raman-Streuung bzw. längere Pulse zu einem breiteren und besseren Spektrum führen. Die längeren Wellenlängen werden mit längeren Pulslängen bei deutlich weniger Eingangsleistung erreicht und insgesamt entsteht ein homogeneres Spektrum. Da für die meisten Anwendungen eine höhere Repetitionsrate vorteilhaft ist und der Unterschied zwischen 100 ps und 200 ps Pulsen gering ausfällt, wurde für alle folgenden Messungen eine Pulslänge von 100 ps mit einer Repetitionsrate von 500 kHz gewählt.

5.1.2.3 Zwei Seed-Dioden mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge für sehr hohe SPM

Da bei Femtosekundenpulsen die SPM der dominante Effekt für die Erzeugung des Superkontinuums ist, wurde hier nochmals untersucht, ob deutlich mehr SPM zu einem breiteren und besseren

Spektrum führt. Dazu wurden zwei Seed-Dioden bei leicht unterschiedlicher Wellenlänge (hier 1063 nm und 1064 nm) gemeinsam als Seed-Laser des MOPAs verwendet. Ziel ist es, dass diese beiden Wellenlängen interagieren, was zu starkem Rauschen des Pulses führt, wodurch wiederum viele Flanken und damit viel SPM entsteht. Um dies zu testen, wurden zwei baugleiche Laserdioden (CMDFB1064A, II-VI Laser Enterprise GmbH) mittels 50/50-Koppler vereint und als Seed-Laser für den MOPA verwendet. Durch Ändern der Temperatur und Überprüfen der Wellenlänge am OSA wurde eine Laserdiode auf 1063 nm und eine auf 1064 nm eingestellt. Für diese Messreihe wurde eine PCF-Faserlänge von 2,3 m verwendet, mehr dazu in Kapitel 5.1.2.5.

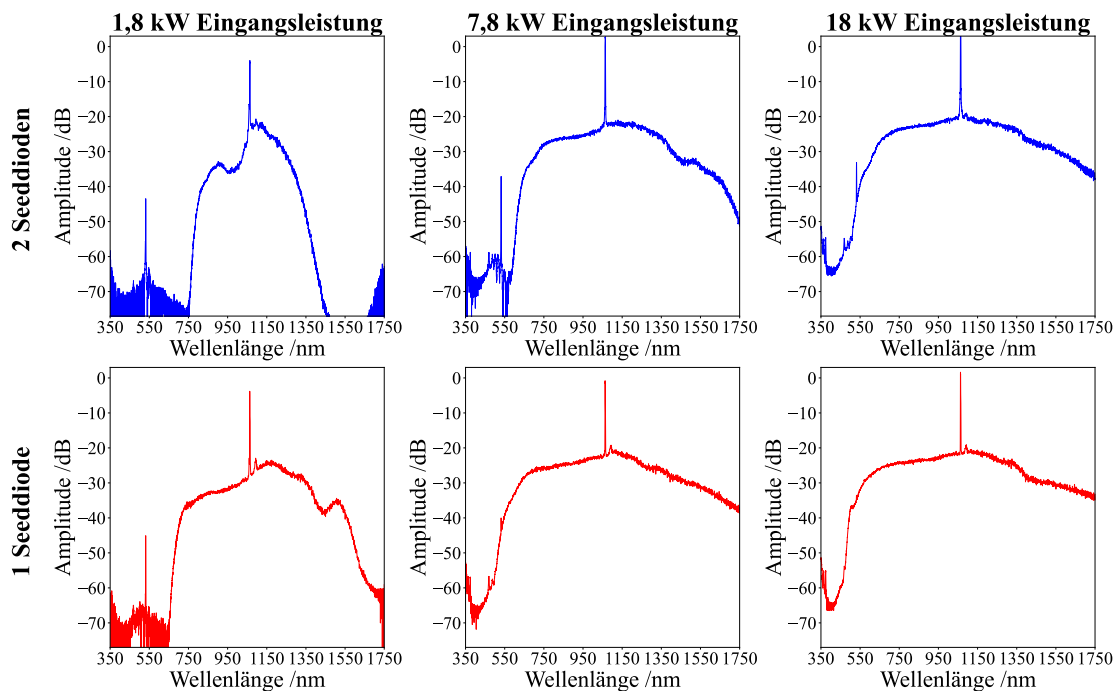


Abbildung 72: Vergleich des Spektrums des Superkontinuums bei Verwendung von zwei Seed-Dioden (oben, blau) mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge und einer Seed-Diode (unten, rot). Bei allen Eingangsleistungen entsteht bei der Verwendung von einer Seed-Diode ein homogeneres und breiteres Superkontinuum.

In Abbildung 72 ist der Vergleich zwischen zwei Seed-Dioden und einer Seed-Diode bei unterschiedlichen Eingangsleistungen gezeigt. Gut zu erkennen ist, dass eine Seed-Diode bei jeder Eingangsleistung ein breiteres und homogeneres Spektrum besitzt. Dies bestätigt die Messungen aus dem vorherigen Kapitel 5.1.2.2 und zeigt, dass SPM nicht die treibende Kraft hinter dem Superkontinuum mit diesem Laser ist.

5.1.2.4 Erhöhung der Repetitionsrate

Superkontinuumsquellen rauschen meistens sehr stark aufgrund der vielen nichtlinearen Effekte, die miteinander wechselwirken und jeweils abhängig von der Leistung sind. Eine einfache Methode, um das Rauschen zu verringern, sind viele Messungen miteinander zu mitteln. Dies wird vor

allem in der OCT durchgeführt, aber auch in anderen Bereichen in denen Superkontinuumsquellen eingesetzt werden [194].

Beim Bau des MOPAs wurden bereits die meisten Stufen mit einer Leistungsreserve ausgestattet, sodass auch höhere Repetitionsraten und Tastverhältnisse möglich sind. Diese Voraussicht kommt nun zum Tragen, sodass ausgetestet werden kann, wie sich das Spektrum bei höheren Repetitionsraten verhält. Dabei ist zu beachten, dass die Spitzenleistung bei deutlich höheren Tastverhältnissen trotzdem abnimmt, sodass nicht mehr das gleiche breite Spektrum erreicht wird. In Abbildung 73 ist das Superkontinuum bei unterschiedlichen Pumpleistungen bei einer Repetitionsrate von 100 MHz mit 100 ps Pulsen gezeigt. Die 100 ps Pulse sind ein guter Kompromiss aus gleichmäßigerem und breiterem Spektrum (siehe Kapitel 5.1.2.2) und trotzdem relativ kurzen Pulsen, sodass höhere Repetitionsraten möglich sind, bevor die Pumpleistung für höhere Spitzenleistung zu niedrig ist. Diese Messungen wurden mit einer PCF-Faserlänge von ~ 400 m durchgeführt. Die Leistung reicht aus, um ein Superkontinuum bei höheren Wellenlängen (1060 nm bis 1600 nm) zu erzeugen. Für kürzere Wellenlängen reicht die Leistung leider nicht aus. Das Tastverhältnis liegt allerdings bereits bei 1/100, was ein deutlicher Unterschied zu dem vorher verwendeten Tastverhältnis von 1/20000 ist (100 ps, 500 kHz). Eine weitere Erhöhung der Pumpleistung wurde aus Sicherheitsgründen nicht durchgeführt.

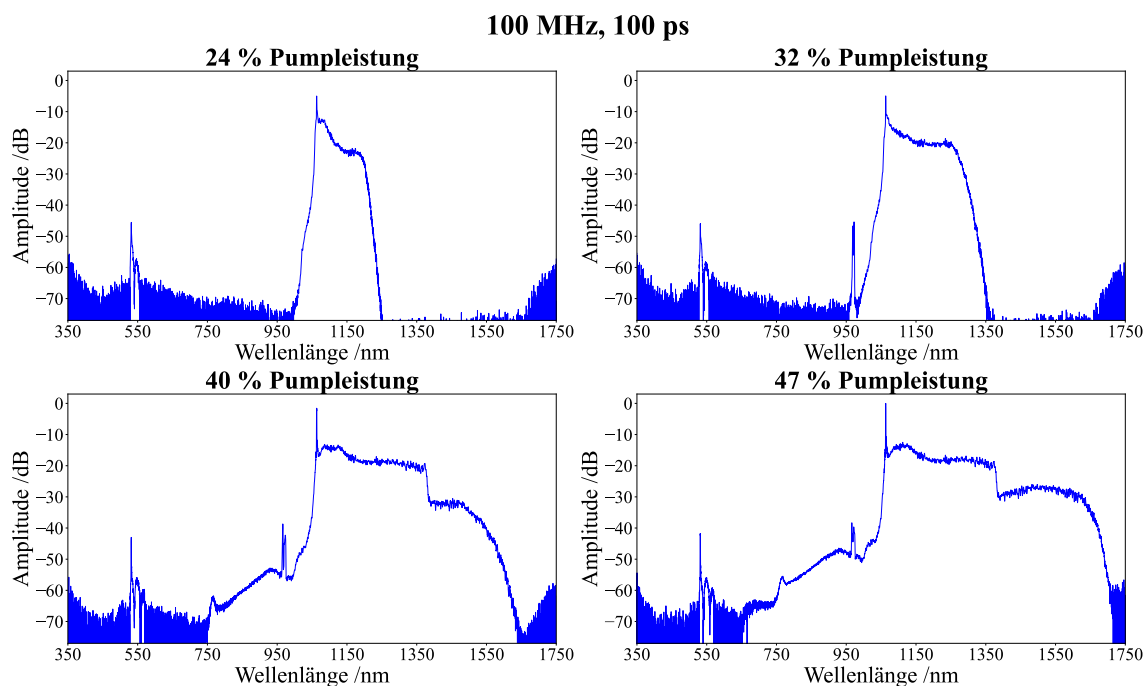


Abbildung 73: Superkontinuum bei 100 MHz mit 100 ps Pulsen. Eine Erzeugung von längeren Wellenlängen bis 1600 nm ist möglich, allerdings werden kaum Wellenlängen unterhalb der Pumpwellenlänge von 1063 nm erzeugt.

In Abbildung 74 ist das erzeugte Spektrum von Pulsen mit einer Repetitionsrate von 1 GHz und 100 ps Pulslänge gezeigt. Hier wird kaum eine Verbreiterung des Spektrums erreicht. Das Tastverhältnis ist mit 1/10 sehr hoch.

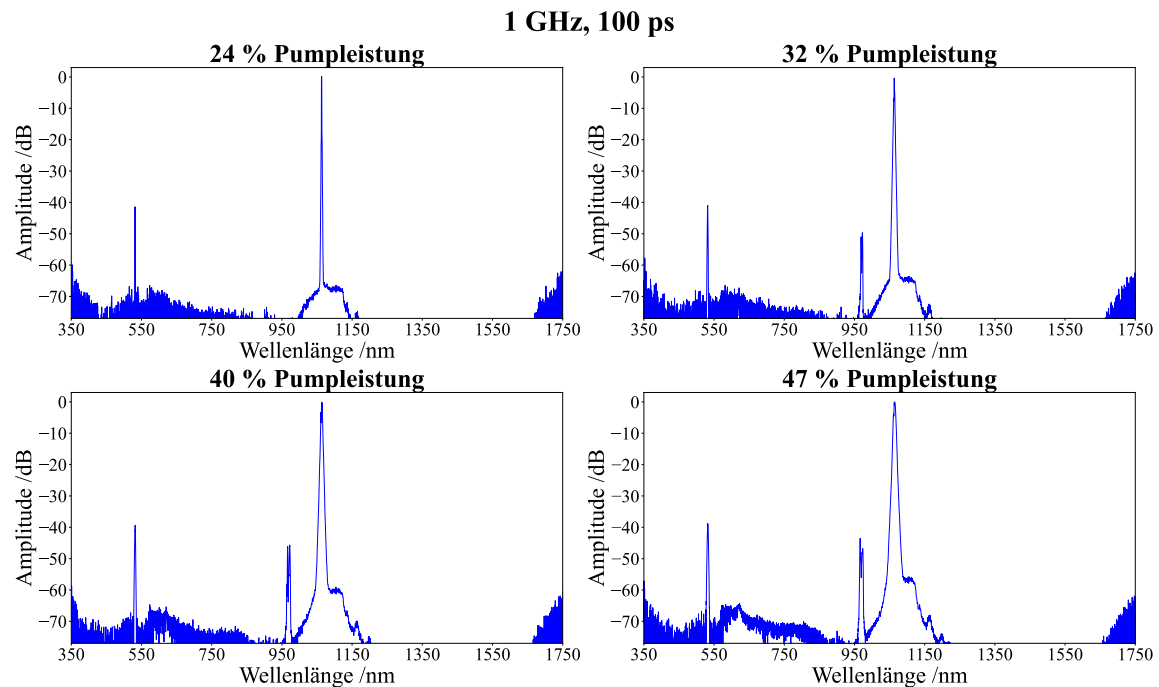


Abbildung 74: Superkontinuum bei 1 GHz mit 100 ps Pulsen. Das Tastverhältnis ist hier 1/10, wodurch die Spitzenleistung bereits sehr gering ist und somit nur eine geringe Verbreiterung des Spektrums möglich ist.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass für längere Wellenlängen (1050 nm bis 1600 nm) eine hohe Repetitionsrate von bis zu 100 MHz genutzt werden kann. Dies ist bereits ein sehr breites Spektrum allerdings nur im nahinfraroten Bereich. Für den sichtbaren Bereich kann keine so hohe Repetitionsrate verwendet werden.

5.1.2.5 Einfluss unterschiedlicher PCF-Faserlängen auf das Superkontinuum

Wie bereits in Kapitel 5.1.1.1 gesagt, ist eine längere PCF nicht unbedingt besser für Spektrum und Leistung des Superkontinuums. Es muss ein Optimum der Faserlänge für Verluste und kaskadierende nichtlineare Effekte gefunden werden, die passend zur Eingangsleistung sind. In Abbildung 75 ist ein Bild der PCF während des Betriebs des Lasers gezeigt. Gut zu sehen ist das Licht, welches nicht von der Faser geführt wird und seitlich aus der PCF tritt. Die Farbe dieses Lichts ist in den ersten 1-2 Metern deutlich blau und gegen Ende der 400 m PCF gelb-orange. Dies deutet darauf hin, dass eine kürzere PCF ein bläulicheres Spektrum beinhaltet und am Ende der 400 m mehr gelb-oranges Licht vorhanden ist.

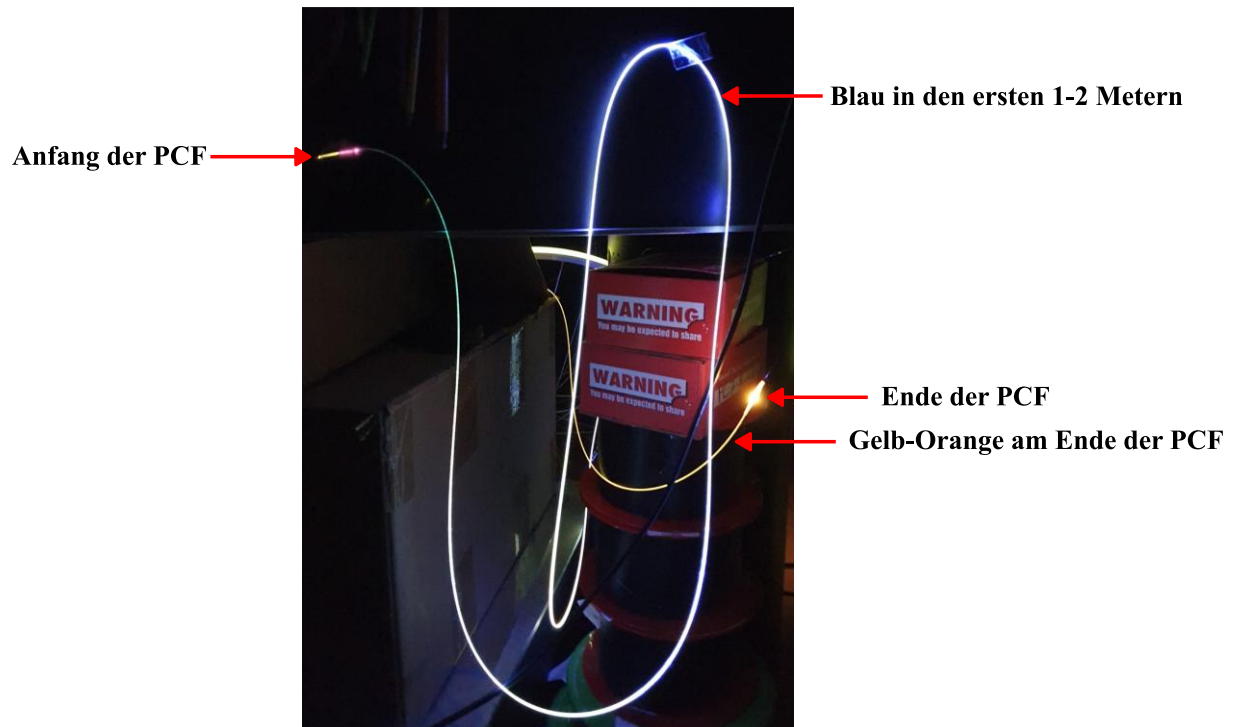


Abbildung 75: Veränderung des Lichts über die PCF hinweg, welches seitlich aus der Faser tritt. In den ersten 1-2 Metern der PCF leuchtet die Faser deutlich blau, während sich die Farbe bis zum Ende der 400 m-PCF zu einem gelb-orange ändert.

Dieses Phänomen ist vermutlich auf die höheren Verluste des blauen Lichts in der PCF zurückzuführen. Aus diesem Grund wurde eine nähere Analyse der Faserlänge durchgeführt, bei der 400 m, 2,3 m, 1,75 m und 1,25 m untersucht wurden.

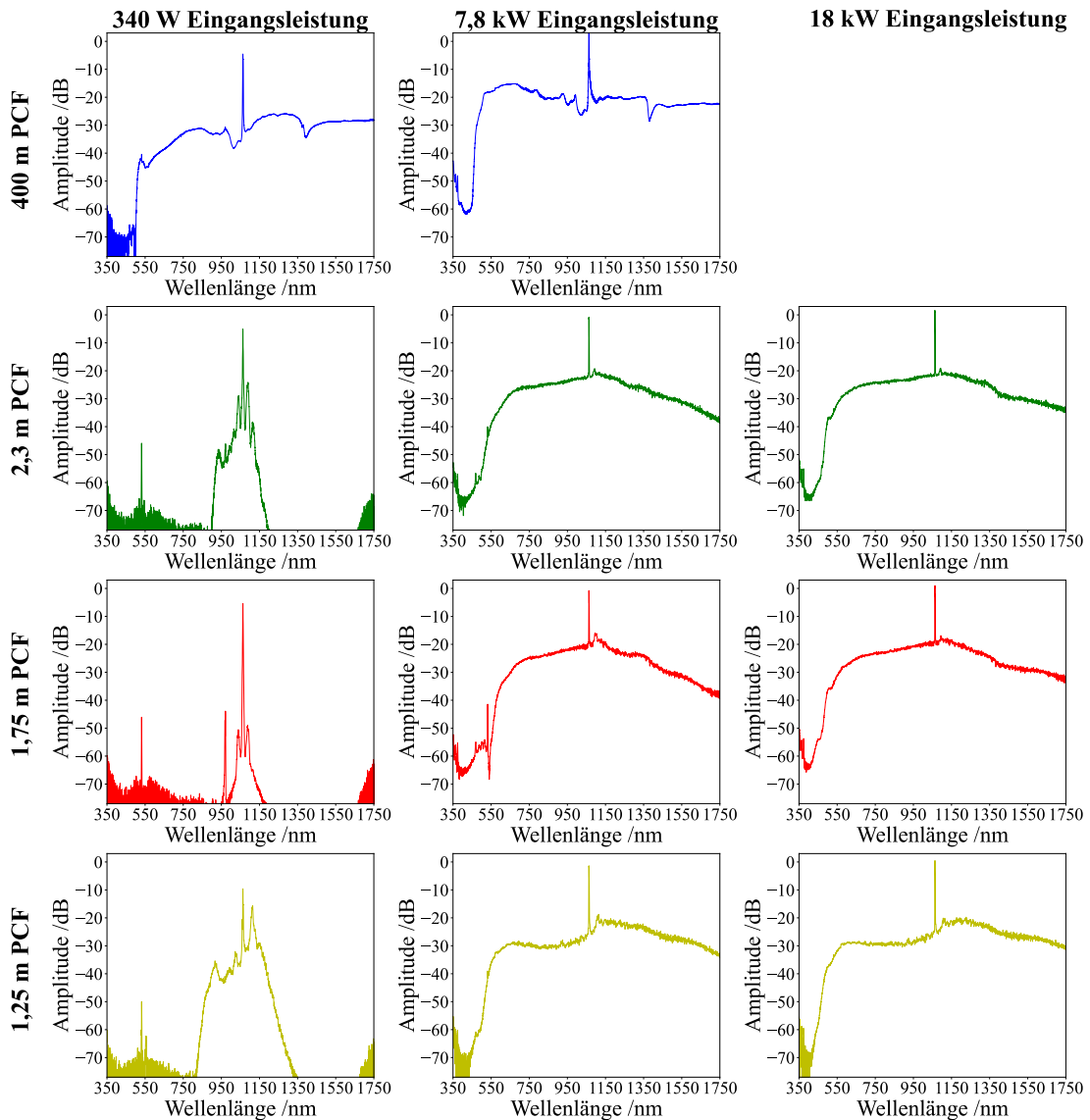


Abbildung 76: Superkontinuum bei unterschiedlichen PCF-Faserlängen und Eingangsleistungen. Es sind vier verschiedene PCF-Faserlängen in den vier Farben blau (400 m), grün (2,3 m), rot (1,75 m) und gelb (1,25 m) bei jeweils drei verschiedenen Eingangsleistungen (340 W, 7,8 kW und 18 kW) gezeigt.

In Abbildung 76 ist das Superkontinuum bei unterschiedlichen Faserlängen bei steigenden Leistungen gezeigt. Die Eingangsleistung steigt von links nach rechts, die Faserlänge sinkt von oben nach unten. Bei höheren Leistungen wird das Superkontinuum gleichmäßiger und breiter. Bei geringen Leistungen ist eine längere Faser besser geeignet, um ein breites Spektrum zu erzeugen, wie sehr gut an den 400 m PCF mit 340 W Spitzenleistung am Eingang zu sehen ist. Bei kürzeren Faserlängen tritt ein Spektrum mit gleicher Breite erst bei deutlich höheren Leistungen auf. Einzig die Messreihe mit 1,25 m verhält sich etwas anders, da hier zwischen dem Ausgang des MOPAs mit 25 μm Faserkern und dem 5 μm Faserkern der PCF ein längeres Stück (80 cm) Hi1060-Faser gespleißt wurde. Zwar wurde auch bei den vorherigen Messungen Hi1060 zwischen diesen beiden Fasern verwendet, allerdings nur kürzere Stücke von ca. 20 cm. Vor allem bei niedrigeren Leistungen sieht

man deutlich die Raman-Verschiebung zu 1120 nm. Insgesamt sieht das Spektrum bei hohen Leistungen in der 1,25 m PCF-Konfiguration am besten aus (gleichmäßig und breit), sodass diese Konfiguration weiterverwendet wurde. Das blaue Licht, welches seitlich aus der Faser austritt, sieht farblich nach einem sehr schönen und klaren blau um ~ 450 nm aus. Leider konnte diese Wellenlänge mit einer kürzeren Faser nicht erreicht werden.

Ein weiterer großer Vorteil einer kürzeren PCF ist die Verringerung des Verlustes, welcher sich nicht nur in den erreichten Wellenlängen, sondern auch in der gemessenen gemittelten Leistung widerspiegelt. Hinter der 1,25 m PCF wird ca. dreimal mehr Leistung im Vergleich zu den 400 m PCF gemessen. Dies wurde mit einem thermischen Leistungsmessgerät gemessen (S405C, Thorlabs), welches ein homogenes Absorptionsspektrum für alle hier verwendeten Wellenlängen besitzt. Somit ist der Einsatz einer kürzeren PCF bei höheren Spitzenleistungen deutlich von Vorteil und zeigt, dass das Superkontinuum in dem ersten Stück der PCF entsteht und anschließend nur noch geringfügig Wellenlängen hinzukommen. Für geringere Spitzenleistungen ist allerdings eine längere PCF deutlich von Vorteil.

