

Kaskadierte nichtlineare Prozesse in optischen Fasern

Der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Hakan Sinan Sayinc

geboren am 18.05.1981 in Hannover

Referent: Prof. Dr. Uwe Morgner, Leibniz Universität Hannover
Korreferent: Prof. Dr. Detlev Ristau, Leibniz Universität Hannover
Tag der Promotion: 17.12.12

Abstract

This work contains investigations on cascaded nonlinear optical effects regarding the possibility to generate selectable optical signals in the wavelength range between 500 nm and 2000 nm for a variety of applications. Laser signals are generated at a wavelength, where laser active materials are available. Subsequently, these laser signals are converted to different frequencies by using cascaded nonlinear optical effects in fibers. This is a very advantageous approach, because necessary input pulse peak powers for cascaded nonlinear effects are in the order of tens of Watts instead of kilo-Watts for other nonlinear frequency generation processes such as supercontinuum generation. Therefore, fundamental experiments were carried out to investigate aspects of the cascaded Raman-scattering and cascaded four-wave-mixing in this work.

In this thesis experiments on cascaded Raman-scattering in a normal dispersive fiber are demonstrated. Amplified laser pulses from a gain switched laser diode were used as pump pulses in these experiments. The generated cascade was initiated by spontaneous Raman-scattering of the injected pump pulses and consisted of up to seven Stokes-pulses. The distribution of the pulse energy within the cascade was analyzed. While the pump pulse had a wavelength of 1064 nm and a pulse duration of 1.4 ns, a seventh order Stokes-pulse was observed at 1570 nm with a pulse energy of 0.2 nJ and a pulse duration of 629 ps.

For the generation of a four-wave-mixing cascade, a concept including a pump- as well as a signal-source was used. While the pump laser had a fixed wavelength of 1055 nm, the signal laser was tunable between 1059 nm and 1068 nm. In these experiments, a four-wave-mixing cascade around 1 μm was demonstrated for the first time in fibers. The line spacing in the comb like spectra was up to 3.46 THz. With a pump peak power of just 25.6 W, the cascade consisted of up to 44 idler waves having equal frequency spacing. At a logarithmic intensity of -45 dBc, the spectral bandwidth of the cascade had a value of up to 595 nm corresponding to 161.6 THz. The Anti-Stokes-wave with the lowest wavelength was located at 806 nm. Consequently, this approach clears the way for the generation of four-wave-mixing cascades in the visible spectral region.

The presented concepts can be used in applications like telecommunication, hyperspectral LIDAR and the calibration of astronomic spectrographs.

Key Words: Fiber laser, supercontinua, frequency comb

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beinhaltet die Untersuchung kaskadierter nichtlinearer optischer Prozesse im Hinblick auf die Möglichkeit, optische Signale im Wellenlängenbereich zwischen 500 nm und 2000 nm zu erzeugen. Dabei wurde der Ansatz verfolgt, ein Lasersignal bei einer durch laseraktive Medien zugänglichen Wellenlänge zu erzeugen und dieses anschließend durch kaskadierte nichtlineare Effekte zu anderen Wellenlängen zu transferieren. Die Nutzung von kaskadierten Nichtlinearitäten, wie der kaskadierten Vierwellenmischung und der kaskadierten Ramanstreuung ist besonders vorteilhaft, da hier nur sehr geringe Pulsspitzenleistungen von einigen Watt notwendig sind. Im Gegensatz hierzu sind für die Superkontinuumzeugung durch Solitonenzerfall Pulsspitzenleistungen im Bereich mehrerer Kilo-Watt notwendig. Im Rahmen dieses Ansatzes wurden grundlegende experimentelle Untersuchungen zur kaskadierten Ramanstreuung und zur kaskadierten Vierwellenmischung durchgeführt.

Bei Experimenten zur Ramanstreuung diente eine vollständig normal dispersive Faserstrecke als nichtlineares Medium. Verstärkte Pulse einer gewinngeschalteten Laserdiode mit einer frei wählbaren Wiederholrate wurden als Pumppulse genutzt. Die kaskadierte Ramanstreuung wurde durch die spontane Ramanstreuung des in das nichtlineare Medium eingestrahlten Pumpulses initiiert und bestand aus bis zu sieben Stokes-Pulsen. Die Verteilung der Pulsenergie innerhalb der Kaskade in Abhängigkeit von der Pulsspitzenleistung wurde untersucht. Während der Pumpuls eine Wellenlänge von 1064 nm und eine Pulsdauer von 1,4 ns hatte, wurde bei einer Wellenlänge von 1570 nm ein Stokes-Puls siebter Ordnung mit einer Pulsenergie von 0,2 nJ und einer zeitlichen Halbwertsbreite unterhalb von 629 ps nachgewiesen und mit der Theorie in Beziehung gesetzt.

Die Experimente zur kaskadierten Vierwellenmischung wurden hingegen mit einem Konzept realisiert, in dem sowohl die Pumpwellenlänge, als auch die Signalwellenlänge in die verwendete nichtlineare Faser eingestrahlt wurde. Während die Pumpwellenlänge einen festen Wert von 1055 nm hatte, konnte die Signalwellenlänge im Bereich zwischen 1059 nm und 1068 nm durchgestimmt werden. Dieses Experiment stellt die erste faserbasierte Demonstration von kaskadierter Vierwellenmischung im Wellenlängenbereich um 1 μm dar. Dabei wurde ein kammartiges Frequenzspektrum mit einer Linienseparation von bis zu 3,46 THz realisiert. Mit einer Pulsspitzenleistung von nur 25,6 W wurden bis zu 44 Idler-Wellen generiert. Bei einem Intensitätsniveau von -45 dBc betrug die Bandbreite der Kaskade 595 nm bzw. 161,6 THz. Die höchste Anti-Stokes-Ordnung hatte eine Wellenlänge von 806 nm. Diese Ergebnisse stellen einen ersten Ansatz für faserbasierte kaskadierte Vierwellenmischung im sichtbaren Spektralbereich dar. Die in dieser Arbeit präsentierten Konzepte finden Anwendung in unterschiedlichen Bereichen, wie der Telekommunikation, dem hyperspektralen LIDAR und der Kalibrierung astronomischer Spektrografen.

Schlagwörter: Faserlaser, Superkontinua, Frequenzkamm

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Lichtführung in Standard- und Photonischen Kristallfasern	5
2.2	Lineare Effekte in optischen Fasern	6
2.3	Nichtlineare Effekte in optischen Fasern	9
2.3.1	Ramanstreuung	9
2.3.2	Vierwellenmischprozesse	18
2.3.3	Superkontinuumzeugung als Spezialfall der Frequenzgeneration	28
3	Experimente zur kaskadierten Ramanstreuung	31
3.1	Motivation	31
3.2	Experimenteller Aufbau	38
3.2.1	Pump- und Signalpulserzeugung und Verstärkung	38
3.2.2	Nichtlineare Medien	39
3.3	Ergebnisse	41
3.3.1	Charakterisierung der Pumppulse	41
3.3.2	Einfluss der Faserlänge	43
3.3.3	Einfluss der Pulsspitzenleistung	46
3.3.4	Pulsdauern nach der Propagation in der Raman-Faser	51
3.4	Zusammenfassung	54
4	Experimente zur kaskadierten Vierwellenmischung	57
4.1	Motivation	57

4.2	Experimenteller Aufbau	60
4.2.1	Pump- und Signalpulserzeugung und Verstärkung	60
4.2.2	Nichtlineares Medium	63
4.3	Ergebnisse	65
4.3.1	Charakterisierung der Pump- und Signalpulse	65
4.3.2	Einfluss des Pump-zu-Signalleistungsverhältnisses	67
4.3.3	Einfluss der Faserlänge	69
4.3.4	Einfluss der Frequenzdifferenz	71
4.3.5	Einfluss der Pulsspitzenleistung	76
4.3.6	Verifizierung des dominierenden FWM-Prozesses innerhalb der Kaskade	85
4.3.7	Leistungsübertragung innerhalb der Kaskade	86
4.3.8	Stabilitätseigenschaften der FWM-Kaskade	89
4.4	Zusammenfassung	91
5	Schlussfolgerung	93
6	Ausblick	97
	Abkürzungsverzeichnis	100
	Literaturverzeichnis	103
	Lebenslauf	114
	Eigene Veröffentlichungen	116
	Danksagung	121

1 Einleitung

Anwender von Laserquellen sind bei der Wahl der zu nutzenden optischen Frequenzen in der Regel beschränkt auf Bereiche, die innerhalb der Emissionsbandbreite von laseraktiven Medien liegen. Allerdings ist für viele Anwendungen die Generation optischer Frequenzen außerhalb der Emissionsbandbreite von laseraktiven Medien erforderlich. Ein wichtiger Ansatz für die Realisierung eines solchen optischen Frequenzgenerators sind Laserquellen, in denen spektrale und zeitliche Eigenschaften von vorhandenen Laserquellen zu den erforderlichen optischen Frequenzen transferiert werden. Solche Frequenzkonversionen können in nichtlinearen Kristallen durch die Ausnutzung nichtlinearer Prozesse zweiter Ordnung durchgeführt werden [1]. In amorphen Medien, wie optischen Fasern wird die Nichtlinearität dritter Ordnung genutzt. Dabei werden Frequenzgeneratoren realisiert, indem ultrakurze Laserpulse aus modengekoppelten Ultrakurzpuls-Laserszillatoren durch eine nachgeschaltete Selbstphasenmodulation oder einen Solitonenzerfall spektral verbreitert werden [2–4]. Dabei liegen die Linienseparationen in den kammartigen optischen Spektren von modengekoppelten Laseroszillatoren im MHz- bis GHz-Bereich. Die große Bedeutung stabiler Frequenzkämme und damit indirekt auch optischer Frequenzgeneratoren für Anwendungen in der Metrologie wurde unter anderem durch die Vergabe des Nobelpreises an Theodor Hänsch und John L. Hall im Jahr 2005 für ihre Arbeit auf diesem Gebiet untermauert [5, 6]. Im Zusammenhang mit der Generation beliebiger optischer Frequenzen im Bereich zwischen VIS und MIR wurde die Superkontinuumerzeugung mit Femto- und Pikosekunden-Pumppulsen in den vergangenen Jahren von einer Vielzahl von Autoren eingehend untersucht [3, 7]. Spektrale Ausdehnungen von Frequenzkämmen vom UV- bis zum MIR wurden in diesen Arbeiten bereits

erreicht. Ein wesentliches Problem bei der Generation neuer Frequenzen durch die Superkontinuumzeugung mit ultrakurzen Pulsen sind die geringen Walk-Off-Längen im Bereich weniger Zentimeter zwischen den zum Teil spektral weit auseinanderliegenden Frequenzkomponenten. Diese kurzen Wechselwirkungslängen limitieren die Effizienz des Energietransfers zwischen den unterschiedlichen Frequenzen. Zudem erschwert die zum Teil zeitlich sehr komplexe Struktur von Superkontinua den Einsatz in den Anwendungen [7, 8]. Ein weiterer Nachteil solcher Superkontinua ist, dass durch den ineffizienten Leistungstransfer zu anderen Frequenzbereichen für die Superkontinuumzeugung sehr hohe Pulsspitzenleistungen im Bereich mehrerer kW- bis MW notwendig sind [7]. Zudem sind die als Pumpquelle verwendeten ultrakurz-gepulsten Laseroszillatoren anfällig für Störungen, kostenintensiv, und die von ihnen generierten Pulsdauern wesentlich kürzer als für viele Anwendungen erforderlich. Für Anwendungen, wie beispielsweise in der Spektroskopie, in der Telekommunikation und das multi-spektrale LIDAR sind überwiegend Pulsdauern im Bereich mehrerer hundert ps- bis ns ausreichend [9–13]. Insbesondere können mit modengekoppelten Laseroszillatoren selbst nur maximale Frequenzseparationen von einigen GHz erreicht werden [14]. Für einige Anwendungen stellt die erreichbare maximale Frequenzseparation dabei eine starke Einschränkung dar. Beispielsweise beträgt die für die Kalibrierung von hochauflösenden astronomischen Spektrographen notwendige Linienseparation von optischen Frequenzkämmen einige zehn bis einige tausend GHz [15–17]. Bei der Verwendung eines Frequenzkammes mit zu geringer Linienseparation im Bereich weniger GHz überlappen die Kammlinien im Echelle-Spektrographen, und eine eindeutige Kalibrierung ist somit nicht möglich. Der Mangel an geeigneten Kalibrierungsquellen schränkt die Auflösung von Echelle-Spektrographen bei der Untersuchung der radialen Geschwindigkeit von erdähnlichen Planeten außerhalb unseres Sonnensystems stark ein [18–20]. Die derzeit verwendete Lösung für das formulierte Problem basiert auf modengekoppelten Laseroszillatoren, deren Spektrum durch Superkontinuumzeugung erweitert wird. Anschließend wird durch spektrales Filtern der Kammlinien eine Linienseparation von einigen zehn GHz erreicht [20]. Diese Lösung ist sehr komplex und ungeeignet, da nur ein geringer Bruchteil der generierten optischen Frequenzen weiter verwendet wird. Zudem werden die unerwünschten Kammlinien mit den verwendeten

Filtern nicht vollständig unterdrückt. Aus diesem Grund herrscht eine starke Nachfrage nach geeigneten Frequenzkämmen, basierend auf unkomplexen Aufbauten mit Linienseparationen im Bereich zwischen einigen zehn und einigen tausend GHz für die Kalibrierung von sowohl hoch- als auch niedrigauflösenden Spektrografen.

Kaskadierte nichtlineare optische Effekte stellen eine wichtige Alternative zur Superkontinuumzeugung dar. Durch eine effiziente Energieverlagerung innerhalb solcher kaskadierter Prozesse und die niedrigen erforderlichen Pulsspitzenleistungen bieten kaskadierte nichtlineare optische Effekte ein hohes Anwendungspotential. Allerdings sind kaskadierte nichtlineare Effekte im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ noch nicht vollständig untersucht worden. Durch das Potential zur breitbandigen Frequenzgeneration fokussiert sich die grundlegende experimentelle Untersuchung in der vorliegenden Arbeit auf die kaskadierte Ramanstreuung (KRS) und die kaskadierte Vierwellenmischung (engl. four wave mixing, KFWM).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der linearen und nichtlinearen Propagationseffekte in optischen Fasern erläutert. Anschließend werden in Kapitel 3 experimentelle Resultate zur KRS vorgestellt. Dabei wird zunächst auf die Abhängigkeit der spektralen und zeitlichen Eigenschaften der Raman-Kaskade von der Faserlänge und von der Pulsspitzenleistung eingegangen. Ein wesentliches Resultat ist die Messung des Energietransfers innerhalb der Kaskade in Abhängigkeit von der Pumpspitzenleistung. In Kapitel 4 werden experimentelle Resultate bezüglich der KFWM vorgestellt. Diese Resultate umfassen unter anderem die Abhängigkeit der KFWM von der Faserlänge, der Frequenzdifferenz zwischen der Pump- und Signalwellenlänge und der Pumpspitzenleistung. Das Kapitel schließt ab mit der Untersuchung der Energieverlagerung innerhalb der Kaskade und der Diskussion der Stabilitätseigenschaften. Im Anschluss an dieses Kapitel wird in Kapitel 5 eine Schlussfolgerung der durchgeführten Arbeiten gezogen. Die Arbeit schließt mit einem Ausblick in Kapitel 6 ab, in dem physikalische und technische Ansatzpunkte für weiterführende Arbeiten genannt werden. Durch die Untersuchung der KSRS und der KFWM wird die Möglichkeit der Frequenzgeneration sowohl mit resonanten als auch mit nichtresonanten nichtlinearen optischen Effekten im Rahmen der Arbeit erforscht.

2 Grundlagen

In diesem Abschnitt wird zunächst auf die Lichtführung in Standard- und Photonischen Kristallfasern eingegangen. Anschließend werden bei der Propagation in Fasern auftretende lineare und nichtlineare Effekte erläutert. Dabei halten sich alle Ausführungen in Kapitel 2 eng an den ausführlichen Beschreibungen von G. P. Agrawal und J. A. Buck [21, 22]. Das Grundlagenkapitel umfasst alle für die durchgeführten Experimente relevanten Effekte. Im Rahmen dieses Kapitels wird allerdings nicht auf alle auftretenden Effekte eingegangen. Für eine vollständige Behandlung wird an dieser Stelle auf die angegebenen Referenzen verwiesen.

2.1 Lichtführung in Standard- und Photonischen Kristallfasern

Die Lichtführung durch Totalreflexion in einer optischen Faser erfolgt durch den Brechungsindexunterschied zwischen dem Kern und dem Mantel der Faser. Sowohl der Kern als auch der Mantel bestehen dabei aus Quarzglas. Der Brechungsindexunterschied wird im Fall einer Standardfaser im Kern durch eine Germaniumdioxid-dotierung gegenüber dem Mantel erhöht. Hingegen wird der Brechungsindex in indexführenden Photonischen Kristallfasern (PCF) durch periodisch angeordnete Kapillaren im Mantel reduziert. Dabei kann dem Mantel ein effektiver Brechungsindex zugeordnet werden, der durch den Luftanteil niedriger als der Brechungsindex von Quarzglas ist [23]. Das Brechungsindexprofil einer PCF ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Kern solcher Fasern ist eine Fehlstelle in

der periodischen Kapillarenstruktur der Kristallfaser. Die Eigenschaften von PCFs können beim Herstellungsverfahren durch die Variation der Abstände und Durchmesser der Kapillaren und des Kerndurchmessers auf unterschiedliche Anwendungen angepasst werden. Insbesondere kann durch die Wahl der Abstände der Kapillaren der Kerndurchmesser gegenüber einer Standard-Faser reduziert werden. Für eine detaillierte Ausführung zu PCFs wird verwiesen auf die Referenzen [23, 24].

Sowohl lineare als auch nichtlineare Propagationseigenschaften in Glasfasern können somit durch die gezielte Wahl der Faserparameter beeinflusst werden. In den folgenden beiden Abschnitten werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit relevanten linearen und nichtlinearen Effekte der Propagation elektromagnetischer Wellen in optischen Fasern erläutert.

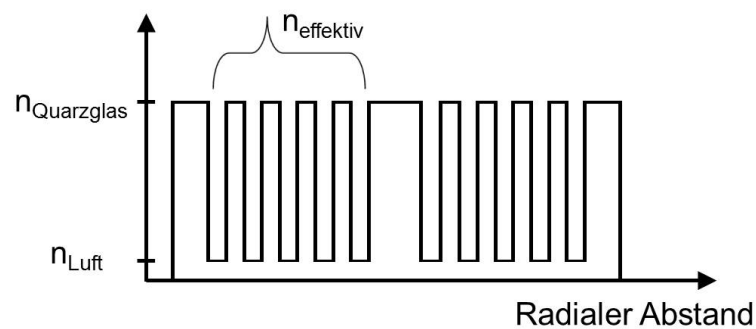


ABBILDUNG 2.1: Schematischer Brechungsindexverlauf einer Photonischen Kristallfaser.

2.2 Lineare Effekte in optischen Fasern

Bei geringen Intensitäten eines Lichtfeldes im Glasmedium sind die Elektronen einem quasi parabolischen Potenzialverlauf ausgesetzt. Die entstehenden Dipole schwingen harmonisch und führen zu einer Polarisation, die proportional zur elektrischen Feldstärke ist.

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (2.1)$$

Dabei ist ε_0 die Dielektrizitätskonstante und hat einen Wert von $8,8542 \times 10^{-12} \text{A}\cdot\text{s}\cdot(\text{V}\cdot\text{m})^{-1}$. $\chi^{(1)}$ ist die Suszeptibilität erster Ordnung. Die Größe

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (2.2)$$

wird als linearer Brechungsindex bezeichnet. χ' stellt dabei die Fourier-transformierte Suszeptibilität dar. Die Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität wird als chromatische Dispersion bezeichnet. Sie verursacht, dass verschiedene Frequenzen im Medium mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten propagieren und Wellenpakete somit zeitlich auseinanderlaufen. Die Frequenzabhängigkeit der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit lässt sich folgendermaßen beschreiben:

$$v_{\text{Ph}}(\omega) = \frac{c_0}{n(\omega)} = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.3)$$

$$v_{\text{Gr}} = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{c_0}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad (2.4)$$

wobei β die Wellenzahl und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum repräsentiert. Bei bekannter Gruppengeschwindigkeit und Pulsdauer T_0 von Laserpulsen mit unterschiedlichen Zentralwellenlängen kann die Länge berechnet werden, nach der ein Puls durch die zeitliche Dauer T_0 eines zweiten Pulses gelaufen ist [25]:

$$L_w = \frac{T_0}{\frac{1}{v_{\text{Gr1}}} - \frac{1}{v_{\text{Gr2}}}} \quad (2.5)$$

Die Dauer T_0 eines Pulses ist dabei definiert als das 1,665-Fache der $\frac{1}{e}$ -Breite. Die Länge L_w wird auch als Walk-Off-Länge bezeichnet. Weiterhin kann die Wellenzahl abseits von Absorptionsfrequenzen des Quarzglases um die Trägerfrequenz in eine Taylorreihe entwickelt werden:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n_0(\omega) = \beta_0(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2(\omega_0)}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.6)$$

In Gleichung (2.6) ist β_1 die inverse Gruppengeschwindigkeit und β_2 die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (GVD). Diese Parameter werden jeweils in den Einheiten $\text{ps}\cdot\text{m}^{-1}$ und $\text{ps}^2\cdot\text{m}^{-1}$ angegeben. In der Literatur wird ebenfalls der Parameter

$$D = -\frac{2c\pi}{\lambda^2}\beta_2 \quad (2.7)$$

als Dispersion in den Einheiten $\text{ps}\cdot(\text{nm}\cdot\text{km})^{-1}$ angegeben. Während der Fall von $\beta_2 > 0$ ($D < 0$) als normale Dispersion bezeichnet wird, indiziert der Fall $\beta_2 < 0$ ($D > 0$) eine anomale Dispersion. Um den Einfluss der Dispersion mit dem anderer optischer Effekte zu vergleichen, kann eine Dispersionslänge definiert werden, nach der die Dauer eines Pulses sich um einen Faktor $\sqrt{2}$ ändert $L_D = \frac{t_p^2}{|\beta_2|}$. Dabei ist t_p die zeitliche Halbwertsbreite (HWB).

Erreichen die in das Medium eingestrahlten Lichtfelder sehr hohe Spitzenintensitäten, so treten nichtlineare optische Effekte auf. Auf die für die vorliegende Arbeit relevanten Effekte soll im Rahmen des folgenden Kapitels eingegangen werden.

2.3 Nichtlineare Effekte in optischen Fasern

Nichtlineare optische Effekte können in resonante und nicht-resonante (parametrische) Effekte unterteilt werden. Während bei resonanten nichtlinearen Effekten ein Energieaustausch mit dem Medium stattfindet, spielt das Medium bei den nicht-resonanten Effekten nur die Rolle eines Katalysators. Eine Art des Energieaustausches mit dem Medium bei resonanten nichtlinearen Effekten ist die Streuung an optischen Phononen. Bei dieser Wechselwirkung führen die Moleküle des Mediums eine erzwungene Schwingung bei einer ihrer Resonanzfrequenzen durch, an der die Lichtwelle gestreut wird. Im Fall von nicht-resonanten nichtlinearen Effekten hingegen, dient das Lichtfeld als treibende Kraft für eine erzwungene anharmonische Oszillation der Elektronenverteilung der Atome (Kerr-Nichtlinearität). Die sich aus der atomaren und aus der molekularen Anregung durch das Lichtfeld ergebenden Polarisierungen können zu einer Gesamtpolarisation zusammengefasst werden [26]

$$P_{\text{NL}} = P_{\text{K}} + P_{\text{R}}. \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet P_{NL} die Summe der nichtlinearen Polarisationsbeiträge aus der atomaren P_{K} und aus der molekularen P_{R} Polarisation. Die Auswirkungen beider Bestandteile werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert. Dabei wird zunächst auf die resonante molekulare nichtlineare Polarisation eingegangen und anschließend auf die nicht-resonante atomare nichtlineare Polarisation.

2.3.1 Ramanstreuung

Die inelastische Streuung von Lichtfeldern an optischen Phononen wird als Ramanstreuung (RS) bezeichnet, während die Streuung an akustischen Phononen als Brillouinstreuung (BS) bezeichnet wird. Im folgenden soll der Raman-Effekt näher betrachtet werden. Diese Prozesse können bei hinreichender Intensität von einem spontanen in einen stimulierten Prozess übergehen, bei dem sowohl das ein- als auch das ausgestrahlte Lichtfeld im Medium vorliegen. In optischen Fasern überwiegt im Allgemeinen der Streuprozess,

bei dem das Phonon an Energie gewinnt, während die Frequenz des emittierten Lichtfeldes reduziert wird (Stokes-Welle, S-Welle). Der Grund hierfür ist, dass für die Erhöhung der Lichtfrequenz durch die Streuung an Phononen ein bereits angeregter Zustand der Moleküle erforderlich ist. Die Mehrheit der Moleküle ist nach der Boltzmann-Verteilung jedoch im Grundzustand. Bei einem stimulierten Prozess entspricht die Frequenzdifferenz der beiden Lichtfelder genau der Molekülresonanzfrequenz. In diesem Fall ist das Produkt der Lichtfelder eine treibende Kraft für die erzwungene Schwingung des Moleküls, bei der höher (Anti-Stokes, AS) und tiefer (Stokes, S) verschobene Seitenbänder entstehen, bzw. verstärkt werden. Die makroskopische nichtlineare Polarisierung der Moleküle kann als

$$P_R(z, t) = \varepsilon_0 N \alpha_{pI} q(z, t) \{E_1(z, t) + E_2(z, t)\} = P_{R,1}(z, t) + P_{R,2}(z, t), \quad (2.9)$$

geschrieben werden. Dabei ist α_{pI} die Polarisierbarkeit der Moleküle, N die Teilchendichte und $E_1(z, t)$ und $E_2(z, t)$ sind jeweils die S- und Pump-Felder. Die Auslenkung der Moleküle $q(z, t)$ kann durch das Lösen einer Bewegungsgleichung zu

$$q(z, t) = \frac{\varepsilon_0 \alpha_{pI} E_{02} E_{01}^* e^{-i(k_2 - k_1)z} e^{i(\omega_2 - \omega_1)t} + c.c.}{4m \omega_{0R}^2 - (\omega_2 - \omega_1)^2 + i\xi_R(\omega_2 - \omega_1)} \quad (2.10)$$

bestimmt werden. Dabei bezeichnet m die Masse des Moleküls, E_{02} , E_{01} , k_1 und k_2 die Amplituden und Wellenzahlen der elektrischen Felder, ω_{0R} die Resonanzfrequenz des Moleküls und ξ_R die Dämpfungskonstante der Molekülschwingung. Für die Frequenzen der elektrischen Felder gilt, dass die ausgestrahlte S-Welle eine geringere Frequenz hat als die eingestrahlte Pump-Welle (P-Welle). Mit den Gleichungen (2.9) und (2.10) können die zeitunabhängigen Anteile der nichtlinearen Polarisierungen $P_{R,1}$ und $P_{R,2}$ verifiziert werden

$$P_{R,1} = \varepsilon_0 \chi_{R,1} |E_{02}|^2 E_{01} e^{-ik_1 z} \quad (2.11)$$

$$P_{R,2} = \varepsilon_0 \chi_{R,2} |E_{01}|^2 E_{02} e^{-ik_2 z}. \quad (2.12)$$

wobei

$$\chi_{R,1} = \frac{\varepsilon_0 N \alpha_{pI}^2}{8m} \left[\frac{\omega_{0R}^2 - (\omega_2 - \omega_1)^2 + i \xi_R (\omega_2 - \omega_1)}{(\omega_{0R}^2 - (\omega_2 - \omega_1)^2)^2 + \xi_R^2 (\omega_2 - \omega_1)^2} \right] \approx \frac{\varepsilon_0 N \alpha_{pI}^2}{4m \omega_{0R} \xi_R} \left(\frac{-i + \delta_R}{1 + \delta_R^2} \right) \quad (2.13)$$

und

$$\chi_{R,2} = \chi_{R,1}^* \approx \frac{\varepsilon_0 N \alpha_{pI}^2}{4m \omega_{0R} \xi_R} \left(\frac{i + \delta_R}{1 + \delta_R^2} \right) \quad (2.14)$$

benutzt wurden. In den Gleichungen (2.13) und (2.14) ist $\delta_R = \frac{2}{\xi_R} ((\omega_2 - \omega_1) - \omega_{0R})$ ein normierter Verstimmungsparameter. Dabei wurde eine Lorenz-förmige Molekülresonanz angenommen. Die Größen $\chi_{R,1}$ und $\chi_{R,2}$ sind die Suszeptibilitäten der RS für die P- und S-Wellen. Dabei bewirkt der Imaginärteil von $\chi_{R,1}$ die Verstärkung der S-Welle, während der Imaginärteil von $\chi_{R,2}$ zu dem Abbau der P-Welle beiträgt. In den Gleichungen (2.11) und (2.12) unterscheiden sich die Wellenzahlen der Polarisationen nicht von denen der eingestrahlten elektrischen Felder. Demnach entspricht die Phase der eingestrahlten P-Welle der Phase der ausgestrahlten S-Welle, und die RS ist automatisch phasenangepasst. Aus diesem Grund findet bei der RS stets eine Verstärkung der S-Welle durch die P-Welle statt und eine künstliche Phasenanpassung ist nicht notwendig.

Ein Raman-Verstärkungskoeffizient kann folgendermaßen definiert werden

$$g_R \approx \frac{\varepsilon_0 N \omega_1 \alpha_{pI}^2}{2m \omega_{0R} \xi_R c_0 n} \left(\frac{1}{1 + \delta_R^2} \right). \quad (2.15)$$

Die Abhängigkeit dieses Verstärkungskoeffizienten von der S-Frequenz ω_1 hat demnach in diesem Modell die Form $g_R \sim \frac{\omega_1}{(\omega_2 - \omega_1) - \omega_{0R}}$. Die tatsächliche Abhängigkeit des Verstärkungskoeffizienten von der Frequenzdifferenz zwischen P- und S-Welle wurde von verschiedenen Autoren in Quarzglasfasern gemessen und ist in Abbildung 2.2 dargestellt [27]. Zur dargestellten Raman-Verstärkung tragen in Quarzglasfasern drei typische Molekül-eigenschwingungen unterschiedlich stark bei. Die dominierende Resonanz in Quarzglas hat eine Frequenz von 13,3 THz. Bei dieser Frequenz ist in Abbildung 2.2 ein Maximum der Raman-Verstärkung zu erkennen. Es ist eine gängige Technik optische Fasern zur Verstärkung der Raman-Aktivität mit Germaniumoxid-Molekülen zu dotieren. Diese können die Raman-Verstärkung bis um das Achtfache erhöhen [28]. Für effiziente

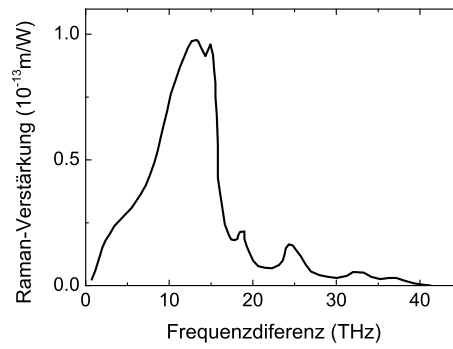


ABBILDUNG 2.2: Ramanverstärkung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz in einer Quarzglasfaser für eine Pumpwellenlänge von $1 \mu\text{m}$ nach [27].

Raman-Konversion ist die Nutzung einer solchen Dotierung empfehlenswert. Mit dem Verstärkungskoeffizient der RS kann zudem folgende Bedingung für eine Schwelle des Überganges von spontaner zu stimulierter RS formuliert werden [21]

$$\frac{g_R P_P^{\text{Schw}} L}{A_{\text{eff}}} \approx 16. \quad (2.16)$$

Dabei ist A_{eff} die effektive Modenfeldfläche, L die Propagationslänge im Medium und P_P^{Schw} Pulsspitzenleistung, die zur Erreichung der Schwelle notwendig ist. Diese Bedingung gilt, wenn die gestreute Leistung gerade der Pumpleistung entspricht. Sie zeigt, dass die benötigte Leistung zur Erreichung der Schwelle zur stimulierten Streuung umso niedriger ist, je kleiner die Modenfeldfläche ist. Aus diesem Grund werden Fasern mit kleinen Modenfelddurchmessern ($3 \mu\text{m}$) für die effiziente Raman-Konversion bevorzugt. In Gleichung (2.16) wird zudem deutlich, dass das Verhältnis zwischen der effektiven Modenfläche A_{eff} , dem Verstärkungskoeffizienten g_R und der Pulsspitzenleistung P_p die Einheit einer Länge hat. Die Definition einer charakteristischen Länge (Raman-Verstärkungslänge) mit diesen Parametern erlaubt es, die Gewichtung der RS gegenüber anderen optischen Effekten abzuschätzen. Die Raman-Verstärkungslänge ist aus diesem Grund definiert als $L_R = \frac{A_{\text{eff}}}{g_R P_p}$. Dabei bezeichnet P_p die Spitzenleistung des P-Signals. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der P- und S-Wellen kann für kontinuierliches Pumpen durch Einsetzen der nichtlinearen Polarisierungen in die Wellengleichung abgeleitet werden. Im folgenden Abschnitt wird für den Fall einer gepulst in das Medium

eingestrahlenen P-Welle die Entwicklung der S-Welle erläutert.

2.3.1.1 Ramanstreuung bei gepulster Pumpe

Die Entwicklung der S-Welle kann untersucht werden, indem die nichtlineare Polarisati-
on durch den Raman-Effekt in die Wellengleichung eingesetzt wird. Dieser Fall wurde
von diversen Autoren eingehend untersucht [29–31]. Die Ergebnisse dieser Untersuchun-
gen sind qualitativ in guter Übereinstimmung. Die weiteren Ausführungen in diesem
Abschnitt halten sich eng an die Beschreibung der gepulsten RS von J. Herrmann und
J. Mondry [31]. Dieser Beschreibung liegt ein semi-klassisches Modell der RS zugrunde
[32]. Zudem beinhaltet die Beschreibung die Näherung, dass die Änderung der Einhül-
lenden der elektrischen Felder langsamer ist, als die Dauer der optischen Periode (engl.
slowly varying envelope approximation, SVEA). Weiterhin wird der quasi-stationäre Fall
betrachtet, bei dem die Relaxationsdauer des Vibrationsüberganges kleiner als die P-
Pulsdauer ist. Die kaskadierte RS und der Einfluss der GVD und höherer Dispersions-
ordnungen werden ebenfalls vernachlässigt. Die Betrachtung berücksichtigt die Modu-
lation der Phase der S-Welle durch die P-Welle, welche durch die Kerr-Nichtlinearität
verursacht wird. Durch das Lösen der Wellengleichung unter der Berücksichtigung der
RS liefert das Modell von J. Herrmann et al. Aussagen über die zeitliche und räumli-
che Entwicklung der Amplituden, der Pulsdauern, der Verstärkung und der Phase von
P- und S-Wellen bei der Verwendung einer gepulsten Pumpe. Dabei beinhaltet die Be-
trachtung den spontanen Streuprozess, indem am Anfang der Faser eine sehr schwache
S-Amplitude angenommen wird ($<10^{-12}$ faches der P-Amplitude). Für vernachlässig-
bare Pumpabsorption ergeben sich die Einhüllenden der elektrischen Felder für kleine
S-Leistungen dann zu

$$A_p(z, t) = A_{p0}(t) e^{-iz|A_{p0}(t)|^2 \Delta_p A_{\text{eff}}}, A_s(z, t) = A_{s0}(t) e^{H(z, t)} \quad (2.17)$$

wobei $H(z, t) = \left(\frac{P}{d}(Q - 2i\Delta_s)\right) \int_t^{t+Dz} |A_{p0}(t)|^2 dt$. Dabei repräsentieren z und t die
sich mit dem S-Puls fortbewegenden Orts- und Zeitkoordinaten, Q und $\Delta_{p,s}$ gewichten

jeweils den Raman- und den Kerr-Effekt, A_{eff} ist die Überlappfläche zwischen P- und S-Welle und d gibt das Verhältnis zwischen der P-Pulsdauer T_0 und der in Gleichung (2.5) aufgeführten Walk-Off-Länge an. Für ein zeitliches P-Pulsprofil mit der Form

$$|A_{p0}(t)|^2 = I_p \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{t}{T_0}\right)} \quad (2.18)$$

ergeben sich für die Orts- und Zeitabhängigkeit der Einhüllenden des S-Pulses, den dimensionslosen Raman-Verstärkungsfaktor und die S-Pulsdauer

$$A_s(z, t) = A_{s0} e^{\left(G + i\Phi - \left(\frac{2\ln(2)}{\tau_s^2} - i\beta_s\right)(t - t_{\text{smax}})\right)}, t_{\text{smax}} = \frac{dz}{2} \quad (2.19)$$

$$G(z) = G_0 \tanh\left(\frac{dz}{2T_0}\right), \tau_s(z) = T_0 \sqrt{\frac{2\ln(2) \cosh^2\left(\frac{|d|z}{2T_0}\right)}{g \tanh\left(\frac{|d|z}{2T_0}\right)}}. \quad (2.20)$$

Dabei ist $G_0 = \left(\frac{2Q T_0 I_p A_{\text{eff}}}{d}\right)$ der maximal mögliche Verstärkungsfaktor, I_p die Spitzenintensität des Pumpimpulses, $\tau_s(z)$ die ortsabhängige HWB des S-Pulses, Φ die Phase des S-Pulses, $G(z)$ der ortsabhängige Raman-Verstärkungsfaktor und β_s der Chirp des S-Pulses. Eine wichtige Folgerung aus den Gleichungen (2.20) ist, dass der Verstärkungsfaktor G limitiert ist durch das zeitliche Auseinanderlaufen (Walk-Off) der beiden Pulse und bei Erreichen der Walk-Off-Länge sättigt. Die Gleichungen (2.20) wurden für eine Modellrechnung genutzt, um an dieser Stelle einen typischen Verlauf des Verstärkungsfaktors und der Pulsdauer darstellen zu können. Der P-Puls hatte eine Wellenlänge von 1064 nm und eine Pulsdauer von 600 ps. Weitere Parameter für diese Modellrechnung waren $Q = 138 \times 10^7 (\text{m} \cdot \text{W})^{-1}$, $A_{\text{eff}} = 28 \mu\text{m}^2$, $I_p = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $d = 1,85 \text{ ps} \cdot \text{m}^{-1}$, $L_w = \frac{T_0}{d} = 590 \text{ m}$. Das Resultat ist in der Abbildung 2.3 dargestellt. In den Abbildungen 2.3 (a) und (b) sind jeweils der Verstärkungsfaktor der S-Leistung und die Pulsdauer des S-Pulses in Abhängigkeit von der Faserlänge zu erkennen. Die erwartete Sättigung der Verstärkung wird in Abbildung 2.3 (a) bei einer Faserlänge von ca. 900 m erreicht. Die Entwicklung der Pulsdauer in Abbildung 2.3 (b) hingegen startet bei der Pulsdauer des P-Pulses und weist im dargestellten Fall ein Minimum bei einer Faserlänge von ca. 250 m auf. Die minimale S-Pulsdauer kann nach Referenz [31] berech-

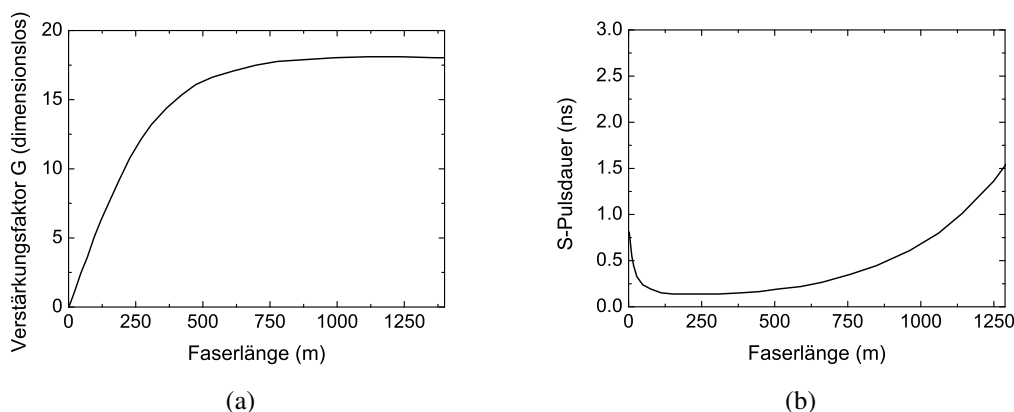


ABBILDUNG 2.3: (a) Verstärkungs- und (b) Pulsdauerlauf in Abhängigkeit von der Faserlänge.

net werden zu $\tau_{\text{min}} = \frac{1,63 T_0}{1,76 \sqrt{g}} = 195 \text{ ps}$ und wird durchlaufen bei der Faserlänge $L_{\text{min}} = 0,75 \frac{T_0}{1,76 d} = 243 \text{ m}$. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Abbildungen 2.3 (a) und (b). Eine initiale Verkürzung der Pulsdauer ist auch aus diversen anderen nichtlinearen Konversionsprozessen bekannt und kann auf die Intensitätsabhängigkeit der Konversionseffizienz zurückgeführt werden. Die monotone Zunahme der Pulsdauer bei Faserlängen oberhalb von 900 m resultiert aus der Vernachlässigung der P-Absorption. Diese Vernachlässigung führt hier zu einer stetigen Verstärkung der hinteren S-Pulsflanke.

Durch die Berücksichtigung der Absorption des P-Pulses durch den S-Puls kann das Modell erweitert werden. Auf diese Weise kann die Dynamik beider Pulse bei der Raman-Streuung erfasst werden. Die resultierende Dynamik nach den Simulationen aus Referenz [31] ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Für einen Gauß-förmigen P-Puls kann in Abbildung 2.4 (a) beobachtet werden, dass die vordere Pulsflanke durch die RS vollständig abgebaut wird. Die Flanken beider Pulse werden mit zunehmender Intensität des S-Pulses steiler. In Abbildung 2.4 (b) ist die Walk-Off-Länge überschritten und damit die Verstärkungssättigung erreicht. Bei einer weiteren Propagation bleiben die zeitliche Pulsform und die Pulsdauer beider Pulse aus diesem Grund nahezu unverändert.

Auch bei mechanisch robusten Aufbauten unterliegen aus dem Rauschen erzeugte S-Pulse intrinsischen Schwankungen, welche im präsentierten Modell nicht berücksichtigt

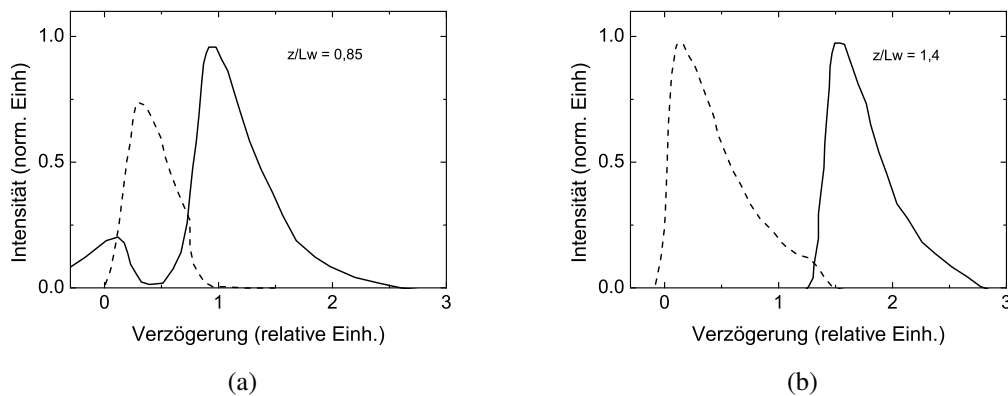


ABBILDUNG 2.4: Dynamik des P- und S-Pulses bei der Ramanstreuung nach (a) dem 0,85-fachen und (b) nach dem 1,4-fachen der Walk-Off-Länge nach der Referenz [31].

werden. Diese Puls-zu-Puls-Schwankungen entstehen, wenn die stimulierte aus der spontanen RS hervorgeht. Dabei treten von Puls zu Puls sowohl Energie- als auch Pulsdauerschwankungen auf. Während die Schwankungen mit der Faserlänge zunehmen, führt die P-Absorption zur Reduktion der Schwankungen. Für die komplexen Zusammenhänge der Puls-zu-Puls-Fluktuationen mit der Faserdispersion und der P-Pulsdauer und -leistung sei an dieser Stelle auf Referenz [26] verwiesen.

Wenn die Intensität des S-Pulses die Schwelle für die RS überschreitet, kann dieser ebenfalls als P-Puls zur Generation einer nächsthöheren S-Ordnung beitragen. Auf diese Weise kann sowohl mit kontinuierlicher als auch mit gepulster Pumpe eine Kaskade von S-Pulsen generiert werden. Auf diesen Aspekt wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

2.3.1.2 Kaskadierte Ramanstreuung

Bei der kaskadierten RS wird durch eine kontinuierliche oder eine gepulste P-Welle schrittweise Energie auf die höheren S-Ordnungen übertragen. Dabei verstärkt nach Abbildung 2.2 eine S-Ordnung (z.B. Ordnung 1, S1) überwiegend die nächsthöhere Ordnung (S2) bei einer Frequenzdifferenz von ca. 13 THz, da hier die Raman-Verstärkung in Quarzglas maximal ist.

Damit eine Raman-Kaskade im dispersiven Medium zustande kommen kann, muss die

Dispersionslänge L_D größer sein als die Raman-Verstärkungslänge L_R . Andernfalls kann die Pulsdaueränderung durch die Dispersion im Medium so groß sein, dass die Schwelle für stimulierte RS aufgrund einer niedrigen Pulsspitzenleistung nicht erreicht wird. Eine weitere Bedingung für das Zustandekommen einer Raman-Kaskade ist die Phasenanpassung zwischen den S-Wellen. Diese ist gegeben, da die Wellenzahlen der nichtlinearen Polarisationen im Medium identisch sind mit den jeweiligen P- und S-Wellen und der Prozess somit automatisch phasenangepasst ist.

Für kontinuierliche P-Wellen ist die kaskadierte RS mit dem Modell von C. Yijiang et al. mit bis zu drei co-propagierenden Wellen in einer einmodigen Faser exakt beschreibbar [33]. Hierfür werden gekoppelte Differentialgleichungen für alle drei Wellen gelöst. Die Lösung enthält die Verstärkungssättigung und die Pumpabsorption. Das Modell wurde benutzt, um analog zu C. Yijiang et al. beispielhaft ortsabhängige Leistungsverteilungen für eine P- und zwei S-Ordnungen in einer Kaskade darzustellen [33]. Hierfür wurde eine Raman-Verstärkung von $g_R = 1 \times 10^{-13} \text{ m}\cdot\text{W}^{-1}$, ein Modenfeldradius von $1,5 \mu\text{m}$, eine P-Leistung von 11 W, eine P-Wellenlänge von 1064 nm und eine S-Wellenlänge von 1127 nm angenommen. Verluste innerhalb der Faser wurden für diese Modellrechnung vernachlässigt. Die Initiation der Kaskade aus dem spontanen Prozess wurde berücksichtigt, indem das P- zu S-Leistungsverhältnis am Anfang der Faser auf einen Wert von 10^{-8} gesetzt wurde. Das Resultat ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

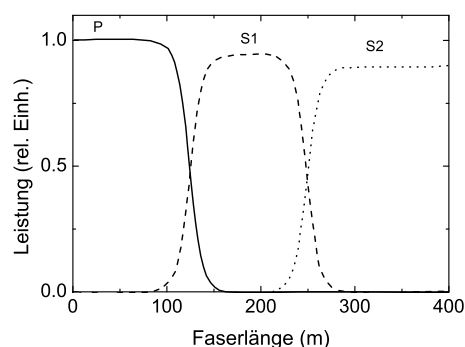


ABBILDUNG 2.5: Kaskadierte Ramanstreuung bei kontinuierlicher Pump-Welle nach dem Modell in Referenz [33].

Es ist zu erkennen, dass im präsentierten Beispiel die P-Welle mit einer Wellenlänge von 1064 nm nach einer Faserlänge von ca. 150 m vollständig abgebaut wird. Dabei wird

die Ordnung S1 aus dem Rauschen verstärkt. An ihrem Leistungsmaximum agiert die Ordnung S1 ihrerseits als Pumpe und verstärkt wiederum die Ordnung S2. Um eine Aussage über mehr als drei Wellen treffen zu können ist für das Modell von C. Yijiang et al. allerdings eine numerische Lösung erforderlich. Auch dann vernachlässigt das Modell allerdings die Pulsdynamik und das zeitliche Auseinanderlaufen der Pulse. Eine detaillierte numerische Untersuchung unter Berücksichtigung der zeitlichen Dynamik kann mit Hilfe des Split-Step-Algorithmus durchgeführt werden. Dieser berücksichtigt die Wirkung von linearen und nichtlinearen Effekten auf elektro-magnetische Impulse für kurze Propagationslängen in separaten Schritten. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Methode wird verwiesen auf Referenz [21].

Für eine genaue Analyse einer Raman-Kaskade werden im Rahmen dieser Arbeit die einzelnen Verstärkungsprozesse innerhalb der Kaskade experimentell untersucht werden. Dabei müssen nichtlineare Effekte, wie beispielsweise die Modulationsinstabilität (MI), die zu einer zeitlichen Aufspaltung der P- und S-Pulse führen, vermieden werden. Aus diesem Grund sollte ein normal dispersives nichtlineares Medium für die Beobachtung von KRS gewählt werden.

In diesem Abschnitt wurde die RS als resonanter nichtlinearer Effekt erläutert. Im nächsten Abschnitt soll auf nicht-resonante nichtlineare Effekte eingegangen werden, die auf der anharmonischen Schwingung von Elektronen im Medium basieren.

2.3.2 Vierwellenmischprozesse

Bei hohen Spitzenintensitäten des Lichtfeldes muss Gleichung (2.1) um intensitätsabhängige Terme erweitert werden. In diesem Fall gilt für die Polarisation die Beziehung:

$$P_E = P^1 + P^2 + P^3 + \dots = \epsilon_0(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots) \quad (2.21)$$

Aufgrund der Inversionssymmetrie verschwinden in Quarzglas die Suszeptibilitätstensoren gerader Ordnung und es dominieren χ_1 und χ_3 mit Größenordnungen von jeweils 1 und $10^{-21} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$. Bei Spitzenintensitäten um $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1}$ beträgt der Anteil des dritten

Terms bereits $\approx 10^{-6}$. Die durch den dritten Term in Gleichung (2.21) auftretenden nichtlinearen Effekte können identifiziert werden, wenn für das elektrische Feld ein Ansatz gemacht wird. Insbesondere kann durch den Ansatz einer Überlagerung von zwei Feldern unterschiedlicher Frequenz verdeutlicht werden, wie sich die Überlagerung der Felder auf die intensitätsabhängige Polarisation des Mediums auswirkt. Aus diesem Grund lautet der Ansatz

$$E(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t) = \frac{1}{2}E_{10} e^{-ik_1z} e^{i\omega_1t} + c.c. + \frac{1}{2}E_{20} e^{-ik_2z} e^{i\omega_2t} + c.c.. \quad (2.22)$$

Dabei bezeichnen E_{i0} komplexe Amplituden, welche nur von Ort abhängen. Mit diesen zeitunabhängigen komplexen Amplituden lassen sich vier der resultierenden Terme der ortsabhängigen nichtlinearen Polarisation folgendermaßen beschreiben [22]

$$P_K^{\omega_1} = \underbrace{\frac{3}{4}\epsilon_0\chi_x|E_{10}|^2 E_{10} e^{-ik_1z}}_{\text{SPM}} + \underbrace{\frac{6}{4}\epsilon_0\chi_x|E_{20}|^2 E_{10} e^{-ik_1z}}_{\text{XPM}} \quad (2.23)$$

$$P_K^{\omega_2} = \underbrace{\frac{3}{4}\epsilon_0\chi_x|E_{20}|^2 E_{20} e^{-ik_2z}}_{\text{SPM}} + \underbrace{\frac{6}{4}\epsilon_0\chi_x|E_{10}|^2 E_{20} e^{-ik_2z}}_{\text{XPM}} \quad (2.24)$$

$$P_K^{\omega_3} = \underbrace{\frac{3}{4}\epsilon_0\chi_x E_{10}^2 E_{20}^* e^{-i(2k_1-k_2)z}}_{\text{FWM}} \quad (2.25)$$

$$P_K^{\omega_4} = \underbrace{\frac{3}{4}\epsilon_0\chi_x E_{20}^2 E_{10}^* e^{-i(2k_2-k_1)z}}_{\text{FWM}}. \quad (2.26)$$

Dabei gilt für ω_3, ω_4

$$\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2, \quad \omega_4 = 2\omega_2 - \omega_1. \quad (2.27)$$

An dieser Stelle wurden diejenigen Beiträge der nichtlinearen Polarisation für eine genauere Betrachtung ausgewählt, die den sogenannten entarteten FWM-Prozess beschreiben. χ_x steht dabei für das Tensorelement χ_{xxxx} [22]. Beim entarteten FWM-Prozess werden drei Wellen in das Medium eingestrahlt. Von diesen drei Wellen haben zwei Wellen die Frequenz ω_1 (Pumpfrequenz) und ein Feld die Frequenz ω_2 (Signalfrequenz) oder

zwei Felder haben die Frequenz ω_2 (Pumpfrequenz) und ein Feld hat die Frequenz ω_1 (Signalfrequenz). Die wesentliche Aussage der Gleichungen (2.23) bis (2.26) ist, dass zusätzlich zu den Polarisierungen bei den eingestrahlten Frequenzen ω_1 und ω_2 , Beiträge mit neuen Frequenzen auftreten. Nach den Gleichungen (2.25) und (2.26) ist die Auswirkung der Frequenzdifferenz zwischen den beiden eingestrahlten elektrischen Feldern also eine Elektronenoszillation, welche Seitenbänder bei zwei neuen Frequenzen ω_3 und ω_4 verursacht. Demnach erfahren die eingestrahlten Felder eine Frequenzauf- bzw. abkonversion (AS-Welle, S-Welle). Im quantenmechanischen Bild ist dies ein Prozess bei dem z.B. zwei Photonen der Frequenz ω_1 und ein Photon der Frequenz ω_2 vernichtet und ein Photon der Frequenz ω_3 erzeugt werden. Demnach kann die Gleichung (2.27) auch als Energieerhaltung zwischen vernichteten und erzeugten Photonen betrachtet werden. Die analoge Beziehung zwischen den Wellenzahlen in den Exponenten der Gleichungen (2.25) und (2.26) kann als Impulserhaltung interpretiert werden.

In den Gleichungen (2.23) bis (2.26) können drei wesentliche nichtlineare Effekte identifiziert werden. Diese sind die Selbstphasenmodulation (engl. self-phase-modulation, SPM), die Kreuzphasenmodulation (engl. cross-phase-modulation, XPM) und die parametrische Vierwellenmischung (engl. four-wave-mixing, FWM). An jedem dieser Effekte sind vier elektrische Felder mit z.T. identischer Frequenz beteiligt. Diese Effekte werden im weiteren näher erläutert.