Um die gesamte Entwicklung des Superkontinuums in Abhängigkeit der Leistung zu sehen, ist in Abbildung 77 eine detaillierte Messreihe für die beste Konfiguration mit 1,25 m PCF gezeigt. Gut zu erkennen ist, dass anfangs die Raman-Streuung am stärksten ist und somit um 1120 nm eine Erhebung entsteht. Bei steigender Leistung entsteht allerdings zunehmend ein gleichmäßigeres Spektrum, da die Wellenlängen immer weiter verschoben werden und immer mehr Wellenlängen miteinander interagieren. Die Pumpwellenlänge bei 1063 nm sticht klar heraus. Zudem gibt es eine zweite Nadel bei 532 nm, was vermutlich aufgrund eines Messfehlers des OSAs zustande kommt, da intern Gitter verwendet werden und somit die zweite Ordnung der 1063 nm-Spitze möglicherweise einen Einfluss hat. Dies wird normalerweise durch Filter unterdrückt, die hier jedoch offensichtlich nicht ausreichend abschwächen. Bei späteren Messungen hinter der Faser zur zeitlichen Streckung konnte die 532 nm-Spitze nicht mehr gemessen werden. Dies deutet auf einen Messfehler durch das 1063 nm-Licht hin, da dieses vollständig von der Faser zur zeitlichen Streckung herausgefiltert wird. Es gibt allerdings auch Quellen die besagen, dass in der PCF und anderen Glasfasern Frequenzverdopplung zu einem geringen Prozentsatz stattfinden kann, dies konnte hier allerdings nicht bestätigt werden [184, 195–197].

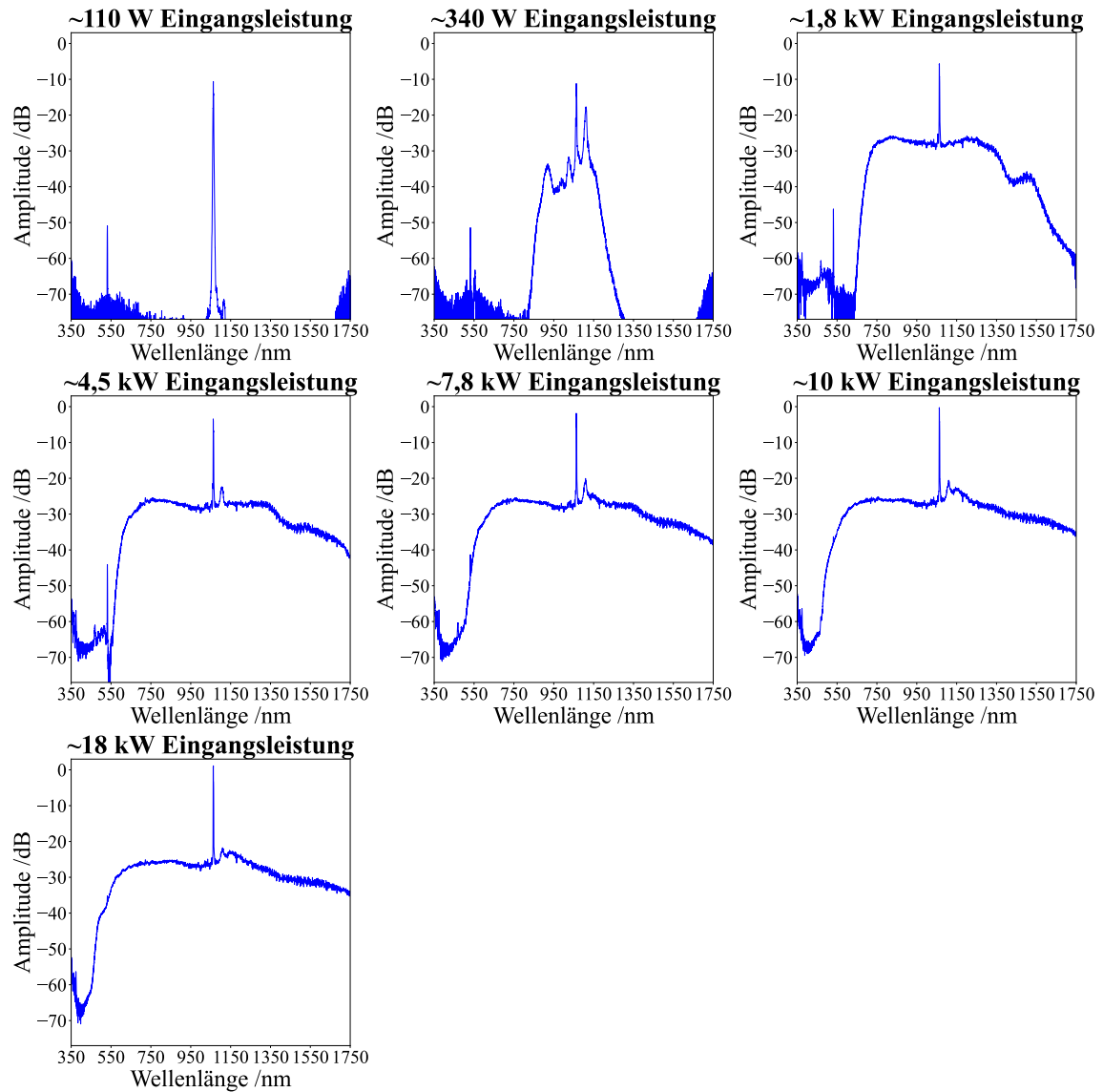


Abbildung 77: Entwicklung des Superkontinuums bei unterschiedlicher Eingangsleistung für eine 1,25 m PCF. Die Eingangsleistung in die PCF wurde hierbei von 110 W auf 18 kW erhöht. Der Laser wurde mit einer Pulslänge von 100 ps bei 500 kHz verwendet.

Die Einkopplungsunterschiede beim Messen des Spektrums, wie sie in Kapitel 5.1.1.2 gezeigt sind, wurden für das Spektrum mit 1,25 m PCF bei 100 ps und 500 kHz bei ~18 kW Eingangsleistung aufgenommen und stammen somit aus der Messreihe, die hier gezeigt wurde. Dies ist das beste Spektrum, welches mit diesem System gemessen wurde.

5.1.2.6 Vergleich PM980 und PCF-Spektrum

Wie bereits in Kapitel 2.2.6.1 erklärt, entsteht aufgrund von SPM in der anomalen Dispersion ein größeres Rauschen als in der normalen Dispersion der Faser. Die PCF wird nahe der Nulldispersion verwendet, sodass Licht sowohl in der normalen als auch in der anomalen Dispersion der Faser

zum Superkontinuum beiträgt. Andere Gruppen haben gezeigt, dass Superkontinua, die ausschließlich in der normalen Dispersion der Faser erzeugt werden, ein rauschärmeres Signal aufweisen als Superkontinua nahe der Nulldispersion, bzw. im anormalen Dispersionsbereich [198–201]. Um zu untersuchen, ob die Verwendung der normalen Dispersion für dieses Projekt überhaupt in Frage kommt und ein Spektrum entsteht, welches breit genug ist, wurde eine polarisationserhaltende Einzelmodenfaser (PM980) anstelle der PCF verwendet. Diese hat eine Nulldispersionswellenlänge bei $\sim 1,3 \mu\text{m}$, da sie ebenfalls eine Quarzglasfaser ist. Abbildung 78 zeigt das Spektrum eines Superkontinuums, welches auf die gleiche Weise wie bei den vorherigen Messungen aufgenommen wurde, nur dass anstelle der PCF eine 6 m PM980-Faser verwendet wurde (Repetitionsrate: 500 kHz, Pulslänge 100 ps). Sehr deutlich zu erkennen ist die Raman-Verschiebung, welche bereits bei einer geringen Eingangsleistung von $\sim 340 \text{ W}$ zu einer Spitze um 1120 nm führt. Bei weiterer Erhöhung der Leistung kommt es zu kaskadierter Raman-Verschiebung zu 1180 nm und 1240 nm, sodass im weiteren Verlauf drei Spitzen bei diesen Wellenlängen gut zu erkennen sind. Zusätzlich entstehen weitere höhere Wellenlängen. Vermutlich entstehen durch SPM auch kürzere Wellenlängen unterhalb der Eingangswellenlänge bei 1063 nm, allerdings deutlich weniger als noch bei der Verwendung der PCF. Nur Wellenlängen ab 900 nm können hiermit erzeugt werden. Da SPM die treibende Kraft für kürzere Wellenlängen mit dieser Faser ist, wurde hier ebenfalls die Konfiguration mit zwei Seed-Dioden für besonders hohes SPM wie in Kapitel 5.1.2.3 verwendet. Dies hat allerdings keine nennenswerten Unterschiede gezeigt und zu keinem breiteren Spektrum geführt, weshalb dieses Spektrum nicht extra gezeigt wird. Die Verwendung der normalen Dispersion ist eher für schmalere Superkontinua und Femtosekundenpulse geeignet, in denen noch mehr Spitzenleistung zur Verfügung steht.

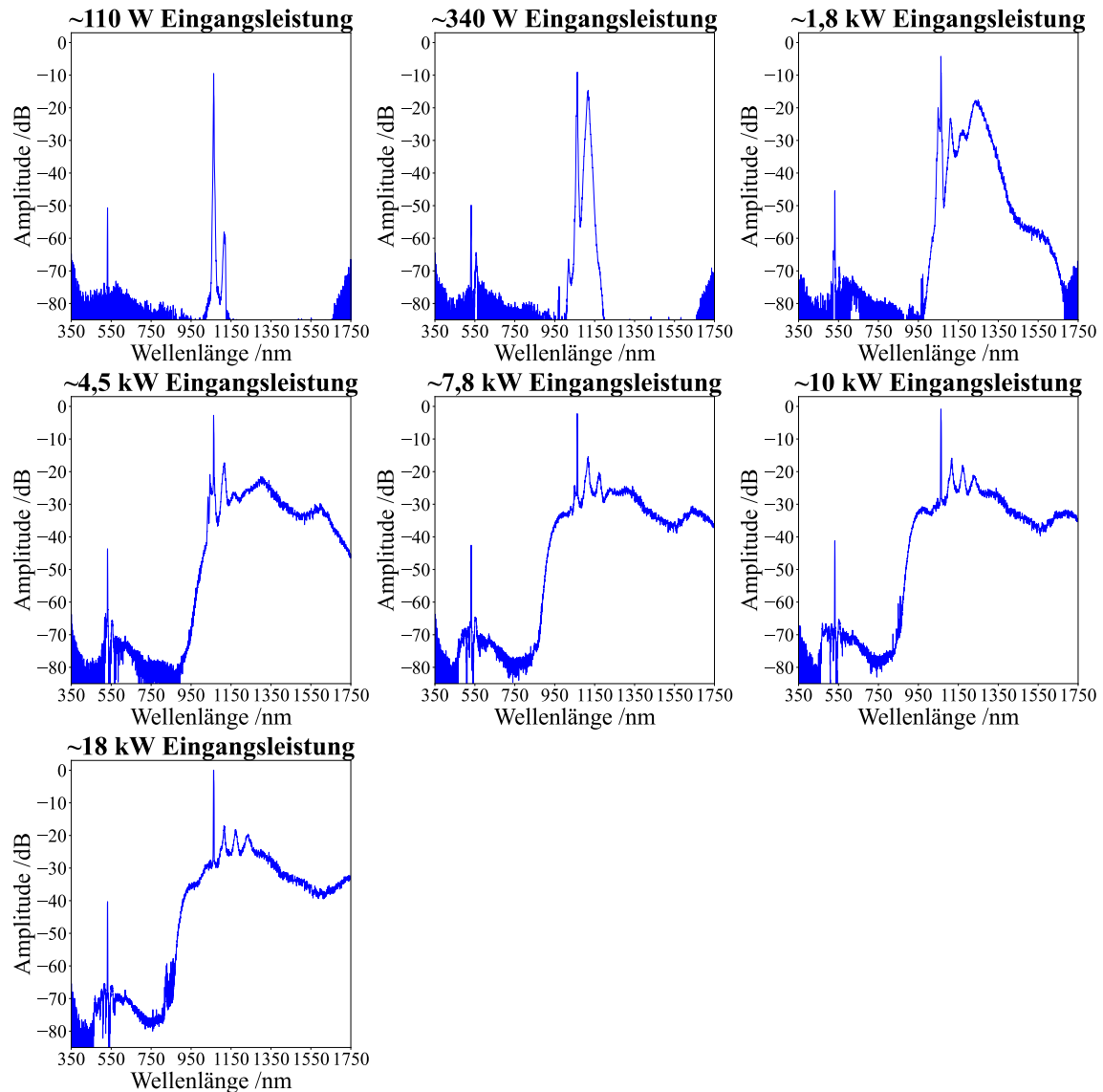


Abbildung 78: Entwicklung der Superkontinuumserzeugung in 6 m PM980 Faser. In dieser polarisationserhaltenden Einzelmodenfaser kommt es hauptsächlich zu Raman-Streuung. Bereits bei 340 W Eingangsleistung kommt es zu einer starken Verschiebung zu 1120 nm. Bei weiterer Leistungserhöhung kommt es zu kaskadierter Raman-Verschiebung zu 1180 nm und 1240 nm. Die Erweiterung zu niedrigeren Wellenlängen entsteht hauptsächlich durch SPM und fällt im Vergleich zur PCF deutlich geringer aus.

5.1.2.7 Einfluss von 532 nm und 1063 nm in PCF für erhöhte Leistung im sichtbaren Bereich

Für dieses Projekt ist eine möglichst hohe Leistung im sichtbaren Wellenlängenbereich und bestenfalls eine komplette Abdeckung der sichtbaren Wellenlängen erwünscht. Mit den bisherigen Methoden wurden nur Wellenlängen bis 490 nm erreicht, die nur einen kleinen Teil der gesamten Leistung ausmachen. Champert et al. haben gezeigt, dass es mittels Kombination aus 532 nm und 1063 nm in der PCF zu XPM (Kreuzphasenmodulation) kommt und somit Wellenlängen von 400-700 nm erzeugt werden können [193]. Die verwendete PCF hat eine Nulldispersion von 870 nm.

Folglich führt die Einkopplung von 532 nm Pikosekunden-Pulsen zu viel Raman-Streuung und somit zu höheren Wellenlängen. Erst bei der zusätzlichen Einkopplung von 1063 nm Licht kommt es zu XPM und damit zu einer gleichmäßigen Verbreiterung um 532 nm und schlussendlich zu 400-700 nm Licht. Hier wurde versucht dieses Ergebnis zu reproduzieren. Zu diesem Zweck wurde der Frequenzverdopplungsaufbau aus meiner Masterarbeit verwendet, bei dem ca. 15 % Konversions-effizienz erreicht wurde [153]. Durch Ändern der Spiegel und der Kollimation kann die Koppeffizienz der zwei Wellenlängen angepasst werden. Für diese Messreihe wurden 400 m PCF verwendet, da die Eingangsleistung aufgrund der Frequenzverdopplung und einhergehenden Verlusten geringer ist. In Abbildung 79 ist auf der linken Seite das Superkontinuum gezeigt, welches mit maximaler Koppeffizienz für das 532 nm Licht erzeugt wurde. Da die Faser im normalen Dispersionsbereich mit Pikosekunden-Pulsen verwendet wird, kommt es größtenteils zur Raman-Verschiebung. Dadurch entstehen längere Wellenlängen von 532 nm bis hin zu ~677 nm, was einer Breite von 145 nm entspricht. Dies ist zwar bereits sehr gut, erzeugt aber immer noch nicht die niedrigeren Wellenlängen bis 400 nm. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Einkopplung für 1063 nm optimiert, sodass auch von 1063 nm aus neue Wellenlängen entstehen und das Verhältnis von 1063 nm und 532 nm Licht nahe dem Ergebnis von Champert et al. mit $>2,8$ liegt [193]. Da hier nahe der Nulldispersion der PCF gearbeitet wird, entstehen sowohl höhere als auch niedrigere Wellenlängen, vergleichbar mit den Graphen in Abbildung 70. Leider konnte der Erfolg von Champert et al. nicht reproduziert werden [193]. Auch bei 532 nm und 1063 nm zusammen in der PCF kam es nur zu Raman-Verschiebung und somit zu längeren Wellenlängen von 532 nm bis ~662 nm, was einer Breite von 130 nm entspricht. Ein möglicher Grund für den Unterschied zwischen der vorliegenden Arbeit und der Arbeit von Champert et al. liegt in der dort verwendeten PCF, die eine Nulldispersionswellenlänge von 870 nm anstatt 1060 nm aufweist.

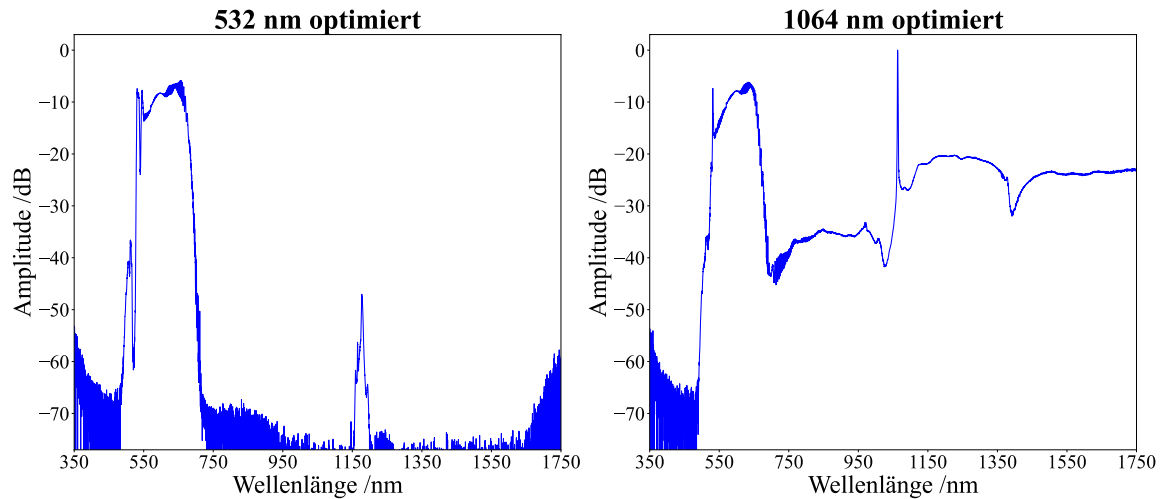


Abbildung 79: Superkontinuumserzeugung mit 532 nm und 1063 nm gleichzeitig eingekoppelt in die PCF. Für diesen Versuch wurde das 1063 nm Licht des MOPAs frequenzverdoppelt und mit unterschiedlichen Verhältnissen in die PCF eingekoppelt. Ziel ist, möglichst viel Leistung mit einem breiten Spektrum im sichtbaren Wellenlängenbereich zu erreichen. Sowohl mit viel als auch wenig 1063 nm Licht kommt es hauptsächlich zu Raman-Verschiebung, sodass nur Wellenlängen oberhalb von 532 nm erzeugt werden. Für das linke Spektrum ist die Einkopplung auf 532 nm optimiert und besitzt ab 532 nm eine Breite von ca. 145 nm. Das rechte Spektrum ist für eine Einkopplung von 1063 nm optimiert und weist sowohl Licht im sichtbaren als auch infraroten Bereich auf. Im sichtbaren Bereich entsteht ebenfalls nur Raman-Streuung ab 532 nm mit einer Breite von ca. 130 nm.

5.1.2.8 Rauschmessungen

Das Projekt des zeitlich gestreckten Superkontinuums für die hyperspektrale Bildgebung war in Teilen Gegenstand einer von mir betreuten Masterarbeit, die sich hauptsächlich mit der Rauschanalyse des Superkontinuums, der zeitlichen Streckung und ersten Signalaufnahmen befusste [202]. Die Rauschanalyse ist aufgrund der Natur des Superkontinuums von besonderem Interesse und zeigt, ob Einzelmessungen genaue Ergebnisse liefern können. Für diese Messungen wurde ein Selbstbau-Monochromator in der Masterarbeit aufgebaut, bestehend aus zwei Kollimatoren (CFC-8X-C, Thorlabs), einem Gitter (GH25-24V und GR25-0616, Thorlabs) und einer variablen Schlitzeblende (VA100/M, Thorlabs). Auf diese Weise können alle entstandenen Wellenlängen mit den drehbaren Gittern ausgesucht und mit variabler Auflösung durch die Schlitzeblende untersucht werden. Nach dem Wiedereinkoppeln des Lichts wird dieses auf eine Photodiode geleitet (DXM30AF, Thorlabs). Die Auflösung des Monochromators lag dabei zwischen 1,7 nm und 30 nm. Da in dieser Arbeit hauptsächlich Pulse mit einer Breite von 100 ps und einer Repetitionsrate von 500 kHz verwendet werden, beschränkt sich die Analyse hier auf diese Pulsparameter. In der Masterarbeit wurden allerdings auch 50 ps und 200 ps charakterisiert.

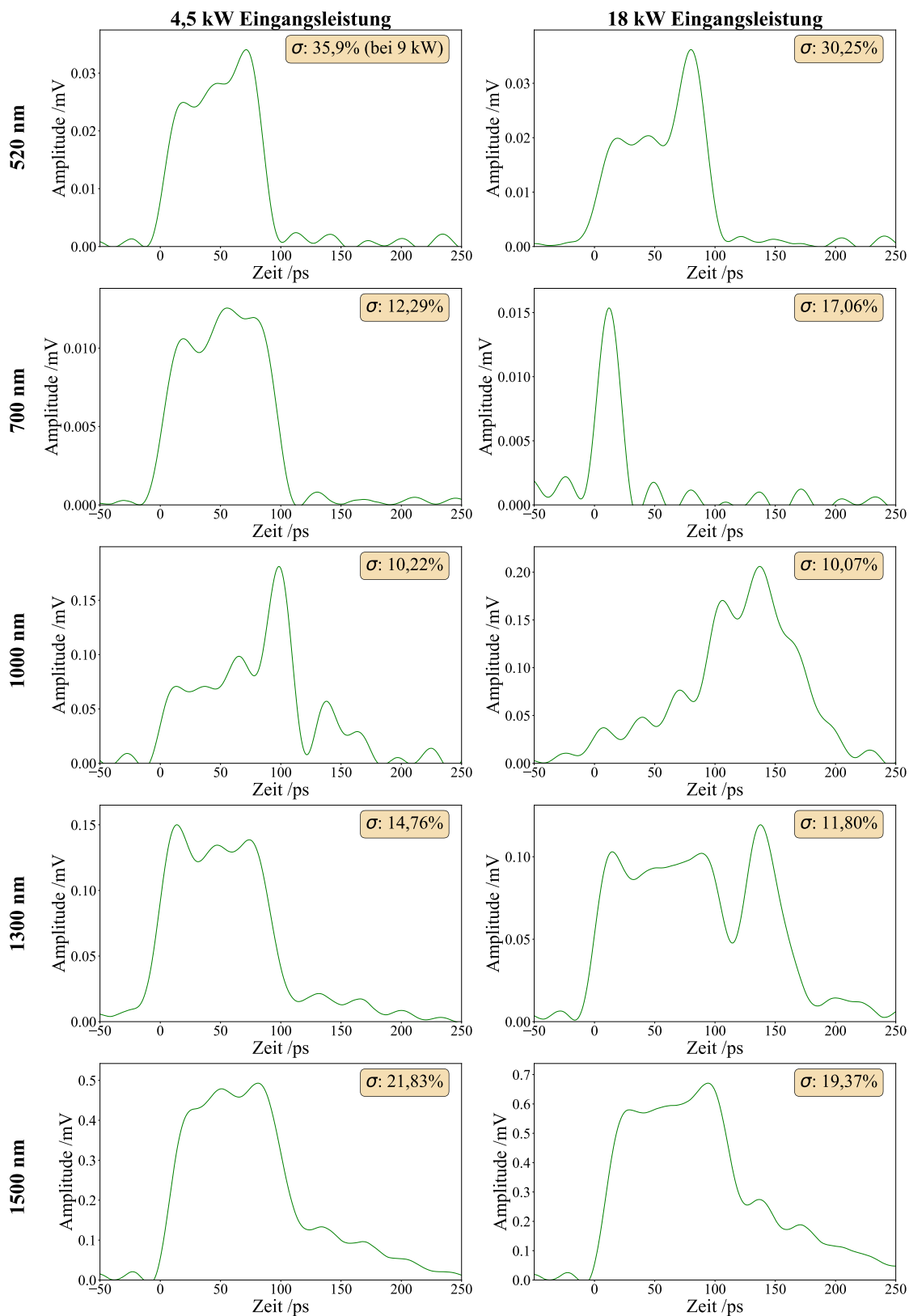


Abbildung 80: Rauschmessungen des Superkontinuums mittels Monochromator. Das Spektrum wurde jeweils mit einem Monochromator auf 1,7 nm reduziert und das Rauschen mit 10000 Einzelmessungen untersucht. Die hier dargestellten Pulse sind jeweils gemittelt und die Standardabweichung des Integrals des Pulses ist in der oberen rechten Ecke angegeben [202].