2.3.2.1 Selbstphasenmodulation

Die Wirkung der jeweiligen nichtlinearen Effekte kann demonstriert werden, indem die nichtlineare Polarisation in die Wellengleichung eingesetzt wird. Tut man dies für den ersten Term in Gleichung (2.23), so ergibt sich die Lösung

$$E_1(z, t) = \frac{1}{2} E_{10} e^{-in(z,t)k_1 z} e^{i\omega_1 t} + c.c. = \frac{1}{2} E_{10} e^{-in_0 k_1 z} e^{i\omega_1 t - in_2 z |E_{10}|^2} + c.c. \quad (2.28)$$

wobei $n = n_0 + n_2 |E_{10}(z, t)|^2$ und $n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}(\chi^{(3)})$ benutzt wurden. Demnach führt die hohe Spitzenintensität der eingestrahlten Welle $E_1(z, t)$ dazu, dass zusätzlich zum li-

nearen Brechungsindex n_0 ein intensitätsabhängiger Beitrag n_2 zum Brechungsindex auftritt. Die Phase des Feldes $E_1(z, t)$ erfährt somit eine Selbstphasenmodulation, die proportional zur zeitabhängigen Intensität des Feldes selber ist. Die Intensitätsabhängigkeit der Phase des Feldes ruft einen Frequenzgang hervor, der sich als spektrale Verbreiterung des Signals manifestiert. Da die Wellenzahl der in das Medium ein- und ausgestrahlten Wellen identisch sind, ist dieser Effekt ebenso wie die RS automatisch phasenangepasst.

2.3.2.2 Kreuzphasenmodulation

Eine weitere wesentliche Aussage erhält man durch Einsetzen des zweiten Terms in Gleichung (2.23) in die Wellengleichung. Die Lösung lautet in diesem Fall

$$E_1(z, t) = \frac{1}{2} E_{10} e^{-i n_{\text{XPM}} k_1 z} e^{i \omega_1 t} + c.c. = \frac{1}{2} E_{10} e^{-i n_0 k_1 z} e^{i \omega_1 t - i 2 n_2 z |E_{20}|^2} + c.c. \quad (2.29)$$

mit $n_{\text{XPM}} = n_0 + 2 n_2 |E_{20}|^2$. Demnach wird bei der Kreuzphasenmodulation die Phase des elektrischen Feldes $E_1(z, t)$ durch das zweite in das Medium eingestrahlte Feld $E_2(z, t)$ moduliert, indem dieses im Medium einen nichtlinearen Beitrag zum Brechungsindex hervorruft. Dabei wurden für die Felder unterschiedliche Frequenzen und parallele Polarisations Ebenen angenommen. Die Phasenmodulation ist in diesem Fall im Vergleich mit der SPM um einen Faktor zwei größer und ruft ebenfalls eine kontinuierliche Verbreiterung des optischen Spektrums hervor.

Nach Gleichung (2.28) und Gleichung (2.29) erfahren die eingestrahlten Felder $E_1(z, t)$ und $E_2(z, t)$ also eine Modulation ihrer Phasen durch SPM und XPM.

2.3.2.3 Vierwellenmischung

Die durch die Überlagerung der Felder im nichtlinearen Medium neu erzeugten Seitenbänder hingegen können analysiert werden, indem alle Polarisierungen in den Gleichungen (2.23) bis (2.26) in die Wellengleichung eingesetzt werden. Für den Fall, dass die Absorption der eingestrahlten Felder vernachlässigbar ist, kann eine exakte Lösung für

die jeweiligen ortsabhängigen elektrischen Felder der Seitenbänder angegeben werden:

$$E_{30}(z) = -\frac{i 3 \omega_3}{8 n(\omega_3)} \chi_x E_{10}^2 E_{20}^* z \frac{\sin(\Delta k_3 \frac{z}{2})}{\Delta k_3 \frac{z}{2}} e^{-i \Delta k_3 \frac{z}{2}} \quad (2.30)$$

$$E_{40}(z) = -\frac{i 3 \omega_3}{8 n(\omega_3)} \chi_x E_{20}^2 E_{10}^* z \frac{\sin(\Delta k_4 \frac{z}{2})}{\Delta k_4 \frac{z}{2}} e^{-i \Delta k_4 \frac{z}{2}}. \quad (2.31)$$

Dabei bezeichnen

$$\Delta k_3 = 2k_1 - k_2 - k_3, \quad \Delta k_4 = 2k_2 - k_1 - k_4 \quad (2.32)$$

die Differenzen der jeweiligen Wellenzahlen. Für eine effiziente Erzeugung der Seitenbänder müssen Δk_3 und Δk_4 minimiert werden. Demnach ist für die effiziente Erzeugung der S und AS-Seitenbänder eine Anpassung der Wellenzahlen zwischen ein- und ausgestrahlten Wellen zu erfüllen. Die Intensitäten der AS- und S-Wellen ergeben sich zu

$$I_3(z) \approx n_2^2 I_1^2 I_2 z^2 \frac{\sin^2(\Delta k_3 \frac{z}{2})}{(\Delta k_3 \frac{z}{2})^2} \quad (2.33)$$

$$I_4(z) \approx n_2^2 I_2^2 I_1 z^2 \frac{\sin^2(\Delta k_4 \frac{z}{2})}{(\Delta k_4 \frac{z}{2})^2}. \quad (2.34)$$

Die Intensitäten $I_i(z)$ der neuen Seitenbänder sind somit jeweils abhängig vom Quadrat der Intensitäten der Felder E_1 und E_2 sowie vom Quadrat der Propagationslänge und des nichtlinearen Brechungsindex.

Da keine anfängliche Leistung für die Seitenbänder vorausgesetzt wurde, können diese sowohl aus dem Rauschen entstehen als auch durch die Verstärkung eines eingestrahlten dritten Feldes bei der entsprechenden Frequenz. Da zudem ein nicht-resonanter Prozess vorliegt, ist auf diese Weise die Verstärkung beliebiger Wellenlängen im Medium (z.B. Quarzglas) möglich, wenn die Wellenzahlen aufeinander angepasst sind.

In der Gleichung (2.33) geht die Intensität I_1 quadratisch ein, während die Intensität I_2 linear eingeht. In der Fachliteratur ist es üblich, die Frequenz ω_1 in diesem Fall als Pumpfrequenz zu bezeichnen, während ω_2 als Signalfrequenz bezeichnet wird. Die erzeugten

Seitenbänder ω_3 und ω_4 werden auch als Idlerfrequenzen bezeichnet.

2.3.2.4 Phasenanpassung

Unter den im Rahmen dieses Kapitels erläuterten Effekten sind nur die Wellenzahlen bei der FWM nicht automatisch angepasst. Die Notwendigkeit und die Methode für die Anpassung der Wellenzahlen soll in diesem Abschnitt beispielhaft für Δk_3 erläutert werden. Im folgenden wird die Anpassung der Wellenzahlen ebenfalls als Phasenanpassung bezeichnet, auch wenn sich die Phase erst nach der Multiplikation der Wellenzahl mit der Propagationslänge ergibt.

In monomodigen optischen Fasern lässt sich die Anpassung der Phasen verschiedener Frequenzen auf die Anpassung der Geschwindigkeiten reduzieren. Die Phasen der einzelnen elektrischen Felder setzen sich in optischen Fasern aus Beiträgen der chromatischen Materialdispersion k_{iM} , der Wellenleiterdispersion k_{iW} und einem nichtlinearen Phasenbeitrag durch die intensitätsabhängige Modulation des Brechungsindex k_{iNL} zusammen

$$k_i = k_{iM} + k_{iW} + k_{iNL}. \quad (2.35)$$

Setzt man diese Wellenzahl in die Anpassungsbedingung nach Gleichung (2.32) ein, so lässt sich diese nach den unterschiedlichen Beiträgen von Material, Wellenleiter und nichtlinearem Index umordnen

$$\Delta k_3 = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL}. \quad (2.36)$$

Um eine Minimierung der Phasendifferenz in Gleichung (2.36) zu erreichen, muss mindestens einer der drei Beiträge positiv sein. Unterschiedliche Methoden hierfür sind aus der Literatur bekannt. Dies sind unter anderem eine Anpassung durch die Propagation der Felder in unterschiedlichen Transversalmoden, eine Anpassung durch die Dispersion oder die Doppelbrechung und ebenfalls durch den nichtlinearen Phasenbeitrag der SPM. Im Fall von einmodigen Fasern sind die Phasenunterschiede durch die Wellenleitung vernachlässigbar und somit $\Delta k_W \approx 0$. Der nichtlineare Beitrag in Quarzglas für kleine

Leistungen der Seitenbandfrequenzen wird dominiert von dem Pumpfeld $E_1(z, t)$ und entspricht $\Delta k_{\text{NL}} = \gamma P_1$. Dabei ist $\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{\text{eff}}}$ der Nichtlinearitätskoeffizient und setzt sich unter anderem aus dem nichtlinearen Brechungsindex n_2 und der effektiven Modenfläche A_{eff} zusammen. Demnach ist der Phasenbeitrag Δk_{NL} in Quarzglasfasern stets positiv. Damit bleiben für eine Phasenanpassung in Quarzglas nur die beiden Möglichkeiten $\Delta k_{\text{M}} = 0$, $\Delta k_{\text{NL}} = 0$ und $\Delta k_{\text{M}} < 0$, $\Delta k_{\text{NL}} > 0$. Ein negativer Beitrag durch die Materialdispersion kann beispielsweise durch die Benutzung der in Abschnitt 2.1 genannten PCFs als nichtlineares Medium realisiert werden. Die Benutzung solcher Fasern ermöglicht anomale Dispersion auch bei Wellenlängen im Bereich um $1 \mu\text{m}$. Der Beitrag der Materialdispersion ergibt sich dabei für Pump- und Signalfrequenzen mit geringer Separation zu $\Delta k_{\text{M}} \approx \beta_2 \Omega_D^2 + \frac{1}{12} \beta_4 \Omega_D^4$ [34]. Dabei ist Ω_D die Frequenzdifferenz zwischen einer eingestrahlten Pumpwelle $E_1(z, t)$ und einer Signalwelle $E_2(z, t)$. Für Pumpwellenlängen abseits des Dispersionsnullpunktes der Faser kann $\Delta k_{\text{M}} \approx \beta_2 \Omega_D^2$ approximiert werden. Damit ergibt sich die Phasendifferenz zu

$$\Delta k_3 = \Delta k_{\text{M}} + \Delta k_{\text{nl}} = \beta_2 \Omega_D^2 + \gamma P_1. \quad (2.37)$$

Bei bekannter Phasendifferenz lässt sich nach Referenz [21] ein Verstärkungskoeffizient des Signals bei der FWM angeben als

$$g_{\text{FWM}} = \sqrt{(\gamma P_1)^2 - \left(\frac{\Delta k_3}{2}\right)^2} = \sqrt{(\gamma P_1)^2 - \frac{1}{4}(\beta_2 \Omega_D^2 + \gamma P_1)^2}. \quad (2.38)$$

Dabei kann im Fall einer gepulsten Pumpe die Abhängigkeit der Pulsspitzenleistung P_1 von der Pulsdauer in die Betrachtung mit einbezogen werden, indem $P_1 = \frac{E_1}{t_1}$ berücksichtigt wird. Dabei sind E_1 und t_1 jeweils die Pulsenergie und die Pulsdauer des Pumpulses. Der Verlauf des parametrischen Verstärkungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz ist beispielhaft für die Werte $\gamma P_1 = 1 \text{ m}^{-1}$ und $D = -4 \text{ ps} \cdot (\text{km} \cdot \text{nm})^{-1}$ in Abbildung 2.6 dargestellt. Das Maximum des Verstärkungskoeffizienten hat einen Wert von $g_{\text{FWM Max}} = \gamma P_1 = g'(P_1 / A_{\text{eff}})$, wobei $g' = \frac{2\pi n_2}{\lambda}$ ist. Dabei hat g' die Einheit

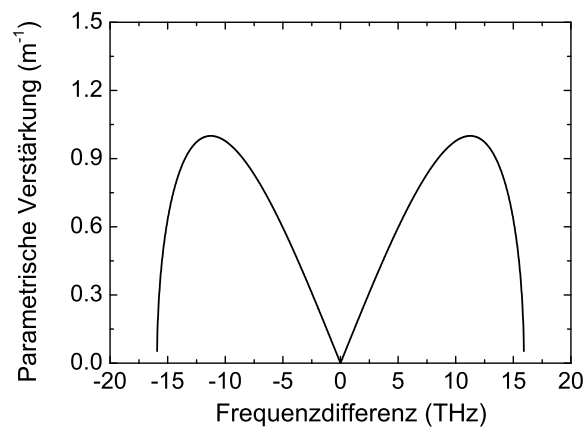


ABBILDUNG 2.6: Verlauf der parametrischen Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz.

$\text{m}\cdot\text{W}^{-1}$ und ist somit direkt vergleichbar mit dem Raman-Verstärkungskoeffizient aus Gleichung (2.15). Für einen nichtlinearen Brechungsindex von $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ und eine Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ ergibt sich $g' \approx 2 \times 10^{-13} \text{m} \cdot \text{W}^{-1}$. Ein Vergleich mit dem maximalen Verstärkungskoeffizient der SRS in Abbildung 2.2 zeigt, dass die Verstärkung der FWM um einen Faktor zwei höher sein kann. Demnach ist die Schwelle für die FWM niedriger als die der SRS. Für große Faserlängen ist in Quarzglasfasern allerdings mit Schwankungen von Faserparametern wie der Dispersion und dem Kerndurchmesser zu rechnen. Solche Schwankungen können die Phasenanpassung aufheben, auch wenn sie innerhalb der Fertigungstoleranzen der Faserhersteller liegen. Aus diesem Grund dominiert auf großen Faserlängen in der Regel die SRS, für die die Phasenanpassung automatisch erfüllt ist. Eine Aussage zur Gewichtung der FWM im Vergleich zu anderen Effekten kann getroffen werden, wenn die Kohärenzlänge $L_{\text{koh}} = \frac{2\pi}{|\Delta k|}$ bekannt ist. Für eine effiziente FWM muss die Kohärenzlänge die Faserlänge übersteigen.

Bei der FWM kann der Fall auftreten, dass die neu generierten Frequenzen nach ihrer Verstärkung über ausreichend Intensität verfügen, um ihrerseits als Pumpe bei einem FWM-Prozess zu agieren. Wenn gleichzeitig die Phasenanpassung für den Prozess erfüllt ist, kann somit eine kaskadierte FWM (KFWM) auftreten. Die KFWM soll im folgenden Abschnitt näher erläutert werden.

2.3.2.5 Kaskadierte Vierwellenmischung

Die KFWM kommt zustande, wenn nach einem initialen FWM-Prozess die Intensität der generierten Idlerwelle so groß ist, dass diese ebenfalls als Pumpe agieren kann. Die Pumpwelle des initialen FWM-Prozesses agiert dabei als Signalwelle. Es muss ebenfalls Phasenanpassung zwischen Pumpe und Signal erfüllt sein. Durch weitere FWM-Prozesse zwischen phasengepassten Idlerwellen entsteht eine FWM-Kaskade. Die KFWM wurde bereits als effizienter Frequenzgenerationsmechanismus in Simulationen und Experimenten untersucht [35, 36]. Die bei der Verwendung von kontinuierlichen Signalen auftretende zeitliche Schwebung hat bei Frequenzdifferenzen im Bereich einiger GHz bis THz eine Dauer im Bereich einiger ps bis einige hundert fs und wird zur Erzeugung ultrakurzer Pulse genutzt [37, 38]. Liegt zudem die Frequenzdifferenz zwischen Pump- und Signal-Welle innerhalb des Raman-Verstärkungsspektrums von 42 THz, so wird der FWM eine RS überlagert.

In der Literatur wurden bisher ausschließlich Pumpwellenlängen im Bereich um 1.5 μm benutzt, da Quarzglas-Fasern in diesem Wellenlängenbereich eine anomale Dispersion aufweisen. Als Medien kommen hier neben optischen Fasern auch Mikroresonatoren zum Einsatz [16]. Wenn die P- und Signalwellenlängen in FWM-Kaskaden ähnliche Leistungen aufweisen, wird auch von einem zweifarbigem Pumpkonzept gesprochen (engl. two-tone pump concept).

Nach McKinstrie et al. ist ein wesentliches Merkmal bei der Anwendung von einem zweifarbigem Pumpkonzept, dass die relativen Phasen der eingestrahlten Felder keinen Einfluss auf die Leistungsverteilung innerhalb der Kaskade in Abhängigkeit von der Faserlänge haben [35]. Strahlt man jedoch zusätzlich zu den zwei Pumpwellenlängen ein drittes Feld (Idlerfeld) ein, so ergibt sich eine positionsabhängige Leistungsverteilung auf die verschiedenen Frequenzen innerhalb der Kaskade [35].

In der Fachliteratur wurde bereits KFWM mit einer Bandbreite von bis zu 900 nm, bestehend aus mehreren hundert Idlerwellen berichtet [39]. Für eine Erfüllung der Phasenanpassung zwischen möglichst vielen Idlerwellen wurden dabei Pump- und Signalwellenlängen am Dispersionsnullpunkt der Fasern gewählt. Auf diese Weise konnte der Pha-

senunterschied zwischen P-, S- und Idlerwellen minimiert werden. Um die Schwelle der bei hohen Leistungen auftretenden stimulierten Brillouinstreuung (SBS) zu erhöhen, werden die Pump- und Signalfelder mit Amplitudenmodulatoren zeitlich moduliert, sodass ns-Pulse aus dem kontinuierlichen Signal ausgeschnitten werden [40]. Die wesentliche Limitierung der Anzahl der Idlerwellen ist das Ansteigen der Phasendifferenz zwischen den Idlerwellen durch den Dispersionsverlauf in der Faser. Zusätzlich zur Variation der Dispersion unterscheiden sich die Spitzenleistungen der einzelnen Idlerwellen, was den Phasenunterschied weiter vergrößert.

Durch KFWM können kontinuierliche und gepulste Signale mit einem hohen optischen Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. optical signal to noise ratio, OSNR) (>40 dB) bei beliebigen Frequenzen erzeugt werden, wenn durchstimmbare Laserquellen als Pumpe und Signal genutzt werden. Aus diesem Grund stellt die Beherrschung dieser Methode der Frequenzerzeugung ein wesentliches Werkzeug zur Erzeugung beliebig intensiver Lasersignale bei beliebigen optischen Frequenzen dar.

Die experimentelle Untersuchung verschiedener Aspekte der KFWM insbesondere in anderen Wellenlängenbereichen steht allerdings noch aus. Während eine Erschließung des gesamten NIR-Wellenlängenbereiches mit KFWM demonstriert werden konnte, konnte in Fasern keine Kaskade bei sichtbaren Wellenlängen beobachtet werden.

Die Erzeugung einzelner neuer Frequenzen geht für geringe Frequenzdifferenzen zwischen den Idlerwellen in eine kontinuierliche Frequenzerzeugung über. Ein Spezialfall der KFWM ist demnach die Erzeugung eines Frequenzkontinuums. Die KRS und KFWM können als geordnete Frequenzerzeugungsmechanismen angesehen werden, bei denen in erster Näherung nur benachbarte Idlerwellen an nichtlinearen Prozessen beteiligt sind. Für die Erzeugung von optischen Frequenzkontinua werden allerdings verbreitet auch Methoden verwendet, bei denen auch weit separierte Frequenzen in einem ungeordneten Prozess miteinander wechselwirken. Auf diese Methoden soll im folgenden Abschnitt genauer eingegangen werden.

2.3.3 Superkontinuumzeugung als Spezialfall der Frequenzgeneration

Die Erzeugung eines Frequenzkontinuums durch die Einwirkung eines nichtlinearen optischen Effektes oder durch eine Kombination von nichtlinearen Effekten aus einem anfänglich spektral schmalen kontinuierlichen oder gepulsten Signal wird als Kontinuumzeugung bezeichnet. Im Fall großer generierter optischer Bandbreiten im Bereich mehrerer zehn Nanometer wird diese auch als Superkontinuumzeugung bezeichnet. Zur Erzeugung eines Kontinuums können demnach sowohl die im Abschnitt 2.3 erläuterten nichtlinearen Effekte SRS, SPM, XPM und FWM allein oder auch als ungeordnete Kombination beitragen. Durch die Kombination von Nichtlinearität und anomaler Dispersion kommen zusätzliche Effekte wie der Solitonenzerfall und die MI hinzu [3, 41, 42]. Beim Solitonenzerfall entstehen auf einer anomal dispersiven Faserstrecke Solitonen höherer Ordnungen, welche durch den Einfluss von Störungen, wie der SRS und der Dispersion dritter Ordnung, in fundamentale Solitonen zerfallen. Dabei entstehen phasenangepasste dispersive Wellen im sichtbaren Spektralbereich [7, 43]. Dieser Prozess wird von einem chaotischen Zusammenspiel weiterer Effekte, wie der SPM, XPM und FWM begleitet. Er wird oft genutzt, um Frequenzen im Bereich zwischen dem UV- und dem MIR-Spektralbereich mit fs- und ps-Pumpimpulsen zu erzeugen. Allerdings ist dabei der Energietransfer in den kurzwelligen Spektralbereich durch die geringe Dispersionslänge höchst ineffizient und erfordert Pulsspitzenleistungen im Bereich vieler kW [7, 21]. Zudem nimmt das Superkontinuum bei diesem Zusammenwirken diverser nichtlinearer Effekte komplexe zeitliche Eigenschaften an, die eine Anwendung als Frequenzgenerator erschweren.

Die Superkontinuumzeugung wurde in den vergangenen Jahrzehnten von vielen Autoren eingehend untersucht. Für einen Überblick wird an dieser Stelle auf die Arbeit von G. Genty et al. verwiesen [7]. Da bei der Superkontinuumzeugung im Vergleich zu einem Frequenzgenerator ein zusätzlicher Anspruch auf die Kontinuität des Frequenzspektrums besteht, kann diese als ein spezieller Fall der Erzeugung beliebig intensiver Signale bei beliebigen optischen Frequenzen im Bereich zwischen dem UV- und dem

MIR-Frequenzband angesehen werden.

3 Experimente zur kaskadierten Ramanstreuung

3.1 Motivation

Die Erzeugung von Superkontinua mit einem Verhältnis zwischen der spektralen Bandbreite und der optischen Frequenz $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ oberhalb von zwei wurde in der Literatur bereits berichtet [7]. In einem weiter gefassten Sinn werden bei der Superkontinuum-erzeugung Eigenschaften eines Pumplichtfeldes von einer Wellenlänge auf eine oder mehrere andere Wellenlängen übertragen. Mit dieser Methode können kohärente Lichtquellen mit Emissionswellenlängen entwickelt werden, die mit laseraktiven Medien nicht abgedeckt werden können. Durch die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten in der Telekommunikation, der Spektroskopie und der Metrologie haben sich in den vergangenen Jahren viele Autoren mit diesem Thema beschäftigt [44–48]. Durch die großen möglichen Wechselwirkungslängen, hohe nichtlineare Koeffizienten und eine einfache Handhabung haben sich hier vor allem Quarzglasfasern als vielversprechendes nichtlineares Medium herausgestellt. Die bei der Superkontinuum-erzeugung dominierenden nichtlinearen Effekte (Solitonenzerfall, parametrische FWM, MI, SPM, XPM oder RS) werden durch die Spitzenleistung, die Pulsdauer, die spektrale Bandbreite des Pumplichtfeldes und durch die GVD der Faser bei der entsprechenden Wellenlänge determiniert. Durch den Einsatz von PCFs kann die GVD bei der Wellenlänge des genutzten Lasersystems sowohl normal als auch anomal gewählt werden. Entsprechend der Dispersion kann die Superkontinuum-erzeugung auf einem oder auf einer Kombination von nichtlinearen Effekten basieren.

Dabei unterscheiden sich die nichtlinearen Prozesse unter anderem in der Größenordnung der notwendigen P-Pulsspitzenleistung für eine effiziente Frequenzgeneration. Die Spanne der notwendigen Spitzenleistungen reicht von einigen Watt für die parametrische FWM bis hin zu vielen kW für den Solitonenzerfall [41, 49]. Im folgenden soll eine Einordnung der für die unterschiedlichen Mechanismen notwendigen Pulsspitzenleistungen erfolgen und die Erforschung von Prozessen mit niedrigen Leistungsschwellen motiviert werden.

Für die Erzeugung hoher Pulsspitzenleistungen sind im allgemeinen komplexere Pump-lasersysteme, wie z.B. modengekoppelte Oszillatoren mit nachgeschalteten Verstärkern notwendig. Diese Komponenten erhöhen allerdings die Komplexität, den Kostenaufwand und die Justageanfälligkeit von Superkontinuumquellen um ein Vielfaches und disqualifizieren die Weißlichtquellen somit für die meisten Anwendungen. Aus diesem Grund ist es wünschenswert, die für eine effiziente Superkontinuumherzeugung notwendige Pulsspitzenleistung so gering wie möglich zu halten.

Für den Solitonenzerfall in PCFs werden überwiegend P-Pulse genutzt, die in modengekoppelten Laseroszillatoren erzeugt werden. Diese P-Pulse haben in der Regel eine Pulsdauer zwischen einigen zehn fs und einigen zehn ps und eine spektrale Bandbreite zwischen einigen nm und einigen zehn nm. Bei solch kurzen Pulsdauern wird die für einen Solitonenzerfall notwendige Pulsspitzenleistung im Bereich einiger kW mit ultrakurzpuls-Faseroszillatoren bereits bei Pulsenergien von einigen nJ erreicht. Zum Solitonenzerfall in PCFs wurden bereits von unterschiedlichen Autoren detaillierte Untersuchungen durchgeführt [41, 50]. Ein Beispiel für ein solches Superkontinuum ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Bei diesem Experiment betrug die P-Wellenlänge 1030 nm, die P-Pulsdauer 170 fs und die Pulsenergie 216 pJ. Dabei war die Dauer der Pumppulse bandbreitenlimitiert. Als nichtlineares Medium wurden 30 cm der PCF NL-3.2-945 verwendet [4]. Diese wies bei der P-Wellenlänge eine GVD von $\beta_2 = -0,0128 \text{ ps}^2\text{m}^{-1}$ und einen Nichtlinearitätskoeffizient von $\gamma = 0,06 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$ auf. Da in dieser Faser eine anomale Dispersion bei der P-Wellenlänge vorlag, konnte der Zerfall eines Solitons höherer Ordnung beobachtet werden. Dieser Zerfall offenbart sich in Abbildung 3.1 (a) durch die charakteristischen spektralen Anteile bei 1118 nm und 1205 nm. Der Ursprung

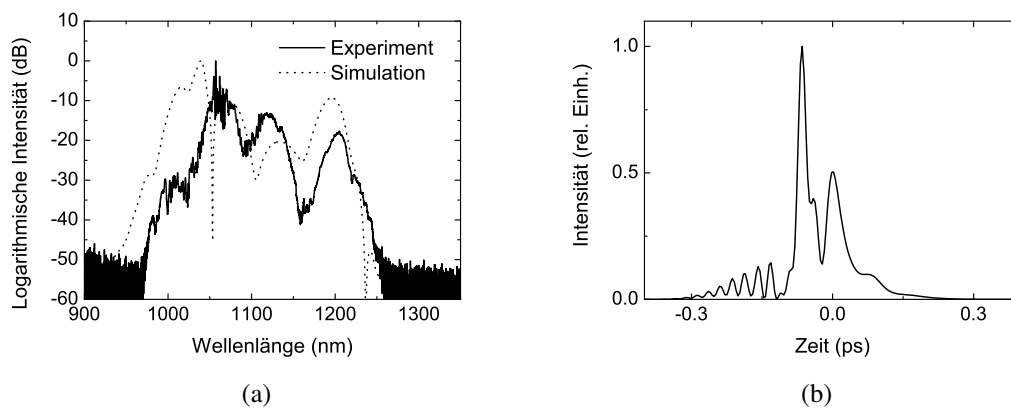


ABBILDUNG 3.1: (a) Simuliertes und gemessenes optisches Spektrum und (b) korrespondierende zeitliche Struktur eines Superkontinuums, welches durch Solitonenzerfall in der PCF NL-3.2-945 entstanden ist. Experiment und Simulation wurden in einer Faserlänge von 30 cm mit einer P-Wellenlänge von 1030 nm, einer P-Pulsdauer von 170 fs und einer Pulsenergie von 216 pJ durchgeführt. Die Faser wies bei der P-Wellenlänge eine GVD von $\beta_2 = -0,0128 \text{ ps}^2\text{m}^{-1}$ und einen Nichtlinearitätskoeffizient von $\gamma = 0,06 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$ auf.

dieser spektralen Anteile sind fundamentale Solitonen, welche durch die Selbstfrequenzverschiebung (eng. soliton self frequency shift) eine Verschiebung der Zentralwellenlänge von 1030 nm zu den genannten Wellenlängen aufweisen [51]. Die unterschiedliche Zentralwellenlänge der Solitonen nach der Propagation in der PCF kann dabei durch unterschiedliche Pulsspitzenleistungen der fundamentalen Solitonen erklärt werden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der ebenfalls in Abbildung 3.1 (a) dargestellten Simulation, welche mit einem Split-Step-Algorithmus (kommerziell erhältliche Software Fiberdesk) durchgeführt wurde [52]. Die für die Simulation benutzten Parameter entsprechen den oben aufgeführten experimentellen Parametern. Die simulierte komplexe zeitliche Struktur des Kontinuums beim Solitonenzerfall ist in Abbildung 3.1 (b) dargestellt. Während an der Pulsfront dispersive Anteile über einen Pulsdauerbereich mehrerer hundert fs auftreten, sind an der Pulsflanke um einen Wert von Null zentriert auf der Zeit-Achse zwei fundamentale Solitonen mit einer zeitlichen HWB im Bereich von zehn fs erkennbar.