In Abbildung 80 ist das Rauschen der Pulsenergie für 520 nm, 700 nm, 1000 nm, 1300 nm und 1500 nm zusammen mit der jeweiligen Pulsform gezeigt. In der oberen rechten Ecke ist jeweils die Standardabweichung der Pulsenergie angegeben, da sich die Pulsform und damit die Spitzenleistung von Wellenlänge zu Wellenlänge stark ändert. Die Änderung der Pulsform könnte durch die verschiedenen nichtlinearen Effekte und die daraus resultierenden Wellenlängen verursacht werden. Der Messstart war dabei immer die steigende Flanke. Es wurde die höchste Auflösung mit 1,7 nm und eine 1,25 m lange PCF verwendet. In der linken Spalte ist das Rauschen bei einer Eingangsleistung von 4,5 kW in der PCF dargestellt und in der rechten Spalte das Rauschen bei einer Eingangsleistung von 18 kW. Das geringste Rauschen dieser Messreihe liegt bei 1000 nm, was nahe der Pumpwellenlänge von 1063 nm ist. In den meisten Messungen ist das Rauschen bei der höheren Leistung geringer. Zudem steigt das Rauschen in dieser Messreihe je weiter man sich von der Pumpwellenlänge entfernt, da in den meisten Fällen kaskadierende nichtlineare Effekte für die entstehenden Wellenlängen verantwortlich sind und sich das Rauschen pro kaskadierendem Schritt verschlechtert. Das höchste Rauschen mit rund 30 % liegt dabei im grünen Wellenlängenbereich. Die Wellenlänge von 520 nm entsteht erst ab einer Eingangsleistung von 9 kW, weshalb dieser Messpunkt anstelle der Eingangsleistung von 4,5 kW verwendet wurde.

5.1.3 Zusammenfassung und Ausblick Superkontinuum

Insgesamt wurden viele verschiedene Konfigurationen für die Erzeugung des Superkontinuums getestet und somit das Spektrum verbessert und die Leistung erhöht. Schlussendlich ist die Verwendung von 100 ps Pulsen mit 500 kHz für diesen Laser ein guter Kompromiss zwischen homogenem Spektrum und hoher Repetitionsrate.

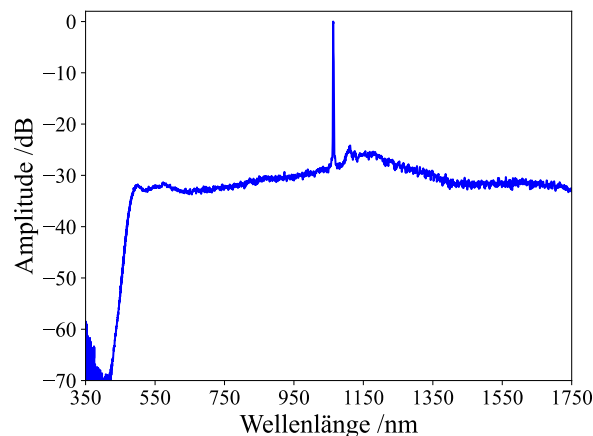


Abbildung 81: Bestes mit diesem Laser erzielt Superkontinuum-Spektrum. Dieses Spektrum wurde mit einer 1,25 m langen PCF, einer Pulslänge von 100 ps und einer Repetitionsrate von 500 kHz aufgenommen. Das Spektrum reicht von ~490 nm bis über 1750 nm und spannt sich somit über fast zwei Oktaven. Das Spektrum ist zudem homogen mit Ausnahme der Spitze der Pumpwellenlänge bei 1063 nm in der Mitte des Spektrums.

Abbildung 81 zeigt das beste erzeugte Superkontinuum, welches mit diesem Laser erreicht wurde. Es wurde mit einer PCF-Länge von 1,25 m mit einer Pulslänge von 100 ps und 500 kHz erzeugt. Auch wenn es nicht möglich war, tiefblaue Wellenlängen unter 490 nm zu erzeugen, ist es dennoch ein extrem breites und homogenes Spektrum, welches von 490 nm bis über 1750 nm reicht. Die 1063 nm Pumpwellenlänge sticht in der Mitte des Spektrums heraus und liegt ca. 30 dB über dem Superkontinuum. Mit einem eigens geschriebenen LabView-Programm kann die spektrale Leistungsverteilung genau untersucht werden. Dabei wurde festgestellt, dass ca. 55 % der gemessenen Leistung in der 1063 nm Spitze steckt und 45 % der Leistung im breiten Spektrum. 4,6 % der Leistung steckt in den sichtbaren Wellenlängen (400-700 nm) und nur 2,6 % in den Wellenlängen von 400-600 nm. In zukünftigen Projekten ist eine genauere Untersuchung der Pulsparameter für eine Optimierung des Superkontinuums und einer noch besseren Konversionseffizienz der Pumpleistung in das Superkontinuum geplant. Zudem könnten bessere Ergebnisse erzielt werden, wenn das Superkontinuum mit einer Pumpwellenlänge von 532 nm und einer höheren Eingangsleistung erzeugt wird. Insgesamt wurde ein Superkontinuum mit knapp 300 mW gemittelter Leistung nach der PCF gemessen. Die Verluste werden dabei zu ähnlichen Teilen auf den Übergang der 25 μ m DC-Faser auf die 5 μ m PCF-Faser, den Isolator und Verluste in der PCF, bzw. an Spleißen der PCF aufgeteilt.

Das Rauschen des Superkontinuums ist für eine hyperspektrale Bildgebung nicht ideal. Vor allem das hohe Rauschen von rund 30 % im sichtbaren Bereich könnte zu Problemen und ungenauen Messungen führen. Dennoch sollten erste Messungen möglich sein, auch wenn es zu Ungenauigkeiten aufgrund des Rauschens kommen kann. In der Zukunft sollte das Rauschen genauer untersucht und durch aktive Modulation der Pulse rauschärmere Spektren erreicht werden. Idealerweise werden dafür Simulationen durchgeführt, welche anschließend am Lasersystem überprüft werden können.

Alternativ zur hyperspektralen Bildgebung mit zeitlich gestreckten Pulsen könnte ein solch breites Spektrum auch für andere Anwendungen genutzt werden. Zum Beispiel benötigen fluoreszenz-aktivierte Zellsortierer (engl. „fluorescence-activated cell sorting“, kurz FACS) Superkontinuumsquellen, die meistens mit einem akusto-optisch abstimmbaren Filter die korrekte Wellenlänge aussuchen [203–205]. Leider werden auch für diese Anwendung Wellenlängen unter 500 nm benötigt, die mit diesem Lasersystem bisher kaum vorhanden sind. Trotzdem wäre für diese Anwendung ein Superkontinuum-auf-Abruf, wie es mit diesem MOPA-Laser möglich ist, von besonderem Interesse, damit gezielt die Zellen zum richtigen Zeitpunkt bestrahlt werden und keine Zellen aufgrund von zeitlichen Ungenauigkeiten verpasst werden [206].

Insgesamt sind die Verluste zwischen Laser und PCF noch sehr hoch. Mit mehr Leistung in der PCF könnte das Superkontinuum noch breiter und homogener werden. Zudem sollte mehr Leistung

hinter der PCF zur Verfügung stehen. Die Verluste des Hochleistungsisolators lassen sich kaum verringern, allerdings könnte der Spleiß von der 25 μm -Faser auf die PM980-Faser (6 μm Kerndurchmesser) verbessert werden. Andere Gruppen haben gezeigt, dass die Verwendung eines kleinen Stücks Gradienten-Index-Faser (kurz GRIN-Faser) zwischen diesen beiden Fasern zu einer erheblichen Verbesserung der Koppeffizienz führt [207–209]. Aufgrund der Verwendung dieser Faser in einer von mir betreuten Bachelorarbeit zur Herstellung von Mikrooptiken mit Fasern verfügen wir bereits über das nötige Wissen, diese Faser richtig zu verwenden [210]. Zudem haben wir diese Idee für schnelles Umschalten der lateralen Auflösung eines OCT-Rektoskops verwendet [211]. Somit könnte ein solcher Modenfeldadapter mittels GRIN-Faser eine gute Möglichkeit sein, den Verlust an diesem Spleiß zu verringern. Möglicherweise eignet sich solch ein GRIN-Stück auch an weiteren Übergängen, z.B. vor oder hinter der PCF. Die GRIN-Faserstücke bewegen sich dabei in der Größenordnung von ca. 50-100 μm .

Der interessante und bisher nicht erreichte blaue Wellenlängenbereich von 400-500 nm könnte durch eine Frequenzverdopplung abgedeckt werden. Andere Arbeitsgruppen des Instituts für Biomedizinische Optik der Universität zu Lübeck haben gezeigt, dass breitbandige Frequenzverdopplung mittels aufgefächerter Quasi-Phasenanpassung bei 1550 nm möglich ist [212–214]. Für die benötigten Wellenlängen im Bereich von 800-1000 nm stehen jedoch bislang keine geeigneten Kristalle für diese Art der Frequenzverdopplung zur Verfügung, was sich in den kommenden Jahren ändern könnte. Alternativ können einzelne Wellenlängen frequenzverdoppelt werden. Mit Hilfe eines WDMs lassen sich diese Wellenlängen vom restlichen Superkontinuum trennen und separat frequenzverdoppeln, sodass das bislang fehlende sichtbare Spektrum abgedeckt werden kann.

5.2 HYPERSPEKTRALE BILDGEBUNG

Für die hyperspektrale Bildgebung steht nun die hier entwickelte Superkontinuumsquelle zur Verfügung. Um diese auch für die hier vorgestellte Variante der hyperspektralen Bildgebung einsetzen zu können, muss das Licht zeitlich gestreckt und anschließend über den Bildgebungs Aufbau zur Probe geleitet werden. Nachdem die Daten aufgenommen wurden, wird eine korrekte Verarbeitung der Daten benötigt, sodass die Farben korrekt miteinander verrechnet werden und somit ein richtiges Farbbild dargestellt wird. Alle diese Abschnitte werden in den folgenden Kapiteln näher beschrieben.

5.2.1 Material und Methoden

5.2.1.1 Bildgebungs Aufbau

Für die hyperspektrale Bildgebung wurde ein Bildgebungssystem aufgebaut bestehend aus insgesamt drei Funktionsgeneratoren (DG1062Z, Rigol), dem MOPA-Superkontinuums-Aufbau, zwei galvanometrischen Spiegeln und einer Lawinenphotodiode (engl. „avalanche photodiode“, kurz APD, APD210, MenloSystems GmbH, Deutschland), welche mit einer schnellen 4 GS/s ADC-Konverterkarte (ATS9373, AlazarTech, Kanada) ausgelesen wird (siehe Abbildung 82). Der AWG 1 ist dabei das Herz der Ansteuerung und gibt den 10 MHz Takt an AWG 2, AWG 3 und die Alazar-ADC. Das Startsignal einer ganzen Aufnahme wird von AWG 1 Kanal 2 (CH2) an die Alazar-ADC gegeben. Synchron dazu wird der SynchCH2 Ausgang dazu verwendet, sowohl Kanal 1 (CH1) von AWG 1 als auch den AWG 2 zu betreiben. AWG 2 gibt dann die Signale an die beiden galvanometrischen Spiegel für die x- und y-Richtung der Strahlablenkung. Der Kanal 1 von AWG 1 gibt die Startsignale für den AWG 3, der wiederum die Signale für die Pulserzeugung an den Puls-generator und die Laserdiode gibt.

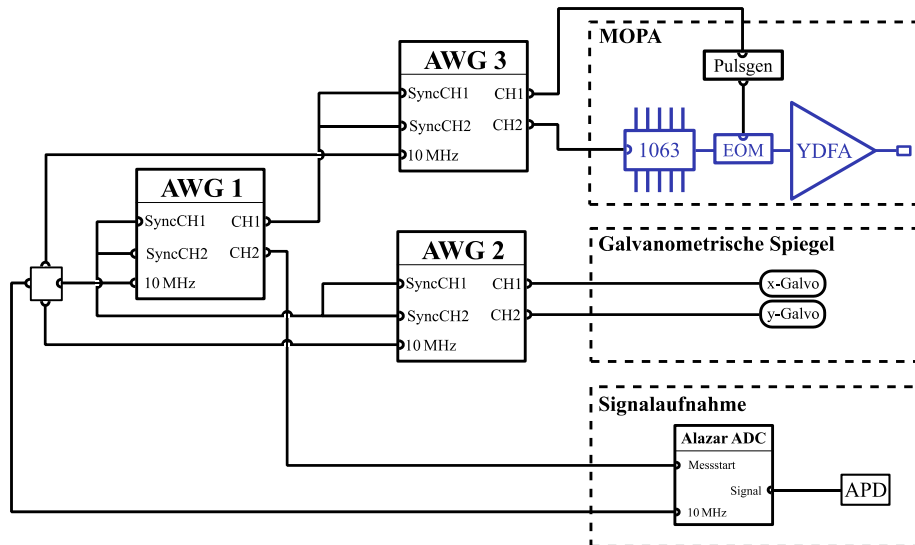


Abbildung 82: Elektronische Ansteuerung zur Bildgebung mit zeitlich gestreckten Superkontinuum-Pulsen. Der Funktionsgenerator 1 (AWG 1) ist das Herz der Ansteuerung und gibt den 10 MHz Takt an die zwei weiteren Funktionsgeneratoren (AWG 2 und AWG 3) und die Analog-Digital-Konverterkarte (Alazar ADC). Über Kanal 1 (CH1) gibt AWG 1 das Startsignal für einen Puls an AWG 3 und das Startsignal für eine Messung über Kanal 2 (CH2) an die Alazar-Karte, welche daraufhin die Photodiode (APD) ausliest. Parallel dazu werden über den synchronen Ausgang von Kanal 2 (SyncCH2) die Signale an den AWG 2 zur Synchronisation der galvanometrischen Spiegel (für die x und y-Achse) gegeben. AWG 3 gibt das Signal für einen Puls sowohl an die 1063 nm Laserdiode zur Vormodulation als auch an den Pulsgenerator, der mittels elektro-optischen Modulators (EOM) einen Puls erzeugt, welcher in dem Ytterbium-Verstärker (YDFA) hochverstärkt wird.

Das Licht nimmt ausgehend vom MOPA den Weg wie er in Abbildung 83 dargestellt ist. Der Isolator verhindert das Zurücklaufen eines Rückreflexes, der möglicherweise durch die Spleiße mit der PCF entstehen kann. Dieser Isolator wurde hauptsächlich aufgrund der Erkenntnisse aus Kapitel 4 eingebaut, da es dort zu häufigen Problemen aufgrund von Rückreflexen kam. Das Superkontinuum wird in der PCF erzeugt und anschließend in der 460-HP-Faser zeitlich gestreckt. Mit Hilfe des Doppelmantelkopplers (kurz DC-Koppler, DC1060LEFA, Thorlabs) und des Kollimators (ACL12708U, Thorlabs, 8 mm) wird das Licht zu den galvanometrischen Spiegeln geleitet, die ein Abtasten der Probe oder des Objekts erlauben. Mit einer Linse (LA1131-AB, Thorlabs, 50 mm) wird das Licht auf die Probe fokussiert. Das zurückgestreute oder reflektierte Licht wird über den Mantel des DC-Kopplers aufgesammelt und zur Photodiode (APD) geleitet, deren Signal wiederum von der Alazar-ADC-Karte digitalisiert wird.

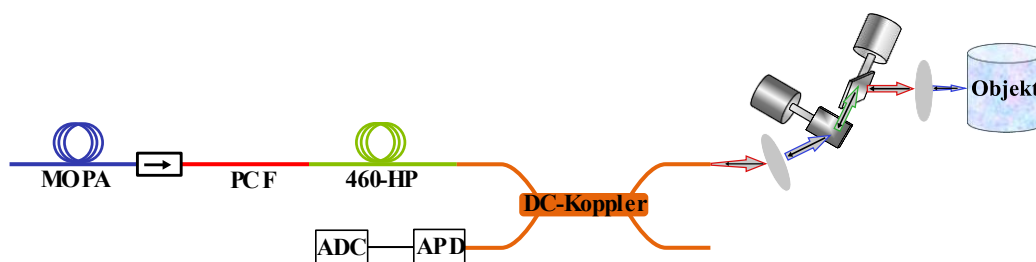


Abbildung 83: Optischer Aufbau zur hyperspektralen Bildgebung. Gestartet wird mit dem Licht des MOPA-Lasers, das durch den Isolator läuft. In der anschließenden photonischen Kristallfaser (PCF) wird das Superkontinuum erzeugt und in der darauffolgenden 460-HP-Faser zeitlich gestreckt. Das Licht zur Beleuchtung wird im Kern des Doppelmantel-Kopplers (DC-Koppler) geführt, anschließend kollimiert und über die beiden galvanometrischen Spiegel auf das Objekt/die Probe fokussiert. Das zurückgestreute Licht verläuft rückwärts auf dem gleichen Weg und wird vom Mantel des DC-Kopplers aufgesammelt und auf die Lawinenphotodiode (APD) geführt. Somit ist der gesamte Aufbau verspleißt und nur die galvanometrischen Spiegel werden in einem Freistrahlaufbau verwendet.

Der DC-Koppler (siehe Abbildung 84) ermöglicht eine Beleuchtung mit einem kleinen Kern ($4\ \mu\text{m}$) und damit weniger Transversalmoden und gleichzeitig einer Aufsammlung des Lichts mit einem größeren Mantel ($102\ \mu\text{m}$). Auf diese Weise kann das Licht gezielt auf die Probe gebracht und trotzdem in einem großen Bereich aufgesammelt werden. In Tabelle 16 sind die wichtigsten Parameter dieses Kopplers aufgelistet, unter anderem die Faserdurchmesser und die NA der Fasern.

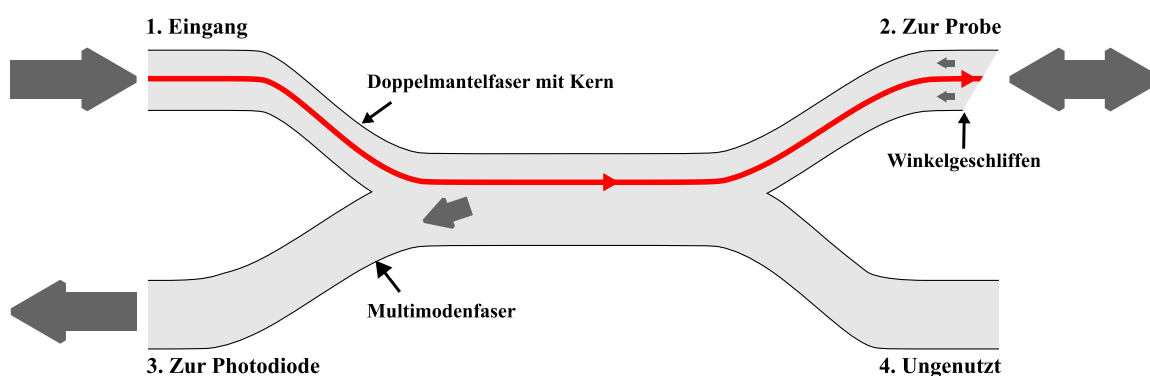


Abbildung 84: Doppelmantelkoppler. Dieser wird für die Beleuchtung mit einem kleinen Kern (wenige Moden) und gleichzeitig für eine multimodige Aufsammlung des Lichts mit großem Mantel genutzt. Über den Kern am Eingang wird das Superkontinuum zum Ausgang auf die Probe gegeben. Das zurückgestreute und reflektierte Licht wird von dem größeren Mantel aufgesammelt und zur Photodiode geleitet. Da es einen starken Rückreflex am Ausgang gab, wurde dieser in einem Winkel geschliffen, sodass der Rückreflex reduziert wurde.

Zusammengefasst ist der DC-Koppler eine große Hilfe und ermöglicht eine gute Beleuchtung und gleichzeitig eine gute Aufsammlung des Lichts. Zudem ermöglicht er die Trennung von Anregungs- und Signallicht. Leider hat der DC-Koppler den großen Nachteil, dass der Rückreflex am Ende der Ausgänge vom inneren Mantel aufgesammelt wird und ebenfalls zur Photodiode geleitet wird. Olesya Kostyuk hat in der von mir betreuten Masterarbeit dieses Problem genauer untersucht und

dabei festgestellt, dass der Rückreflex deutlich größer ist als das eigentliche Signal [202]. Dadurch wird eine Messung ohne weitere Maßnahmen nahezu unmöglich. Normalerweise werden für diese Zwecke 8° Winkel am Ende der Faser verwendet, bei dem der Akzeptanzwinkel des Kerns nicht mehr ausreicht, um das Licht zu führen, und es somit seitlich herausläuft. Im Falle des DC-Kopplers kann der Mantel allerdings das Licht weiterhin führen und besitzt zudem eine größere NA, sodass der 8° -Winkel nicht ausreicht, um das Führen des Rückreflexes zu verhindern. Schlussendlich wurde die Faser in einem 18° -Winkel geschliffen, sodass die Rückreflexe zwar nicht vollständig entfernt, allerdings so weit reduziert wurden, dass eine Messung möglich wurde.

Tabelle 16: Wichtige Spezifikationen des Doppelmantelkopplers. NA: Numerische Apertur.

Doppelmantelkoppler	Doppelmantelfaser	Multimodenfaser
Kerndurchmesser	4 μm	200 μm
NA des Kerns	0,19	0,26
Durchmesser des inneren Mantels	102 μm	-
NA des inneren Mantels	0,24	-
Außendurchmesser des Mantels	125 μm	220 μm

5.2.2 Ergebnisse und Diskussion der hyperspektralen Bildgebung

5.2.2.1 Zeitliche Streckung

Das Ziel der zeitlichen Streckung besteht darin, den 100 ps-Puls auf mehrere Nanosekunden zu strecken. Dafür wird eine Faser verwendet, welche einzelmodig für die sichtbaren Wellenlängen ist und gleichzeitig einen geringen Verlust besitzt. Diese Kriterien erfüllt die 460-HP Faser mit einem Kerndurchmesser von 2,5 μm , einem Verlust von 30 dB/km bei 515 nm und einer Auslegung für Wellenlängen von 450-600 nm. Dies deckt alle drei Wellenlängenbereiche (blau, grün und rot) ab und ist deshalb geeignet für diesen Aufbau. Als grobe Abschätzung wurde eine gemittelte Dispersion von $500 \frac{\text{ps}}{\text{nm}\cdot\text{km}}$ angenommen, was mit einer gezielten Länge des Pulses von ~ 5 ns zu 100 m Faser führt. Diese 100 m Faser haben bereits nur aufgrund der Faserlänge bei 515 nm einen Verlust von 3 dB. Die Abschätzung von ~ 5 ns stammt aus der Abtastfrequenz der Alazar-ADC-Karte, die mit 4 GSa/s abtastet und somit pro Abtasteinheit (engl. „sample“) 250 ps abdeckt. Mit ungefähr 200 nm von 500-700 nm werden somit in den 5 ns eine gemittelte Auflösung von jeweils 10 nm pro Abtasteinheit erreicht.

Die zeitliche Streckung wurde ebenfalls in der von mir betreuten Masterarbeit durchgeführt und vermessen [202]. Dazu wurden der Monochromator und ein externes Startsignal für die Messung eingesetzt, sodass die Zeitpunkte der einzelnen Wellenlängen genau ausgemessen werden konnten. Die zeitliche Streckung mittels langer Faser ist stark verlustbehaftet. Zudem wird die Spitzenleistung aufgrund der zeitlichen Streckung von 100 ps auf 5 ns um den Faktor 50 reduziert (17 dB). Die Verluste werden später genauer analysiert und vorgestellt. Aufgrund der Reduzierung der Leistung muss hier allerdings eine verstärkte Photodiode (RXM42AF, Thorlabs, 42 GHz) für die Vermessung der zeitlichen Streckung eingesetzt werden.

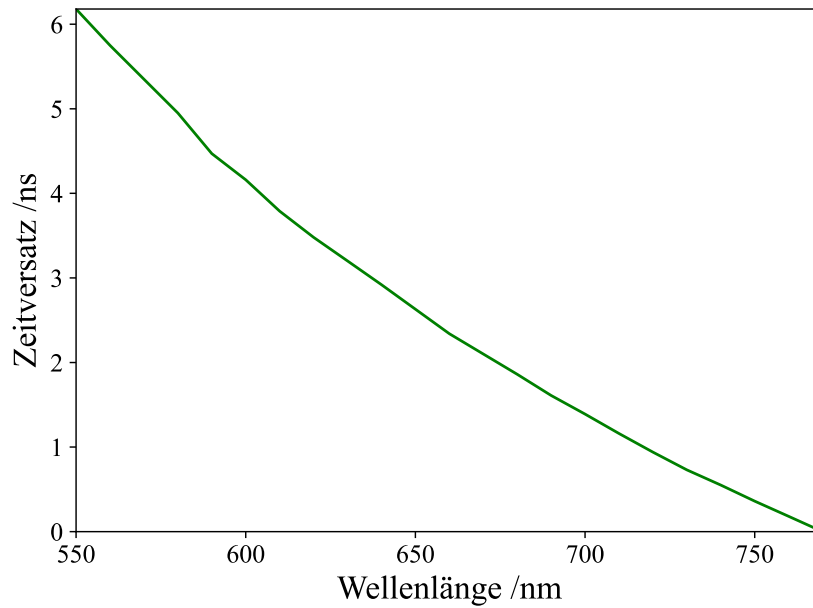


Abbildung 85: Gemessener Zeitversatz der einzelnen Wellenlängen nach den 100 m 460-HP Faser. Die einzelnen Wellenlängen wurden mit Hilfe des Monochromators, einer schnellen verstärkten Photodiode und einem externen Startsignal gemessen. Die grünen Wellenlängen werden stärker verzögert als die roten Wellenlängen.

Abbildung 85 zeigt den gemessenen Zeitversatz der einzelnen Wellenlängen, wobei die niedrigeren Wellenlängen stärker verzögert werden als die längeren. Die abgeschätzten 5 ns werden sehr gut erreicht, bzw. ein wenig überschritten, was zu einer besseren Auflösung und etwas weniger Signal führt. Durch den nichtlinearen Abfall des Zeitversatzes bei höheren Wellenlängen werden diese in späteren Messungen mit der Photodiode gestaucht dargestellt, wodurch die Leistung in diesem Bereich höher ist. Zudem ist die Auflösung pro Abtasteinheit bei höheren Wellenlängen aus diesem Grund geringer und bei niedrigeren Wellenlängen höher.

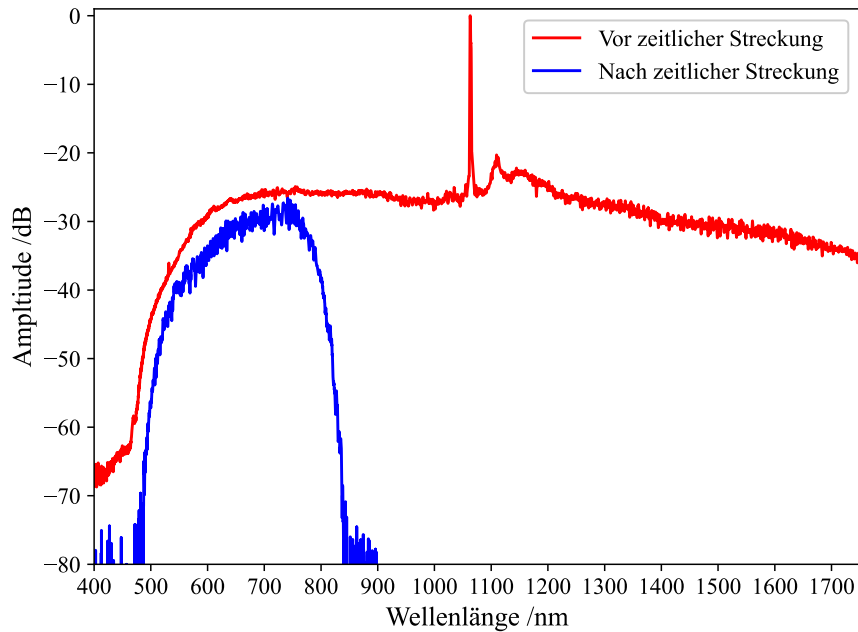


Abbildung 86: Spektrum vor (rot) und nach (blau) der zeitlichen Streckung. Durch die zeitliche Streckung gehen vor allem die hohen Wellenlängen über 800 nm komplett verloren. Trotzdem bleibt ein Spektrum von ca. 500-800 nm übrig. Die Leistung der beiden Spektren ist in dieser Abbildung nicht exakt vergleichbar und wurde für die bessere Vergleichbarkeit der Wellenlängen angepasst.

Abbildung 86 zeigt das Spektrum vor (rot) und nach (blau) der zeitlichen Streckung. Durch die zeitliche Streckung werden alle Wellenlängen oberhalb von ~ 800 nm herausgefiltert, da sie von der Faser nicht mehr geführt werden. Für dieses Projekt werden nur die sichtbaren Wellenlängen benötigt, weshalb der Verlust der Infraroten (kurz IR) Wellenlängen nicht relevant ist. Zukünftig können WDMs verwendet werden, um das Superkontinuum in verschiedene Wellenlängenbereiche zu unterteilen und diese jeweils mit geeigneten Fasern zeitlich zu strecken. Dadurch könnten alle erzeugten Wellenlängen für die hyperspektrale Bildgebung genutzt werden.

In Abbildung 86 ist die 532 nm-Spitze nicht mehr zu sehen, da das gesamte 1063 nm-Licht herausgefiltert wurde. Dies bestätigt die Annahme, dass die 532 nm-Spitzen in den Abbildungen in Kapitel 5.1.2.5 nur Messartefakte des 1063 nm-Lichts sind. Dies zeigt sich noch deutlicher bei geringerer Eingangsleistung. Dort entsteht kein grünes Licht und trotzdem ist hinter der PCF eine 532 nm-Spitze zu sehen, welche nach der zeitlichen Streckung komplett entfällt (Spektrum hier nicht gezeigt).

Um das Spektrum vor der zeitlichen Streckung mit dem OSA messen zu können, musste es in dem Messaufbau aus Kapitel 3.4 (leicht wellenlängenabhängig) abgeschwächt werden. Daher können die Amplituden vor und nach der zeitlichen Streckung nicht direkt miteinander verglichen werden. Zur Darstellung der Wellenlängen vor und nach der zeitlichen Streckung wurden die Amplituden der Spektren angeglichen. Zudem stand nicht die exakt gleiche Eingangsleistung des MOPAs in die

PCF zur Verfügung, da der Laser zwischenzeitlich repariert werden musste und nicht mehr das gleiche maximale Spektrum erreicht wurde. Dieses zeitlich gestreckte Spektrum war das maximal mögliche und geht von ca. 500-800 nm.

Mithilfe des LabView-Programms, welches bereits für die spektrale Analyse in Kapitel 5.1.3 verwendet wurde, konnte bestimmt werden, dass in dem Wellenlängenbereich vor der zeitlichen Streckung unterhalb von 800 nm ca. 13 % der gesamten Leistung steckt. Durch die zeitliche Streckung entfallen somit 87 % der Leistung allein durch den Verlust der höheren Wellenlängen, was einem Verlust von 9 dB entspricht.

Bis hinter der PCF kamen aufgrund verschiedener Komponenten und besonderen Spleißen bereits knapp 10 dB Verluste zustande. Durch den Verlust in der 460HP-Faser kommen nochmal 12 dB durch Leistungsverlust in der Faser (3 dB) und durch Verlust an Wellenlängen (9 dB) zustande. Der Spleiß hinter der PCF besitzt einen Verlust von mindestens 2 dB. Gegenstand weiterer Untersuchungen sind allerdings weitere Verluste von knapp 10 dB, welche durch die 460HP-Faser zustande kommen. Nach der PCF standen knapp 300 mW zur Verfügung, nach der 460HP-Faser ist dies nur noch 1 mW gemittelte Leistung. Eine Verringerung der Verluste durch einen größeren Biegeradius und den Einsatz von unterschiedlich großen Faserdurchmessern zwischen PCF und 460HP-Faser konnte so nicht erreicht werden. Eine mögliche Erklärung für hohe Verluste könnten die unterschiedlichen Kerndurchmesser von 5 μm in der PCF und 2,5 μm in der 460HP-Faser sein. Ähnlich wie beim Übergang von der 25 μm -Faser auf die PM980-Faser mit 6 μm könnte eine Modenfeldanpassung möglicherweise mit einer GRIN-Faser durchgeführt werden (erwähnt in Kapitel 5.1.3). Insgesamt ergibt sich somit vom Ende des MOPAs bis zum Ausgang der zeitlichen Streckung und des Doppelmantelkopplers ein Verlust von 34 dB. Einige Verluste treten aufgrund der verwendeten Komponenten auf (z.B. Isolator und Verluste innerhalb der Fasern) und können somit nur schwer umgangen werden, andere Verluste könnten beispielsweise durch geschickte Modenfeldanpassung verbessert werden.

Alternativ zur langen 460HP-Faser könnte ein Faser-Bragg-Gitter mit variierender Gitterperiode (engl. „chirped fiber bragg grating“, kurz cFBG) verwendet werden. Andere Gruppen haben gezeigt, dass mit dem Einsatz von cFBGs für die zeitliche Streckung deutlich geringere Verluste erreicht werden [199, 201]. cFBGs weisen ein deutlich höheres Dispersion-zu-Verlust-Verhältnis auf und können das Licht somit deutlich effizienter zeitlich strecken. Nachteil der cFBGs sind die hohen Kosten und eine begrenzte Bandbreite. Bei höherer Bandbreite können diese cFBGs zudem sehr lang werden. Auch hier könnten die Wellenlängen wieder aufgeteilt und mit verschiedenen cFBGs zeitlich gestreckt werden, wobei es bei niedrigeren Wellenlängen vermutlich aufgrund des verwendeten Zirkulators und des cFBGs zu Polarisationsmodendispersion kommen wird [215].

5.2.2.2 Farbliche Auswertung und Datenverarbeitung

Die Photodiode (APD210) wird mit der 4 GS/s Alazar-ADC-Karte ausgelesen. Die Daten werden als 16-Bit-Integer in einem kontinuierlichen zeitlichen Datenstrom mit der herstellereigenen Software Alazar-DSO abgespeichert. In der Nachbearbeitung werden diese Werte passend pro Aufnahmeintervall zugeschnitten, sodass pro Pixel 100 Zeitpunkte und damit eine Gesamtzeit von 25 ns zur Verfügung stehen.

Die grüne Kurve in Abbildung 87 zeigt das Signal inklusive dem Rückreflex vom Doppelmantelkoppler. Dieser Rückreflex kommt zustande, da Licht aus dem Kern in den Mantel reflektiert und dort ebenfalls geführt wird. In Kapitel 5.2 wurde bereits genauer darüber berichtet. Dieser Rückreflex wurde mithilfe eines 18° -Winkels am Ende der Faser deutlich verringert, allerdings nie ganz entfernt. Somit muss der Rückreflex vom gemessenen Signal abgezogen werden. Dazu wurde dieser Rückreflex separat vermessen (blaue Kurve in Abbildung 87) und konnte somit in dieser Messung vom gesamten Signal abgezogen werden.

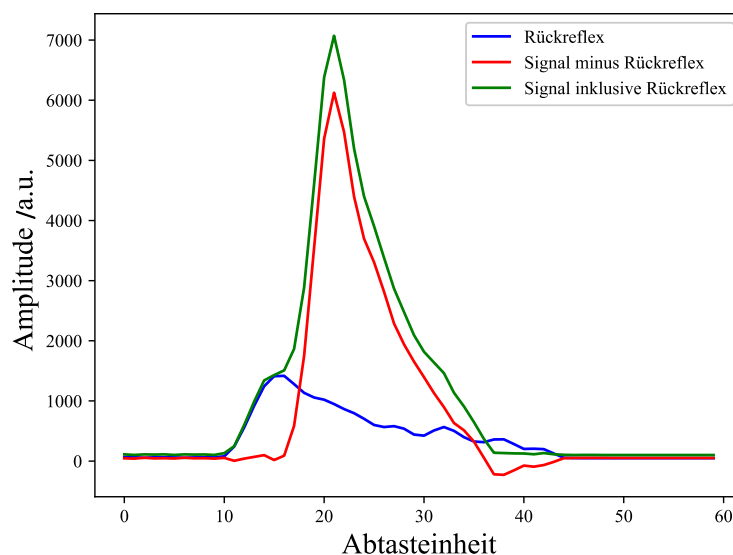


Abbildung 87: Signal der Probe mit Beleuchtung mit zeitlich gestrecktem Puls. Die grüne Kurve zeigt das gesamte gemessene Signal inklusive Rückreflex. In blau ist nur der Rückreflex zu sehen. In Rot ist das gemessene Signal minus dem Rückreflex gezeigt. Aufgrund der zeitlichen Antwort der Photodiode kommt es im hinteren Bereich des Signals zu einem Unterschwinger. In diesem liegen allerdings die interessanten Farben (grün, blau).

Durch diese Subtraktion kommen allerdings negative Werte zustande, welche vermutlich aus der zeitlichen Antwort der Photodiode stammen, wie sie in Abbildung 88 zu sehen ist. Hier gibt es nach einem Puls einen deutlichen Unterschwinger von bis zu -40 %. Dieses negative Signal ist unterschiedlich, je nachdem ob der Rückreflex mit Nutzsignal oder ohne auf die Photodiode gelangt. Somit lässt sich der Rückreflex nicht einfach vom gesamten Signal abziehen.

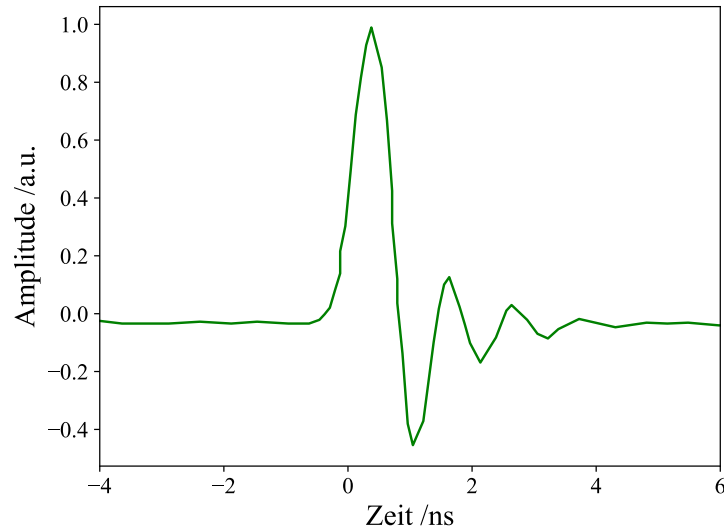


Abbildung 88: Zeitliche Antwort von der APD210 auf einen kurzen Puls. Besonders nachteilhaft für die Messung des zeitlich gestreckten Signals ist der Unterschwinger von bis zu -40 %.

Um testen zu können, ob das System überhaupt funktionieren kann, wurde eine Verzögerungsstrecke zwischen Rückreflex und Probe eingebaut. Für den späteren Einsatz in einem Endoskop o.ä. ist eine solche Verzögerungsstrecke aufgrund des begrenzten Platzes kaum verwendbar. Die Verzögerungsstrecke wurde mit ca. 1,5 m aufgebaut, was mit der Lichtgeschwindigkeit und dem Hin – und Rückweg zu einer ungefähren Verzögerung von 10 ns führt. Da das Eingangsspektrum auf 5-6 ns gestreckt wurde, können so Rückreflex und Signal voneinander getrennt werden (siehe Abbildung 89). Durch diese Separierung kann der Rückreflex allerdings auch als Kalibrierung des Eingangssignals verwendet werden. Somit können sogar Änderungen von Puls-zu-Puls mit diesem Rückreflex genau gemessen und verrechnet werden.

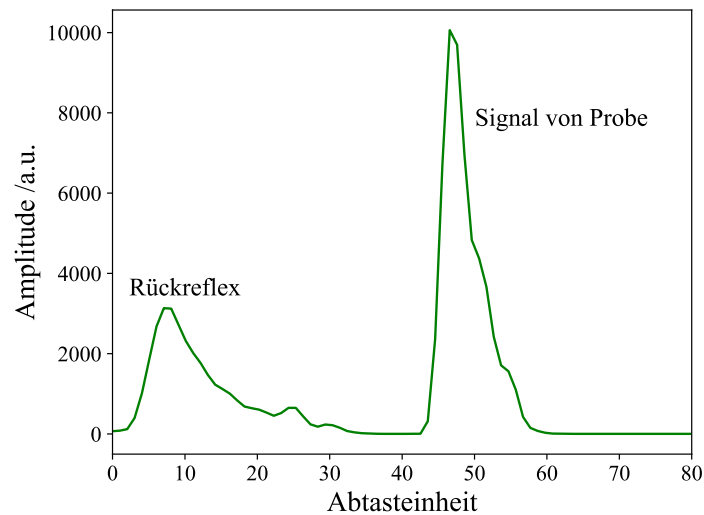


Abbildung 89: Rückreflex und Signal von der Probe zeitlich durch die Verzögerungsstrecke voneinander getrennt. Links ist der Rückreflex zu sehen, der durch die Verzögerungsstrecke ca. 10 ns vor dem Signal von der Probe auftritt. Eine Abtasteinheit entspricht 250 ps, somit entsprechen die 10 ns 40 Abtasteinheiten. Dies ist eine ungemittelte Messung.

Da das eingestrahlte Spektrum sowohl in den Wellenlängen als auch zu unterschiedlichen Zeitpunkten nicht homogen ist, wird eine entsprechende Korrektur benötigt, um eine homogene Auswertung zu ermöglichen. Dies wird durch eine Teilung des Signals durch das Eingangssignal erreicht, was in diesem Fall der Rückreflex ist. Entweder können für jeden Pixel der jeweilige Rückreflex verwendet werden oder eine Mittelung aus allen Rückreflexen. Eine Teilung durch den jeweiligen Rückreflex wurde getestet, führte aber zu einem sehr hohen Rauschen, weshalb hier das gemittelte Signal verwendet wurde.

Aus den vorhandenen Wellenlängen und der zeitlichen Streckung aus Abbildung 85 können nun den einzelnen Zeitpunkten die unterschiedlichen Wellenlängen zugeordnet werden. Dies ist in Abbildung 90 gezeigt. Hier erkennt man bereits, dass interessante Wellenlängen ein sehr niedriges Signal haben. Auf dieses Problem wird später genauer eingegangen.

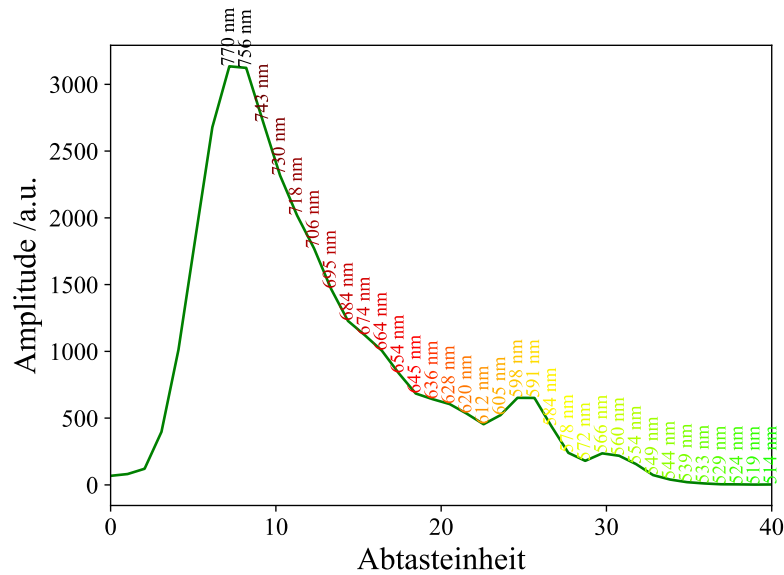


Abbildung 90: Wellenlängen entlang des Rückreflexes. Das höchste Signal ist im roten Wellenlängenbereich und nimmt stark zu gelb und grün ab. Hier werden die Wellenlängen von 770 nm bis 514 nm in den jeweiligen Farben dargestellt.

Für eine korrekte Zusammenrechnung der einzelnen Farben wird am besten der CIE-Farbraum verwendet. Der CIE 1931 xy-Farbraum („Commission Internationale de l’Éclairage“, kurz CIE) ist ein System zur Darstellung von Farben basierend auf dem menschlichen Sehempfinden und beschreibt alle sichtbaren Farben in einem mathematisch definierten Raum [216, 217]. Jeder Farbe werden dabei zwei Farbkoordinaten (x , y) zugeordnet, wobei die Spektralfarben (Wellenlängen) auf dem Rand liegen. In Abbildung 91 ist dieser Farbraum mitsamt Wellenlängen auf dem Rand dargestellt. Der xy-Farbraum beinhaltet nur den Farbton und die Sättigung der Farben und nicht deren Intensität. Die Intensität kann allerdings leicht als Y -Wert hinzugenommen werden, sodass xyY entsteht. Das Angenehme an diesem Farbraum ist die Zusammenrechnung verschiedener Farben, die über eine einfache Schwerpunktsbestimmung in diesem Farbraum erreicht wird. Somit werden die einzelnen Farben (x_i, y_i) mitsamt ihrer Intensität Y_i zusammengerechnet und es ergibt sich ein neuer Punkt in dem Farbraum, der dem Gesamteindruck aller Farben zusammen entspricht:

$$x_{gesamt} = \frac{\sum(x_i \cdot Y_i)}{\sum Y_i} \quad (10)$$

$$y_{gesamt} = \frac{\sum(y_i \cdot Y_i)}{\sum Y_i} \quad (11)$$

$$Y_{gesamt} = \sum Y_i \quad (12)$$

Dieses Verfahren kann für jeden Pixel einzeln angewendet werden, sodass schlussendlich das Bild zustande kommt.