Während durch einen Solitonenzerfall spektral breite Kontinua entstehen, entwickelt sich demnach die zeitliche Struktur des P-Pulses von einem einfachen Pulsprofil (je nach Auf-

bau des modengekoppelten Laseroszillators gaußsch, parabolisch, secanshyperbolisch) zu einem zeitlich sehr komplexen Verlauf [41]. Der Leistungstransfer zu höheren Frequenzen ist dabei sehr ineffizient und erfordert Pulsspitzenleistungen im Bereich vieler kW. Die Ursache hierfür ist die sehr kurze Walk-Off-Länge zwischen den Solitonen im IR und den dispersiven Wellen im Sichtbaren in der Größenordnung einiger cm. Ein weiteres Problem dieser Weißlichtquellen ist der hohe Kostenfaktor von bis zu mehreren zehntausend Euro für die notwendigen großen Längen der mikrostrukturierten Fasern im Bereich mehrerer zehn Meter. Zudem steigert die Notwendigkeit eines stabilen modengekoppelten Laseroszillators die Kosten für solche Systeme enorm. Für verschiedene Anwendungen, wie beispielsweise der Nutzung der erzeugten optischen Frequenz als Seedpuls, für den Transport von Informationen oder der Fluoreszenzspektroskopie von Molekülen kann vor allem der komplexe zeitliche Pulsverlauf ein Problem darstellen. Durch die Nutzung einer Faser mit einer normalen Dispersion können Effekte wie der Solitonenzerfall und die MI, die zu einer zeitlichen Aufspaltung des Pulses und zur Bildung von Solitonen führen, umgangen werden. Allerdings muss dabei ein anderer Superkontinuum erzeugungsmechanismus genutzt werden. Eine Alternative ist die Superkontinuum erzeugung allein durch SPM oder RS in einer normal dispersiven Faser. Allerdings resultiert die große spektrale Bandbreite von Pumpimpulsen von vielen nm bereits nach der Propagation in einer Standard-Faserstrecke mit einer Länge von zehn Metern in Pulsdauern, die um Faktoren von größer als hundert verlängert sind. Als Folge erfährt der Puls eine verringerte nichtlineare Phase, und die spektrale Verbreiterung durch SPM wird bei großen Faserlängen ineffizient. Somit ist für fs-Pumpimpulse mit einer Spitzenleistung von einigen kW eine Skalierung der spektralen Breite durch SPM mit zunehmender Faserlänge in Standardfasern nur auf den ersten Metern der Faser möglich. Eine Verringerung der spektralen Breite der P-Pulse reduziert den Einfluss der Dispersion. In Folge dessen ändert sich die Pulsdauer auch bei Faserlängen von mehreren zehn Metern nur um Faktoren unterhalb von fünf. Zur Veranschaulichung sei folgendes Beispiel aufgeführt: Bei einer Gruppengeschwindigkeitsdispersion von $\beta_2 = 0,024 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ und einer Faserlänge von 10 m ist ein simulierter Verlauf der Pulsdauer in Abbildung 3.2 für zwei Pulse mit einer spektralen HWB von jeweils 0,2 nm und 8 nm gezeigt.

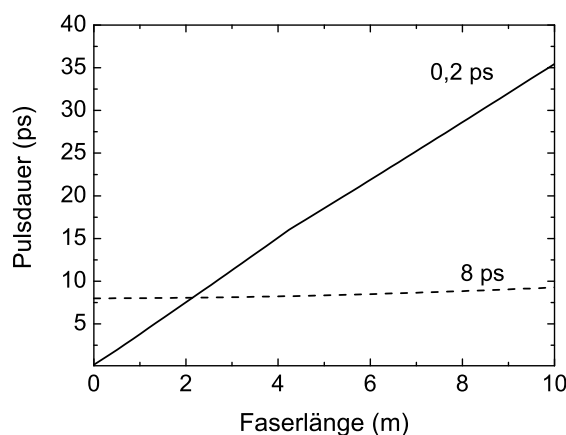


ABBILDUNG 3.2: Entwicklung der Pulsdauer für zwei bandbreitenbegrenzte Pulse mit einer anfänglichen Dauer von 0,2 ps und 8 ps in einer Quarzglasfaser. Die Auswirkung der spektralen Verbreiterung durch SPM auf die Pulsdauer wurde in beiden Fällen berücksichtigt.

Die relevanten Pulsparameter, wie die anfänglichen Pulsdauern, spektralen Bandbreiten und Dispersionslängen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Mit einem Modenfelddurchmesser von $6\ \mu\text{m}$, einem nichtlinearen Koeffizienten von $\gamma = 6,7 \times 10^{-3}\ (\text{W}\cdot\text{m})^{-1}$ und einer Pulsenergie von 5 nJ wurde in beiden Fällen auch die auftretende SPM berücksichtigt. In Abbildung 3.2 ist deutlich zu erkennen, dass bei einer anfänglichen Pulsdauer von 0,2 ps nach einer Faserlänge von 10 m eine Pulsdauer von 35 ps erreicht wird. Dies kommt einer Pulsverlängerung um einen Faktor 172 gleich. Bei einer konstanten Pulsenergie und Pulsform bedeutet dies gleichzeitig eine Reduktion der Pulsspitzenleistung um einen Faktor 172. Hingegen beträgt der Faktor bei einer anfänglichen Pulsdauer von 8 ps lediglich 1,15. Entsprechend bleibt die Pulsspitzenleistung nahezu konstant. Für eine effiziente

Abb.	Bandbreitenbegrenzte Pulsdauer [ps]	Spektrale Bandbreite [nm]	Dispersionslänge [m]
3.2	0,2	8	1,6
3.2	8	0,2	2560
3.3	0,18	15	1,3
3.3	1200	0,2	$1,7 \times 10^7$

TABELLE 3.1: Pulsparameter für fs- und ps-Pulse, deren Entwicklung der Pulsdauer entlang der Faserlänge in den Abbildungen 3.2 und 3.3 dargestellt ist.

Frequenzkonversion während der Superkontinuumzeugung ist es von großer Bedeutung, dass sich die P-Pulsparameter entlang einer möglichst großen Faserstrecke kaum verändern. Dies trifft hier für den ps-Puls zu. Allerdings ist durch die geringe Pulsspitzenleistung kaum spektrale Verbreiterung durch SPM zu erwarten. Die Frequenzgeneration wird in diesem Parameterbereich der P-Pulse bei normaler Faserdispersion durch die kaskadierte RS dominiert [53].

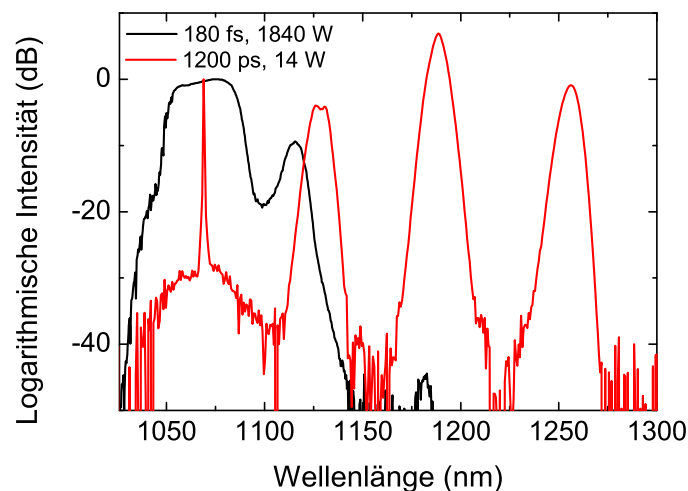


ABBILDUNG 3.3: Vergleich der generierten Kontinua mit fs- und ps-Pulsen nach einer Faserlänge von 500 m. Die Pulsspitzenleistungen der fs bzw. ps-Pulse betragen jeweils 1840 W und 14 W.

Die Abbildung 3.3 zeigt einen experimentellen Vergleich zwischen den Kontinua, die durch Pulse mit einer Dauer von 180 fs und 1200 ps in einer normal dispersiven Faser erzeugt wurden. Die in diesem Experiment verwendeten Pulsparameter sind ebenfalls in Tabelle 3.1 angegeben. Während die fs-Pulse mit einem modengekoppelten Faseroszillator erzeugt wurden, wurden die ps-Pulse mit einem gewinngeschalteten Halbleiterlaser generiert. Die Zentralwellenlängen betragen in beiden Fällen 1064 nm. Für den fs-Puls lag eine Pulsspitzenleistung von 1840 W vor. Vor der Propagation in der Faser lag bei einer Intensität von -20 dBc eine spektrale Breite von 15 nm vor, während hinter der Faser eine Breite von 84 nm gemessen wurde. Neben der spektralen Verbreiterung durch SPM ist in Abbildung 3.3 ein spektraler Anteil bei 1115 nm beobachtbar, dessen Ursprung der RS zugeordnet werden kann. Die Pulsspitzenleistung des ps-Pulses hingegen betrug 14 W

und lag damit um einen Faktor 131 unterhalb der Spitzenleistung des fs-Pulses. Das mit diesem P-Puls erzeugte Kontinuum besteht aus drei S-Pulsen und ist auf die in Kapitel 2.3.1.2 erläuterte kaskadierte RS zurückzuführen. Die Ausdehnung dieses Kontinuums beträgt 201 nm bei einer Intensität von -20 dBc. Es liegt demnach eine wesentlich effizientere Leistungsverschiebung in den langwelligen Bereich vor. Die Ursache für diese hohe Effizienz ist die für ps-Pulse vorliegende und zuvor diskutierte wesentlich größere Dispersionslänge. Diese führt dazu, dass die Pulsdauer und damit auch die Pulsspitzenleistung der P-Pulse auf einer großen Faserlänge nahezu konstant bleibt. Hinzu kommt, dass die Walk-off-Länge zwischen Pump- und S-Pulsen bei der vorliegenden Dispersion mehrere zehn bis hunderte Meter beträgt.

Während für die fs-Pulse kaum spektrale Verbreiterung beobachtbar ist, zeigt sich für die ps-Pulse eine effiziente Frequenzerzeugung. Dabei ist die Pulsspitzenleistung der ps-Pulse noch um einen Faktor 130 niedriger. Eine solche multi-spektrale Quelle hat ein hohes Anwendungspotential auf Gebieten der Telekommunikation und multi-spektralen LIDAR-Messungen [9–13]. In der Telekommunikation kann es als zeitlich ansteuerbares WDM-System dienen. Zu multi-spektralen LIDAR-Messungen gab es bisher nur wenige Untersuchungen. In einem Experiment benutzten Y. Chen et al. kommerzielle Superkontinuumquellen auf der Basis des Solitonenzerfalls und der MI in PCFs, welche sehr kostenintensiv sind und geringe Leistungen im Spektralbereich zwischen 500 nm und 800 nm von wenigen hundert mW bieten [13]. Für multi-spektrale LIDAR-Messungen kann das auf kaskadierter RS basierende Prinzip zur Frequenzgeneration im Spektralbereich zwischen 500 nm und 800 nm genutzt werden. Da die notwendigen Pulsspitzenleistungen sehr niedrig sind, könnte eine solche Lichtquelle mit einem sehr kompakten, unkomplexen und kostensparenden Aufbau realisiert werden. Die Quelle für die P-Pulse könnte durch einen Halbleiterlaser realisiert werden, um eine exakte Taktung und zeitliche Abfrage der generierten Frequenzen zu ermöglichen. Ein derart kompaktes Gerät könnte für LIDAR-Messungen an Fahr- und Flugzeugen angebracht werden, ohne eine markante zusätzliche Gewichtsbelastung darzustellen. Diese Tatsachen motivieren die Untersuchung von Aspekten der kaskadierten RS als alternativen Frequenzerzeugungsprozess im Rahmen dieser Arbeit.

Der hierfür realisierte experimentelle Aufbau beinhaltet neuartige optische Elemente, wie eine gewinngeschaltete Laserdiode mit einer Zentralwellenlänge von 1064 nm, deren Wiederholrate frei wählbar war, und eine Raman-Faser mit einer normalen Dispersion im Wellenlängenbereich zwischen 1 μm und 1,6 μm . Auf diesen experimentellen Aufbau und die Charakterisierung der P-Pulse wird im folgenden zunächst eingegangen. Hierauf folgt die Präsentation der Ergebnisse zum Einfluss der Faserlänge und der Pulsspitzenleistung auf die SRS-Kaskade. Die Leistungsverlagerung zwischen den Stokes-Ordnungen wird als Charakteristikum der Kaskade in Abschnitt 3.3.3.3 analysiert. Abschließend wird das Augenmerk im Detail auf die spektralen und zeitlichen Eigenschaften der Signale gerichtet.

3.2 Experimenteller Aufbau

3.2.1 Pump- und Signalpulserzeugung und Verstärkung

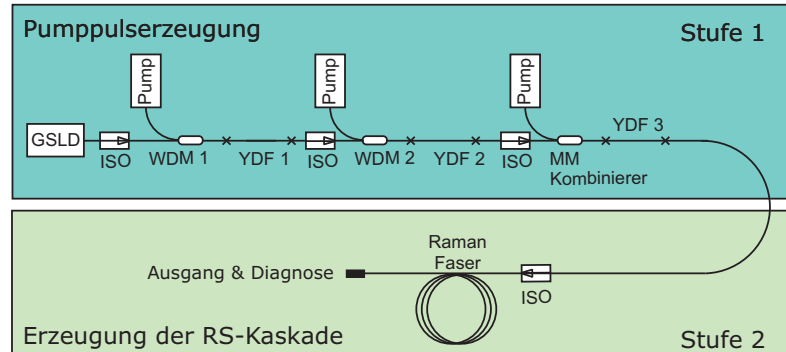


ABBILDUNG 3.4: Vollständig faserbasierter experimenteller Aufbau zur Erzeugung einer RS-Kaskade.

Der zweistufige experimentelle Aufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Während die P-Puls- generation in der ersten Stufe (Stufe 1) stattfand, wurde die RS-Kaskade in der zweiten Stufe (Stufe 2) erzeugt. Für die P-Puls- generation wurde die Pulsenergie einer gewinngeschalteten Laserdiode (engl. gain switched laser diode (GSLD) von PicoQuant GmbH) in drei Verstärkerstufen skaliert [54]. Das Ausgangsspektrum der GSLD hatte eine Zentralwellenlänge von 1064 nm und eine spektrale HWB von 0,27 nm. Die Wiederholrate

der GSLD war in einem Bereich zwischen 2,5 MHz und 40 MHz variabel. Für alle folgenden Experimente wurde eine Wiederholrate von 2,5 MHz gewählt, um nach der Verstärkung eine maximale P-Pulsenergie für die Erzeugung der RS-Kaskade zu gewährleisten. Die Pulsenergie der von der GSLD emittierten Pulse wurde in drei aufeinanderfolgenden Ytterbium-dotierten Faserverstärkern (YDF1, 2, 3) von 160 pJ auf 288 nJ skaliert. Die Fasern YDF1 und YDF2 hatten einen Kerndurchmesser von 4 μm und wurden kerngepumpt. Hingegen hatte YDF3 einen Kerndurchmesser von 15 μm und wurde mantelgepumpt. Für das Pumpen von YDF1 und YDF2 wurden monomodige Laserdioden mit einer Leistung von bis zu 600 mW benutzt, während YDF3 mit einer Multimodelaserdiode mit einer Leistung von bis zu 2,5 W gepumpt wurde. Alle Pumpdioden waren temperaturstabilisiert und hatten eine Zentralwellenlänge von 976 nm. Dabei ist zu beachten, dass die hier genannten Pumpelaser nur zur Anregung der YDF benutzt wurden. Sie sind zu unterscheiden von dem für die kaskadierte RS generierten P-Puls bei der Zentralwellenlänge von 1064 nm. Die Pump- und Signalwellenlänge wurde für den Fall kerngepumpter YDF mit Wellenlängenmultiplexern (engl. wavelength division multiplexer (WDM)) (WDM1, 2) und für den Fall mantelgepumpter YDF mit einem Pumpkombinierer gemischt. Diese Faserkomponenten wurden am Laser Zentrum Hannover e.V. gefertigt. Zwischen der GSLD, allen YDF und den Raman-Fasern wurden fasergekoppelte Isolatoren eingesetzt, um Rückreflexe zu vermeiden, die zur Zerstörung von optischen Komponenten führen können.

Auf die Generation der P-Pulse folgte die Erzeugung der RS-Kaskade in den dafür vorgesehenen Fasern und im Anschluss die Diagnose. Die Endfläche der Faser wurde mit einem Winkel von 8° versehen, um Rückreflexe zu minimieren. Der gesamte Aufbau konnte vollständig faserbasiert realisiert werden, war justagefrei und dadurch während der gesamten Messdauer robust gegenüber mechanischen Vibrationen.

3.2.2 Nichtlineare Medien

Für die folgenden Experimente zur Untersuchung von RS-Kaskaden wurden zwei unterschiedliche Fasern als nichtlineares Medium benutzt. Die Parameter dieser verwendeten

Faser	Hersteller/ Bezeichnung	Modenfelddurchmesser [μm]	Dispersion D [ps/(nm·km)]
1	Thorlabs/ HI1060	6,0 bei 1060 nm	-20,7 bei 1060 nm
2	OFS/Raman-Faser	1,7 bei 1060 nm	-16 bei 1550 nm

TABELLE 3.2: Parameter der als nichtlineare Medien verwendeten Fasern.

Fasern sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Faser 1 (Thorlabs HI1060) ist eine Standard-Faser, die zur Herstellung von Faserkomponenten für Signalwellenlängen im Bereich um 1 μm benutzt wird [55]. Der Modenfelddurchmesser in dieser Faser hat für Signale bei einer Wellenlänge von 1060 nm einen Wert von 6 μm . Zudem weist diese Faser für Signalwellenlängen oberhalb von 1300 nm eine anomale Dispersion auf. Faser 2 wird vom Hersteller OFS als Raman-Faser vertrieben [56]. Sie hat einen vergleichsweise kleineren Modenfelddurchmesser von 1,7 μm bei einer Wellenlänge von 1060 nm und ist Germaniumdotiert. Der vom Hersteller bereitgestellte Dispersionsverlauf in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abbildung 3.5 dargestellt [56].

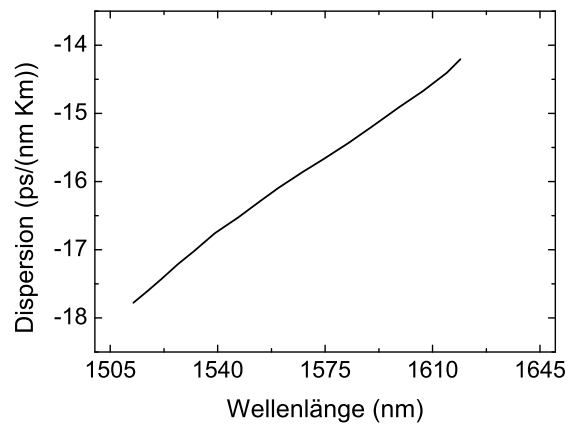


ABBILDUNG 3.5: Gruppengeschwindigkeitsdispersion der Faser 2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge [56].

Demnach liegt in einem Wellenlängenbereich zwischen 1 μm und 1,6 μm eine normale Dispersion vor. Zudem hat für Faser 2 der Unterschied der Gruppenverzögerungen zwischen den Wellenlängen 1064 nm und 1120 nm einen Wert von 1,85 ps·m⁻¹ [57]. Die Verluste in der Faser 1 und Faser 2 betragen jeweils 1,5 dB·km⁻¹ bei einer Wellenlänge von 1060 nm und 0,43 dB·km⁻¹ bei einer Wellenlänge von 1450 nm und waren damit

vernachlässigbar [55, 56]. Beide Fasern waren nicht polarisationserhaltend.

3.3 Ergebnisse

3.3.1 Charakterisierung der Pumppulse

Das resultierende Ausgangsspektrum der Stufe 1 ist in Abbildung 3.6 (a) dargestellt. Dabei ist der P-Puls bei einer Wellenlänge von 1064 nm zu erkennen. Die spektrale HWB des Pulses nach der dritten Verstärkerstufe unterscheidet sich nicht von dem direkt hinter der GSLD gemessenen Wert. Bei einer Intensität von -50 dBc ist zusätzlich ein kontinuierliches Spektrum mit einer Ausdehnung von 1010 nm bis 1120 nm beobachtbar, welches dem P-Pulsspektrum überlagert ist. Dieser kontinuierliche Untergrund ist auf verstärkte Spontanemission in den drei Verstärkerstufen zurückzuführen und stellt einen Rauschuntergrund dar. Das Signal-zu-Rauschverhältnis (engl. optical signal to noise ratio, OSNR) beträgt demnach 36 dB. Der kontinuierliche Rauschuntergrund erfährt zwar keine Raman-Konversion, das vorliegende Rauschen bei den S-Wellenlängen kann allerdings die Schwelle für die stimulierte RS beeinflussen. Nach Abbildung 2.2 wird die erste Stokes-Ordnung (S1) bei der Wellenlänge von 1120 nm erwartet. Diese Wellenlänge liegt innerhalb des Bereiches, in dem Spontanemission aus Yb-dotierten Fasern vorliegt. Der Einfluss der Spontanemission auf die RS wurde zuvor von anderen Autoren untersucht [58, 59]. Der wesentliche Einfluss der Spontanemission ist demnach die Senkung der Leistungsschwelle, die für den stimulierten Prozess erreicht werden muss. Für die Vermessung des zeitlichen Pulsverlaufs wurde eine ultraschnelle Photodiode (New Focus, Model 1014) mit einer Bandbreite von 45 GHz und ein Samplingoszilloskop mit einer Bandbreite von 70 GHz (LeCroy) benutzt [60, 61]. Mit dieser Messanordnung konnten Pulsdauern unterhalb von 30 ps aufgelöst werden. Die Resultate der Pulsform-Messungen sind in Abbildung 3.6 (b) dargestellt. Während der zeitliche Pulsverlauf bei maximaler relativer Intensität der GSLD mit einer durchgezogenen Linie abgebildet ist, stellt die gestrichelte Kurve den Pulsverlauf bei reduzierter Intensität der GSLD dar. Bei minimaler

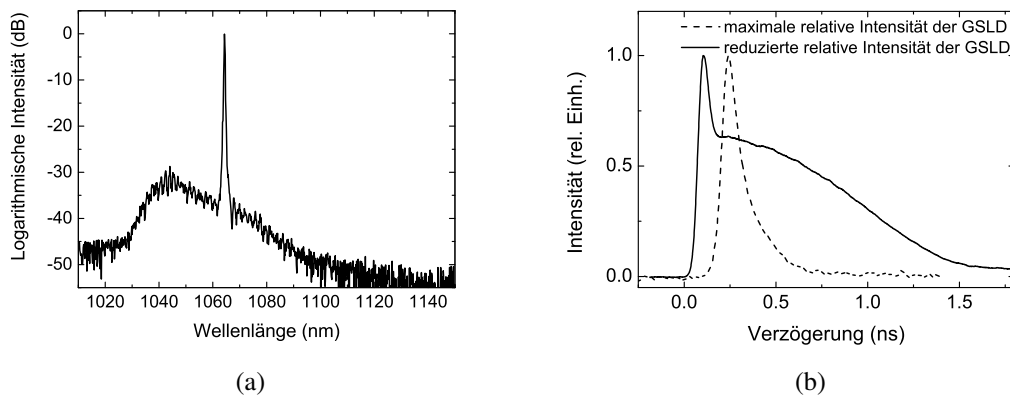


ABBILDUNG 3.6: (a) Optisches Spektrum und (b) zeitlicher Pulsverlauf der Pumpulse.

relativer Intensität beträgt die zeitliche HWB des Pulses 118 ps. Bei maximaler relativer Intensität hingegen ist neben einer kurzen ps-Pulsfront eine bis zu 1,8 ns lange Pulsflanke zu beobachten. Diese Pulsflanke lag sowohl vor als auch nach den Faserverstärkern vor und wurde in den aktiven Fasern verstärkt. Für die Angabe einer Pulsdauer bei der beobachteten komplexen Pulsform wurde die Pulsdauer nach dem zweiten Moment zu einem Wert von 1,4 ns berechnet. Nach Herstellerangaben ist die beobachtete Pulsflanke ein Resultat mehrfacher Relaxationsoszillationen der GSLD [54]. Durch einen Betrieb bei niedrigerer relativer Intensität konnte die Pulsflanke stufenlos verkürzt werden. Somit konnte die effektive Pulsdauer bei den folgenden Experimenten zwischen 118 ps und 1,4 ns variiert werden. Die verwendete Pulsdauer ist in den folgenden Abschnitten jeweils explizit angegeben und liegt den jeweiligen Angaben für die Pulsspitzenleistungen zugrunde.

Der Betrieb der dritten Verstärkerstufe resultierte bei allen eingestellten Pulsdauern in einer mittleren Ausgangsleistung von 0,72 W. Diese Leistung entsprach einer maximalen Pulsenergie von 288 nJ und einem Verstärkungsfaktor von 1800. Auch bei maximaler Pulsenergie gab es keinen Hinweis auf nichtlineare optische Effekte in der dreistufigen Verstärkerkette. Die Verstärkung von Pulsen einer GSLD in drei aufeinanderfolgenden Verstärkerstufen auf der Basis Ytterbium dotierter Faserverstärker wurde in vorherigen Arbeiten bereits eingehend untersucht [62]. Aus diesem Grund wird hier nicht weiter auf die Charakterisierung der Verstärker eingegangen.

Die von der Verstärkerkette emittierten Pulse wurden im weiteren als P-Pulse für die kaskadierte RS genutzt. Um die in die Raman-Fasern eingekoppelte Pulsenergie und die Pulsspitzenleistung zu bestimmen, wurden die P-Pulse in jeweils 5 cm lange Fasern eingekoppelt und die transmittierte Leistung gemessen. Die Koppeleffizienz lag je nach Faser zwischen 28 % und 50 % und rührte im wesentlichen von der Modenfehlانpassung zwischen der Verstärkerfaser und den Raman-Fasern her. Die für beide Fasern erhaltenen Werte für die tatsächlich eingekoppelte Pulsenergie und Pulsspitzenleistung entsprechen den in den folgenden Experimenten angegebenen Werten.