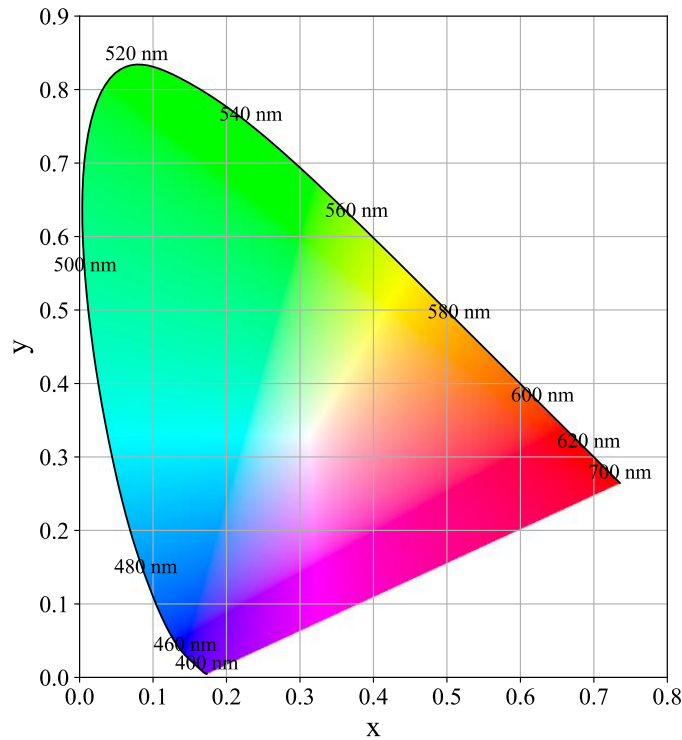


Abbildung 91: CIE-Farbraum. Dieser Farbraum ist ideal dafür geeignet, verschiedene Farben zusammenzuführen und einen Schwerpunkt aus den Farben mit jeweiligen Intensitäten zu berechnen. Die Daten für diese Abbildung sind öffentlich zugänglich und basieren auf [216, 217].

Eine Mittelung für jeden Pixel über mehrere Aufnahmen hinweg würde zu einer Verbesserung des Signals führen, ist aber in der jetzigen Datenverarbeitung nicht enthalten, da es die derzeitige Datenverarbeitung sehr langsam machen würde. Dies könnte allerdings in einem zukünftigen Programm integriert werden.

5.2.2.3 Erreichte Bilder

Insgesamt können mit dieser Methode bereits Bilder erzeugt und einige Farben unterschieden werden. Leider ist das Signal vor allem im grünen und blauen Spektralbereich gering, sodass hier kaum Bilder möglich sind. Ein gemittelt Signal ermöglicht es, verschiedene Farben gut zu unterscheiden. So können zum Beispiel in Abbildung 92 Rot, Gelb und Grün voneinander unterschieden werden. Bei dieser Aufnahme ist allerdings das gesamte Bild homogen aus einer Farbe und es wurde über das gesamte Bild gemittelt.

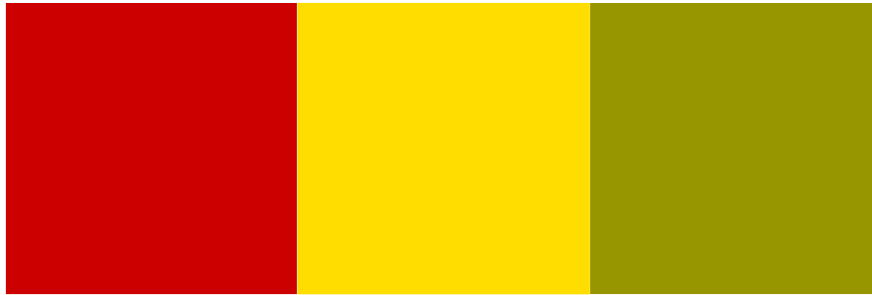


Abbildung 92: Gemittelte Aufnahme von Rot, Gelb und Grün mittels zeitlich gestreckter Superkontinuumspulse. Mit einem gemittelten Signal können einige Farben unterschieden werden. Das Grün sieht allerdings nicht optimal aus, sondern besitzt viele Rot und Gelb Anteile. Hier wird eine Farbkalibrierung benötigt.

Interessanter wird es bei Bildern und Strukturen, die nicht über das gesamte Bild hinweg gemittelt werden, sodass tatsächliche Unterschiede erkannt werden können. In Abbildung 93 ist die Aufnahme von einem roten Zettel mit weißer Schrift zu sehen, bei dem beides die gleiche Oberflächenstruktur aufweist und es somit nicht aufgrund von unterschiedlicher Reflexion zu Unterschieden kommt. Die verschiedenen Zeichen, wie zum Beispiel das „t“ können erkannt werden, wobei die weiße Farbe nicht korrekt dargestellt wird, da grüne und blaue Anteile für eine korrekte Farbdarstellung fehlen.

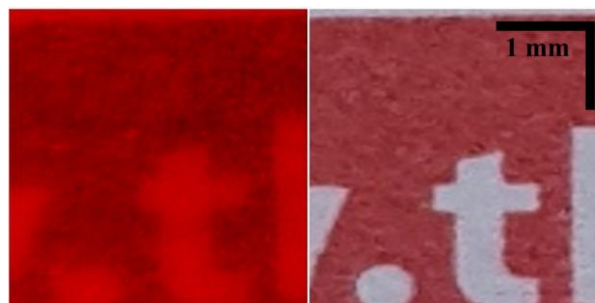


Abbildung 93: Roter Zettel mit weißer Schrift. Links ist die Aufnahme mit dem zeitlich gestreckten Superkontinuum und rechts mit einer herkömmlichen Kamera. Der Unterschied zwischen der weißen Schrift und dem roten Zettel ist zu erkennen. Somit können verschiedene Farben unterschieden werden, auch wenn sie die gleiche Oberflächenstruktur aufweisen. Das Weiß wird nicht als Weiß dargestellt, da das Rot im Spektrum deutlich präsenter ist und nicht vollständig herausgerechnet wird. Hier fehlen die grünen und blauen Anteile, um Weiß korrekt darzustellen.

In Abbildung 94 ist der Griff eines Sicherungsring-Schraubenschlüssels (engl. „spanner wrench“) zu sehen, der ein geriffeltes Karo-Muster besitzt. Links ist erneut die Aufnahme mittels zeitlich gestrecktem Superkontinuums und rechts die Aufnahme mit einer herkömmlichen Kamera zu sehen. Die Positionierung der Probe im Fokus wurde über eine Profilschienenführung und die Maximierung des zurückkommenden Signals sichergestellt. Das Karo-Muster kann wunderbar erkannt werden, da die Vertiefungen weniger Signal reflektieren als die glatten Oberflächen. In der Mitte

der Vertiefungen steht die Fläche erneut senkrecht zur Einfallsebene, sodass erneut Licht in Richtung Photodiode reflektiert wird und ein Strich in der Mitte der Vertiefungen zu sehen ist.

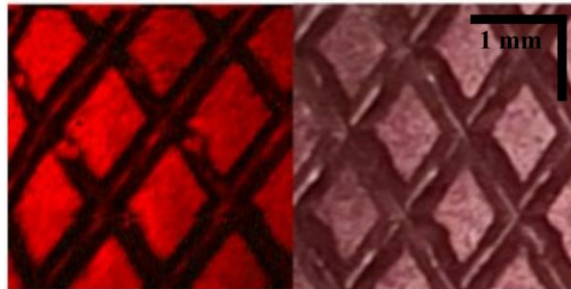


Abbildung 94: Aufnahme von Sicherungsring-Schraubenschlüssel (engl. „spanner wrench“). Links ist die Aufnahme mit dem zeitlich gestreckten Superkontinuum, rechts ist die Aufnahme mit einer herkömmlichen Kamera gezeigt. Links und rechts sind die gleichen Strukturen zu sehen. In beiden Bildern gibt es Rückreflexe in der Mitte der Vertiefungen. Aus den schrägen Randbereichen der Vertiefungen kommt im linken Bild wenig Signal zurück und wird dadurch dunkel dargestellt.

Somit können auf der einen Seite Muster aufgrund unterschiedlich starker Reflexionen erkannt werden und auf der anderen Seite gibt es bei gleichen Strukturen Unterschiede in den Farben, die ebenfalls sichtbar sind. Allerdings haben die meisten Messungen bereits gezeigt, dass nicht alle Farben korrekt dargestellt werden können. In Abbildung 95 ist ein Farbkreis zu sehen. Auf der linken Seite erneut mit dem zeitlich gestreckten Superkontinuum und rechts das Vergleichsbild. Rote, gelbe und grüne Farben können weitestgehend erkannt werden, allerdings werden alle Farben in denen Blau vorhanden ist falsch dargestellt. Zudem ist der grüne und falsch dargestellte blaue Bereich kaum voneinander zu unterscheiden, sodass die grünen Farben möglicherweise nicht korrekt dargestellt werden. Eine exakte Kalibrierung der Farben wurde nicht vorgenommen, kann aber in Zukunft durchgeführt werden.

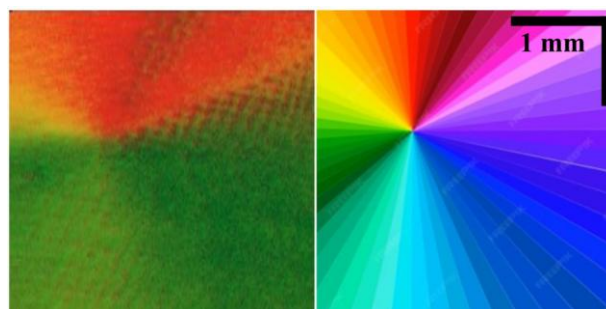


Abbildung 95: Farbkreis aufgenommen mit zeitlich gestrecktem Superkontinuum (links). Und rechts das Vergleichsbild. Rot, Gelb und Grün können erkannt werden. Alle Farben, in denen Blau vorhanden ist, werden falsch dargestellt.

5.2.2.4 Probleme und Verbesserungsvorschläge

Das Hauptproblem dieses Aufbaus ist die geringe Leistung bei Wellenlängen unterhalb von 600 nm. Somit können Grün und vor allem Blau nicht korrekt dargestellt werden. Eine hyperspektrale Bildgebung wird damit in diesem Bereich unmöglich. Neben dem bereits sehr niedrigen Signal bei niedrigen Wellenlängen kommt hinzu, dass die zeitliche Streckung bei niedrigeren Wellenlängen höher ist und die Si-Photodiode eine maximale Responsivität bei 800 nm besitzt, wodurch sie ebenfalls bei niedrigeren Wellenlängen abfällt. All dies führt dazu, dass das beste messbare Signal mit diesem Aufbau wie in Abbildung 96 aussehen würde. Dies ist das Spektrum, das mit dem OSA aufgenommen und mit der zeitlichen Streckung verrechnet wurde, sodass die einzelnen Wellenlängen zum richtigen Zeitpunkt dargestellt werden. Anschließend wurde es mit der Responsivität der Photodiode multipliziert. Das Ergebnis zeigt, dass unterhalb von 550 nm kaum Signal vorhanden ist und somit bereits geringes Rauschen von Photodiode und Alazar-ADC-Karte zu starken Änderungen führt. Gleichzeitig gibt es von Wellenlänge zu Wellenlänge starke Fluktuationen, wodurch eine wellenlängengenaue hyperspektrale Messung kaum möglich ist.

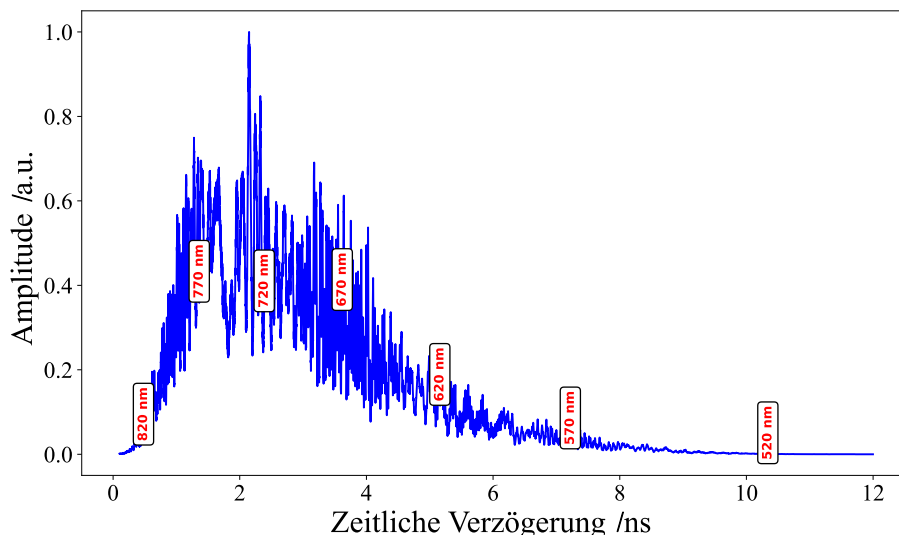


Abbildung 96: Spektrum gemessen mit OSA und verrechnet mit Responsivität der Photodiode und der zeitlichen Streckung. Hiermit kann abgeschätzt werden, welches Signal mit der Photodiode erwartbar ist. Das Signal ist stark verrauscht und besitzt kaum Signal unterhalb von 550 nm.

Um diese Probleme zu umgehen, bzw. zu verringern stehen verschiedene Ansätze zur Verfügung, die verschiedene Schritte bis zur Signalaufnahme betreffen. Das erste Problem sind die erzeugten Wellenlängen. Hier wurden bereits Verbesserungsvorschläge in Kapitel 5.1 genannt, welche ein breiteres Spektrum ermöglichen könnten. Vor allem der Einsatz von 532 nm zusammen mit 1063 nm in einer PCF mit niedrigerer Nulldispersionswellenlänge könnte laut Champert et al. zu sehr guten Ergebnissen führen [193]. Alternativ dazu könnte eine Frequenzverdopplung von 800-1000 nm zu den benötigten Wellenlängen führen, welche vielleicht in der Zukunft möglich wird.

Neben der Erhöhung der Leistung bei niedrigen Wellenlängen könnte durch Änderungen bei der Erzeugung des Superkontinuums auch das Rauschen, bzw. die starken Fluktuationen der einzelnen Wellenlängen verbessert werden. Hierzu wären Simulationen eine ideale Methode, um die Flexibilität des Lasers auszunutzen und die besten Laserparameter zu bestimmen.

Das zweite Problem ist die zeitliche Streckung, welche nicht nur einen hohen Verlust insgesamt hat, sondern auch eine nichtlineare zeitliche Verschiebung besitzt, sodass niedrigere Wellenlängen stärker gestreckt werden und somit weniger Leistung zu jedem Zeitpunkt besitzen. Auf diese Weise wird zwar bei niedrigeren Wellenlängen eine höhere Auflösung erreicht, allerdings verringert sich dadurch auch das Signal. Andere Gruppen haben bereits cFBGs verwendet anstatt die Dispersion in einer Faser auszunutzen, um die Verluste zu verringern und eine homogene zeitliche Streckung zu erreichen [200, 201]. Ein solches cFBG für sichtbare Wellenlängen und einer Bandbreite von 200-300 nm mit einer zeitlichen Streckung von 20 ps/nm (6 ns auf 300 nm) wäre mit einem langen cFBG (~50 cm) möglich. Alternativ könnten auch mehrere cFBGs mit einer geringeren zeitlichen Streckung in Serie geschaltet werden, um jeweils kürzere cFBGs zu verwenden (jeweils mit einem Zirkulator). Der Einsatz von cFBGs sollte die Verluste deutlich reduzieren und zu einer gleichmäßigen zeitlichen Streckung führen, sodass das Signal homogener wird.

Neben den Problemen der geringen Leistung wurde der Doppelmantelkoppler auf mögliche Modendispersion untersucht. Durch die Aufsammlung des Lichts mit Hilfe des inneren Mantels wird das Licht nicht mehr einzelmodig geführt. Dadurch könnten sich auf dem Rückweg von der Probe unterschiedliche Wellenlängen aufgrund von Modendispersion vermischen, sodass sich die zeitlich diskreten Zustände überlagern. Mit Hilfe von Bandpassfiltern bei 532 nm (532/3 BrightLine HC, AHF Analysetechnik, Deutschland, Bandbreite FWHM 9 nm) und 561 nm (561/4 BrightLine HC, AHF Analysetechnik, Bandbreite FWHM 7 nm) konnte allerdings gezeigt werden, dass die Wellenlängen nur zum korrekten Zeitpunkt und mit dem richtigen Abstand von 5 Abtasteinheiten zueinander auftreten (siehe Abbildung 97).

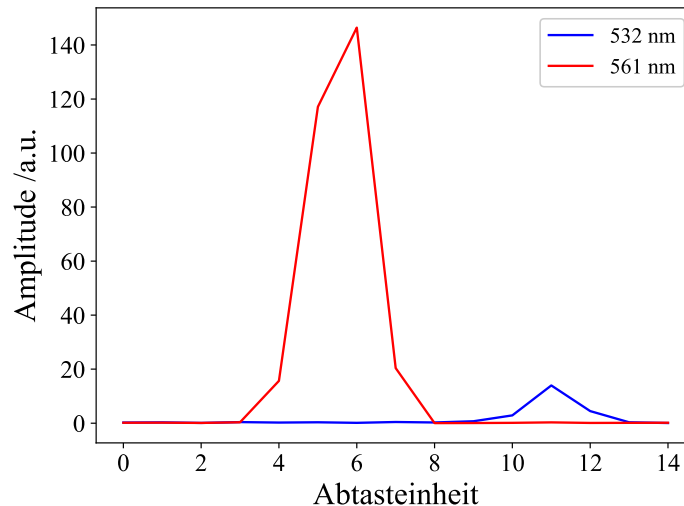


Abbildung 97: Der Zeitversatz zwischen 532 nm und 561 nm entspricht 5 Abtasteinheiten. Dies stimmt mit der zeitlichen Streckung überein und bedeutet, dass keine Modendispersion im Doppelmantelkoppler auftritt, bzw. diese vernachlässigbar klein ist.

5.2.3 Zusammenfassung und Ausblick hyperspektrale Bildgebung

Die Idee der hyperspektralen Bildgebung mittels zeitlich gestrecktem Superkontinuum aus einem MOPA-Laser mit Pulsen-auf-Abruf hat sowohl in der Bildgebung als auch in der Spektroskopie ein hohes Potential. Mit Hilfe des MOPAs und einer PCF konnten Wellenlängen von bis zu 490 nm bis >1750 nm erzeugt werden, deren gemessene Leistung auf einer logarithmischen Skala gleichmäßig ist. Dieses Spektrum wurde zeitlich durch den Einsatz einer 100 m langen Einzelmodenfaser gestreckt, wodurch die Wellenlängen auf 5 ns aufgeweitet wurden. Durch diese zeitliche Streckung wurden Wellenlängen oberhalb von 800 nm herausgefiltert, sodass nur noch der sichtbare bis nah-infrarote Wellenlängenbereich übrig ist. In diesem Prozess kam es zu starken Verlusten, welche allerdings nicht das Hauptproblem der anschließenden hyperspektralen Bildgebung dargestellt haben. Momentan besteht das Problem darin, dass zwar eine sehr große Bandbreite an Wellenlängen erzeugt werden kann, jedoch Grün und Blau nicht mit ausreichender Leistung generiert werden. Dies führt zu einer fehlerhaften Farberkennung und -darstellung. Die Optimierung dieser Wellenlängenbereiche erfordert weitere Forschungen, wobei Vorschläge für zukünftige Projekte gegeben wurden.

6 FAZIT UND AUSBLICK

Aktiv modulierte MOPA-Laser besitzen ein sehr großes Potential in vielen Bereichen eingesetzt zu werden, da sie Pulse-auf-Abruf und eine extreme Flexibilität der Pulsparameter ermöglichen. Bislang wurden sie allerdings durch eine zu geringe Spitzenleistung bzw. Pulsenergie und die verfügbaren Wellenlängen limitiert. In dieser Arbeit wurde die Spitzenleistung auf fast 100 kW (10 μ J) erhöht und somit 10–20-mal mehr Leistung erreicht als in vorherigen Arbeiten dieser Arbeitsgruppe möglich war. Um diese hohe Spitzenleistung zu erreichen, wurde der Laser besonders rauscharm mit möglichst geringem ASE-Untergrund aufgebaut. Mit Hilfe dieser hohen Spitzenleistung können nichtlineare Effekte verwendet werden, um neue Wellenlängen zu erreichen. Für eine gezielte Wellenlängenerweiterung besitzt der MOPA-Laser dabei eine besonders schmale Linienbreite.

Durch den Einsatz einer PCF konnte der MOPA-Laser von 1063 nm mittels FWM zum wichtigen Wellenlängenbereich um 900 nm verschoben werden. Gleichzeitig wurde Licht bei 1300 nm verstärkt. Somit konnte eine hohe Spitzenleistung von mehreren Kilowatt in Wellenlängenbereichen erzielt werden, in denen es keine gut nutzbaren aktiven Fasermedien gibt. Für den FWM-Prozess kann zusätzlich ein FDML-Laser eingesetzt werden, mit dem extrem schnelle Wellenlängenänderungen möglich sind. Auf diese Weise können Wellenlängen innerhalb von 54 nm um 900 nm und 105 nm um 1300 nm ausgewählt und mit der Geschwindigkeit des FDML-Lasers geändert werden. Dabei besitzt jeder einzelne Puls eine Bandbreite von 0,07 nm. Dies ermöglicht neue Messungen in SLIDE und TICO-Raman-Mikroskopie. In der SLIDE Mikroskopie ermöglicht der Wellenlängenbereich um 900 nm eine Anregung von GFP und somit einer schnellen Zwei-Photonen Mikroskopie im neuronalen Bereich. TICO-Raman-Mikroskopie profitiert gleich aus mehreren Gründen von dieser Entwicklung. Zum einen leidet TICO-Raman-Mikroskopie unter der niedrigen Leistung des FDML-Abtastlasers. Durch das FWM wird eine hohe Spitzenleistung erreicht, die zu einem höheren Signal führen sollte. Diese hohe Spitzenleistung könnte zudem eine epi-direktionale Detektion des Signals ermöglichen, was für einen zukünftigen Einsatz in einem Endoskop von entscheidender Bedeutung ist. Zum anderen werden mittels FWM mit dem FDML-Laser eine hohe Bandbreite an neuen Wellenlängen erreicht, die alle als Pump- oder Abtastlaser verwendet werden können, da sie genügend Leistung besitzen. Somit könnte zusammen mit der Raman-Verschiebung und FWM aus Eibl et al. [51] das gesamte Raman-Spektrum von 400-4000 cm^{-1} abgedeckt werden.

Darüber hinaus wurde mit dem hier entwickelten MOPA-Laser mit Hilfe der PCF ein Superkontinuum von 490 nm bis über 1750 nm erzeugt und für erste hyperspektrale Bildgebungen im sichtbaren Bereich verwendet. Auf diese Weise können mit dem Superkontinuum fast zwei Oktaven abgedeckt werden und hohe Bandbreiten mit Pulsen-auf-Abruf erzeugt werden. Die Verwendung dieses Superkontinuums für die hyperspektrale Bildgebung mittels zeitlich gestreckter Pulse konnte

prinzipiell gezeigt werden. Im blauen und grünen Wellenlängenbereich zeigten sich dabei Limitationen aufgrund von unzureichender Leistung. Die Probleme hierbei wurden analysiert und mögliche Ansätze für zukünftige Forschung gegeben. Die Verwendung des zeitlich gestreckten Superkontinuums für die hyperspektrale Bildgebung hat sehr viel Potential, benötigt allerdings weitere Forschung bei der Erzeugung aller benötigten Wellenlängen im sichtbaren Bereich und einer effizienteren zeitlichen Streckung.

Über die Wellenlängenerweiterung hinaus wurde die Nutzbarkeit des Systems weiter erhöht, sodass nun zum ersten Mal in dieser Arbeitsgruppe mit diesem System Einzelpulse und Pulszüge auf Abruf erzeugt wurden. Dies wurde mit Hilfe von Modulationen der Pumpdioden und dem Einsatz eines AOMs erreicht. Dies ermöglicht eine noch breitere Anwendung und wurde erfolgreich für die weltweit ersten Multiexpositionen von Stoßwellen plasmainduzierter Kavitationsblasen mit GHz-Repetitionsraten angewendet. Zukünftig soll dieses System auch in der temperaturgeregelten Netzhautbestrahlung eingesetzt werden.

Dies sind nur einige der möglichen Einsatzgebiete dieses flexiblen MOPA-Systems. Vor allem der Einsatz des FWM-Lichts für TICO-Raman-Mikroskopie sollte in Zukunft weiterverfolgt werden, sodass künftig eine Kombination mit OCT in einem Endoskop möglich wäre.

7 ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1: Laseraufbau und aktive Modulation mit verschiedenen Pulsen.....	2
Abbildung 2: Typischer Aufbau eines Ytterbium-Faserverstärkers.	6
Abbildung 3: Ytterbium Absorptions- (blau) und Emissionsspektrum (rot).	8
Abbildung 4: Wellenlängenbereiche verschiedener seltener Erden zum Dotieren von aktiven Fasern.....	9
Abbildung 5: Aufbau einer Doppelmantel (DC) Faser.	10
Abbildung 6: Brechungsindexprofil (n) von einer herkömmlichen Doppelmantelfaser (links) und der in dieser Arbeit verwendeten Doppelmantelfaser (rechts) im Abstand d.	11
Abbildung 7: Freiluftspieß mitsamt dem Problem der Numerischen Apertur (NA) bei einer Doppelmantelfaser mit nur einem Mantel.	12
Abbildung 8: Einbrennen der Faser nach Freiluftspieß selbst bei höherer NA der zweiten Faser.	13
Abbildung 9: Abhängigkeit der nichtlinearen Konversion zu anderen Wellenlängen von der zeitlich Pulsform.....	18
Abbildung 10: Beispiel der Selbstphasenmodulation.	19
Abbildung 11: Raman Verstärkung pro Frequenzverschiebung in reiner Quarzglasfaser.....	20
Abbildung 12: Zeitlicher Puls bei Raman-Verschiebung und Verwendung eines Bandpassfilters.	22
Abbildung 13: Stimuliertes degeneriertes Vier-Wellen-Mischen.....	24
Abbildung 14: Phasenangepasste Wellenlängen in einer PCF.	25
Abbildung 15: Nichtlineare Effekte in unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeits-Dispersionsregionen.....	27
Abbildung 16: Schema einer photonischen Kristallfaser.....	28
Abbildung 17: Aufbau des gesamten MOPA-Lasers mit den Verlusten.	32
Abbildung 18: Spektrum nach der ersten kerngepumpten Verstärkerstufe.	36
Abbildung 19: Optischer 1063 nm Puls nach der ersten kerngepumpten Verstärkerstufe	37
Abbildung 20: Spitzenleistung pro Pumpstrom für die erste kerngepumpte Verstärkerstufe.....	38
Abbildung 21: Spektrum nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe.	39
Abbildung 22: Spitzenleistung pro Pumpstrom nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe.	39
Abbildung 23: Einfluss der Faserlänge der aktiven Faser auf die Spitzenleistungskurve.	40
Abbildung 24: Optischer Puls nach der zweiten kerngepumpten Verstärkerstufe.....	41
Abbildung 25: Spektrum nach der dritten kerngepumpten Verstärkerstufe bei 170 W Spitzenleistung.....	42

Abbildung 26: Spitzenleistung pro Pumpstrom nach der dritten kerngepumpten Verstärkerstufe.	43
Abbildung 27: Optischer Puls nach der dritten kerngepumpten Verstärkerstufe	43
Abbildung 28: Messaufbau für die Charakterisierung der Laserpulse bei hoher Spitzenleistung..	46
Abbildung 29: Spektrum nach der ersten DC-Stufe bei unterschiedlicher Spitzenleistung.....	47
Abbildung 30: Optischer Puls nach der ersten DC-Stufe	47
Abbildung 31: Spitzenleistung pro Pumpstrom nach der ersten DC-Stufe.	48
Abbildung 32: Spitzenleistung nach der zweiten DC-Stufe in Abhängigkeit vom Pumpstrom.....	50
Abbildung 33: Spektren nach der zweiten DC-Stufe bei steigender Spitzenleistung.....	51
Abbildung 34: Spektren bei 80 und 91 kW Spitzenleistung nach der zweiten DC-Stufe.	52
Abbildung 35: Optischer Puls nach der zweiten DC-Stufe	52
Abbildung 36: Optische Komponenten und deren Verluste vom zweiten MOPA-Aufbau.	56
Abbildung 37: Zeitpunkt des Pump- und Seed-Pulses.	57
Abbildung 38: Specklefreie Kurzpulsfotografie eines 1951 USAF-Auflösetestbilds.	58
Abbildung 39: Aufbau zur ultraschnellen Kurzpulsfotografie von Kavitationsblasen.....	60
Abbildung 40: Einzelpuls zur Belichtung eines Plasmas mit Kavitationsblase und Stoßwelle.	61
Abbildung 41: Fünf Belichtungen mit 1 GHz Repetitionsrate eines Plasmas mit Kavitationsblase und Stoßwelle.	61
Abbildung 42: Sechs Belichtungspulse in unterschiedlichen Abständen zur Belichtung eines Plasmas mit Kavitationsblase und Stoßwelle.	63
Abbildung 43: Schema der SLIDE (“Spectro-temporal Laser Imaging by Diffracted Excitation”) Mikroskopie.....	68
Abbildung 44: Zeitcodierte (TICO) Raman-Mikroskopie.....	69
Abbildung 45: Optischer Aufbau für das Vier-Wellen-Mischen (FWM).	71
Abbildung 46: Ansteuerung von MOPA und FDML-Laser für das FWM.	73
Abbildung 47: FDML-Schema und erzeugtes Spektrum.	74
Abbildung 48: Spleiß zwischen Hi1060-Faser (links) und einer PCF (rechts).	76
Abbildung 49: Spontanes FWM.....	77
Abbildung 50: FWM mit 940 nm FDML-Laser als Seed.	78
Abbildung 51: FWM mit kurzem Ringlaser als Seed.....	79
Abbildung 52: Unterschiedliche PCF-Längen für eine gezielte und effiziente Wellenlängenerweiterung durch FWM	80
Abbildung 53: FWM mit PM980 (blau) und kernloser Faser (rot) an beiden Seiten der PCF.....	81
Abbildung 54: FWM-Spektrum um 900 nm und 1300 nm bei Verwendung des FDML als Seed- Laser.	83
Abbildung 55: Instantane Linienbreite des FWM bei Verwendung des FDML als Seed-Laser....	84
Abbildung 56: 900 nm Puls.....	85
Abbildung 57: Rauschverhalten des 900 nm FWM-Lichts.	86

Abbildung 58: Wellenlängendurchstimmbarkeit des FWM-FDML-Lasers.	87
Abbildung 59: FWM mit drei (links) und fünf (rechts) Pulsen pro FDML-Durchlauf.....	88
Abbildung 60: FWM mit unterschiedlich langen Pulsen.	89
Abbildung 61: Zeitliche Überlagerung vom 200 ps 1063 nm Pumpimpuls (gelb) und 45 ps 1300 nm Seed-Laser (rot).	90
Abbildung 62: Vergleich des FWM-Spektrums zwischen 200 ps Pumpimpuls (links) und 200 ps Pumpimpuls überlagert mit 45 ps Seed-Puls (rechts).	90
Abbildung 63: Fasergekoppelter FWM-Aufbau.	92
Abbildung 64: Links ist das gesamte FWM-Spektrum des fasergekoppelten Aufbaus gezeigt, rechts der 900 nm Ausschnitt mit FWHM.....	92
Abbildung 65: Schematischer Ablauf der hyperspektralen Bildgebung.	96
Abbildung 66: Aufbau zur Erzeugung zeitlich gestreckter Superkontinuums-Pulse.....	99
Abbildung 67: Dispersionskurve der 460-HP Faser.	99
Abbildung 68: Verluste LMA-PM-5.....	100
Abbildung 69: Auswirkung von unterschiedlicher Einkopplung im Messaufbau.	101
Abbildung 70: Spektrum bei unterschiedlichen Eingangsleistungen in eine 400 m PCF.....	103
Abbildung 71: Einfluss von unterschiedlichen Pulslängen auf das Spektrum des Superkontinuums im Vergleich.....	104
Abbildung 72: Vergleich des Spektrums des Superkontinuums bei Verwendung von zwei Seed-Dioden (oben, blau) mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge und einer Seed-Diode (unten, rot).	105
Abbildung 73: Superkontinuum bei 100 MHz mit 100 ps Pulsen.	106
Abbildung 74: Superkontinuum bei 1 GHz mit 100 ps Pulsen.....	107
Abbildung 75: Veränderung des Lichts über die PCF hinweg, welches seitlich aus der Faser tritt.	108
Abbildung 76: Superkontinuum bei unterschiedlichen PCF-Faserlängen und Eingangsleistungen.	109
Abbildung 77: Entwicklung des Superkontinuums bei unterschiedlicher Eingangsleistung für eine 1,25 m PCF.	111
Abbildung 78: Entwicklung der Superkontinuumserzeugung in 6 m PM980 Faser.....	113
Abbildung 79: Superkontinuumserzeugung mit 532 nm und 1063 nm gleichzeitig eingekoppelt in die PCF.	115
Abbildung 80: Rauschmessungen des Superkontinuums mittels Monochromator.....	116
Abbildung 81: Bestes mit diesem Laser erzielt Superkontinuum-Spektrum.....	117
Abbildung 82: Elektronische Ansteuerung zur Bildgebung mit zeitlich gestreckten Superkontinuums-Pulsen.	121
Abbildung 83: Optischer Aufbau zur hyperspektralen Bildgebung.....	122

Abbildung 84: Doppelmantelkoppler.....	122
Abbildung 85: Gemessener Zeitversatz der einzelnen Wellenlängen nach den 100 m 460-HP Faser.	125
Abbildung 86: Spektrum vor (rot) und nach (blau) der zeitlichen Streckung.	126
Abbildung 87: Signal der Probe mit Beleuchtung mit zeitlich gestrecktem Puls.....	128
Abbildung 88: Zeitliche Antwort von der APD210 auf einen kurzen Puls.....	129
Abbildung 89: Rückreflex und Signal von der Probe zeitlich durch die Verzögerungsstrecke voneinander getrennt.	130
Abbildung 90: Wellenlängen entlang des Rückreflexes.....	131
Abbildung 91: CIE-Farbraum.....	132
Abbildung 92: Gemittelte Aufnahme von Rot, Gelb und Grün mittels zeitlich gestreckter Superkontinuumspulse.	133
Abbildung 93: Roter Zettel mit weißer Schrift.....	133
Abbildung 94: Aufnahme von Sicherungsring-Schraubenschlüssel	134
Abbildung 95: Farbkreis aufgenommen mit zeitlich gestrecktem Superkontinuum (links).....	134
Abbildung 96: Spektrum gemessen mit OSA und verrechnet mit Responsivität der Photodiode und der zeitlichen Streckung.	135
Abbildung 97: Der Zeitversatz zwischen 532 nm und 561 nm entspricht 5 Abtasteinheiten.	137

8 LITERATURVERZEICHNIS

- [1] W. Denk, J. Strickler, und W. Webb, „Two-photon laser scanning fluorescence microscopy“, *Science* 248, 73–76 (1990)
- [2] C. Lefort, „A review of biomedical multiphoton microscopy and its laser sources*“, *J. Phys. Appl. Phys.* 50, 423001 (2017)
- [3] D. G. Ouzounov, T. Wang, C. Wu, und C. Xu, „GCaMP6 $\Delta F/F$ dependence on the excitation wavelength in 3-photon and 2-photon microscopy of mouse brain activity“, *Biomed. Opt. Express* 10, 3343–3352 (2019)
- [4] N. Dudovich, D. Oron, und Y. Silberberg, „Single-pulse coherently controlled nonlinear Raman spectroscopy and microscopy“, *Nature* 418, 512–514 (2002)
- [5] M. Chemnitz, M. Baumgartl, T. Meyer, C. Jauregui, B. Dietzek, J. Popp, J. Limpert, und A. Tünnermann, „Widely tuneable fiber optical parametric amplifier for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy“, *Opt. Express* 20, 26583 (2012)
- [6] D. Strickland und G. Mourou, „Compression of amplified chirped optical pulses“, *Opt. Commun.* 56, 219–221 (1985)
- [7] M. D. Perry und G. Mourou, „Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers“, *Science* 264, 917–924 (1994)
- [8] J. Yao und Y. Wang, „Tunable Titanium Doped Sapphire (Ti:Sapphire) Laser“, in *Nonlinear Optics and Solid-State Lasers*, Springer Series in Optical Sciences (Springer Berlin Heidelberg, 2012), Vol. 164, S. 545–642
- [9] W. R. Rapoport und C. P. Khattak, „Efficient, Tunable Ti:Sapphire Laser“, (o. J.)
- [10] O. Panahi, M. Nazeri, und S. H. Tavassoli, „Design and construction of a tunable pulsed Ti:sapphire laser“, *J. Theor. Appl. Phys.* 9, 99–103 (2015)
- [11] K. Yamakawa, A. Magana, und P. H. Chiu, „Tunable Ti: Sapphire regenerative amplifier for femtosecond Chirped-Pulse Amplification“, *Appl. Phys. B Laser Opt.* 58, 323–326 (1994)
- [12] A. Braun, D. Kopf, I. D. Jung, J. V. Rudd, H. Cheng, K. J. Weingarten, U. Keller, und G. Mourou, „Characterization of short-pulse oscillators by means of a high-dynamic-range autocorrelation measurement“, *Opt. Lett.* 20, 1889 (1995)
- [13] S.-P. Tai, M.-C. Chan, T.-H. Tsai, S.-H. Guol, L.-J. Chen, und C.-K. Sun, „Two-photon fluorescence microscope with a hollow-core photonic crystal fiber“, 7 (2004)
- [14] S. Karpf, M. Eibl, W. Wieser, T. Klein, und R. Huber, „A Time-Encoded Technique for fibre-based hyperspectral broadband stimulated Raman microscopy“, *Nat. Commun.* 6, 6784 (2015)
- [15] S. Karpf, M. Eibl, B. Sauer, F. Reinholz, G. Hüttmann, und R. Huber, „Two-photon microscopy using fiber-based nanosecond excitation“, *Biomed. Opt. Express* 7, 2432–2440 (2016)
- [16] S. Karpf, M. Eibl, W. Wieser, T. Klein, und R. Huber, „Shot-Noise Limited Time-Encoded Raman Spectroscopy“, *J. Spectrosc.* 2017, 9253475 (2017)
- [17] M. Eibl, S. Karpf, D. Weng, H. Hakert, T. Pfeiffer, J. P. Kolb, und R. Huber, „Single pulse two photon fluorescence lifetime imaging (SP-FLIM) with MHz pixel rate“, *Biomed. Opt. Express* 8, 3132 (2017)
- [18] M. Eibl, D. Weng, H. Hakert, J. P. Kolb, T. Pfeiffer, J. E. Hundt, R. Huber, und S. Karpf, „Wavelength agile multi-photon microscopy with a fiber amplified diode laser“, *Biomed. Opt. Express* 9, 6273 (2018)
- [19] H. Hakert, M. Eibl, M. Tillich, R. Pries, G. Hüttmann, R. Brinkmann, B. Wollenberg, K.-L. Bruchhage, S. Karpf, und R. Huber, „Time-encoded stimulated Raman scattering microscopy of tumorous human pharynx tissue in the fingerprint region from 1500–1800 cm^{-1} “, *Opt. Lett.* 46, 3456–3459 (2021)
- [20] J. P. Kolb, W. Draxinger, D. Weng, H. Hakert, S. N. Karpf, R. Huber, J. Popp, T. Meyer, J. Limpert, T. Gottschall, M. Eibl, R. Brinkmann, und R. Birngruber, „Virtual HE histology by fiber-based picosecond two-photon microscopy“, in *Multiphoton Microscopy in the Biomedical Sciences XIX*, A. Periasamy, P. T. So, und K. König, Hrsg. (SPIE, 2019), S. 83
- [21] D. Weng, H. Hakert, T. Blomker, J. P. Kolb, M. Strauch, M. Eibl, P. Lamming, S. Karpf, und R. Huber, „Sub-Nanosecond Pulsed Fiber Laser for 532nm Two-Photon Excitation Fluorescence

- (TPEF) Microscopy of UV Transitions“, in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (IEEE, 2019), S. 1–1
- [22] A. Birkner, C. H. Tischbirek, und A. Konnerth, „Improved deep two-photon calcium imaging in vivo“, *Cell Calcium* 64, 29–35 (2017)
- [23] F. Bestvater, E. Spiess, G. Stobrawa, M. Hacker, T. Feurer, T. Porwol, U. Berchner-Pfannschmidt, C. Wotzlaw, und H. Acker, „Two-photon fluorescence absorption and emission spectra of dyes relevant for cell imaging“, *J. Microsc.* 208, 108–115 (2002)
- [24] C. Xu und W. W. Webb, „Measurement of two-photon excitation cross sections of molecular fluorophores with data from 690 to 1050 nm“, *JOSA B* 13, 481–491 (1996)
- [25] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, und D. C. Hanna, „Ytterbium-doped fiber amplifiers“, *IEEE J. Quantum Electron.* 33, 1049–1056 (1997)
- [26] S. Tanabe, „Rare-earth-doped glasses for fiber amplifiers in broadband telecommunication“, *Comptes Rendus Chim.* 5, 815–824 (2002)
- [27] W. Wang, Y. Yang, J. Wen, Y. Dong, Y. Luo, X. Fan, Y. Shang, F. Pang, X. Zhang, und T. Wang, „Ultra-broadband bismuth-doped fiber amplifier with 170 nm bandwidth using a two-stage configuration“, *Opt. Lett.* 49, 7242–7245 (2024)
- [28] Y. Yang, J. Wen, W. Wang, X. Fan, Y. Dong, Y. Luo, C. Huang, Y. Shang, F. Pang, X. Zhang, und T. Wang, „Covering a 1280–1495 nm (215 nm) wideband high-gain bismuth-doped fiber amplifier with only 1240 nm pumping“, *Opt. Lett.* 49, 6853–6856 (2024)
- [29] J. B. Pawley, Hrsg., *Handbook of Biological Confocal Microscopy*, 3. ed (Springer, 2006)
- [30] M. Göppert-Mayer, „Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen“, *Ann. Phys.* 401, 273–294 (1931)
- [31] C. Xu und W. W. Webb, „Measurement of two-photon excitation cross sections of molecular fluorophores with data from 690 to 1050 nm“, *J. Opt. Soc. Am. B* 13, 481 (1996)
- [32] T. H. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby“, *Nature* 187, 493–494 (1960)
- [33] E. Smith und G. Dent, *Modern Raman Spectroscopy: A Practical Approach* (J. Wiley, 2005)
- [34] A. Zumbusch, G. R. Holtom, und X. S. Xie, „Three-Dimensional Vibrational Imaging by Coherent Anti-Stokes Raman Scattering“, *Phys. Rev. Lett.* 82, 4142–4145 (1999)
- [35] J.-X. Cheng und X. S. Xie, „Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Microscopy: Instrumentation, Theory, and Applications“, *J. Phys. Chem. B* 108, 827–840 (2004)
- [36] H. Wang, Y. Lei, Q. Cui, S. Li, X. Song, Y. Chen, L. Liang, P. Jia, C. Qiu, Y. Song, Y. Wang, Y. Hu, L. Qin, und L. Wang, „Noise characteristics of semiconductor lasers with narrow linewidth“, *Heliyon* 10, e38586 (2024)
- [37] J. M. Senior und M. Y. Jamro, *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*, 3. ed (Prentice Hall, 2009)
- [38] D. R. Paschotta, „Rare-earth-doped fibers“, https://www.rp-photonics.com/rare_earth_doped_fibers.html
- [39] J. Zhu, P. Zhou, Y. Ma, X. Xu, und Z. Liu, „Power scaling analysis of tandem-pumped Yb-doped fiber lasers and amplifiers“, *Opt. Express* 19, 18645–18654 (2011)
- [40] H.-J. Eichler und J. Eichler, *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, 8., aktualisierte und überarbeitete Auflage, Lehrbuch (Springer Vieweg, 2015)
- [41] „Grundlagen zum Faserlaser: Welches sind die Schlüsselkomponenten für meine Architektur? Tutorial: Grundlagen des Faserlasers“, *Aerodiode Zugriff* 2025-03-18 (2025)
- [42] M. C. Paul, S. W. Harun, M. R. A. Moghaddam, S. Das, R. Sen, A. Dhar, M. Pal, S. K. Bhadra, und H. Ahmad, „1028 nm single mode Ytterbium-doped fiber laser“, *Laser Phys.* 19, 1021–1025 (2009)
- [43] A. El Sayed, S. Pilz, H. Najafi, D. T. L. Alexander, M. Hochstrasser, und V. Romano, „Fabrication and Characteristics of Yb-Doped Silica Fibers Produced by the Sol-Gel Based Granulated Silica Method“, *Fibers* 6, 82 (2018)
- [44] R. Petkovšek, V. Agrež, J. Petelin, L. Černe, U. Bünting, und B. Podobnik, „Pulses on Demand in Fibre and Hybrid Lasers“, *Stroj. Vestn. – J. Mech. Eng.* 65, 680–689 (2019)
- [45] F. Mitschke, *Fiber Optics* (Springer Berlin Heidelberg, 2010)
- [46] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 4. Aufl. (Academic Press is an imprint of Elsevier, 2019)
- [47] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 5. Aufl. (2012)
- [48] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, H. Stolen, und H. T. Shang, „Cross-phase modulation in optical fibers“, (1987)

- [49] M. Shtaif, „Analytical description of cross-phase modulation in dispersive optical fibers“, *Opt. Lett.* 23, 1191 (1998)
- [50] G. P. Agrawal, I. P. Kaminow, und P. L. Kelley, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd Ed. (2001)
- [51] M. Eibl, S. Karpf, H. Hakert, T. Blömker, J. P. Kolb, C. Jirauschek, und R. Huber, „Pulse-to-pulse wavelength switching of a nanosecond fiber laser by four-wave mixing seeded stimulated Raman amplification“, *Opt. Lett.* 42, 4406 (2017)
- [52] T. H. Runcorn, R. T. Murray, E. J. R. Kelleher, S. V. Popov, und J. R. Taylor, „Duration-tunable picosecond source at 560 nm with watt-level average power“, *Opt. Lett.* 40, 3085–3088 (2015)
- [53] T. H. Runcorn, T. Legg, R. T. Murray, E. J. R. Kelleher, S. V. Popov, und J. R. Taylor, „Fiber-integrated frequency-doubling of a picosecond Raman laser to 560 nm“, *Opt. Express* 23, 15728–15733 (2015)
- [54] T. H. Runcorn, R. T. Murray, und J. R. Taylor, „Highly efficient nanosecond 560 nm source by SHG of a combined Yb-Raman fiber amplifier“, *Opt. Express* 26, 4440–4447 (2018)
- [55] H. Jiang, S. Cui, und Y. Feng, „Integrated ytterbium-Raman fiber amplifier“, *Opt. Lett.* 39, 1933–6 (2014)
- [56] T. Runcorn, R. Murray, E. Kelleher, und J. Taylor, „Watt-level Nanosecond 589 nm Source by SHG of a Cascaded Raman Amplifier“, in (2016), S. ATh1A.3
- [57] Y. Feng, L. Taylor, und D. Calia, „150 W highly-efficient Raman fiber laser“, *Opt. Express* 17, 23678–83 (2009)
- [58] H. Zhang, R. Tao, P. Zhou, X. Wang, und X. Xiaojun, „1.5-kW Yb-Raman Combined Nonlinear Fiber Amplifier at 1120 nm“, *Photonics Technol. Lett. IEEE* 27, 628–630 (2015)
- [59] H. Zhang, H. Xiao, P. Zhou, X. Wang, und X. Xu, „High power Yb-Raman combined nonlinear fiber amplifier“, *Opt. Express* 22, 10248–10255 (2014)
- [60] L. Zhang, C. Liu, H. Jiang, Y. Qi, B. He, J. Zhou, X. Gu, und Y. Feng, „Kilowatt Ytterbium-Raman fiber laser“, *Opt. Express* 22, 18483–18489 (2014)
- [61] C. Lin, „Fiber Raman lasers“, in *Tunable Lasers*, L. F. Mollenauer, J. C. White, und C. R. Pollock, Hrsg. (Springer, 1992), S. 279–301
- [62] A. Penzkofer, A. Laubereau, und W. Kaiser, „High intensity Raman interactions“, *Prog. Quantum Electron.* 6, 55–140 (1979)
- [63] L. Brillouin, „Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène - Influence de l’agitation thermique“, *Ann. Phys.* 9, 88–122 (1922)
- [64] R. Y. Chiao, C. H. Townes, und B. P. Stoicheff, „Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves“, *Phys. Rev. Lett.* 12, 592–595 (1964)
- [65] E. P. Ippen und R. H. Stolen, „Stimulated Brillouin scattering in optical fibers“, *Appl. Phys. Lett.* 21, 539–541 (1972)
- [66] J. T. Lin, J. Q. Yao, und K. C. Liu, „Optimal Phase Matching of Three Wave Mixing in BBO and KTP Crystals“, in *Nonlinear Optical Properties of Materials (1988)*, Paper MF20 (Optica Publishing Group, 1988), S. MF20
- [67] S. Lin, Z. Sun, B. Wu, und C. Chen, „The nonlinear optical characteristics of a LiB₃O₅ crystal“, *J. Appl. Phys.* 67, 634–638 (1990)
- [68] H. Turcicova, O. Novak, J. Muzik, D. Stepankova, M. Smrz, und T. Mocek, „Laser induced damage threshold (LIDT) of β -barium borate (BBO) and cesium lithium borate (CLBO) – Overview“, *Opt. Laser Technol.* 149, 107876 (2022)
- [69] S. Wu, G. A. Blake, S. Sun, und H. Yu, „Two-photon absorption inside β -BBO crystal during UV nonlinear optical conversion“, in J. W. Pierce, Hrsg. (2000), S. 221
- [70] G. Tamošauskas, „ β -Barium Borate (BBO) Absorption in the 0.188-6.22 μ m Range“, (2021)
- [71] S. Matyjasik und Y. V. Shaldin, „Pyroelectric properties of b - BaB₂O₄ in the temperature range from 2.5 to 90 K“, (o. J.)
- [72] R.-C. Twu und B.-L. Lin, „Development and investigation of birefringent Beta-Barium borate for optical angle sensor“, *Opt. Laser Technol.* 155, 108369 (2022)
- [73] X. You und Y. Li, „Quantum entanglement via a controllable four-wave-mixing mechanism in an optomechanical system“, *Phys. Rev. A* 100, 053842 (2019)
- [74] J. Fulconis, O. Alibart, J. L. O’Brien, W. J. Wadsworth, und J. G. Rarity, „Nonclassical Interference and Entanglement Generation Using a Photonic Crystal Fiber Pair Photon Source“, *Phys. Rev. Lett.* 99, 120501 (2007)