3.3.2 Einfluss der Faserlänge

Um den aus Abschnitt 2.3.1.2 für kontinuierliches Pumpen der KRS bekannten Einfluss der Faserlänge für den Fall gepulster Pumpe zu untersuchen, wurden in diesem Abschnitt Experimente mit unterschiedlichen Faserlängen durchgeführt. Mit den generierten Pumpulsen wurde zunächst eine RS-Kaskade in der Faser 1 experimentell erzeugt. Dabei wurde die Länge der Faser zwischen 10 m, 25 m, 75 m, 150 m und 300 m variiert, um den Einfluss auf die RS-Kaskade zu untersuchen. Abbildung 3.7 zeigt drei der resultieren-

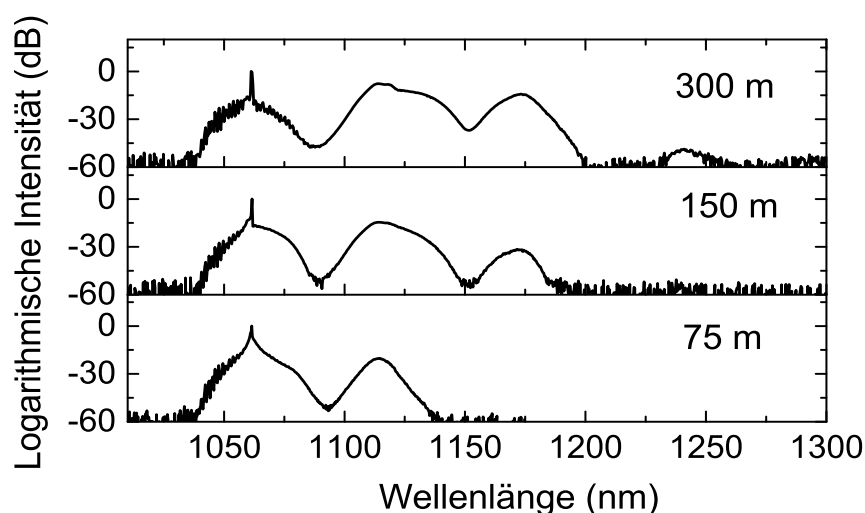


ABBILDUNG 3.7: Abhängigkeit der Kaskadenspektren von der Faserlänge.

den gemessenen optischen Spektren auf einer normierten logarithmischen Skala für die Längen 75 m, 150 m und 300 m. Für alle Faserstrecken in Abbildung 3.7 lag eine transmittierte Pulsenergie von 41 nJ vor. Durch einen Betrieb bei minimaler relativer Intensität der GSLD lag eine Pulsdauer von 118 ps und entsprechend eine Pulsspitzenleistung von 347 W vor. Nach einer Faserlänge von 75 m ist die S1-Ordnung bei einer Zentralwellenlänge von 1114 nm beobachtbar. Die maximale Intensität dieser Ordnung beträgt -20 dBc. Nach einer Faserstrecke von 150 m ist eine Erhöhung der Intensität auf -15 dBc und eine spektrale Verbreiterung der S1-Ordnung erkennbar. Zudem wurde das Auftreten einer zweiten Stokes-Ordnung bei einer Wellenlänge von 1172 nm beobachtet. Eine weitere Erhöhung der Faserlänge auf 300 m führt zu einer logarithmischen Intensität der S1-Ordnung von -8 dBc. Dieselbe Tendenz ist ebenso für die Ordnung S2 beobachtbar. Zudem ist die Entstehung einer dritten S-Ordnung bei einer Wellenlänge von 1241 nm erkennbar. Die Wellenlängenseparationen der P- und S-Pulse entsprechen einer Frequenzseparation von 13 THz und stimmen mit dem in Abbildung 2.2 gezeigten Verstärkungsspektrum der RS überein. Um den Leistungsverlauf der S-Ordnungen bei zunehmender Faserlänge darzustellen, wurde die Abhängigkeit des OSNR der S1-Ordnung von der Faserlänge festgestellt.

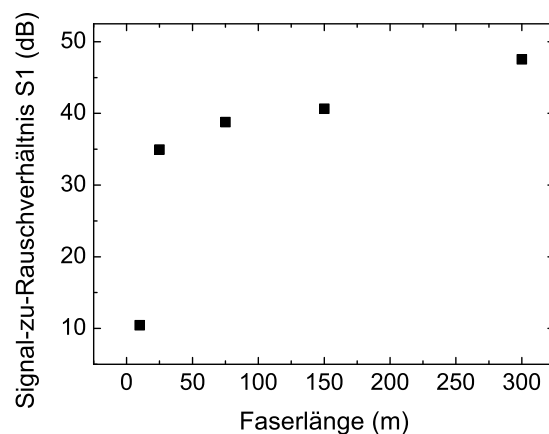


ABBILDUNG 3.8: Verlauf des OSNR bei zunehmender Faserlänge.

Das Ergebnis ist in der Abbildung 3.8 gezeigt. Demnach erreicht das OSNR bis zu einer Faserlänge von 25 m bereits einen Wert von 35 dB und weist für größere Faserlängen ei-

nen gesättigten Verlauf auf. Ein Abbau der S1-Ordnung ist bei den genutzten Faserlängen nicht zu erkennen. Ein Vergleich mit dem Simulationsergebnis für eine kontinuierlich gepumpte Kaskade in Abschnitt 2.3.1.2 zeigt, dass der gemessene Verlauf in qualitativer Übereinstimmung ist. Allerdings ist für den vorliegenden Fall einer gepulsten Pumpe das OSNR nicht durch den kompletten Abbau der Pumpe limitiert. Die Erklärung für das Sättigen des OSNR bei gleichzeitig nicht vollständig abgebauter Pumpe ist das zeitliche Auseinanderlaufen der P- und S-Pulse. Um diese Limitierung für das vorliegende Experiment abzuschätzen wurden die Walk-Off-Längen für die jeweiligen Ordnungen ermittelt. Die für diese Abschätzung notwendigen Werte für die Gruppengeschwindigkeiten in Quarzglasfasern gehen auf die Veröffentlichung von G. L. Cohen zurück [63]. Die Kalkulation wurde für eine P-Pulsdauer von 118 ps durchgeführt. Das Resultat ist eine Walk-Off-Länge von 69 m zwischen dem P-Puls und der Ordnung S1 und eine Walk-Off-Länge von 337 m zwischen den Ordnungen S1 und S2. Der berechnete Wert von 69 m ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung in Abbildung 3.8, dass bei einer Faserlänge zwischen 25 m und 75 m eine Sättigung des S1-OSNR eintritt. Die Sättigung erfolgt demnach im gepulsten Fall nach einer kürzeren Faserlänge, als im kontinuierlich gepumpten Fall.

Die wesentliche Erkenntnis aus Abbildung 3.7 ist demnach, dass mit zunehmender Faserlänge die transferierte Leistung vom P-Puls zur S1-Ordnung und von S1 zu S2 zunimmt. Dies resultiert in einer RS-Kaskade mit mehr S-Ordnungen für längere Fasern. Allerdings ist der Leistungstransfer von P- auf S-Puls limitiert durch das Auseinanderlaufen der Pulse. Für die effiziente Erzeugung von RS-Kaskaden bei den folgenden Experimenten sollte die Faserlänge demnach mindestens der Walk-Off-Länge zwischen dem P-Puls und dem S1-Puls entsprechen. Zudem erhöht eine längere P-Pulsdauer durch die größere Walk-Off-Länge die insgesamt transferierte Leistung. Diese gewonnenen Erkenntnisse werden in die folgenden Experimente einfließen.

3.3.3 Einfluss der Pulsspitzenleistung

3.3.3.1 Spektrale Entwicklung der RS-Kaskade

Aus der Theorie in Abschnitt 2.3.1 geht hervor, dass sich Fasern mit kleinen Modenfeld-durchmessern und einer Germaniumdotierung hervorragend für die Raman-Konversion eignen. Aus diesem Grund werden die folgenden Experimente mit Faser 2 durchgeführt. In dem Abschnitt 3.3.2 wurde der Einfluss der Faserlänge untersucht und festgestellt, dass für die effiziente Erzeugung einer Raman-Kaskade die Faserlänge mindestens der Walk-Off-Länge entsprechen muss. Um eine maximale Walk-Off-Länge zwischen dem P- und dem S1-Puls zu gewährleisten, wurde eine P-Pulsdauer von 1,4 ns gewählt. Da in der Faser 2 diese Dauer einer Walk-Off-Länge von 500 m entspricht, wurde für einen effizienten Leistungstransfer zwischen dem P-Puls und der S1-Ordnung eine Faserlänge von 500 m gewählt.

Für sechs verschiedene Pulsspitzenleistungen hinter der Raman-Faser wurden die in Abbildung 3.9 dargestellten optischen Spektren gemessen. Dabei waren die mit einem Spektrometer (Yokogawa 6370C) gemessenen optischen Spektren vorkaliert, um der wellenlängenabhängigen Sensitivität des Spektrometers Rechnung zu tragen. Bei einer Pulsspitzenleistung von 12,1 W (17 nJ) wurde eine Raman-Kaskade, bestehend aus drei Stokes-Ordnungen, beobachtet. Die jeweiligen Zentralwellenlängen betragen 1130 nm, 1190 nm und 1255 nm. Bei einer schrittweisen Erhöhung der Pulsspitzenleistung auf 19,3 W (27 nJ); 27,1 W (38 nJ); 35,7 W (50 nJ); 46,4 W (65 nJ) und 57,9 W (81 nJ) wurde die Entstehung zusätzlicher Stokes-Ordnungen bei den Zentralwellenlängen 1330 nm, 1413 nm, 1508 nm und 1570 nm beobachtet. Eine Leistungsverlagerung von niedrigen zu höheren S-Ordnungen ist dabei erkennbar. Eine leichte Abhängigkeit der Stokes-Wellenlängen und den spektralen Formen von der transmittierten Pulsspitzenleistung wurde zudem beobachtet. Mögliche Ursachen für diese Abhängigkeit können nach der Literatur der Dispersionsverlauf der Raman-Faser und die komplexe P-Pulsform sein [64]. Letztlich lagen die Zentralwellenlängen der S-Ordnungen bei einer maximalen Pulsspitzenleistung von 57,9 W bei 1120 nm, 1175 nm, 1240 nm, 1306 nm, 1382 nm, 1474 nm und 1570 nm.

Der mittlere Frequenzabstand zwischen den S-Ordnungen betrug 12,97 THz, während die HWB im Mittel einen Wert von 2,69 THz hatte. Der gemessene Frequenzabstand stimmt gut mit dem in der Literatur angegebenen Abstand von 13,19 THz überein [21].

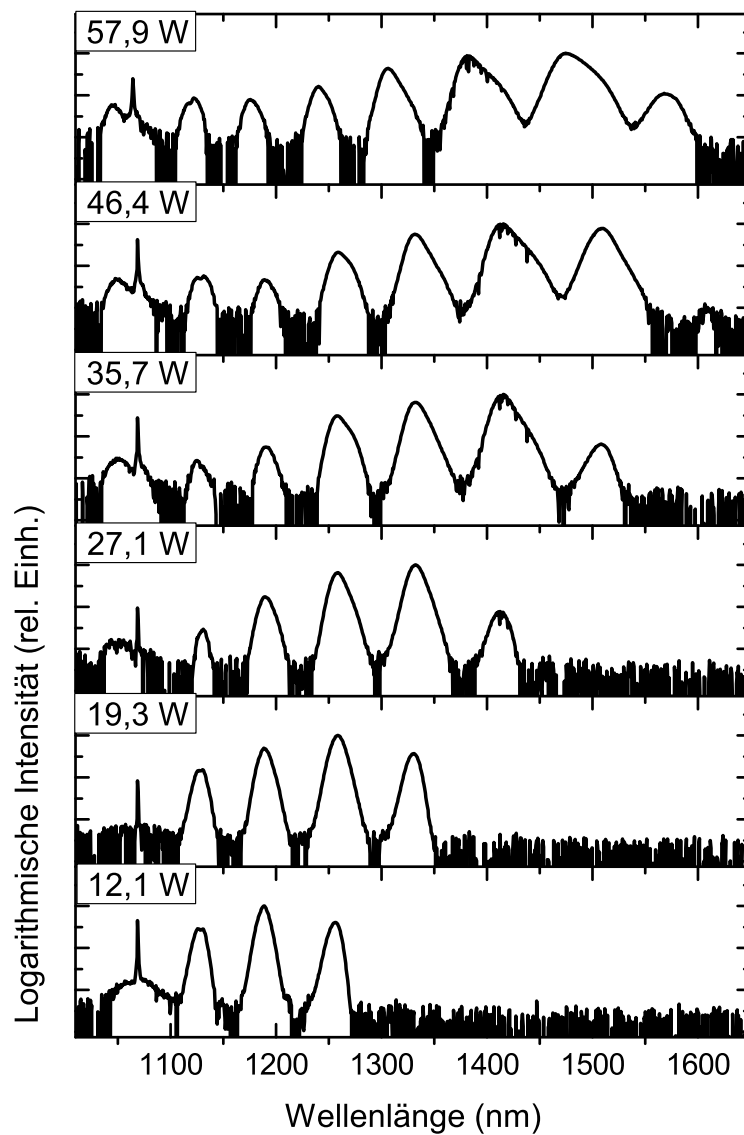


ABBILDUNG 3.9: Einfluss der Pulsspitzenleistung auf die spektrale Leistungsverteilung der RS-Kaskade. Die Anzahl der S-Pulse innerhalb der Kaskade nimmt mit der Pulsspitzenleistung zu, während niedrige S-Ordnungen abgebaut werden.

3.3.3.2 Zeitliche Entwicklung des RS-Kaskade

Die zu den spektralen Leistungsverteilungen zugehörigen zeitlichen Leistungsverteilungen sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Pump- und S-Pulse wurden in dieser Darstellung jeweils mit P und Zahlen zwischen eins und sieben benannt. Für diese zeitliche Messung wurde das elektronische Taktsignal des GSLD-Pulsgenerators benutzt, um die Verzögerungsachse zu kalibrieren. Der Messzeitpunkt für den P-Puls konnte somit auf einen Absolutwert der Verzögerung von 0 ns kalibriert werden. Aus Abbildung 3.10 geht hervor, dass der P-Puls zeitlich in mehrere sub-ns-Pulse aufgespalten wird. Diese Beobachtung deutet auf ein zeitliches Auseinanderlaufen der Pump- und S-Pulse durch die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten in der Raman-Faser hin. Dieses Auseinanderlaufen führt zu einer eindeutigen zeitlichen Anordnung der S-Pulse nach ihrer Wellenlänge. Die bei einer Pulsspitzenleistung von 12,1 W erkennbaren Signale bei den Verzögerungen -3 ns; -2,5 ns; -1,4 ns; und 0 ns können demnach jeweils den S-Ordnungen und dem P-Puls bei den Wellenlängen 1255 nm, 1190 nm, 1130 nm und 1064 nm zugeordnet werden. Bei höheren Pulsspitzenleistungen von 19,3 W; 27,1 W; 35,7 W; 46,4 W und 57,9 W wurden zusätzliche S-Ordnungen beobachtet.

Mit den bekannten Werten für die Gruppengeschwindigkeit aus Abschnitt 3.2.1 lässt sich die zeitliche Laufzeitdifferenz für den P- und den S1-Puls nach der Propagation in der Raman-Faser berechnen. Diese ergibt sich zu 1,1 ns. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der in Abbildung 3.10 beobachteten zeitlichen Differenz zwischen den jeweiligen Ankunftszeiten am Detektor. Die gemessene Intensität bei kleinen S-Ordnungen nimmt mit steigender Pulsenergie ab, da diese durch höhere S-Ordnungen abgebaut werden. Auch diese beobachtete Tendenz ist in guter Übereinstimmung mit der Entwicklung der spektralen Leistungsverteilung in Abbildung 3.9. Die Leistungsverlagerung innerhalb der Kaskade ist auf die Verstärkung einer nächsthöheren S-Ordnung auf Kosten einer niedrigeren Ordnung zurückzuführen, wie bereits in Abschnitt 2.3.1.2 erläutert wurde. Dieser Leistungstransfer innerhalb der Kaskade wird im folgenden Abschnitt genauer untersucht.

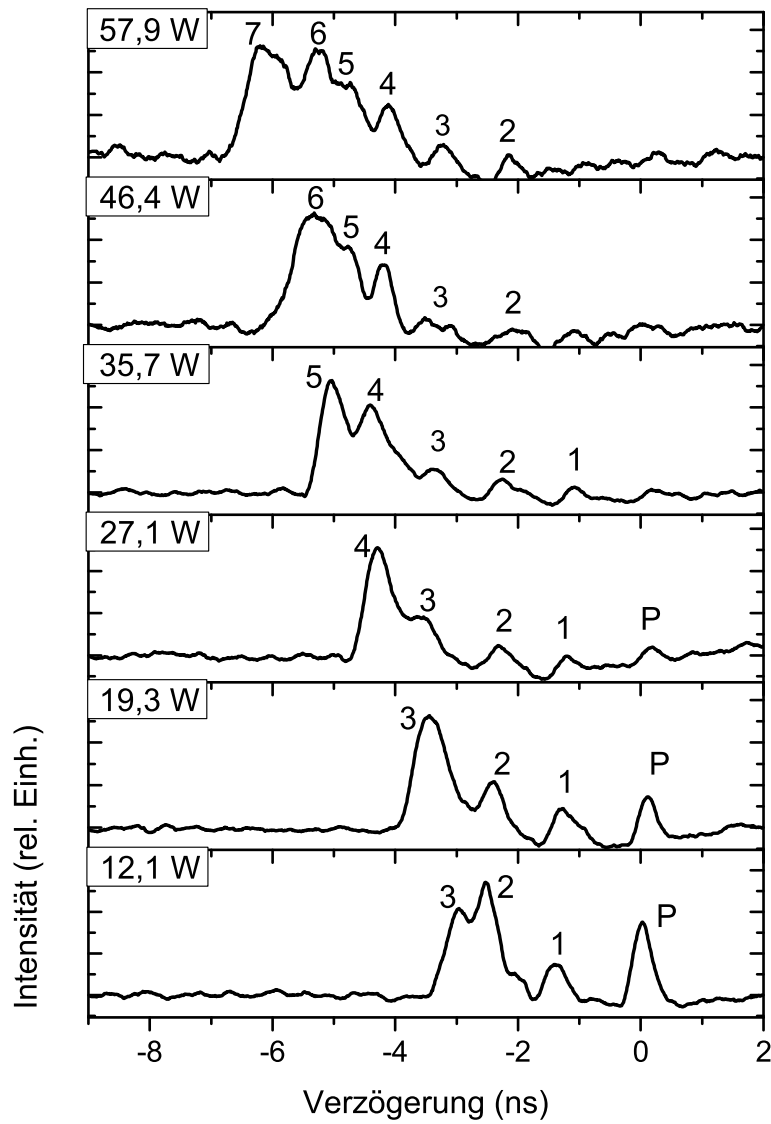


ABBILDUNG 3.10: Einfluss der Pulsspitzenleistung auf die zeitliche Leistungsverteilung innerhalb der RS-Kaskade. Durch den Laufzeitunterschied der S-Ordnungen gibt es eine eindeutige zeitliche Ordnung der Pulse.

3.3.3.3 Leistungstransfer innerhalb der Kaskade

Zur Analyse des Leistungstransfers innerhalb der RS-Kaskade wurde der prozentuale Anteil der S-Ordnungen an der eingekoppelten Pulsenergie hinter der Raman-Faser festgestellt. Hierzu wurde die Leistung der einzelnen S-Ordnungen im entsprechenden spektralen Intervall von Abbildung 3.9 integriert. Abbildung 3.11 zeigt das Ergebnis dieser Analyse.

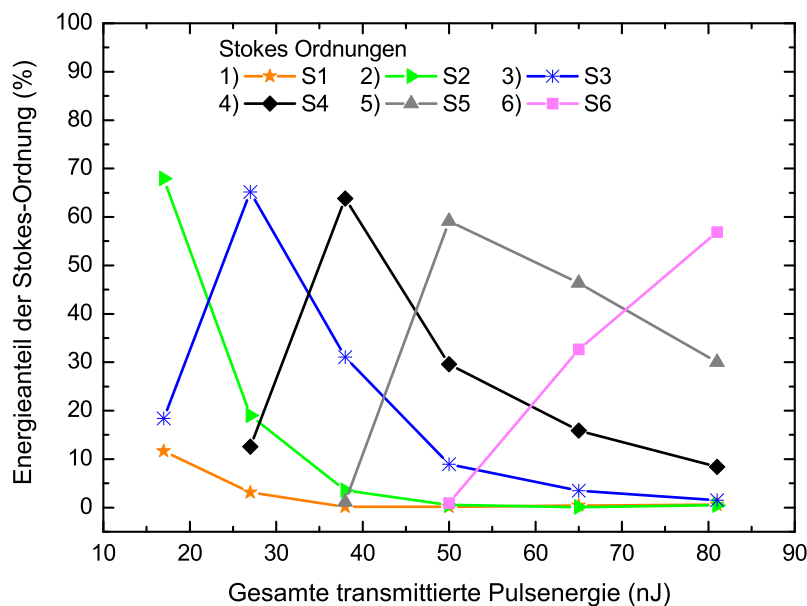


ABBILDUNG 3.11: Anteil der einzelnen S-Ordnungen an der gemessenen Gesamtpulsenergie bei unterschiedlichen Pulsspitzenleistungen.

Da die Ordnung S7 nur bei einer maximalen Pulsenergie von 81 nJ beobachtbar war, wurde diese Ordnung in Abbildung 3.11 nicht berücksichtigt. Bei einer P-Pulsenergie von 17 nJ betrug am Ausgang der Raman-Faser der Beitrag der Ordnung S1 (1130 nm) zur gesamten gemessenen Pulsenergie 12 %. Die Anteile der Ordnungen S2 (1189 nm) und S3 (1258 nm) hingegen betragen jeweils 68 % und 18 %. Eine Erhöhung der transmittierten Pulsenergie resultierte darin, dass der Anteil der Ordnungen S1 und S2 an der gesamten Pulsenergie auf jeweils 3 % und 19 % abnahm. Simultan erhöhte sich der Anteil der S3-Ordnung auf 65 %, während eine vierte S-Ordnung entstand. Demnach wurde die

Leistung der Ordnung S2 als Pumpe durch die Ordnung S3 abgebaut. Diese Tendenz ist ebenso bis zur Ordnung S6 eindeutig zu erkennen. Die Leistungs- bzw. Energieverschiebung innerhalb der Kaskade vom P-Puls bis zur S6-Ordnung konnte somit erfasst werden. Das in Abbildung 3.11 dargestellte experimentelle Ergebnis beschreibt damit quantitativ die im Abschnitt 2.3.1.2 beschriebene Verstärkung aller beobachteter S-Ordnungen auf Kosten der jeweils niedrigeren Ordnung.

3.3.4 Pulsdauern nach der Propagation in der Raman-Faser

Nachdem in Abschnitt 3.3.3 die spektrale und zeitliche Abhängigkeit von der Pulsspitzenleistung sowie auch die Energieverlagerung innerhalb der Kaskade untersucht wurde, wird in diesem Abschnitt das Augenmerk auf die P- und S-Pulsdauer nach der Propagation in der Raman-Faser gerichtet. Um Rückschlüsse auf die Pulsdynamik innerhalb der Kaskade ziehen zu können, wurden die Pulsdauern des ersten Pulses, also des Pumpulses, und des letzten Pulses der Kaskade, der S7-Ordnung, gemessen. Beide Pulse wurden dafür auf einer Freistrahl-Strecke mit einem Linienfilter bzw. mit einem Interferenzfilter spektral gefiltert. Für den P-Puls wurde ein schmalbandiges Filter (Bandbreite 3 nm) mit einer Zentralwellenlänge von 1064 nm und einer gaussförmigen Transmissionskurve verwendet. Für die Filterung der S7-Ordnung war zum Zeitpunkt der Messung kein Filter mit einer Zentralwellenlänge von 1570 nm vorhanden. Aus diesem Grund wurde ein Filter mit einer Zentralwellenlänge von 1560 nm, einer HWB von 12 nm und einer Transmission von 50 % eingesetzt. Die optischen Spektren und die zeitlichen Pulsformen wurden nach dem spektralen Filtern gemessen. Die HWB der spektralen Filter ist in den folgenden Abbildungen der optischen Spektren mit gestrichelten Linien angedeutet. Die Ergebnisse der Messungen sind für den P-Puls in Abbildung 3.12 dargestellt. Dabei konnte festgestellt werden, dass die zeitliche HWB einen Wert von 169 ps hatte und dass sich die P-Pulsform geändert hatte. Ein Vergleich mit Abbildung 3.6 (a) zeigt, dass die P-Pulsform vor der Propagation in der Raman-Faser einen kurzen ps-Puls mit einer ns-Flanke aufwies, während sie nach effizienter Raman-Konversion in der nicht-linearen Faser einen glatten, gaussähnlichen Verlauf ohne ns-Flanke annahm. Demnach

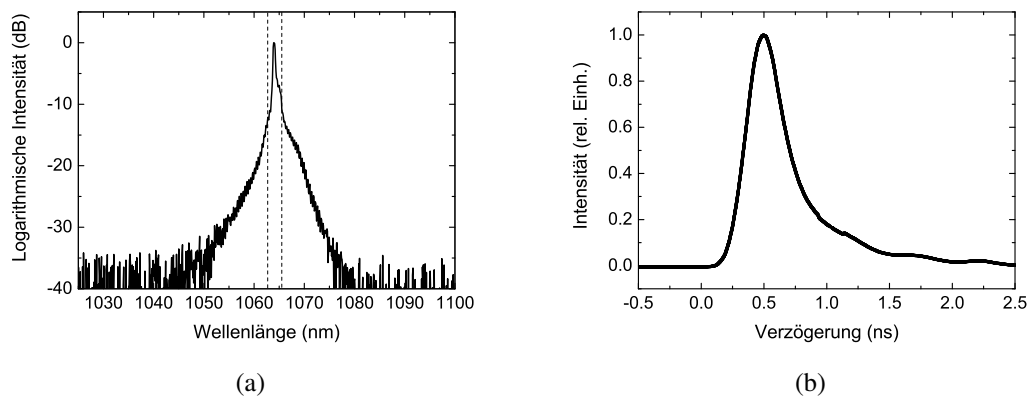


ABBILDUNG 3.12: (a) Optisches Spektrum und (b) zeitlicher Pulsverlauf der spektral gefilterten Pumppulse nach der Propagation in 500 m der Faser 2.

wurde die ns-Flanke beim stimulierten Streuprozess abgebaut. Die zeitliche Pulsformung wird dabei dominiert durch das komplexe Zusammenspiel der Faserdispersion und der Pulsverkürzung bei der effizienten Raman-Konversion.

Das Spektrum und die zeitliche Pulsform der siebten S-Ordnung nach der Filterung ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Pulsenergie dieser Ordnung nach der Raman-Faser betrug hinter dem Filter 0,2 nJ. Während die Zentralwellenlänge dieser Ordnung bei 1556 nm lag, betrug die HWB 14 nm. Die Abweichung der Zentralwellenlängen zwischen dem gefilterten und dem ungefilterten Puls hatten ihren Ursprung in der fehl-angepassten Zentralwellenlänge des Filters. Die Auswirkung dieser Fehlanpassung auf die Pulsdauer kann in diesem Fall vernachlässigt werden, da von einem S-Puls mit randomisierter Phase ausgegangen wird. Zwar kann prinzipiell bei der Erzeugung der P-Pulse durch Gewinnschaltung von Laserdioden ein definierter Phasengang vorliegen, allerdings nähert sich die Phase des S-Pulses erst im Grenzfall hoher Verstärkung an den Phasengang der P-Welle an [29, 65]. Die Verstärkung der hier beobachteten S-Ordnung ist allerdings noch weit unterhalb der Sättigung (vgl. Abbildung 3.9), sodass die Annahme einer randomisierten Phase gerechtfertigt ist. Die Oszillationen in Abbildung 3.13 (a) wurden durch einen Nachpuls verursacht, welcher im Interferenzfilter durch eine Mehrfachreflexion erzeugt wurde. Der spektrale Modulationsabstand von 0,88 nm lässt dabei auf eine zeitliche Separation des Nachpulses von ca. 13,5 ps schließen, was einer Filterdicke von

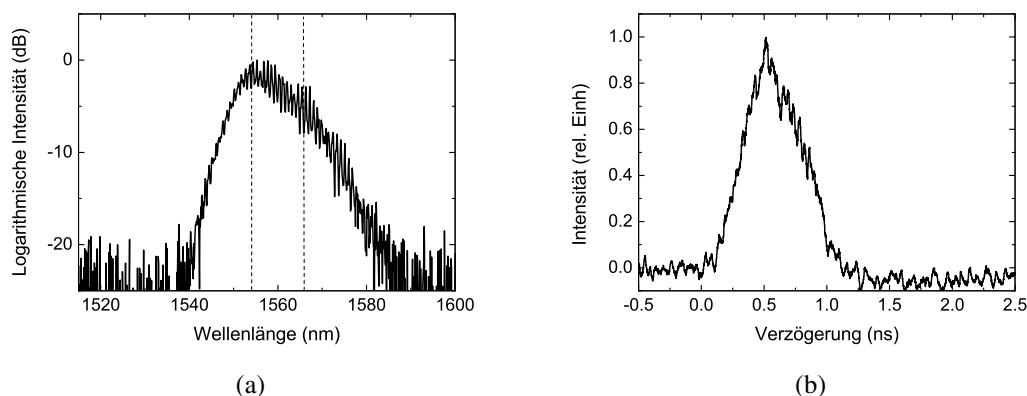


ABBILDUNG 3.13: (a) Optisches Spektrum und (b) zeitlicher Pulsverlauf der spektral gefilterten siebten S-Ordnung nach der Propagation in 500 m der Faser 2.