- [75] M. D. Levenson, R. M. Shelby, A. Aspect, M. Reid, und D. F. Walls, „Generation and detection of squeezed states of light by nondegenerate four-wave mixing in an optical fiber“, *Phys. Rev. A* 32, 1550–1562 (1985)
- [76] M. O. Scully und M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997)
- [77] D. F. Walls und G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, 1994)
- [78] E. Wolf, *Progress in Optics* (Elsevier, 1999)
- [79] T. Gottschall, T. Meyer, M. Baumgartl, C. Jauregui, M. Schmitt, J. Popp, J. Limpert, und A. Tünnermann, „Fiber-based light sources for biomedical applications of coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy: Fiber-based light sources for biomedical applications of coherent“, *Laser Photonics Rev.* 9, 435–451 (2015)
- [80] R. R. Alfano und S. L. Shapiro, „Emission in the Region 4000 to 7000 Å Via Four-Photon Coupling in Glass“, *Phys. Rev. Lett.* 24, 584–587 (1970)
- [81] R. R. Alfano und S. L. Shapiro, „Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses“, *Phys. Rev. Lett.* 24, 592–594 (1970)
- [82] G. Genty, S. Coen, und J. M. Dudley, „Fiber supercontinuum sources (Invited)“, *J. Opt. Soc. Am. B* 24, 1771 (2007)
- [83] H. Takara, T. Ohara, T. Yamamoto, H. Masuda, M. Abe, H. Takahashi, und T. Morioka, „Field demonstration of over 1000-channel DWDM transmission with supercontinuum multi-carrier source“, *Electron. Lett.* 41, 270–271 (2005)
- [84] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, O. Kamatani, K. Takiguchi, K. Uchiyama, M. Saruwatari, H. Takahashi, M. Yamada, T. Kanamori, und H. Ono, „1 Tbit/s (100 Gbit/s × 10 channel) OTDM/WDM transmission using a single supercontinuum WDM source“, *Electron. Lett.* 32, 906–907 (1996)
- [85] T. Morioka, K. Mori, und M. Saruwatari, „More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres“, *Electron. Lett.* 29, 862–864 (1993)
- [86] J. Ye, H. Schnatz, und L. W. Hollberg, „Optical frequency combs: from frequency metrology to optical phase control“, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 9, 1041–1058 (2003)
- [87] R. S. Windeler, D. J. Jones, J. K. Ranka, S. T. Cundiff, S. A. Diddams, A. Stentz, und J. L. Hall, „Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis“,
- [88] J. K. Ranka, R. S. Windeler, und A. J. Stentz, „Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm“, *Opt. Lett.* 25, 25–27 (2000)
- [89] T. Udem, R. Holzwarth, und T. W. Hänsch, „Optical frequency metrology“, *Nature* 416, 233–237 (2002)
- [90] S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, L. Hollberg, W. M. Itano, W. D. Lee, C. W. Oates, K. R. Vogel, und D. J. Wineland, „An optical clock based on a single trapped $^{199}\text{Hg}^+$ ion“, *Science* 293, 825–828 (2001)
- [91] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, und S. T. Cundiff, „Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis“, *Science* 288, 635–640 (2000)
- [92] S. T. Sanders, „Wavelength-agile fiber laser using group-velocity dispersion of pulsed supercontinua and application to broadband absorption spectroscopy“, *Appl. Phys. B* 75, 799–802 (2002)
- [93] S. A. Diddams, K. Vahala, und T. Udem, „Optical frequency combs: Coherently uniting the electromagnetic spectrum“, *Science* 369, eaay3676 (2020)
- [94] C. Poudel und C. F. Kaminski, „Supercontinuum radiation in fluorescence microscopy and biomedical imaging applications“, *JOSA B* 36, A139–A153 (2019)
- [95] C. Dunsby, P. M. P. Lanigan, J. McGinty, D. S. Elson, J. Requejo-Isidro, I. Munro, N. Galletly, F. McCann, B. Treanor, B. Önfelt, D. M. Davis, M. A. A. Neil, und P. M. W. French, „An electronically tunable ultrafast laser source applied to fluorescence imaging and fluorescence lifetime imaging microscopy“, *J. Phys. Appl. Phys.* 37, 3296 (2004)
- [96] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, und R. S. Windeler, „Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air–silica microstructure optical fiber“, *Opt. Lett.* 26, 608–610 (2001)

- [97] P.-L. Hsiung, Y. Chen, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, C. J. S. de Matos, S. V. Popov, J. R. Taylor, und V. P. Gapontsev, „Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, Raman continuum light source“, *Opt. Express* 12, 5287–5295 (2004)
- [98] B. Povazay, K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, A. F. Fercher, W. Drexler, A. Apolonski, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. S. J. Russell, M. Vetterlein, und E. Scherzer, „Submicrometer axial resolution optical coherence tomography“, *Opt. Lett.* 27, 1800–1802 (2002)
- [99] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, und M. Saruwatari, „Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers“, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 6, 365–368 (1994)
- [100] T. Morioka, S. Kawanishi, H. Takara, M. Y. T. Kanamori, K. Uchiyama, und M. Saruwatari, „100Gbit/s x 4ch, 100 km repeaterless TDM-WDM transmission using a single supercontinuum source“, (1995)
- [101] J. K. Ranka, R. S. Windeler, und A. J. Stentz, „Efficient visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm“, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (1999), Paper CPD8* (Optica Publishing Group, 1999), S. CPD8
- [102] J. M. Dudley und J. R. Taylor, „Ten years of nonlinear optics in photonic crystal fibre“, *Nat. Photonics* 3, 85–90 (2009)
- [103] J. K. Ranka, R. S. Windeler, und A. J. Stentz, „Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm“, *Opt. Lett.* 25, 25–27 (2000)
- [104] J. M. Dudley, G. Genty, und S. Coen, „Supercontinuum generation in photonic crystal fiber“, *Rev. Mod. Phys.* 78, 1135–1184 (2006)
- [105] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, und D. S. Chemla, „Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers“, *Opt. Lett.* 14, 370–372 (1989)
- [106] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, und P. St. J. Russell, „Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers“, *J. Opt. Soc. Am. B* 19, 753 (2002)
- [107] A. Proulx, J.-M. Ménard, N. Hô, J. Laniel, R. Vallée, und C. Paré, „Intensity and polarization dependences of the supercontinuum generation in birefringent and highly nonlinear microstructured fibers“, *Opt. Express* 11, 3338–3345 (2003)
- [108] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, und P. S. J. Russell, „Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres“, *Opt. Express* 12, 299–309 (2004)
- [109] W. Yuan, J. Mavadia-Shukla, J. Xi, W. Liang, X. Yu, S. Yu, und X. Li, „Optimal operational conditions for supercontinuum-based ultrahigh-resolution endoscopic OCT imaging“, *Opt. Lett.* 41, 250–253 (2016)
- [110] W. J. Brown, S. Kim, und A. Wax, „Noise characterization of supercontinuum sources for low-coherence interferometry applications“, *JOSA A* 31, 2703–2710 (2014)
- [111] H. Tu und S. A. Boppart, „Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy: overcoming technical barriers for clinical translation“, *J. Biophotonics* 7, 9–22 (2014)
- [112] I. Bravo Gonzalo, R. D. Engelholm, M. P. Sørensen, und O. Bang, „Polarization noise places severe constraints on coherence of all-normal dispersion femtosecond supercontinuum generation“, *Sci. Rep.* 8, 6579 (2018)
- [113] P. Russell, „Photonic Crystal Fibers“, *Science* 299, 358–362 (2003)
- [114] S. Brustlein, P. Berto, R. Hostein, P. Ferrand, C. Billaudeau, D. Marguet, A. Muir, J. Knight, und H. Rigneault, „Double-clad hollow core photonic crystal fiber for coherent Raman endoscope“, *Opt. Express* 19, 12562–12568 (2011)
- [115] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, und P. S. J. Russell, „Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber“, *Science* 298, 399–402 (2002)
- [116] T. Brabec und F. Krausz, „Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics“, *Rev. Mod. Phys.* 72, 545–591 (2000)
- [117] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, und P. S. J. Russell, „Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers“, *Opt. Lett.* 23, 1662–1664 (1998)
- [118] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, und P. St. J. Russell, „Anomalous dispersion in photonic crystal fiber“, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 12, 807–809 (2000)

- [119] J. K. Ranka, R. S. Windeler, und A. J. Stentz, „Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm“, *Opt. Lett.* 25, 25–27 (2000)
- [120] A. Malinowski, K. T. Vu, K. K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin, und D. J. Richardson, „High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping“, *Opt. Express* 17, 20927–20937 (2009)
- [121] L. Desbiens, P. Deladurantaye, A. Cournoyer, D. Gay, C. Paré, S. Eiselen, V. Roy, und Y. Taillon, „Flexible and Programmable Pulse Shaping MOPA Fiber Laser Platform, Performances and Applications“, *Rev. Laser Eng.* 41, 691 (2013)
- [122] L. Desbiens, V. Roy, M. Jacob, und Y. Taillon, „10W, high repetition rate, 775 nm fiber laser with high resolution pulse shaping, and on-demand pulse to pulse switching capability, for bioinstrumentation“, in *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (2017), S. 1–1
- [123] L. Desbiens, M. Drolet, V. Roy, M. M. Sisto, und Y. Taillon, „Arbitrarily-shaped bursts of picosecond pulses from a fiber laser source for high-throughput applications“, in J. W. Dawson, Hrsg. (2011), S. 791420
- [124] H.-Y. Chan, S. Alam, L. Xu, J. Bateman, D. J. Richardson, und D. P. Shepherd, „Compact, high-pulse-energy, high-power, picosecond master oscillator power amplifier“, *Opt. Express* 22, 21938–21943 (2014)
- [125] H. Y. Chan, „Novel Systems via Nonlinear Frequency Conversion of Fibre-Amplified Ultrafast Semiconductor Lasers“, (o. J.)
- [126] D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann, und F. Salin, „Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers“, *Opt. Express* 16, 17637–17646 (2008)
- [127] K. T. Vu, A. Malinowski, D. J. Richardson, F. Ghiringhelli, L. M. B. Hickey, und M. N. Zervas, „Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system“, *Opt. Express* 14, 10996–11001 (2006)
- [128] M. Liu, S. Chen, B. M. Zhang, X. Li, P. P. Shum, Q. Wang, und X. Cheng, „Pulse Shape Tuning for 1064 nm Nanosecond MOPA Fibre Laser“, *Procedia Eng.* 140, 123–126 (2016)
- [129] L. Lago, A. Mussot, M. Douay, und E. Hugonnot, „Single-mode narrow-bandwidth temporally shaped nanosecond-pulse ytterbium-doped fiber MOPA for a large-scale laser facility front-end“, *J. Opt. Soc. Am. B* 27, 2231 (2010)
- [130] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. K. Sahu, M. Ibsen, B. C. Thomsen, Y. Jeong, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, J. Nilsson, und D. J. Richardson, „High average power, high repetition rate, picosecond pulsed fiber master oscillator power amplifier source seeded by a gain-switched laser diode at 1060 nm“, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 18, 1013–1015 (2006)
- [131] F. Ghiringhelli, K. Vysniauskas, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, A. N. Malinowski, und D. J. Richardson, „Pulse shaping in high gain all-fibre pulsed MOPA“, in (2005)
- [132] M. Nie, Q. Liu, E. Ji, X. Cao, und X. Fu, „Temporally Programmable Hybrid MOPA Laser with Arbitrary Pulse Shape and Frequency Doubling“, *Appl. Sci.* 7, 892 (2017)
- [133] E. Bogatin, *Signal and Power Integrity--Simplified*, 2nd ed, Prentice Hall Modern Semiconductor Design Series. Prentice Hall Signal Integrity Library (Prentice Hall, 2010)
- [134] S. Meyer, T. F. Kutscher, P. Lamminger, F. Sommer, und S. Karpf, „Leveraging the periodic interference condition in electro-optic modulators for picosecond pulse generation“, *Opt. Contin.* 2, 2298 (2023)
- [135] M. A. González-Galicia, N. Lozano-Crisóstomo, und Y. Barmenkov, „Time-bandwidth product of noise-like pulses within the mode-locked regions of a figure-eight fiber laser: theoretical and experimental analysis“, *J. Opt. Soc. Am. B* 38, 3150 (2021)
- [136] F. Träger, Hrsg., *Springer Handbook of Lasers and Optics*, Springer Handbooks (Springer Berlin Heidelberg, 2012)
- [137] M. Eibl, „Multiphotonenmikroskopie mit einem aktiv modulierten Faserlaser“, Universität zu Lübeck (2018)
- [138] H. Hakert, „Zeitcodierte Ramanmikroskopie mittels Faserlaser“, Universität zu Lübeck (2022)
- [139] P. Muniz-Cánovas, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir’yanov, J. L. Cruz, und M. V. Andrés, „ASE narrow-band noise pulsing in erbium-doped fiber amplifier and its effect on self-phase modulation“, *Opt. Express* 27, 8520 (2019)
- [140] Y. Zhu, „Laser peak power scaling and beam quality improvement with Ytterbium rod-type fiber amplifiers made by powder sinter technology“, Friedrich-Schiller-Universität Jena (2017)

- [141] M. Eilchi und P. Parvin, „Heat Generation and Removal in Fiber Lasers“, in *Fiber Laser*, M. C. Paul, Hrsg. (InTech, 2016)
- [142] Y. Fan, B. He, J. Zhou, J. Zheng, H. Liu, J. Dong, und Q. Lou, „Thermal effects in kilowatt all-fiber MOPA“, 11 (2011)
- [143] V. Ashoori und A. Malakzadeh, „Explicit exact three-dimensional analytical temperature distribution in passively and actively cooled high-power fibre lasers“, *J. Phys. Appl. Phys.* 44, 355103 (2011)
- [144] N. Linz, S. Freidank, und A. Vogel, „High-speed photographic investigation of pulsed laser ablation in liquids with ultrahigh spatial and sub-100-ps temporal resolution“, in *Nanoscale and Quantum Materials: From Synthesis and Laser Processing to Applications 2023* (SPIE, 2023), Vol. PC12410, S. PC124100K
- [145] S. Freidank, L. Fu, X.-X. Liang, A. Vogel, und N. Linz, „Development of a novel light source with sub 100-ps temporal resolution for the investigation of laser-induced cavitation“, in *Optical Interactions with Tissue and Cells XXXV* (SPIE, 2024), Vol. PC12840, S. PC1284003
- [146] S. A. Dietrich, „Spektrale Verbreiterung von fs- und ps-Laserpulsen in Multimode-GRIN Fasern zur specklefreien Kurzzeit-Beleuchtung“, (2024)
- [147] N. Linz, S. Freidank, L. Fu, X.-X. Liang, und A. Vogel, „Stroboscopic and high-speed imaging of shock wave and bubble dynamics in laser-induced ablation in liquids“, in *Optical Interactions with Tissue and Cells XXXV* (SPIE, 2024), Vol. PC12840, S. PC1284004
- [148] R. Brinkmann, S. Koinzer, K. Schlott, L. Ptaszynski, M. Bever, A. Baade, S. Luft, Y. Miura, J. Roeder, und R. Birngruber, „Real-time temperature determination during retinal photocoagulation on patients“, *J. Biomed. Opt.* 17, 061219 (2012)
- [149] M. Mordmüller, V. Kleyman, M. Schaller, M. Wilson, D. Theisen-Kunde, K. Worthmann, M. A. Müller, und R. Brinkmann, „Towards temperature controlled retinal laser treatment with a single laser at 10 kHz repetition rate“, *Adv. Opt. Technol.* 10, 423–431 (2021)
- [150] R. Brinkmann, V. Danicke, C. Kren, H. Abbas, S. Wittmeier, D. Theisen-Kunde, J. Roeder, und C. von der Burchard, „Influence of eye motions on automatically temperature controlled, thermally stimulating laser therapy in clinical study“, *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* 66, 4709 (2025)
- [151] A. Vogel, S. Busch, und U. Parlitz, „Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water“, *J. Acoust. Soc. Am.* 100, 148–165 (1996)
- [152] F. Reuter, J. Mur, J. Petelin, R. Petkovsek, und C.-D. Ohl, „Shockwave velocimetry using wave-based image processing to measure anisotropic shock emission“, *Phys. Fluids* 36, 017127 (2024)
- [153] P. Lamminger, „Anwendung von frequenzverdoppelten nahinfraroten Subnanosekunden Pulsen für die Zweiphotonenmikroskopie“, (2019)
- [154] N. Bilaniuk und G. S. K. Wong, „Speed of sound in pure water as a function of temperature“, (o. J.)
- [155] L. Fu, X.-X. Liang, S. Wang, S. Wang, P. Wang, Z. Zhang, J. Wang, A. Vogel, und C. Yao, „Laser induced spherical bubble dynamics in partially confined geometry with acoustic feedback from container walls“, *Ultrason. Sonochem.* 101, 106664 (2023)
- [156] L. Desbiens, P. Deladurantaye, A. Cournoyer, D. Gay, C. Paré, S. Eiselen, V. Roy, und Y. Taillon, „Flexible and Programmable Pulse Shaping MOPA Fiber Laser Platform, Performances and Applications“, *Rev. Laser Eng.* 41, 691 (2013)
- [157] A. Alcock, C. DeMichelis, K. Hamal, und B. Tozer, „A mode-locked laser as a light source for Schlieren photography“, *IEEE J. Quantum Electron.* 4, 593–597 (1968)
- [158] A. J. Alcock, C. DeMichelis, und K. Hamal, „Subnanosecond Schlieren photography of Laser-induced gas breakdown“, *Appl. Phys. Lett.* 12, 148–150 (1968)
- [159] A. Vogel, K. Nahen, D. Theisen, und J. Noack, „Plasma Formation in Water by Picosecond and Nanosecond Nd:YAG Laser Pulses—Part I: Optical Breakdown at Threshold and Superthreshold Irradiance“, (o. J.)
- [160] H. Hakert, M. Eibl, M. Tillich, R. Pries, G. Hüttmann, R. Brinkmann, B. Wollenberg, K.-L. Bruchhage, S. Karpf, und R. Huber, „Time-encoded stimulated Raman scattering microscopy of tumorous human pharynx tissue in the fingerprint region from 1500–1800 cm^{-1} “, *Opt. Lett.* 46, 3456 (2021)

- [161] S. Karpf, C. T. Riche, D. Di Carlo, A. Goel, W. A. Zeiger, A. Suresh, C. Portera-Cailliau, und B. Jalali, „Spectro-temporal encoded multiphoton microscopy and fluorescence lifetime imaging at kilohertz frame-rates“, *Nat. Commun.* 11, 2062 (2020)
- [162] R. Huber, M. Wojtkowski, und J. G. Fujimoto, „Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography“, *Opt. Express* 14, 3225 (2006)
- [163] D. C. Adler, Y. Chen, R. Huber, J. Schmitt, J. Connolly, und J. G. Fujimoto, „Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography“, *Nat. Photonics* 1, 709–716 (2007)
- [164] T. Pfeiffer, M. Petermann, W. Draxinger, C. Jirauschek, und R. Huber, „Ultra low noise Fourier domain mode locked laser for high quality megahertz optical coherence tomography“, *Biomed. Opt. Express* 9, 4130–4148 (2018)
- [165] S. Lotz, M. Göb, W. Draxinger, A. Dick, und R. Huber, „13.4 MHz FDML Laser for Intra-Surgical Optical Coherence Tomography“, in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe (CLEO/Europe 2023) and European Quantum Electronics Conference (EQEC 2023) (2023)*, Paper Cl_8_4 (Optica Publishing Group, 2023), S. cl_8_4
- [166] Y. Yang, N. Liu, Y. He, Y. Liu, L. Ge, L. Zou, S. Song, W. Xiong, und X. Liu, „Improved calcium sensor GCaMP-X overcomes the calcium channel perturbations induced by the calmodulin in GCaMP“, *Nat. Commun.* 9, 1504 (2018)
- [167] C. W. Freudiger, W. Yang, G. R. Holtom, N. Peyghambarian, X. S. Xie, und K. Q. Kieu, „Stimulated Raman Scattering Microscopy with a Robust Fibre Laser Source“, *Nat. Photonics* 8, 153–159 (2014)
- [168] T. Gottschall, T. Meyer-Zedler, M. Schmitt, R. Huber, J. Popp, A. Tünnermann, und J. Limpert, „Ultra-compact tunable fiber laser for coherent anti-Stokes Raman imaging“, *J. Raman Spectrosc.* 52, 1561–1568 (2021)
- [169] D. Wu, Z. Guo, Z. Wu, und P. P. Shum, „900 nm waveband four wave mixing generation in highly nonlinear photonic crystal fiber“, *J. Opt.* 20, 035501 (2018)
- [170] L. Lavoute, J. C. Knight, P. Dupriez, und W. J. Wadsworth, „High power red and near-IR generation using four wave mixing in all integrated fibre laser systems“, *Opt. Express* 18, 16193–16205 (2010)
- [171] D. Nodop, C. Jauregui, D. Schimpf, J. Limpert, und A. Tünnermann, „Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large-mode-area photonic-crystal fiber“, *Opt. Lett.* 34, 3499–3501 (2009)
- [172] T. Gottschall, T. Meyer-Zedler, M. Eibl, T. Pfeiffer, H. Hakert, M. Schmitt, R. Huber, A. Tünnermann, J. Limpert, und J. Popp, „Ultrafast Spectral Tuning of a Fiber Laser for Time-Encoded Multiplex Coherent Raman Scattering Microscopy“, *J. Phys. Chem. B* 127, 2375–2380 (2023)
- [173] P. Lamminger, H. Hakert, S. Lotz, J. P. Kolb, T. Kutscher, S. Karpf, und R. Huber, „Four-wave mixing seeded by a rapid wavelength-sweeping FDML laser for nonlinear imaging at 900 nm and 1300 nm“, *Opt. Lett.* 48, 3713–3716 (2023)
- [174] P. Lamminger, H. Hakert, S. Lotz, J. P. Kolb, T. Kutscher, S. Karpf, und R. Huber, „900 nm swept source FDML laser with kW peak power“, in *Fiber Lasers XX: Technology and Systems*, C. Jollivet und V. R. Supradeepa, Hrsg. (SPIE, 2023), S. 53
- [175] P. Lamminger, H. Hakert, S. Lotz, J. P. Kolb, T. Kutscher, S. Karpf, und R. Huber, „Four-Wave Mixing Fast Wavelength Sweeping FDML Laser with kW Peak Power at 900 nm and 1300 nm“, in *2023 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC) (2023)*, S. 1–1
- [176] T. Pfeiffer, M. Petermann, W. Draxinger, C. Jirauschek, und R. Huber, „Ultra low noise Fourier domain mode locked laser for high quality megahertz optical coherence tomography“, *Biomed. Opt. Express* 9, 4130 (2018)
- [177] S. Lotz, C. Grill, M. Göb, W. Draxinger, J. P. Kolb, und R. Huber, „Cavity length control for Fourier domain mode locked (FDML) lasers with μm precision“, *Biomed. Opt. Express* 12, 2604 (2021)
- [178] C. Grill, T. Blömker, M. Schmidt, D. Kastner, T. Pfeiffer, J. P. Kolb, W. Draxinger, S. Karpf, C. Jirauschek, und R. Huber, „Towards phase-stabilized Fourier domain mode-locked frequency combs“, *Commun. Phys.* 5, 1–10 (2022)