1,4 mm gleichkommt. Dieser Wert entspricht gerade der tatsächlichen Filterdicke. Hin-gegen hatten die Oszillationen in Abbildung 3.13 (b) ihren Ursprung in einer geringen Signalintensität auf der Photodiode. Die zeitliche HWB hatte einen Wert von 548 ps. Aus der geringen Intensität der S7-Ordnung in Abbildung 3.9 kann geschlossen werden, dass die Verstärkung dieser Ordnung noch nicht gesättigt ist. Zudem ist die Pulsdauer der S7-Ordnung geringer als die initiale P-Pulsdauer. Diese beiden Beobachtungen sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie in Abschnitt 2.3.1. Da die Verstärkung nicht gesättigt war, kann aus diesen Beobachtungen geschlossen werden, dass die Pulsdauer der S7-Ordnung unterhalb der Pulsdauer der S6-Ordnung liegt. Dies wird vor allem beim Betrachten der Pulsdynamik in Abbildung 2.3 (b) deutlich.

Eine wichtige Erkenntnis ist demnach die experimentelle Feststellung, dass auch nach 7-facher Raman-Konversion die Pulsdauer des S-Pulses am Ende der Kaskade mit denen des ursprünglichen P-Pulses vergleichbar ist. Für die Kaskade lässt sich daraus schließen, dass bei der gewählten Faserlänge alle S-Pulse zwischen dem P-Puls und der höchsten S-Ordnung eine Dauer unterhalb von 1,4 ns haben. Diese experimentellen Resultate sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Resultate zur Untersuchung von kaskadierter RS präsentiert. Die Untersuchung des Einflusses der Faserlänge resultierte in einer Vorgabe für die zu nutzende Pulsdauer und die Faserlänge. Als wichtige Charakteristika der Kaskade wurden die spektrale und zeitliche Leistungsverteilung sowie auch der Energietransfer innerhalb der Kaskade in Abhängigkeit von der eingekoppelten Pulsspitzenleistung bzw. Pulsenergie gemessen. Der Energietransfer gibt dabei die Verstärkung der jeweiligen S-Ordnungen auf Kosten der nächst-niedrigeren Ordnung wieder. Zusätzlich wurden die P- und S-Pulsdauern nach der Propagation in der Raman-Faser untersucht.

In den präsentierten Experimenten wurden bis zu sieben S-Ordnungen mit einer gewinn-geschalteten und anschließend verstärkten Laserdiode in einem komplett faserintegrierten Aufbau erzeugt. Dies entsprach der Generation zusätzlicher Wellenlängen in einem Bereich zwischen 1064 nm und 1597 nm. Die Analyse der Verteilung des Pulsenergieanteils auf die unterschiedlichen S-Ordnungen bei verschiedenen Pulsenergien bzw. Pulsspitzenleistungen in Abbildung 3.11 ist dabei ein wesentliches zentrales Ergebnis. Bei einer P-Pulsenergie von 81 nJ wurde die Pulsenergie der S7-Ordnung bei einer Zentralwellenlänge von 1570 nm zu 0,2 nJ bestimmt. Die Messung der P- und S-Pulsdauern nach der Propagation in der Raman-Faser liefern zudem die Information, dass die Pulsdauern am Anfang und Ende einer RS-Kaskade vergleichbar sind. Diese Ergebnisse wurden in Referenz [66] publiziert.

Es wurde eine RS-Kaskade demonstriert, deren spektrale Ausdehnung sowohl den Bereich von Ytterbium- als auch den Bereich von Erbium-dotierten Fasern einschließt. Mit diesen laseraktiven Medien können demnach Teile der Kaskade weiter in ihrer Energie skaliert werden. In weiterführenden Arbeiten könnte die in Abschnitt 2.3.1 erläuterte Theorie auf die RS-Kaskade angewendet werden, um durch numerische Simulationen den Pulsdauerungsverlauf für die einzelnen S-Ordnungen in Abhängigkeit von der Faserlänge zu bestimmen. Weiterhin könnte ein Teil der P-Pulse frequenzverdoppelt werden, um anschließend zusätzlich eine RS-Kaskade im gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich zu generieren. Ebenso ist es denkbar, zwei um ca. 30 nm versetzte GSLD (1030 nm und

1064 nm) als Quellen zu nutzen, um die freien Wellenlängenfenster einer Kaskade mit einer zweiten Kaskade zu multiplexen. Auf diese Weise würde der gesamte Spektralbereich zwischen 515 nm und 1600 nm mit ps-S-Pulsen mit den beschriebenen Eigenschaften aufgefüllt werden.

Der Anwender einer solchen Quelle wird durch die präsentierten Resultate befähigt, im Bereich zwischen 1064 nm und 1597 nm sub-ns-Signale gezielt, effizient und ohne die Benutzung eines laseraktiven Mediums zu generieren. Neben den typischen Anwendungen von Superkontinuumquellen wie der Spektroskopie, sind potenzielle Anwendungsfelder der präsentierten Quelle das Seeden unterschiedlicher Verstärkungsmedien mit nur einer Quelle und gepulstes Pumpen von Raman-Verstärkern [67]. Ebenso eignet sich die Quelle für robuste Breitband-Transmitter für spektral aufgeteilte WDM-Systeme (engl. spectrally sliced WDM), wobei durch die Benutzung der GSLD eine Möglichkeit für eine zusätzliche zeitliche Ansteuerung in optischen Netzwerken ermöglicht wird [9–11]. Weiterhin ist eine Anwendung als Quelle für multispektrales LIDAR und für die Dispersionsmessung in optischen Fasern denkbar [12, 53].

Das Vervielfältigen eines P-Pulses bei unterschiedlichen Zentralwellenlängen in einer aus dem Rauschen gestarteten RS-Kaskade ermöglicht einen effizienten Pulsenergietransfer auf neue optische Frequenzen, wobei die generierten Pulse Dauern in der Ordnung der P-Pulsdauer haben. Die KRS wurde dabei durch die spontane RS initiiert. Im folgenden Kapitel wird der Fall behandelt, in dem die KFWM mit einem stimulierten Prozess initiiert wird.

4 Experimente zur kaskadierten Vierwellenmischung

4.1 Motivation

Die effiziente Erzeugung neuer optischer Frequenzen mit Pulsspitzenleistungen im Bereich einiger zehn Watt durch KRS wurde in Kapitel 3 ausführlich behandelt. Für den Fall kurzer Fasern kann die KRS sehr ineffizient sein. Wenn die verwendete Faserlänge vergleichbar mit dem Wert der Kohärenzlänge wird, kann die parametrische FWM aufgrund ihrer um einen Faktor zwei größeren Verstärkung gegenüber der RS der dominierende nichtlineare Effekt werden. Entsprechend ist die Faserlänge vergleichbar mit der Kohärenzlänge und beide Längen sind kleiner, als die Raman-Verstärkungslänge $L_{\text{Faser}} \approx L_{\text{koh}} < L_{\text{R}}$.

Ein beispielhafter experimenteller Vergleich, in dem sowohl RS als auch FWM auftreten, ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Diese Abbildung zeigt zwei optische Spektren, die nach der Propagation von ns-Pulsen in einer anomal dispersiven PCF mit einer Länge von 8 m gemessen wurden. Dabei wies die Faser Dispersionsnullpunkte bei den Wellenlängen 1020 nm und 1075 nm auf, sodass bei einer Pumpwellenlänge von 1055 nm ein flacher Dispersionsverlauf vorlag. In beiden Fällen war die Pulsdauer 5 ns und die Pulsspitzenleistung 11 W. Die experimentellen Bedingungen beider Messungen unterschieden sich lediglich dahingehend, dass in einem Fall nur ein P-Puls in die Faser gekoppelt wurde (schwarzes Spektrum in Abbildung 4.1), während im zweiten Fall ein ko-propagierender Signalpuls bei einer Wellenlänge von 1064 nm mit identischer Pulsdauer in die Faser

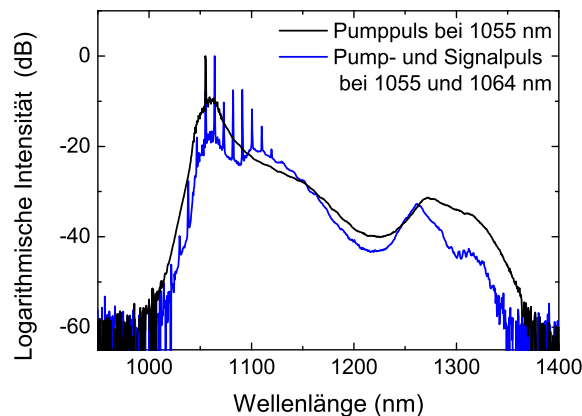


ABBILDUNG 4.1: Simultanes Auftreten von Ramanstreuung und kaskadierter FWM.

gekoppelt wurde (blaues Spektrum in Abbildung 4.1). Im schwarz dargestellten Spektrum wird die Superkontinuumzeugung durch die RS dominiert. Die spektralen Fenster zwischen den Stokes-Ordnungen sind dabei zusätzlich durch SPM, XPM und FWM aufgefüllt [68]. Aus diesem Grund weist das Spektrum einen kontinuierlichen Verlauf zwischen 1000 nm und 1360 nm auf. Das blau dargestellte Spektrum weist einen vergleichbaren Verlauf auf. Allerdings ist hier im Wellenlängenbereich zwischen 1000 nm und 1120 nm das Auftreten kaskadierter FWM beobachtbar, bei der insgesamt 10 Idlerwellen entstehen. Dabei kann im Bereich zwischen 1070 nm und 1120 nm durch die kaskadierte Generation von Idlerwellen eine um bis zu 13 dB höhere Intensität beobachtet werden, als dies ohne einen Signalpuls der Fall ist. Demnach spielt bei Pulsspitzenleistungen im Bereich einiger Watt und Faserlängen von wenigen Metern die in Abschnitt 2.3.2.5 erläuterte KFWM eine wichtige Rolle, wenn die genannten Bedingungen an die parametrische FWM erfüllt werden.

Die Anwendungsgebiete der KFWM sind vielfältig. Neben der Anwendung in OTDM-Systemen für die Telekommunikation und als Anregungsquelle für Moleküle kann das kammartige Frequenzspektrum mit seinen wohldefinierten Linienseparationen als Frequenzkamm eingesetzt werden [47, 48]. Frequenzkämme werden auf Gebieten wie der Metrologie häufig eingesetzt und haben diese in den letzten Jahren revolutioniert [6]. Die derzeit kommerziell verfügbaren Frequenzkämme basieren auf modengekoppelten Laseroszillatoren [69, 70]. Die Limitierungen solcher Frequenzsynthesizer liegen im we-

sentlichen in der erreichbaren maximalen Kammlinien-separation von einigen GHz [14]. Diese wird durch die Resonatorlänge festgelegt, die für den Modenkopplungsprozess minimal notwendig ist.

Für spezielle Anwendungen in der Telekommunikation und der Astronomie sind allerdings, wie bereits in Kapitel 1 ausgeführt wurde, Frequenzkämme mit einer Linienseparation größer als 2 GHz im gesamten Spektralbereich vom UV bis zum MIR unabdingbar [20, 71–73]. Beispielsweise war für die Kalibrierung des Echelle-Spektrografen im HARPS-Teleskop des European Space Observatory (ESO) mit einer Auflösung von 90000 ein Frequenzkamm mit einer Linienseparation von 18 GHz notwendig [20, 74]. Mit dieser Kalibrierung konnte eine Geschwindigkeitsänderung eines extra-solaren Planeten mit einer Genauigkeit von 10 cm s^{-1} gemessen werden. Die notwendige relative Frequenzstabilität eines solchen Frequenzkammes muss mindestens bei einem Wert von $< 10^{-11}$ im Zeitbereich zwischen Sekunden bis Stunden liegen [17, 75].

Ohne spektrale Filterung werden solche großen Frequenzabstände zur Zeit nur durch KFWM in Mikroresonatoren hoher Güte und in nichtlinearen Fasern erreicht. In Mikroresonatoren wird die KFWM genutzt, um möglichst viele neue Frequenzen und somit ein möglichst breites optisches Spektrum zu erzeugen [76]. Dabei wird kontinuierliche Laserstrahlung aus einer Faser in einen Mikroresonator gekoppelt und dient als Pumpwelle für die KFWM. Signal- und Idlerwellen werden im Resonator wahlweise aus dem Rauschen erzeugt oder mit der Pumpe zusammen in den Resonator eingekoppelt. Der Frequenzabstand der Idlerwellen hängt dabei vom Modenabstand im Mikroresonator ab und kann nicht variiert werden. Zwar bietet das Konzept durch die kleinen Abmessungen der Mikroresonatoren ein hohes Potential für die Integration, diese konnte bisher jedoch nicht weit genug vorangetrieben werden.

Faserbasierte Frequenzkämme auf der Basis von KFWM bieten hier eine mit dem aktuellen Stand der Technik deutlich besser integrierbare Lösung [75]. Allerdings wurden solche FWM-Kaskaden bisher nur in einem Wellenlängenbereich um $1,5 \mu\text{m}$ demonstriert [36, 77–79]. Der Grund hierfür ist die große Vielfalt der bei dieser Wellenlänge seit vielen Jahren verfügbaren Fasern mit anomaler Dispersion. Diese Verfügbarkeit ermöglicht die Erfüllung der in Gleichung (2.38) angegebenen Phasenanpassungsbedingung. Faser-

basierte Quellen mit diesen Eigenschaften im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ sind bisher nicht bekannt. Die Ursache hierfür ist die mangelhafte Verfügbarkeit von Faserkomponenten in diesem Wellenlängenbereich. Dabei würde die KFWM im Bereich um $1\ \mu\text{m}$ die Möglichkeit eröffnen Frequenzkämme mit den notwendigen Eigenschaften für die oben genannten Anwendungen im sichtbaren Spektralbereich zu demonstrieren.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden aus diesem Grund detaillierte Experimente zu KFWM durchgeführt. Dabei sollen zum ersten mal faserbasierte KFWM im Wellenlängenbereich um $1,0\ \mu\text{m}$ demonstriert werden. Kaskaden mit einer Bandbreite von $595\ \text{nm}$, bestehend aus 44 schmalbandigen simultan emittierten Idlerwellen konnten erzeugt werden. Der benutzte experimentelle Aufbau bietet zudem ein hohes Maß an Integration und kann mit wenig Aufwand zu einem vollständig faserbasierten Frequenzkamm weiterentwickelt werden. Im folgenden wird zunächst der experimentelle Aufbau erklärt und charakterisiert. Im Anschluss werden die experimentellen Resultate dargestellt und diskutiert. Dabei wird erst das Parameterfeld der im Aufbau vorhandenen Freiheitsgrade eingeschränkt. Diese Freiheitsgrade sind das Leistungsverhältnis der P- und Signalwelle, die Länge des nichtlinearen Mediums und die Frequenzseparation der P- und Signalwellen. Anschließend wird die KFWM im Bereich um $1,0\ \mu\text{m}$ bei dem optimierten Satz der Freiheitsgrade untersucht.

4.2 Experimenteller Aufbau

4.2.1 Pump- und Signalpulserzeugung und Verstärkung

Der dreistufige experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. In der ersten Stufe werden P und Signal für die FWM erzeugt. Dabei werden zwei kontinuierliche Lasersignale in einem faserbasierten 50/50-Koppler kombiniert. Eine faserbasierte Laserdiode (D2) mit einer Wellenlänge von $1055\ \text{nm}$ ($284,36\ \text{THz}$) wurde in allen Experimenten als kontinuierlich emittierende P-Quelle verwendet. Sie hatte eine maximale Ausgangsleistung von $74\ \text{mW}$. Als Signalquelle wurden wahlweise eine kontinuier-

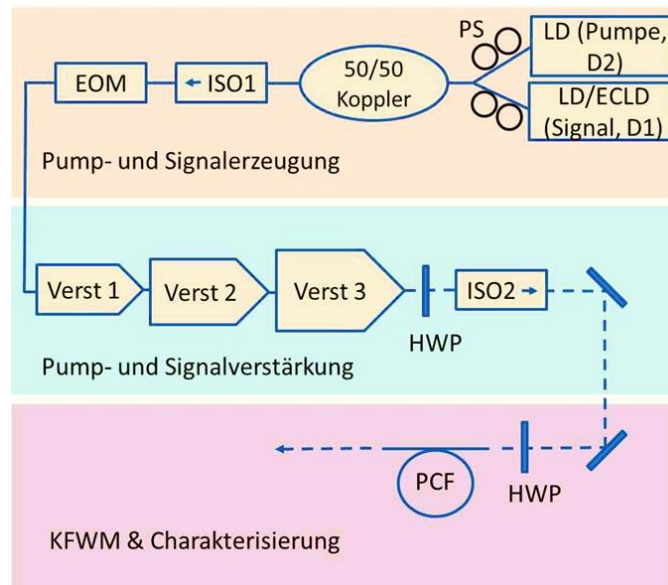


ABBILDUNG 4.2: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung einer FWM-Kaskade im Wellenlängenbereich um $1.0\ \mu\text{m}$.

lich emittierende fasergekoppelte Laserdiode mit einer festen Wellenlänge (D1) und ein durchstimmbarer Diodenlaser mit externem Resonator (engl. external cavity laser diode, ECLD) mit einer einstellbaren Wellenlänge genutzt. Die fasergekoppelte Laserdiode hatte eine feste Zentralwellenlänge von $1064\ \text{nm}$ ($281,89\ \text{THz}$) und ebenfalls eine Ausgangsleistung von $74\ \text{mW}$. Die Wellenlänge der ECLD hingegen konnte in einem Bereich zwischen $1059\ \text{nm}$ ($283,29\ \text{THz}$) und $1068\ \text{nm}$ ($289,90\ \text{THz}$) variiert werden. Dieser Laser war longitudinal einmodig und hatte eine Linienbreite unterhalb von $300\ \text{kHz}$. Nach der Einkopplung dieser Quelle in eine Faser lag eine Leistung von $12,6\ \text{mW}$ vor. Während mit der fasergekoppelten LD mit festgelegter Emissionswellenlänge Experimente zum Einfluss des Leistungsverhältnisses zwischen Pump- und Signallaser durchgeführt wurden, wurde die ECLD für Experimente eingesetzt, bei denen die Frequenzdifferenz zwischen P und Signal variiert wurde. Da beim Durchstimmen der ECLD die Differenz von P- und Signalwellenlänge nur im Bereich zwischen $4\ \text{nm}$ ($1,07\ \text{THz}$) und $13\ \text{nm}$ ($3,46\ \text{THz}$) lag, wurden P- und Signallicht in einem 50/50-Faserkoppler, anstelle eines WDMs, zusammengeführt. Der Grund hierfür ist, dass WDMs für das Multiplexen von Wellenlängen mit solch geringen Abständen nicht verfügbar sind. Somit lagen in beiden Ausgangsports des 50/50-Kopplers sowohl P- als auch Signallicht anteilig vor. Die Parallelität

der Polarisierungsebenen beider Quellen wurde durch den Einsatz von Polarisationsstellern sichergestellt. Im weiteren diente einer der Kopplerports als Monitorport, während der zweite zur weiteren Modifikation des gemischten Signals verwendet wurde. Dieser wurde mit einem Faraday-Isolator versehen, um zurücklaufende Signale zur Pump- und Signalquelle zu unterbinden (ISO1). Mit einem Faser-gekoppelten elektro-optischen Modulator (EOM, Modell EOSPACE LiNbO₃ Modulator) wurden aus den überlagerten kontinuierlichen Signalen beider Quellen ns-Pulse ausgeschnitten [80]. Der EOM wurde mit elektrischen Pulsen angesteuert, welche in einem Pulsgenerator erzeugt wurden (Agilent 81150A) [81]. In früheren Arbeiten wurde demonstriert, dass auf diese Weise parasitäre SBS unterdrückt werden kann [82]. Die kürzeste HWB der Pulse, die mit der benutzten Anordnung aus Pulsgenerator und EOM aus dem kontinuierlichen Signal der P- und Signalquelle ausgeschnitten werden konnte, lag bei 5 ns. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise und eine Charakterisierung des LiNbO-Modulators findet sich in der Arbeit von E. L. Wooten et. al und in der Diplomarbeit von G. Herink [83, 84]. P- und Signalpuls wurden der Einfachheit halber mit dem identischen EOM erzeugt. Im folgenden wird die Pulsspitzenleistung der Kombination aus P- und Signalpulsen als die P-Pulsspitzenleistung bezeichnet. Bei einer Variation dieser Pulsspitzenleistung liegt somit stets ein konstantes Verhältnis zwischen der P- und Signalleistung vor, wenn nicht explizit auf eine Änderung hingewiesen wird. Dabei wurde sichergestellt, dass sich das Verhältnis zwischen P- und Signalleistung auch bei einer Variation der Pumpleistung der Faserverstärker nicht verändert.

Die Pulsenergie des spektral aus zwei Wellenlängen bestehenden ns-Pulses wurde anschließend in einem dreistufigen Ytterbium-dotierten (Yb) Faserverstärker skaliert (Verst 1, Verst 2, Verst 3). Dabei basierten die ersten beiden Verstärkerstufen auf kerngepumpter Faser, während in der letzten Stufe eine mantelgepumpte Faser eingesetzt wurde. Die Kern- und Manteldurchmesser der verwendeten Fasern waren jeweils 6/125 μm und 20/250 μm . Der Kerndurchmesser von 20 μm erlaubt zwar die Propagation von höheren Transversalmoden, ihre Entstehung wurde jedoch durch den Einsatz eines Modenfeld-Adapters und eine enge Wicklung der Faser unterdrückt. Die P-Wellenlänge für die Yb-dotierten Verstärker lag bei 976 nm. Um ein möglichst hohes OSNR zu gewährleis-

ten, wurden zwischen den Verstärkerstufen wellenlängenselektive Filter eingesetzt, um die verstärkte Spontanemission (eng. amplified spontaneous emission, ASE) im Wellenlängenbereich um 1030 nm vom Signal zwischen 1055 nm und 1068 nm zu trennen [85]. Eine detailliertere Beschreibung kaskadierter Yb-dotierter Faserverstärker findet sich bei Referenz [62]. Die Verstärkerstufen wurden auf einer Freistrahlstrecke mit einem Faraday-Isolator (ISO2) vor Rückreflexen geschützt. Mit einer Halbwellenplatte wurde die Lage der Polarisationssebene der P- und Signalepulse mit der vom Isolator maximal transmittierten Ebene in Übereinstimmung gebracht. Anschließend wurde der P- und Signalepuls in das nichtlineare Medium, eine Photonische Kristallfaser (PCF), eingekoppelt. Mit einer weiteren Halbwellenplatte konnte die Polarisationssebene vor der Einkopplung in die PCF variiert werden. Die verstärkten Pulse wurden mit Hilfe einer Linse und eines dreiaxigen Verschiebetisches in die PCF gekoppelt. Am Ausgang der PCF wurde das Ausgangssignal schließlich charakterisiert. Die Eigenschaften der PCF werden im folgenden Abschnitt erläutert.

4.2.2 Nichtlineares Medium

Die Photonische Kristallfaser war vom Hersteller NKT Photonics kommerziell unter der Bezeichnung NL-1050-Zero-2 verfügbar und hatte dem Datenblatt zufolge einen Modendurchmesser von $2.2 \pm 0.5 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von 1064 nm [80]. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm lässt sich ein nichtlinearer Koeffizient von $37 (\text{W}\cdot\text{km})^{-1}$ ableiten. Die Dämpfung im Wellenlängenbereich zwischen 1000 nm und 1100 nm war kleiner als $0,03 \text{ dB}\cdot\text{m}^{-1}$. Sie wird bei den folgenden Experimenten vernachlässigt. Mit einer Cut-Off-Wellenlänge von 300 nm führt die Faser Licht in einem sehr großen Wellenlängenbereich monomodig. Die wesentliche Eigenschaft dieser Faser war der in Abbildung 4.3 dargestellte flache Dispersionsverlauf in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Der Verlauf weist zwei Dispersionsnullpunkte bei den Wellenlängen 1020 nm und 1075 nm auf. Dabei ist die Dispersion D in Abbildung 4.3 in den Einheiten $\text{ps}\cdot(\text{km}\cdot\text{nm})^{-1}$ angegeben. Nach dem Datenblatt liegt die Dispersion im P- und Signalwellenlängenbereich zwischen 1055 nm und 1068 nm unterhalb von $0,62 \text{ ps}\cdot(\text{km}\cdot\text{nm})^{-1}$.

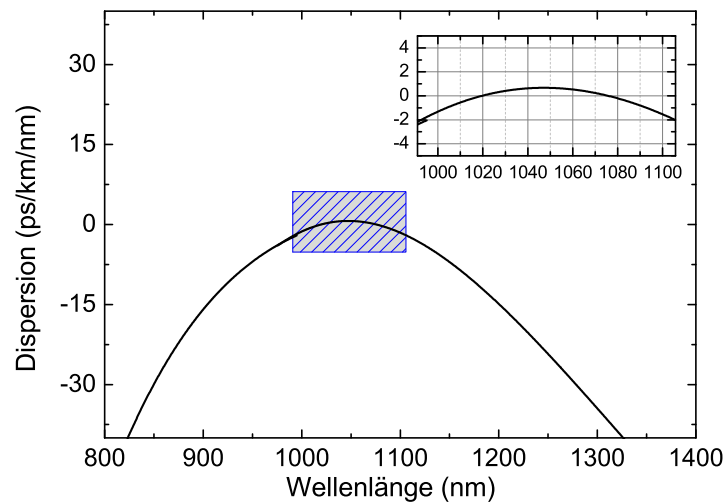


ABBILDUNG 4.3: Dispersion der verwendeten PCF mit vergrößertem Bereich zwischen 950 nm und 1100 nm.

Dabei ist zu beachten, dass die Dispersion im Bereich zwischen 1025 nm und 1075 nm nach Herstellerangaben variieren kann und mit Sicherheit innerhalb von $\pm 4 \text{ ps} \cdot (\text{km} \cdot \text{nm})^{-1}$ liegt. Dieser angegebene Fehler wird in den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie einbezogen werden. Mit diesen Dispersionsdaten erfüllte die verwendete PCF die im Abschnitt 2.3.2.5 genannten Bedingungen für eine effiziente KFWM. Sie hatte in einem großen Wellenlängenintervall zwischen den Dispersionsnullpunkten eine geringe Dispersion, was zu einem kleinen Phasenbeitrag des Materials in Gleichung (2.37) führte. Verglichen mit nichtlinearen Medien, die von anderen Autoren benutzt wurden, kann bei dieser Faser am Scheitelpunkt der Dispersion eingestrahlt werden [49]. Diese Tatsache garantiert eine besonders kleine Phasendifferenz zwischen der Pump- und Signalwellenlänge durch die chromatische Dispersion. Weiterhin war die vorliegende PCF nicht polarisationserhaltend. Angaben zur Doppelbrechung der PCF lagen allerdings nicht vor.

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Charakterisierung der Pump- und Signalpulse

Die mit dem EOM ausgeschnittenen Pulse hatten eine Wiederholfrequenz von 800 kHz. In den Experimenten wurde wahlweise eine fasergekoppelte Laserdiode oder auch eine ECLD als Signalquelle verwendet. Wenn die fasergekoppelte LD mit einer festen Emissionswellenlänge verwendet wurde, so betrug die Pulsenergie der mit dem EOM ausgeschnittenen Pulse insgesamt maximal 416 pJ. Dabei betrug der Anteil von P- und Signalpulsenergie jeweils 50%. Hingegen betrug die Pulsenergie 250 pJ, wenn die ECLD als Signalquelle verwendet wurde. Die Pulsenergie wurde bestimmt, indem die mittlere Leistung mit einem Leistungsmesskopf hinter dem EOM gemessen und durch die Wiederholrate geteilt wurde. Die Bandbreiten der P- und Signallaser betragen nach der Modulation mit dem AOM 70 pm (17 GHz). Der Anteil der P- und Signalwellenlänge an der gemessenen Pulsenergie betrug in diesem Fall jeweils 83 % und 17 %. Dieses Verhältnis wurde determiniert durch die von der ECLD emittierten Leistung von 70 mW und Faser-einkopplungsverlusten. Es wurde sichergestellt, dass dieses Verhältnis allen Messungen zugrunde lag, bei der die ECLD als Signalquelle zum Einsatz kam. Die Verstärkung der P- und Signalwellenlänge wurde dabei nicht nach Wellenlänge getrennt durchgeführt. Die Energieskalierung der P- und Signalpulse wurde zeitgleich in demselben Verstärkersystem durchgeführt. Die Pulsspitzenleistung wurde sowohl aus Messungen mit einer Photodiode als auch aus Messungen mit einem Leistungsmessgerät abgeleitet. Zur Kalibrierung der mit der Photodiode gemessenen Spannung wurde ein kontinuierliches Signal mit bekannter Leistung verwendet. Um einer Sättigung der Diode bei der Detektion des gepulsten Signals vorzubeugen wurde mit einem Oszilloskop der zeitliche Pulsverlauf hinter einem Abschwächenden optischen Element gemessen. Der Spannungspegel am Maximum des gemessenen Signals wurde anschließend mit dem Abschwächungsfaktor und der Kalibrierung in eine Pulsspitzenleistung umgerechnet. Zusätzlich wurde mit dem Leistungsmessgerät die mittlere Leistung gemessen und mit der Wiederholrate in eine Pulsenergie umgerechnet. Mit Ergebnissen zuvor durchgeführter Messungen konnte

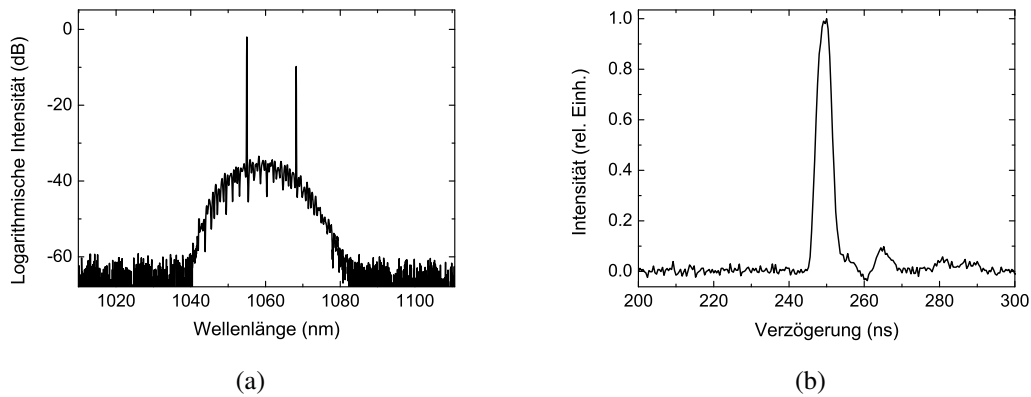


ABBILDUNG 4.4: (a) Verstärktes optisches Spektrum und (b) zeitlicher Pulsverlauf des Pump- und Signalpulses.

der ASE-Anteil zwischen den Pulsen an der ermittelten Pulsenergie abgeschätzt und eine Pulsspitzenleistung berechnet werden [62]. Die auf beide Weisen gemessenen Werte der Pulsspitzenleistung waren in guter Übereinstimmung. Nach dem Verstärkeraufbau betrug die maximale Pulsspitzenleistung demnach 50 W. Die maximale Pulsenergie hatte demnach einen Wert von 250 nJ. Das bei Verwendung der ECLD als Signalquelle hinter der dritten Verstärkerstufe gemessene optische Spektrum ist in Abbildung 4.4 (a) dargestellt. Während der P-Puls bei einer Wellenlänge von 1055 nm ein OSNR von 33,4 dB aufwies, lag das OSNR des Signalpulses bei 29,3 dB. Der von 1040 nm bis 1082 nm reichende kontinuierliche spektrale Beitrag ist auf die ASE der Verstärkerkaskade zurückzuführen. Da die ASE im Signalkern der dritten Verstärkerstufe durchaus auch in höheren Transversalmoden propagiert und diese miteinander interferieren, ist das ASE Spektrum in Abbildung 4.4 (a) moduliert. Der zeitliche Pulsverlauf ist in Abbildung 4.4 (b) abgebildet. Er hat eine HWB von 5 ns. Zudem ist 15 ns nach dem optischen Signal ein elektrisches Nachschwingen der Photodiode (Det-01CFC, Thorlabs) zu erkennen. Die P- und Signalpulsparameter sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

In den folgenden Experimenten wurden zunächst die Freiheitsgrade des Gesamtsystems optimiert, um mit einer endgültigen optimalen Konfiguration des Systems maximal effiziente FWM-Kaskaden zu generieren und zu untersuchen. Diese Freiheitsgrade sind das P- zu Signalenergieverhältnis, die Faserlänge und die P- zu Signalfrequenzdifferenz.

Pumpe/ Signal	E_p [nJ]	R [kHz]	T [ns]	λ [nm]	OSNR [dB]	P_0 max [W]
D2 Pumpe	207,5	800	5	1055	33,4	1-41,5
D1 Signal ECLD	42,5	800	5	1059/ 1068	29,3	8,5
D1 Signal LD	5	800	5	1064	38,3	1

TABELLE 4.1: Pulsenergien E_p , Wiederholraten R , Pulsdauern T , Wellenlängen λ , Signal- zu Rauschverhältnisse OSNR und Pulsspitzenleistungen P_0 der in den Experimenten verwendeten Pump- und Signalepulse.

Die Untersuchung der Einflüsse dieser Freiheitsgrade erfolgte bei geringerer Pulsspitzenleistung, als maximal möglich. Der Grund hierfür war, dass für die Untersuchung der Einflüsse dieser Freiheitsgrade keine maximal breite FWM-Kaskaden notwendig waren. Auf die Präsentation der auf diese Freiheitsgrade bezogenen Ergebnisse folgen Untersuchungen zum Einfluss der Pulsspitzenleistung, die Verifikation des dominierenden FWM-Prozesses und die Leistungsübertragung innerhalb der Kaskade.

4.3.2 Einfluss des Pump-zu-Signalleistungsverhältnisses

Das Pulsenergieverhältnis zwischen dem P- und dem Signalepulse stellt einen Freiheitsgrad dar, dessen Einfluss auf die KFWM im folgenden zunächst verifiziert werden soll. Hierfür wurden die verstärkten Pulse mit einer maximalen Effizienz von 50 % in die PCF eingekoppelt. Anschließend wurde für eine PCF-Länge von 8 m bei einer Pulsspitzenleistung von 2 W der Einfluss des P- zu Signalleistungsverhältnisses auf die entstehende FWM-Kaskade untersucht. Hierfür wurde das Verhältnis zwischen Signal- und P-Leistung zwischen 0 % und 100 % variiert, indem die Ausgangsleistung von D1 (Signal) variiert wurde. Die Leistung der Diode D2 (Pumpe) wurde konstant gehalten. Entsprechend änderte sich der Anteil der Signalepulse an der P- und Signalepulsspitzenleistung zwischen 0 und 50 %. Durch eine Messung wurde das Vorliegen dieses Verhältnisses nach der Verstärkung verifiziert. Die Entstehung von bis zu fünf Idlerwellen wurde beobachtet. Die Abhängigkeit des OSNR der ersten AS- und S-Welle vom Signal-zu-P-Leistungsverhältnis (D1/D2) ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Fehlerbalken berücksichtigen dabei den

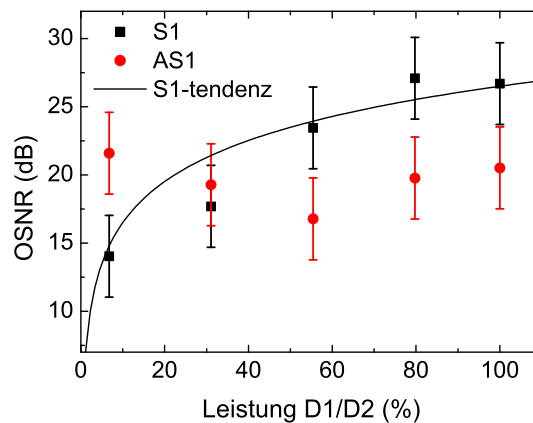


ABBILDUNG 4.5: Abhängigkeit des OSNR der Anti-Stokes- und Stokes-Wellen von dem Leistungsverhältnis zwischen Signal (D1) und Pumpe (D2).

Fehler, der beim Extrahieren des OSNR der Idlerwellen aufgrund von spektralen Modulationen des kontinuierlichen ASE-Untergrunds auftreten kann. Bedingt durch die in Abbildung 4.4 (a) vorliegende spektrale Modulationstiefe betrug der Fehler dabei bis zu ± 3 dB. Dieser Fehler liegt allen Messungen bezüglich des spektralen OSNR in diesem Kapitel zugrunde und wird nicht bei allen folgenden Abbildungen dargestellt, um eine bessere Übersicht zu gewährleisten. Zudem hängt nach der Norm IEC 61280-2-9 das gemessene OSNR von der Auflösungsbandbreite ab. Für alle folgenden Messungen wurde die maximale Auflösungsbandbreite von 0,02 nm genutzt. Mit Spektrometern höherer Auflösung kann das OSNR größere Werte annehmen. In Abbildung 4.5 ist zu erkennen, dass das OSNR der S1-Ordnung bei einem Leistungsverhältnis von 6 % einen Wert von 14 dB besitzt, während dieser Wert für ein Verhältnis von 100 % bis auf 26,7 dB ansteigt. Diese Tendenz war zu erwarten, da die in der Leistung variierte Diode D1 die P für die S1-Ordnung darstellt. Nach der in Abschnitt 2.3.2 eingeführten Gleichung (2.33) ist die Intensität der S-Welle quadratisch von der P-Leistung abhängig. Aus diesem Grund wurde die Funktion $\log(x^2)$ in Abbildung 4.5 als schwarze Linie mit der Bezeichnung S1-Tendenz in der Legende dargestellt. Sie weist eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten auf und erlaubt eine Abschätzung der OSNR-Tendenz für eine weitere Erhöhung der Leistung von D1. Demnach ist für ein D1/D2-Leistungsverhältnis von 150 % eine Erhöhung des OSNR der S1-Ordnung auf über 28 dB erwarten.

Hingegen liegt das OSNR für die erste AS-Ordnung bei allen Verhältnissen im Bereich von 20 dB. Diese Beobachtung lässt sich dadurch erklären, dass die AS1-Ordnung von der Diode D2 gepumpt wird, deren Leistung bei dieser Messung konstant gehalten wurde. Lediglich die Signalleistung ändert sich hier und hat im gesamten dargestellten Bereich der Dynamik keinen wesentlichen Einfluss auf das OSNR der AS1-Ordnung.

4.3.3 Einfluss der Faserlänge

Der Einfluss des Signal- zu P-Leistungsverhältnisses wurde im Abschnitt 4.3.2 untersucht, um den Einfluss dieses Freiheitsgrades auf die Kaskade zu verifizieren. Dabei wurde als Signalquelle die Laserdiode D1 benutzt, welche eine feste Emissionswellenlänge hatte. In den folgenden Experimenten soll der Einfluss zwei weiterer Freiheitsgrade, nämlich der Faserlänge und der Frequenzdifferenz zwischen P und Signal, untersucht werden. Aus diesem Grund wurde für die folgenden Experimente die ECLD als Signalquelle benutzt. Die Signalwellenlänge wurde zunächst auf 1060 nm eingestellt, was einer P- und Signalwellenlängenseparation von 4 nm (1,07 THz) entsprach.

Um den Einfluss der PCF Länge zu untersuchen, wurden die optischen Spektren nach den Längen 1,0 m, 1,5 m, 2,0 m, und 2,5 m der PCF gemessen. Die Pulsspitzenleistung hinter der PCF betrug hierbei für alle Faserlängen 11 W. Das Resultat ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Bei einer Faserlänge von 1,0 m sind dabei zehn Produkte der kaskadierten FWM eindeutig erkennbar. Zudem ist ein kontinuierliches Rauschen im Wellenlängenbereich zwischen 1025 nm und 1100 nm zu erkennen. Das Rauschen hat, verglichen mit der ASE in Abbildung 4.4 (a), eine größere spektrale Ausdehnung. Diese Tatsache deutet auf FWM-Prozesse zwischen ASE-Photonen und P- bzw. Signalphotonen hin.

Bei zunehmender Faserlänge von 1 m auf 1,5 m ist eine Zunahme der Anzahl der detektierten Idlerwellen sichtbar, welche von der Zunahme der Intensität des kontinuierlichen Untergrundes begleitet wird. Bei einer Faserlänge von 2,0 m und 2,5 m bildet sich im Wellenlängenbereich um 1130 nm ein dominantes Rauschmaximum aus, welches der RS zugeordnet werden kann. Während die Anzahl der erkennbaren Idlerwellen 28 beträgt, hat der Rauschuntergrund eine Ausdehnung von 931 nm bis 1220 nm. Das Ansteigen des

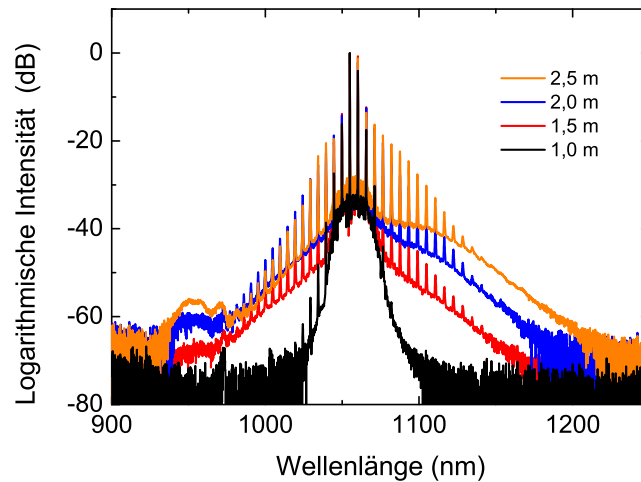


ABBILDUNG 4.6: Abhängigkeit der beobachteten Kaskade von der Faserlänge bei einer konstanten Pulsspitzenleistung von 11 W.

Rauschens ist auf RS zurückzuführen, welche durch die P- und Signalpulse verursacht wird. Dabei wird der beobachtete breitbandige Untergrund generiert. Nach Referenz [21] dominiert bei einer gleichzeitigen Präsenz von RS und parametrischer FWM für große Faserlängen in der Regel der Raman-Effekt. Dies ist durch die Empfindlichkeit der Phasen Anpassung der parametrischen FWM gegenüber den Parameterschwankungen entlang der Faser zurückzuführen. Diese Schwankungen, auch wenn sie durchaus innerhalb der Herstellungstoleranz der Faserhersteller liegen, führen zu Phasendifferenzen zwischen P- und Signalwellenlänge. Somit dominiert nach Abbildung 4.6 bereits bei einer Faserlänge von über 2,0 m die automatisch phasenangepasste SRS.

Zusammenfassend geht aus diesem Experiment hervor, dass einerseits eine möglichst kurze Faserlänge benutzt werden muss, damit der durch RS generierte kontinuierliche Untergrund unterdrückt werden kann. Zusätzlich wird deutlich, dass bei gleicher Pulsspitzenleistung die Anzahl der detektierbaren Idlerwellen zwischen einer Faserlänge von 1,0 m und 1,5 m um das Dreifache zunimmt. Da die präsentierten Ergebnisse bei etwa der Hälfte der mit dem Aufbau erreichbaren Pulsspitzenleistung erhalten wurden, wurde als Kompromiss für die Erzeugung möglichst breiter Kaskaden eine Faserlänge von 1,5 m gewählt.

4.3.4 Einfluss der Frequenzdifferenz

Das Verhältnis zwischen P- und Signalpulsenergie und die Faserlänge wurden als Freiheitsgrade in den vorherigen Abschnitten optimiert. Ein weiterer Freiheitsgrad des präsentierten Aufbaus ist die Frequenzdifferenz zwischen P und Signal. Diese konnte variiert werden, indem die Wellenlänge der ECLD durchgestimmt wurde. Um die optimale Frequenzdifferenz für die Erfüllung der Phasenanpassung mit dem vorliegenden Aufbau zu ermitteln, wurde zunächst das OSNR der niedrigsten AS-Ordnung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz gemessen und anschließend die Phasenanpassungsbedingung verifiziert.

4.3.4.1 OSNR der niedrigsten Idlerordnung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz

Um die Abhängigkeit der spektralen Leistung der Idlerwelle von der Frequenzdifferenz festzustellen, wurde das OSNR der AS-Welle erster Ordnung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz bei einer konstanten Pulsspitzenleistung von 9 W ermittelt. Die Frequenzdifferenz konnte dabei im Bereich zwischen 1,07 THz und 3,46 THz durchgestimmt werden, indem die Wellenlänge der ECLD variiert wurde. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Bei einer Frequenzdifferenz von 1,07 THz lag bereits ein OSNR von 16,6 dB vor. Bei einer Zunahme der Frequenzdifferenz erhöhte sich das OSNR der AS-Welle monoton. Bei der maximal einstellbaren Frequenzdifferenz von 3,46 THz wurde ein OSNR von 28,3 dB erreicht. Aus Abbildung 4.7 folgt somit, dass für den präsentierten Aufbau das maximale OSNR der Idlerwelle bei der maximal einstellbaren Frequenzdifferenz von 3,46 THz vorlag. Ein Vergleich mit Abbildung 2.6 erlaubt eine Interpretation des in Abbildung 4.7 erhaltenen Ergebnisses. Demnach wurde beim Durchstimmen der Frequenzdifferenz die parametrische Verstärkung für die Signalwelle entlang der aufsteigenden Flanke der parametrischen Verstärkung variiert. Daraus folgt auch eine Zunahme der AS1-Leistung und somit auch das beobachtete Ansteigen des spektralen OSNR. Der Durchstimmbereich der ECL erlaubte es hier allerdings nicht, die

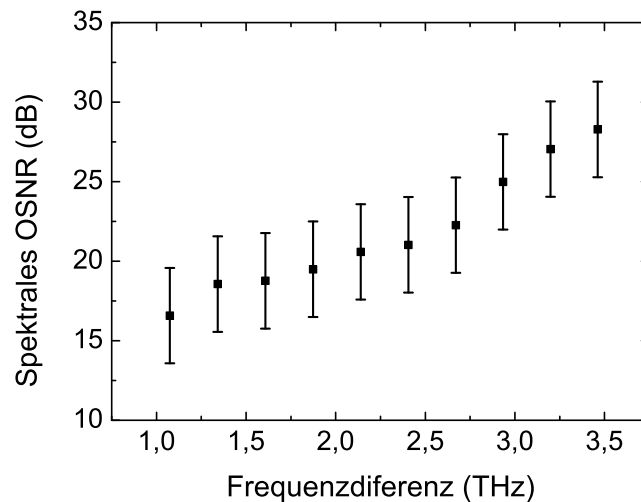


ABBILDUNG 4.7: Spektrales OSNR für die erste AS-Ordnung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz zwischen Pumpe und Signal bei fester Pulsspitzenleistung.

Frequenzdifferenz bis zur abfallenden Flanke der parametrischen Verstärkung durchzustimmen. Hier wäre folglich auch eine Abnahme des spektralen OSNR der AS1-Ordnung zu erwarten.

Für den präsentierten Aufbau lag die beste Phasenanpassung demnach bei einer Frequenzdifferenz von 3,46 THz vor. Diese Differenz wurde bei allen folgenden Experimenten weiter verwendet. Im folgenden Abschnitt wird die Phasenanpassungsbedingung analytisch verifiziert und mit den erhaltenen experimentellen Ergebnissen verglichen.

4.3.4.2 Verifikation der Phasenanpassung und der parametrischen Verstärkung

Um das Ergebnis des vorangegangenen Abschnittes mit der Theorie zu Vergleichen, wurde die Phasenanpassung aus Gleichung (2.37) für die im Datenblatt angegebenen Faserparameter verifiziert. Im vorliegenden Experiment besteht die Phasendifferenz aus zwei Termen. Während ein Term der Beitrag der Dispersion zur Phasendifferenz von Pump- und Signalwelle ist, stellt der zweite Term die nichtlineare Phase des P-Pulses dar. Eine Phasenanpassung kann hier erfüllt werden, da der positive nichtlineare Beitrag zur Phase durch den negativen Beitrag der chromatischen Dispersion ausgeglichen

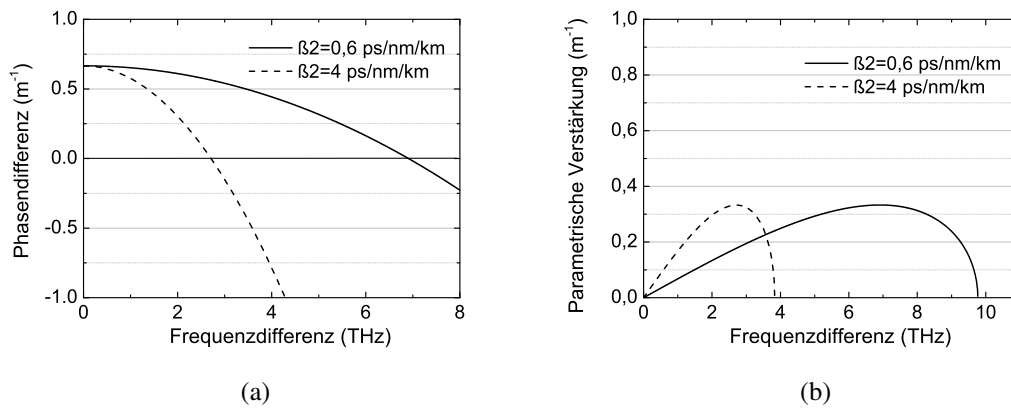


ABBILDUNG 4.8: (a) Phasendifferenz und (b) parametrische Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz für die im Experiment vorliegenden Parameter.

werden kann. Die Bedingung (2.37) wurde mit den Faserparametern $\gamma = 0,37 \text{ (m}\cdot\text{W)}^{-1}$; $D = 0,6 \text{ ps}\cdot\text{(nm}\cdot\text{km)}^{-1}$ und mit der Pulsspitzenleistung von 9 W verifiziert. Zusätzlich wurde die Phasen Anpassung für eine durch Herstellungsungenauigkeiten mögliche maximale Dispersion bei der Pumpwellenlänge von $D = 4 \text{ ps}\cdot\text{(nm}\cdot\text{km)}^{-1}$ dargestellt. Die Vernachlässigung der Dispersion vierter Ordnung war in diesem Fall durch den Unterschied zwischen der Pumpwellenlänge und den Dispersionsnullpunkten der Faser von mehr als 20 nm und dem vergleichsweise verschwindend geringen Beitrag des Terms $\beta_4 \Omega_D^4$ in der Größenordnung von 10^{-27} m^{-1} gerechtfertigt. Beide Phasen Anpassungsbedingungen sind in Abbildung 4.8 (a) in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz dargestellt. Während für eine Dispersion von $D = 0,6 \text{ ps}\cdot\text{(nm}\cdot\text{km)}^{-1}$ ein flacher Verlauf der Phasendifferenz vorliegt, weist diese für eine Dispersion von $D = 4 \text{ ps}\cdot\text{(nm}\cdot\text{km)}^{-1}$ einen steileren Verlauf auf. Entsprechend liegt jeweils bei einer Frequenzdifferenz von 6,91 THz bzw. 2,72 THz ein Nulldurchgang der Phasendifferenz vor. Für eine Dispersion zweiter Ordnung im Bereich zwischen $0,6 \text{ ps}\cdot\text{(nm}\cdot\text{km)}^{-1}$ und $4 \text{ ps}\cdot\text{(nm}\cdot\text{km)}^{-1}$ liegt eine optimale Phasen Anpassung somit im Frequenzbereich zwischen 2,72 THz und 6,91 THz vor. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den in Abbildung 4.7 dargestellten Messwerten. Basierend auf der Phasen Anpassung wurde nach Gleichung (2.38) das vorliegende parametrische Verstärkungsspektrum für die Signalwelle und die Idlerwelle erster Ordnung über die Frequenzdifferenz in Abbildung 4.8 (b) für die genannten zwei Dispersionswerte aufge-

tragen. Die maximale parametrische Verstärkung hat einen Wert von 0.33 m^{-1} und liegt für Dispersionen von $D = 0,6 \text{ ps} \cdot (\text{nm} \cdot \text{km})^{-1}$ und $D = 4 \text{ ps} \cdot (\text{nm} \cdot \text{km})^{-1}$ ebenfalls bei den Frequenzdifferenzen 2,72 THz und 6,91 THz. Der Verstärkungsfaktor des Signals kann mit den experimentellen Daten allerdings nicht verglichen werden, da das Signal durch die Phasenanpassung bereits bei sehr geringer Pulsspitzenleistung von der S1-Welle abgebaut wird. Die Schrittweite der diskreten Messwerte liegt somit oberhalb der notwendigen Schrittweite zur Beobachtung der Signalverstärkung.