- [179] S. Lefrancois, D. Fu, G. R. Holtom, L. Kong, W. J. Wadsworth, P. Schneider, R. Herda, A. Zach, X. Sunney Xie, und F. W. Wise, „Fiber four-wave mixing source for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy“, *Opt. Lett.* 37, 1652 (2012)
- [180] R. Guay-Lord, X. Attendu, K. L. Lurie, L. Majeau, N. Godbout, A. K. E. Bowden, M. Strupler, und C. Boudoux, „Combined optical coherence tomography and hyperspectral imaging using a double-clad fiber coupler“, *J. Biomed. Opt.* 21, 116008 (2016)
- [181] M. Göb, T. Pfeiffer, und R. Huber, „Towards combined optical coherence tomography and multi-spectral imaging with MHz a-scan rates for endoscopy“, in *Optical Coherence Imaging Techniques and Imaging in Scattering Media III (2019), Paper 11078_33* (Optica Publishing Group, 2019), S. 11078_33
- [182] H.-W. Chen, A.-J. Jin, S.-P. Chen, J. Hou, und Q.-S. Lu, „Different supercontinuum generation processes in photonic crystal fibers pumped with a 1064-nm picosecond pulse“, *Chin. Phys. B* 22, 084205 (2013)
- [183] J. Cascante-Vindas, A. Díez, J. L. Cruz, und M. V. Andrés, „White light supercontinuum generation in a Y-shaped microstructured tapered fiber pumped at 1064 nm“, *Opt. Express* 18, 14535 (2010)
- [184] V. Tombelaine, C. Lesvigne, P. Leproux, L. Grossard, V. Couderc, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, G. Huss, und P.-H. Pioger, „Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities“, *Opt. Express* 13, 7399 (2005)
- [185] N. Wang, J.-H. Cai, X. Qi, S.-P. Chen, L.-J. Yang, und J. Hou, „Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation with a mode-locked Yb-doped fiber laser operating in dissipative-soliton-resonance region“, *Opt. Express* 26, 1689–1696 (2018)
- [186] F. E. Bassri, F. Dautre, N. Mothe, L. Jaffres, D. Pagnoux, V. Couderc, und A. Jalocha, „Hybrid Q-switched broadband laser source with low timing jitter“, *Opt. Express* 20, 1202–1212 (2012)
- [187] C. Xiong und W. J. Wadsworth, „Polarized supercontinuum in birefringent photonic crystal fibre pumped at 1064 nm and application to tuneable visible/UV generation“, *Opt. Express* 16, 2438 (2008)
- [188] J. Cascante-Vindas, S. Torres-Peiró, A. Diez, und M. V. Andrés, „Supercontinuum generation in highly Ge-doped core Y-shaped microstructured optical fiber“, *Appl. Phys. B* 98, 371–376 (2010)
- [189] Y. Leventoux, G. Granger, Y. Arosa, I. Tilouine, K. Krupa, A. Tonello, V. Couderc, und S. Février, „Three octave visible to mid-infrared supercontinuum generation seeded by multimode silica fiber pumped at 1064 nm“, *Opt. Lett.* 48, 4582–4585 (2023)
- [190] G. Lopez-Galmiche, Z. Sanjabi Eznaveh, M. A. Eftekhar, J. Antonio Lopez, L. G. Wright, F. Wise, D. Christodoulides, und R. Amezcua Correa, „Visible supercontinuum generation in a graded index multimode fiber pumped at 1064 nm“, *Opt. Lett.* 41, 2553 (2016)
- [191] „Datenblatt LMA-PM-5“, (2020)
- [192] „Datenblatt LMA-PM-5“, (2016)
- [193] P.-A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonte, P. Roy, C. Froehly, und P. Nerin, „White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system“, *Opt. Express* 12, 4366 (2004)
- [194] H. Kawagoe, S. Ishida, M. Aramaki, Y. Sakakibara, E. Omoda, H. Kataura, und N. Nishizawa, „Development of a high power supercontinuum source in the 1.7 μm wavelength region for highly penetrative ultrahigh-resolution optical coherence tomography“, *Biomed. Opt. Express* 5, 932–943 (2014)
- [195] Y. Sasaki und Y. Ohmori, „Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers“, *Appl. Phys. Lett.* 39, 466–468 (1981)
- [196] M. A. Saifi und M. J. Andrejco, „Second-harmonic generation in single-mode and multimode fibers“, *Opt. Lett.* 13, 773–775 (1988)
- [197] B. Poumellec, J.-M. Gabriagues, und H. Fevrier, „Second harmonic generation in optical fibers“, *Ann. Télécommunications* 44, 179–185 (1989)
- [198] E. Genier, S. Grelet, R. D. Engelsholm, P. Bowen, P. M. Moselund, O. Bang, J. M. Dudley, und T. Sylvestre, „Ultra-flat, low-noise, and linearly polarized fiber supercontinuum source covering 670–1390 nm“, *Opt. Lett.* 46, 1820 (2021)
- [199] S. Grelet, A. M. Jimenez, R. D. Engelsholm, P. B. Montague, und A. Podoleanu, „40 MHz Swept-Source Optical Coherence Tomography at 1060 nm Using a Time-Stretch and Supercontinuum Spectral Broadening Dynamics“, *IEEE Photonics J.* 14, 1–6 (2022)

- [200] S. Grelet, P. B. Montague, und A. Podoleanu, „Towards sub-5 μm axial resolution OCT from a multi-MHz swept source“, in *High-Speed Biomedical Imaging and Spectroscopy VIII*, K. Goda und K. K. Tsia, Hrsg. (SPIE, 2023), S. 42
- [201] S. Grelet, A. M. Jimenez, P. B. Montague, und A. Podoleanu, „Shot-noise limited, 10 MHz swept-source optical coherence tomography for retinal imaging“, (2024)
- [202] O. Kostyuk, „Analyse und Implementierung zeitlich gestreckter Superkontinuumpulse für hyperspektrale Bildgebung“, (2024)
- [203] K. Seekell, „Hyperspectral molecular imaging of multiple receptors using immunolabeled plasmonic nanoparticles“, *J. Biomed. Opt.* 16, 116003 (2011)
- [204] M. Dudaie, N. Nissim, I. Barnea, T. Gerling, C. Duschl, M. Kirschbaum, und N. T. Shaked, „Label-free discrimination and selection of cancer cells from blood during flow using holography-induced dielectrophoresis“, *J. Biophotonics* 13, e202000151 (2020)
- [205] I. Barnea, L. Luria, A. Girsault, O. Dabah, M. Dudaie, S. K. Mirsky, D. Merkel, und N. T. Shaked, „Analyzing Blood Cells of High-Risk Myelodysplastic Syndrome Patients Using Interferometric Phase Microscopy and Fluorescent Flow Cytometry“, *Bioengineering* 11, 256 (2024)
- [206] A. Labruyère, A. Tonello, V. Couderc, G. Huss, und P. Leproux, „Compact supercontinuum sources and their biomedical applications“, *Opt. Fiber Technol.* 18, 375–378 (2012)
- [207] P. Hemmer, R. Gattass, D. L. Rhonehouse, L. Brandon Shaw, G. D. Chin, S. S. Bayya, und J. S. Sanghera, „All spliced 36.7 W four wave mixing fiber source near 770 nm“, *Opt. Express* 33, 20807 (2025)
- [208] D. Ouyang, S. Ruan, C. Guo, und H. Wei, „Low Loss Splicing Between Double-Clad Fiber and Photonic Crystal Fiber Using Graded Index Fiber Lens“, *J. Light. Technol.* 32, 2524–2530 (2014)
- [209] D. Ouyang, C. Guo, S. Ruan, Y. Wu, J. Yang, H. Lin, und H. Wei, „Theoretical and experimental analysis of splicing between the photonic crystal fiber and the conventional fiber using grin fibers“, *Appl. Opt.* 51, 8516–8520 (2012)
- [210] Y. Saker, „Herstellung komplexer Glaserfaseroptiken zur Führung von Laserstrahlung“, (2024)
- [211] S. Burhan, B. Schulte, M. Göb, A. P. Singh, B. Mustafa, S. Lotz, W. Draxinger, P. Lamminger, Y. Saker, T. Eixmann, M. Ahrens, M. Heimke, T. Heinze, T. Wedel, M. Rahlves, M. Ellrichmann, und R. Huber, „Switchable lateral resolution real-time MHz-OCT rectoscopy for enhanced colorectal disease diagnosis“, in *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXIX* (SPIE, 2025), Vol. 13305, S. 157–161
- [212] T. F. Kutscher, C. Stock, F. Sommer, J. Jurkevicius, S. Meyer, M. Wiggert, P. Lamminger, und S. Karpf, „Broadband frequency-doubling of a swept-source laser from 1550 nm to 775 nm using a fan-out crystal and application in 2kHz LiDAR ranging“, *Opt. Express* 33, 10637–10648 (2025)
- [213] T. F. Kutscher, P. Lamminger, A. Gruber, C. Leonhardt, A. Hunold, R. A. Huber, und S. Karpf, „Pulsed swept-source FDML-MOPA laser with kilowatt picosecond pulses around 1550 nm“, *Opt. Lett.* 48, 6096 (2023)
- [214] T. F. Kutscher, C. Stock, F. Sommer, J. Jurkevicius, S. Meyer, A. Gruber, A. Hunold, M. Wiggert, C. Leonhardt, P. Lamminger, und S. Karpf, „Kilohertz two-photon SLIDE microscopy using a newly developed 780nm excitation laser“, in *Advances in Microscopic Imaging IV* (SPIE, 2023), Vol. 12630, S. 17–19
- [215] M. Klufts, A. M. Jiménez, S. Lotz, M. A. Bashir, T. Pfeiffer, A. Mlynek, W. Wieser, A. Chamorovskiy, A. Bradu, A. Podoleanu, und R. Huber, „828 kHz retinal imaging with an 840 nm Fourier domain mode locked laser“, *Biomed. Opt. Express* 14, 6493 (2023)
- [216] W. D. Wright, „A re-determination of the trichromatic coefficients of the spectral colours“, *Trans. Opt. Soc.* 30, 141–164 (1929)
- [217] J. Guild, „The colorimetric properties of the spectrum“, <https://royalsocietypublishing.org/doi/epdf/10.1098/rsta.1932.0005>

9 EIGENE PUBLIKATIONEN

1. **P. Lamminger**, H. Hakert, S. Lotz, J. P. Kolb, T. Kutscher, S. Karpf, und R. Huber, „Four-wave mixing seeded by a rapid wavelength-sweeping FDML laser for nonlinear imaging at 900 nm and 1300 nm“, *Opt. Lett.*, OL 48, 3713–3716 (2023)
2. **P. Lamminger**, H. Hakert, S. Lotz, J. P. Kolb, T. Kutscher, S. Karpf, und R. Huber, „900 nm swept source FDML laser with kW peak power“, in *Fiber Lasers XX: Technology and Systems*, C. Jollivet und V. R. Supradeepa, Hrsg. (SPIE, 2023)
3. **P. Lamminger**, H. Hakert, S. Lotz, J. P. Kolb, T. Kutscher, S. Karpf, und R. Huber, „Four-Wave Mixing Fast Wavelength Sweeping FDML Laser with kW Peak Power at 900 nm and 1300 nm“, in *2023 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (2023)
4. **P. Lamminger**, M. Loop, J. Klee, D. Weng, J. P. Kolb, M. Strauch, S. Karpf, und R. Huber, „Combination of two-photon microscopy and optical coherence tomography with fully fiber-based lasers for future endoscopic setups“, in *Multimodal Biomedical Imaging XVI* (SPIE, 2021), Vol. 11634, S. 1163405
5. T. F. Kutscher, **P. Lamminger**, A. Gruber, C. Leonhardt, A. Hunold, R. A. Huber, und S. Karpf, „Pulsed swept-source FDML-MOPA laser with kilowatt picosecond pulses around 1550 nm“, *Opt. Lett.*, OL 48, 6096–6099 (2023)
6. S. Meyer, T. F. Kutscher, **P. Lamminger**, F. Sommer, und S. Karpf, „Leveraging the periodic interference condition in electro-optic modulators for picosecond pulse generation“, *Opt. Continuum* 2, 2298 (2023)
7. T. F. Kutscher, C. Stock, F. Sommer, J. Jurkevicius, S. Meyer, M. Wiggert, **P. Lamminger**, und S. Karpf, „Broadband frequency-doubling of a swept-source laser from 1550 nm to 775 nm using a fan-out crystal and application in 2kHz LiDAR ranging“, *Opt. Express*, OE 33, 10637–10648 (2025)
8. C. Stock, T. Kutscher, **P. Lamminger**, und S. Karpf, „Kilohertz multimodal SLIDE imaging in the visible“, in *Advances in Microscopic Imaging IV*, E. Beaufort, A. Ben-Yakar, und Y. Park, Hrsg. (SPIE, 2023), S. 14
9. D. Weng, H. Hakert, T. Blomker, J. P. Kolb, M. Strauch, M. Eibl, **P. Lamminger**, S. Karpf, und R. Huber, „Sub-Nanosecond Pulsed Fiber Laser for 532nm Two-Photon Excitation Fluorescence (TPEF) Microscopy of UV Transitions“, in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (IEEE, 2019), S. 1–1
10. T. Kutscher, C. Stock, F. Sommer, J. Jurkevicius, S. Meyer, A. Gruber, A. Hunold, M. Wiggert, C. Leonhardt, **P. Lamminger**, und S. „Nino“ Karpf, „Kilohertz two-photon SLIDE microscopy using a newly developed 780 nm excitation laser“, in *High-Speed Biomedical Imaging and Spectroscopy VIII*, K. Goda und K. K. Tsia, Hrsg. (SPIE, 2023), S. 14
11. T. F. Kutscher, C. Stock, F. Sommer, J. Jurkevicius, S. Meyer, A. Gruber, A. Hunold, M. Wiggert, C. Leonhardt, **P. Lamminger**, und S. Karpf, „Kilohertz two-photon SLIDE microscopy using a newly developed 780nm excitation laser“, in *Advances in Microscopic Imaging IV* (SPIE, 2023), Vol. 12630, S. 17–19
12. S. Burhan, B. Schulte, M. Göb, A. P. Singh, B. Mustafa, S. Lotz, W. Draxinger, **P. Lamminger**, Y. Saker, T. Eixmann, M. Ahrens, M. Heimke, T. Heinze, T. Wedel, M. Rahlves, M. Ellrichmann, und R. Huber, „Switchable lateral resolution real-time MHz-OCT rectoscopy for enhanced colorectal disease diagnosis“, in *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXIX* (SPIE, 2025), Vol. 13305, S. 157–161

Noch zu veröffentlichen:

1. S. Burhan, B. Schulte, M. Göb, A. P. Mustafa, S. Lotz, W. Draxinger, **P. Lamminger**, Y. Saker, T. Eixmann, M. Ahrens, M. Heimke, T. Heinze, T. Wedel, M. Rahlves, M. Ellrichmann, und R. Huber, „Dual- resolution MHz-OCT prototype rectoscope for enhanced visualization and diagnosis of colorectal pathologies”.
2. H. Volkens, S. Freidank, **P. Lamminger**, A. Vogel, R. Huber, R. Brinkmann, and N. Linz, „Dynamic shockwave photography using a home-built MOFA laser system with flexible repetition rate up to 5 GHz”. (SPIE Photonics West 2026, Konferenzbeitrag)
3. H. Volkens, C. Grill, F. Denk, **P. Lamminger**, S. Freidank, N. Linz, H. Husstedt, R. Huber, and R. Brinkmann, „A home-built flexible fiber laser to investigate optimal parameters for stimulating the tympanic membrane”. (SPIE Photonics West 2026, Konferenzbeitrag)
4. H. Volkens, **P. Lamminger**, N. Linz, S. Freidank, R. Huber, and R. Brinkmann, „Towards optoacoustic transient shaping using a flexible fiber laser system”. (SPIE Photonics West 2026, Konferenzposter)

10 BETREUTE ARBEITEN

1. Bachelorarbeit Olesya Kostyuk, „Erforschung der Herstellung wellenleiterbasierter Mikrooptiken mittels Plasmabogenspleißgerät“, Universität zu Lübeck (2021)
2. Bachelorarbeit Yasmeine Saker, „Herstellung komplexer Glaserfaseroptiken zur Führung von Laserstrahlung“, Universität zu Lübeck (2024)
3. Masterpraktikum Allegra Behr, „Development of an optical distance measurement system for fiber Fabry-Pérot tunable filters“, Universität zu Lübeck (2024)
4. Masterarbeit Olesya Kostyuk, „Analyse und Implementierung zeitlich gestreckter Superkontinuumspulse für hyperspektrale Bildgebung“, Universität zu Lübeck (2024)

11 ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

ADC	– Analog-digital converter (Analog-Digital-Wandler)
AFR	– Advanced Fiber Resources (Hersteller von Faserkomponenten)
AOM	– Akusto-optischer Modulator
APD	– Avalanche photodiode (Lawinenphotodiode)
ASE	– Amplified Spontaneous Emission (verstärkte spontane Emission)
AWG	– Arbitrary Waveform Generator (Funktionsgenerator)
BBO	– Beta-Bariumborat
BC	– Beam combiner (Strahlvereiner)
BP	– Bandpassfilter
BW	– Bandwidth (Bandbreite)
cFBG	– Chirped Fiber Bragg Grating (Faser-Bragg-Gitter mit variierender Gitterperiode)
CIE	– Commission Internationale de l'Éclairage (CIE-Farbraum)
cw	– Continuous Wave (Dauerstrich)
DC	– Double Cladding (Doppelmantel)
DFB	– Distributed Feedback (Lasardiode mit verteilter Rückkopplung)
EOM	– Elektro-optischer Modulator
FBG	– Faser-Bragg-Gitter
FDML	– Fourier Domain Mode Locked (Laser)
FFP	– Fasergekoppelter Fabry-Pérot
FWHM	– Full Width at Half Maximum (Halbwertsbreite)
FWM	– Four Wave Mixing (Vier-Wellen-Mischen)
GFP	– Grün fluoreszierendes Protein
HP	– High power (Hochleistung)
KTP	– Kaliumtitanylphosphat
LBO	– Lithiumtriborat
LD	– Lasardiode
MM	– Multimoden
MOPA	– Master Oscillator Power Amplifier
NA	– Numerische Apertur
OCT	– Optical Coherence Tomography (Optische Kohärenztomographie)
OSA	– Optischer Spektrumanalysator
PC	– Polarisation controller (Polarisationsausrichter)
PCF	– Photonic Crystal Fiber (photonische Kristallfaser)
PD	– Photodiode
PM	– Polarization Maintaining (polarisationserhaltend)
PP	– Pump protector (Schutz der Pumpdiode)
RT	– Rise Time (Anstiegszeit)
SHG	– Second Harmonic Generation (Frequenzverdopplung)
SLIDE	– Spectro-temporal Laser Imaging by Diffracted Excitation
SM	– Single Mode (Einzelmode)
SOA	– Semiconductor Optical Amplifier (Halbleiterverstärker)
SPM	– Selbstphasenmodulation
TICO	– Time encoded
UV	– Ultraviolett
WDM	– Wavelength Division Multiplexer (Wellenlängenmultiplexer)
YDF	– Ytterbium-Doped Fiber (Ytterbium-dotierte Faser)
YDFA	– Ytterbium-Doped Fiber Amplifier (Ytterbium-dotierter Faserverstärker)

12 DANKSAGUNG

Der größte Dank gilt **Prof. Robert Huber**, der mit seinem unermüdlichen Drang nach Forschung und neuen Ideen diese Arbeit überhaupt erst ermöglicht hat. Durch seine sehr gute Leitung der Arbeitsgruppe und seine Fähigkeit, für jedes Problem eine Lösung zu finden, habe ich nicht nur wissenschaftlich, sondern auch über den Tellerrand der eigenen Forschung hinaus viel gelernt. Ganz im Sinne von: „Das sollte ein Ingenieur wissen.“

Besonders möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe bestehend aus **Simon, Madita, Hubertus, Marie, Asim, Wolfgang, Sazgar, Tjalfe und allen Studenten** während meiner Zeit am BMO bedanken. Es war immer ein sehr gut harmonisierendes Team, mit dem man sehr produktiv zusammenarbeiten konnte, sehr viel Spaß hatte und viele Freunde gefunden hat. Und natürlich vielen Dank dafür, dass es immer genügend Kuchen oder Eis gab.

Ebenso danke ich der MOFA-Gruppe bestehend aus **Norbert, Basti und Henrik** für die vielen unterhaltsamen und produktiven Stunden im Labor. Die Zusammenarbeit war immer von Spaß, gegenseitiger Unterstützung und hervorragenden Ergebnissen geprägt. Ich wünsche euch weiterhin viel Erfolg und Freude mit dem MOFA-Laser und freue mich weiterhin auf viele Squash- oder Padel-Tennis-Abende.

Ein weiterer Dank gilt der **AG Karpf** und insbesondere **Prof. Nino Karpf**, mit denen ich durch den thematischen Überschneidungsbereich und die gemeinsame Nutzung des MFC1-Labors viel Zeit verbringen durfte. Durch den engen Austausch und der kräftigen Unterstützung von Nino habe ich vor allem in der Anfangszeit viel lernen können.

Zudem danke ich allen am **BMO und MLL** für die stets gute und kollegiale Zusammenarbeit. Ganz besonders gut werden mir die zahlreichen und ausgesprochen schönen Weihnachtsfeiern und Sommerfeste in Erinnerung bleiben.

Allen, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben, **Norbert, Basti, Simon, Babs und Teresa** danke ich herzlich. Eure Hilfe hat diese Dissertation nochmal deutlich verbessert und wäre ansonsten deutlich anstrengender zu lesen gewesen.

Zuletzt gilt mein Dank meiner **Familie und Teresa**, die mich während der gesamten Zeit unterstützt, motiviert und begleitet haben.

Für einige sprachliche Korrekturen wurden KI-gestützte Werkzeuge wie ChatGPT und DeepLWrite genutzt. Die inhaltliche Verantwortung liegt vollständig beim Autor.