4.3.4.3 Konsequenz der Frequenzdifferenz für höhere Idlerordnungen

Aus Abbildung 4.7 geht hervor, dass im vorliegenden experimentellen Aufbau bei einer Frequenzdifferenz von 3,46 THz die beste Phasenanpassung für P-, Signal- und Idlerwelle vorliegt. Um die Konsequenz für höhere Ordnungen der Kaskade zu untersuchen wurde das OSNR jeder generierten Idlerwelle bei Frequenzdifferenzen von 1,34 THz; 1,87 THz; 2,67 THz und 3,46 THz aus den optischen Spektren extrahiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Dieser Darstellung können sowohl die Anzahl generierter Idlerwellen, als auch ihr jeweiliges OSNR entnommen werden. Die durch die Vierecke dargestellten Messpunkte sind dabei durch Linien verbunden, um die Übersichtlichkeit zu gewährleisten. Wie auch in Abbildung 4.7 unterliegen die Messwerte hier einem Fehler von $\pm 3 \text{ dB}$. Dieser wurde ebenfalls der Übersichtlichkeit halber nicht in der Abbildung 4.9 dargestellt. In der Abbildung repräsentieren positive Idlerordnungen die AS-Wellen, während negative Idlerordnungen die jeweiligen S-Ordnungen darstellen. Für eine Frequenzdifferenz von 1,34 THz (grün) werden sechs AS- und zwei S-Wellen generiert. Bei einer Zunahme der Frequenzdifferenz auf 1,87 THz (blau) steigt die Anzahl der beobachteten AS- und S-Wellen auf jeweils zehn und neun an. Das OSNR der Idlerwellen liegt im Bereich zwischen 5 dB und 21 dB. Dabei liegt für die AS2- und AS3-Ordnungen ein höheres spektrales OSNR vor als für AS1. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das OSNR der generierten Idlerwelle mit der im Faserverstärker generierten ASE überlagert wird. Bei Frequenzdifferenzen von 2,67 THz (rot) und 3,46 THz (schwarz) liegt die Anzahl der erzeugten AS- und S-Wellen zwischen sechs und neun. Das OSNR

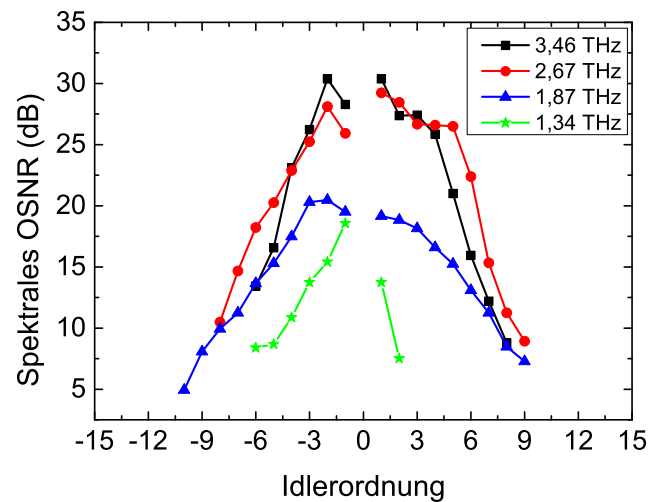


ABBILDUNG 4.9: Spektrales OSNR der Idlerwellen bei Frequenzdifferenzen von 1,34 THz; 1,87 THz; 2,67 THz; 3,46 THz und einer festen Pulsspitzenleistung von 9 W.

liegt dabei im Bereich zwischen 9 dB und 32 dB. Aus Abbildung 4.9 geht eine Änderung des OSNR in Abhängigkeit von der Ordnung der Idlerwellen hervor. Das OSNR von S-Ordnungen kleiner als sechs ist demnach stark von der Frequenzdifferenz abhängig, während diese Abhängigkeit für Ordnungen größer oder gleich sechs nicht mehr beobachtbar ist. Für AS-Ordnungen über fünf ist ebenfalls beobachtbar, dass das OSNR von der Frequenzdifferenz unabhängig ist, während für Idlerordnungen kleiner oder gleich fünf das Gegenteil der Fall ist. Diese Beobachtung kann dadurch erklärt werden, dass mit zunehmender Idlerordnung eine immer kleinere Pulsspitzenleistung vorliegt. Dabei wird die Differenz der Dispersion zweiter Ordnung zwischen Pump- und Signalwellenlänge durch den steileren Kurvenverlauf in Abbildung 4.3 immer größer. Zudem kehrt sich bei den Wellenlängen 1020 nm und 1075 nm noch das Vorzeichen der Dispersion um, sodass sich die Phasenbeiträge der chromatischen Dispersion und der Nichtlinearität addieren. Nach Gleichung 2.37 wird somit die zwischen niedrigen Idlerordnungen nahezu verschwindende Phasendifferenz bei hohen Idlerordnungen immer größer. Dies bedeutet eine immer schlechtere Phasen Anpassung im gesamten Bereich einstellbarer Frequenzdifferenzen. Nach Abbildung 4.9 ist das spektrale OSNR sogar bei hohen Idlerordnungen über sechs von der Frequenzdifferenz näherungsweise unabhängig.

Zusammenfassend konnte in diesem Abschnitt eine Frequenzdifferenz bestimmt werden,

welche zu einem maximalen OSNR der ersten AS-Ordnung führte. Das Ergebnis dieses Experiments wurde durch die Verifikation der vorliegenden Phasenanpassungsbedingung und der parametrischen Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz bestätigt. Zudem wurden die Auswirkungen der für den vorliegenden Aufbau optimalen Frequenzdifferenz auf das OSNR von Idlerwellen höherer Ordnung untersucht. Demnach ändern sich das OSNR und somit auch die Phasenanpassung für Idlerordnungen größer als sechs nicht merklich in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz. Nachdem nun optimale Werte für das Verhältnis zwischen P- und Signalpulsenergie, die Faserlänge und die Frequenzdifferenz bekannt sind, folgen Experimente zur Untersuchung des Einflusses der Pulsspitzenleistung und die Erzeugung von FWM-Kaskaden maximaler spektraler Breite.

4.3.5 Einfluss der Pulsspitzenleistung

Bei den in Abschnitt 4.3.3 und in Abschnitt 4.3.4 durchgeführten Experimenten konnte für den präsentierten Aufbau eine optimale Faserlänge und eine optimale Frequenzdifferenz für eine maximale Kaskadenbreite bei einer festen Pulsspitzenleistung ermittelt werden. Die Phasenanpassung weist eine Abhängigkeit von der P-Pulsspitzenleistung auf, welche für die nachfolgenden Experimente vernachlässigt wird. Der Einfluss der Pulsspitzenleistung auf die Kaskade wird aus diesem Grund mit einer festen Pump- und Signalfrequenzdifferenz von 3,46 THz untersucht. Dabei wurde die Pulsspitzenleistung sowohl durch eine Änderung der Pulsenergie als auch durch eine Änderung der Pulsdauer variiert. Das Leistungsverhältnis zwischen Pump- und Signalpuls wurde hierfür konstant gehalten.

4.3.5.1 Variation der Pulsenergie

Bei der Variation der Pulsspitzenleistung über die Pulsenergie wurden die resultierenden optischen Spektren der FWM-Kaskade am Ausgang der PCF gemessen. Diese sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Hierfür wurden die Spektren zuvor jeweils normiert. Die Spektren sind von unten nach oben beginnend bei niedriger Pulsspitzenleistung angeord-

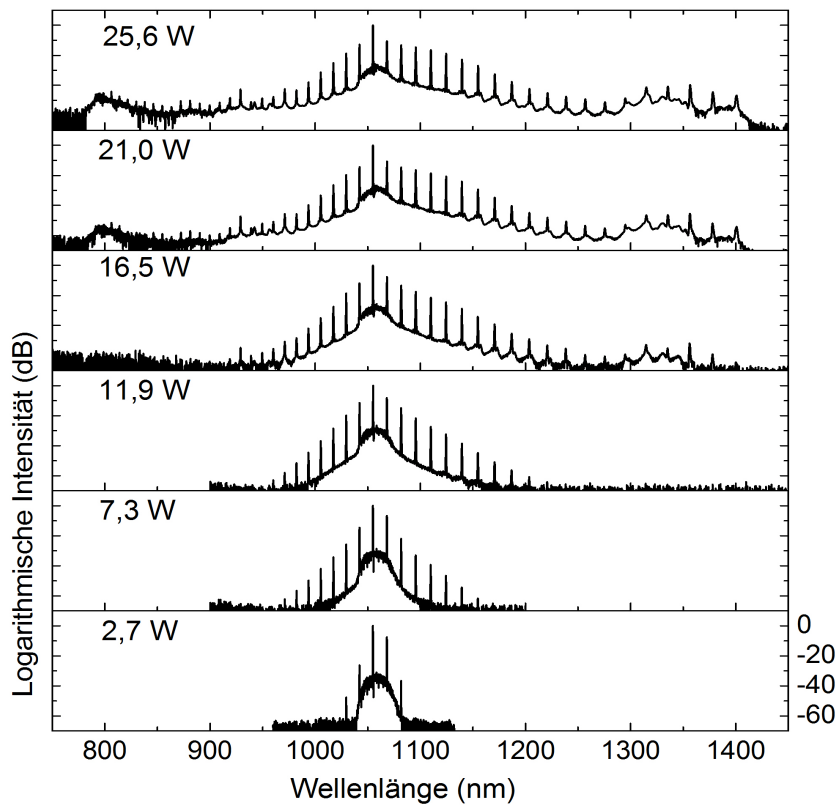


ABBILDUNG 4.10: Darstellung der bei unterschiedlichen Pulsspitzenleistungen gemessenen optischen Spektren. Mit zunehmender Pulsspitzenleistung nimmt die Anzahl der Idlerwellen und damit auch die spektrale Breite der Kaskade zu.

net. Bei einer Pulsspitzenleistung von 2,7 W ist die Entstehung von zwei AS- und einer S-Ordnung erkennbar. Bei einer Erhöhung der Spitzenleistung auf 7,3 W und 11,9 W ist gleichermaßen eine Zunahme der Anzahl von AS- und S-Ordnungen zu beobachten. Diese Entwicklung wird begleitet von einer Erhöhung des OSNR der bereits existenten AS- und S-Ordnungen. Zudem ist eine spektrale Verbreiterung des Rauschuntergrundes beobachtbar. Bei einer Pulsspitzenleistung von 16,5 W ist eine asymmetrische langwellige Erweiterung der Kaskade bis auf eine Wellenlänge von 1378 nm erkennbar. Diese Asymmetrie herrscht sowohl auf einer Wellenlängenachse als auch auf einer Frequenzachse vor. Bei 21,0 W bildet sich zudem eine kurzwellige Flanke aus. Bei einer maximalen Pulsspitzenleistung von 25,6 W liegt schließlich eine FWM-Kaskade, bestehend aus 44 Idlerwellen im Wellenlängenbereich zwischen 806 nm und 1401 nm vor. Dies entspricht

einer Breite von 595 nm bzw. 161,5 THz bei einem Intensitätsniveau von -45 dBc. Dabei ist das OSNR für jede Idlerwelle größer als 4 dB. Die beobachtete spektrale Entwicklung deutet auf eine direkte Abhängigkeit der Anzahl von Idlerwellen von der Pulsspitzenleistung hin. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

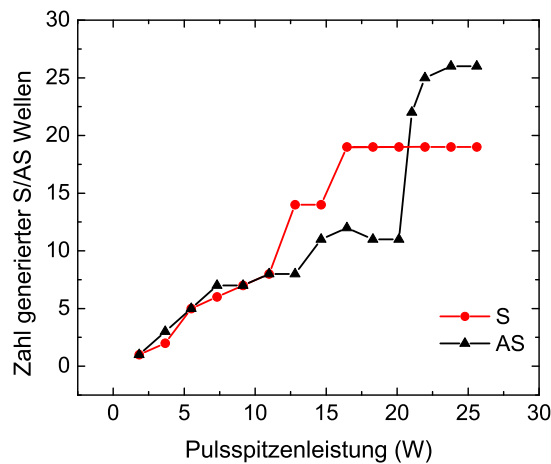


ABBILDUNG 4.11: Zahl der S- und AS-Wellen in Abhängigkeit von der Pulsspitzenleistung.

Dabei ist zu erkennen, dass die Zahl generierter S- und AS-Wellen bis zu einer Pulsspitzenleistung von 11,9 W symmetrisch verläuft. Bei höherer Pulsspitzenleistung liegt die Zahl der generierten S-Wellen zunächst über der der AS-Wellen. Für die Zahl der AS-Wellen ist bei einer Pulsspitzenleistung von 20 W eine Unstetigkeit zu erkennen, bei der die Zahl der generierten AS-Wellen von 11 auf 22 ansteigt. Diese Unstetigkeit rührt von der asymmetrischen spektralen Verbreiterung und den diskreten Schrittweiten der eingestellten Pulsspitzenleistung her. Mit dieser Schrittweite konnte die Änderung der Anzahl von AS-Ordnungen nicht vollständig aufgelöst werden. Zudem ist bei Pulsspitzenleistungen zwischen 16,5 W und 25,6 W ein Plateau zu erkennen. Bei einer maximalen Spitzenleistung von 25,6 W sind schließlich 19 S- und 26 AS-Wellen beobachtbar.

Eine mögliche Ursache für die in Abbildung 4.10 und Abbildung 4.11 beobachteten Asymmetrien und Unstetigkeiten kann die Entwicklung der Phasenanpassung im normal dispersiven Wellenlängenbereich der PCF in Abhängigkeit von der eingestrahnten Pulsspitzenleistung sein. Für eine genaue Ermittlung der Phasendifferenzen zwischen allen benach-

barten Idlerwellen muss die Pulsspitzenleistung für jeden einzelnen Idlerpuls bekannt sein. Dies ist hier allerdings nicht der Fall. Eine weitere mögliche Ursache für spektrale Asymmetrien kann der Einfluss weiterer nichtlinearer Effekte wie beispielsweise der RS sein. Darüber hinaus führt die Überlagerung zweier kontinuierlicher Laserwellen zu einer Schwebung, deren Periodendauer bei der vorliegenden Frequenzdifferenz im Bereich einiger hundert fs liegt [37]. Die auftretende Schwebung kann ebenfalls einen Einfluss auf den Rauschuntergrund und die Asymmetrie des beobachteten Spektrums haben.

Diese möglichen Einflüsse auf die spektrale Entwicklung in Abhängigkeit von der Pulsspitzenleistung werden in den folgenden zwei Unterabschnitten näher betrachtet. Zunächst wird der Einfluss der RS analysiert. Anschließend wird der mögliche Einfluss der zeitlichen Schwebung diskutiert.

4.3.5.2 Einfluss der Ramanstreuung

Wie im Abschnitt 2.3.2 bereits behandelt wurde, findet für eine Frequenzdifferenz innerhalb des Raman-Verstärkungsspektrums eine Überlagerung von SRS und FWM statt. In Abbildung 4.10 kann das Einsetzen einer stimulierten RS beobachtet werden. Dabei erfolgt ein stimulierter Energietransfer zwischen den unterschiedlichen Idlerwellen. Bei der eingestellten Pump- und Signalfrequenzdifferenz von 3,46 THz liegt nach dem Raman-Verstärkungsspektrum in Abbildung 2.2 eine Raman-Verstärkung von ca. $0,25 \times 10^{-13} \text{ m/W}$ vor. Durch die identische Frequenzdifferenz der Idlerwellen liegt diese Raman-Verstärkung sowohl für die Signalwelle als auch für alle anderen Idlerwellen vor. Demzufolge kann eine Raman-Verstärkung der Idlerwellen stattfinden, wobei jede höherfrequente Idlerwelle eine Pumpe und eine nächstniedrigere Ordnung in der Kaskade eine Signalwelle für die SRS darstellt. Darüber hinaus liegen bei einem festen Frequenzabstand von 3,46 THz genau 12 Idlerwellen innerhalb des 42 THz breiten Raman-Verstärkungsspektrums einer einzelnen Idlerwelle. Abbildung 4.12 (a) zeigt das bei einer Spitzenleistung von 25,6 W gemessene optische Spektrum, aufgetragen auf der Frequenzachse im Bereich zwischen 230 THz und 300 THz. Zusätzlich zum spektral asymmetrischen Rauschuntergrund ist dabei auch ein Unterschied des S- und AS-OSNR erkennbar. Die Raman-

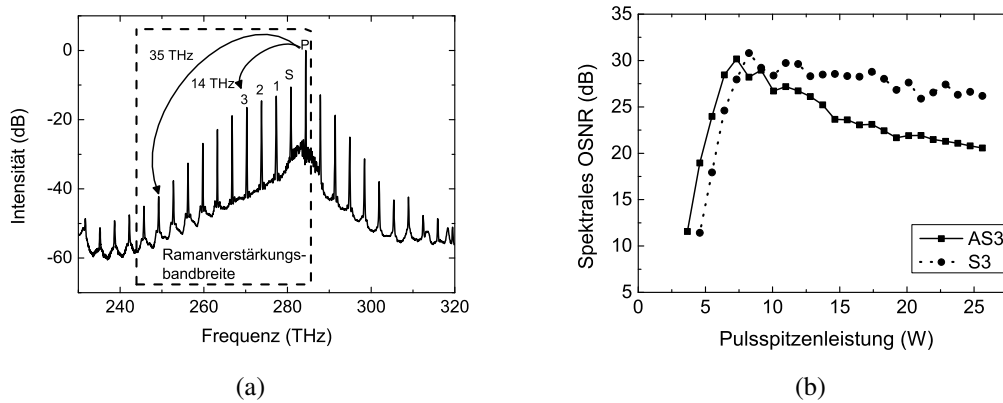


ABBILDUNG 4.12: (a) Ramanstreuung innerhalb der FWM-Kaskade und (b) Vergleich des spektralen OSNR der dritten AS- und S-Ordnungen.

Verstärkung zweier niederfrequenter Idlerwellen durch eine höherfrequente ist bei zwei lokalen Verstärkungsmaxima im Raman-Verstärkungsspektrum durch den P-Puls bei einer Frequenz von 284,36 THz in Abbildung 4.12 (a) schematisch durch Pfeile angedeutet. Demnach kann die Asymmetrie des Idler-OSNR im Frequenzbereich zwischen 245 THz und 320 THz durch die Berücksichtigung von RS innerhalb der Kaskade qualitativ erklärt werden. Als Beispiel ist in Abbildung 4.12 (b) ein Vergleich des OSNR der AS- und S-Wellen der Ordnung drei in Abhängigkeit von der Pulsspitzenleistung dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass das OSNR der AS3-Ordnung bei einer Spitzenleistung von 7,3 W und einem Wert von 30,2 dB ein Maximum hat und anschließend monoton bis auf einen Wert von 20,6 dB abnimmt. Dieser Verlauf kann durch den erwarteten Abbau dieser AS-Ordnung durch eine nächsthöhere AS-Ordnung erklärt werden. Im Vergleich steigt das OSNR der dritten S-Ordnung bis zu einem Wert von 30,8 dB an und reduziert sich trotz des Abbaus durch die nächsthöhere S-Ordnung nur auf einen Wert von 26,2 dB. Bei maximaler Spitzenleistung liegt demnach eine Differenz zwischen den jeweiligen OSNRs von 5,6 dB vor. Diese Beobachtung lässt darauf schließen, dass in diesem Beispiel der in Abbildung 4.12 (a) schematisch angedeutete Leistungstransfer durch die SRS stattfindet. Dieser Prozess führt zu einem erhöhten beobachteten OSNR der S3-Ordnung. Dabei wird die SRS von der Pumpquelle bei einer Frequenz von 284,37 THz gepumpt, während die dritte S-Ordnung bei einer Frequenz von 270,26 THz als Signal fungiert und eine Raman-

Verstärkung erfährt. Durch die bei dieser Frequenzdifferenz von 13,84 THz vorliegende Raman-Verstärkung im Bereich um $0,97 \times 10^{-13}$ m/W ist der Prozess sehr effizient. Leistung, die vom P-Puls zu niedrigen Frequenzen gestreut wird, verteilt sich zudem durch die parallel stattfindenden FWM-Prozesse auf die benachbarten S-Ordnungen innerhalb der Kaskade.

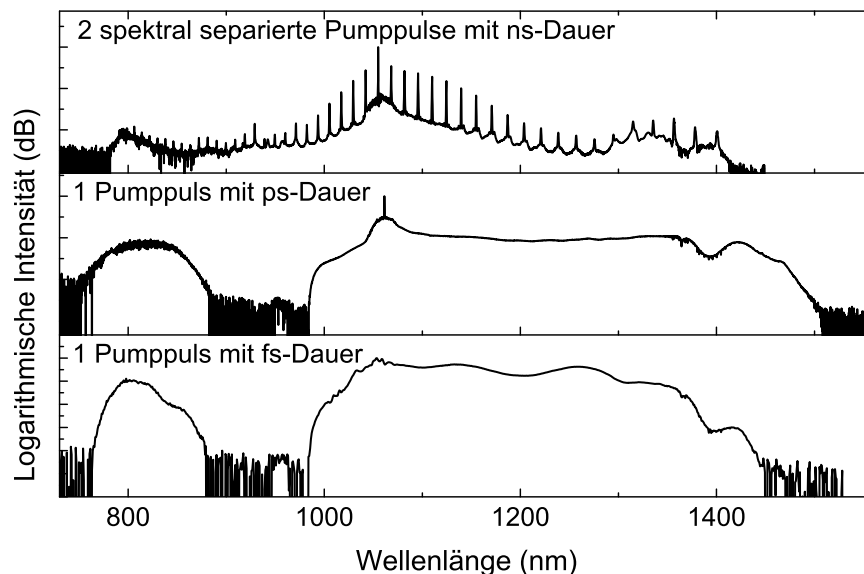


ABBILDUNG 4.13: Vergleich der Spektren von fs-, ps- und zwei spektral separierten ns-Pulsen nach der Propagation in der Faser NL-1050-Zero-2.

In Abbildung 4.10 kann zudem ein Untergrund im Wellenlängenbereich um 1350 nm beobachtet werden. Dieser kann ebenfalls durch RS erklärt werden. Um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen sind in Abbildung 4.13 drei unterschiedliche Spektren dargestellt. Diese wurden nach der Propagation von fs-, ps- und ns-Pulsen gemessen. Zum Vergleich ist auch das Spektrum aus Abbildung 4.10 mit der höchsten Pulsspitzenleistung dargestellt. Die jeweiligen P-Pulsparameter sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt. In der Tabelle sind zum Vergleich die Pulsdauern, die Pulsenergien und die Pulsspitzenleistungen aufgeführt. Obwohl diese Pulsparameter sehr unterschiedlich sind, weisen die gemessenen Spektren offensichtliche Gemeinsamkeiten auf. In allen drei Spektren sind im Wellenlängenbereich zwischen 1300 nm und 1500 nm lokale Maxima beobachtbar. Für den Fall

Pulsdauer	Pulsenergie	Pulsspitzenleistung
200 fs	107 pJ	595 W
100 ps	13 nJ	130 W
5 ns (zwei Dioden)	125 nJ	26 W

TABELLE 4.2: Pulsparameter für fs-, ps- und ns-Pulse, die in die verwendete PCF eingekoppelt wurden

von fs- und ps-Pumpulsen können diese spektralen Anteile eindeutig der RS zugeordnet werden. Dabei wird die RS durch die P-Pulse bei den Wellenlängen 1030 nm und 1064 nm gepumpt. Durch die normale Dispersion in der PCF in diesem Wellenlängenbereich kommt ebenso eine Erklärung durch phasenangepasste dispersive Wellen in Betracht. Diese werden durch Solitonen verstärkt, welche sich im anomal dispersiven Bereich der PCF zwischen 1020 nm und 1075 nm bilden. Ein weiterer solcher Anteil ist in den Spektren, die mit fs und ps-Pumpulsen erhalten wurden bei einer Wellenlänge von 800 nm erkennbar. Im Fall von fs- und ps-Pulsen ist dieser spektrale Anteil ebenfalls durch eine phasenangepasste dispersive Welle erklärbar. Für den Fall der ns-Pulspropagation ist es denkbar, dass sich aus dem eingestrahnten P-Puls Solitonen bilden. Diese könnten phasenangepasste dispersive Wellen generieren, welche zu dem beobachteten erhöhten Rauschuntergrund im Wellenlängenbereich um 800 nm führen.

4.3.5.3 Einfluss der Schwebungsfrequenz

Wie bereits im Kapitel 2.3.2 beschrieben wurde, ergibt sich bei der Überlagerung von zwei kontinuierlich emittierten Lasersignalen ein zeitlich moduliertes Signal [37, 38, 86]. Die Modulationsperiode dieses Signals ergibt sich dabei gerade aus dem Inversen der Schwebungsfrequenz. Für eine Pump- und Signalfrequenzdifferenz von 3,46 THz beträgt die Modulationsperiode 180 fs. Dabei ist zu beachten, dass im zuvor präsentierten Experiment ein Leistungsverhältnis von 83:17 zwischen Pumpe und Signal vorliegt. Dieses Verhältnis resultiert in einer zeitlichen Intensitätsmodulationstiefe von 60 %. Die Modulationsperiode ist mit der Schwebungsfrequenz identisch, während die Pulsspitzenleistung nach der Verstärkung um einen Faktor 1000 unterhalb der des ns-Pulses liegt. Die Modulation entsteht im 50/50-Faserkoppler, sobald die beiden kontinuierlichen Signale

im Aufbau kombiniert werden und interferieren. In den normal dispersiven Fasern zur Erzeugung und Verstärkung der Pump- und Signalpulse kann eine nichtlineare Kompression der zeitlichen Modulationen, wie sie in diversen Referenzen berichtet wurde ausgeschlossen werden [36, 37]. Aus diesem Grund ist der Einfluss des durch die Schwebung entstehenden Modulationen auf die in Abbildung 4.10 beobachteten Spektren vernachlässigbar.

4.3.5.4 Variation der Pulsdauer

Für die Untersuchung der Pulsdauerabhängigkeit wurde bei einer festen Pulsenergie von 41.5 nJ hinter der PCF das OSNR der AS1-Ordnung für unterschiedliche Pulsdauern gemessen. Das Resultat ist in Abbildung 4.14 (a) dargestellt.

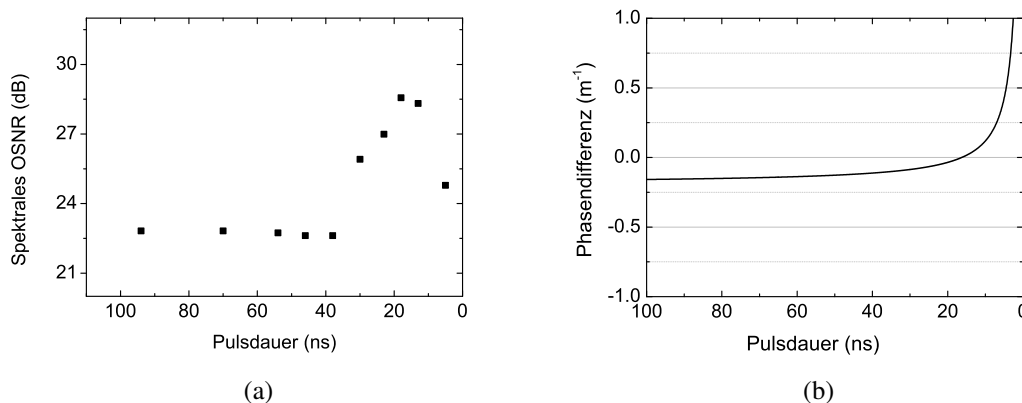


ABBILDUNG 4.14: (a) Spektrales OSNR der ersten AS-Ordnung und (b) berechnete Phasendifferenz in Abhängigkeit von der Pumpulsdauer.

Dabei ist zu erkennen, dass in einem Pulsdauerbereich oberhalb von 38 ns ein OSNR von 22,8 dB vorliegt. Bei einer Verringerung der Pulsdauer steigt das OSNR bis auf einen Wert von 28,6 dB an. Bei einer weiteren Verkürzung der Pulsdauer auf 5 ns reduziert sich das OSNR auf einen Wert von 24,8 dB. Eine Interpretation dieser Beobachtung ist einfach, wenn die Phasendifferenz in Abhängigkeit von der Pulsdauer für die feste Frequenzseparation von 3,46 THz, eine Dispersion von $D = 4 \text{ ps} \cdot (\text{km} \cdot \text{nm})^{-1}$ und die angegebene Pulsenergie aufgetragen wird. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 4.14 (b) darge-

stellt. In dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass im Pulsdauerbereich zwischen 94 ns und 38 ns die Phasendifferenz zwischen der Pump- und der Signal-Welle durch den negativen Betrag der chromatischen Dispersion dominiert wird. Eine Änderung der Pulsspitzenleistung führt in diesem Regime nur zu einer geringfügigen Änderung der Phasendifferenz. Dies erklärt das beobachtete Plateau in Abbildung 4.14 (a) im Pulsdauerbereich zwischen den Meßwerten bei 94 ns und 38 ns. Im Pulsdauerbereich zwischen 38 ns und 5 ns gewinnt der nichtlineare Phasenbeitrag an Gewichtung und gleicht den Beitrag der chromatischen Dispersion zum Teil vollständig aus. Aus diesem Grund steigt das OSNR der Signal- und AS1-Welle bis auf einen Wert von 28,6 dB an. Die Abnahme des OSNR zwischen 20 ns und 5 ns deutet darauf hin, dass die FWM so effizient ist, dass die AS1-Ordnung durch höhere AS-Ordnungen wieder abgebaut wird.

Ein Vergleich mit Abbildung 4.15 bekräftigt diese Interpretation. In dieser Abbildung ist die Zahl der generierten AS-Ordnungen über die Pulsdauer aufgetragen. Bei einer Pulsdauer zwischen 94 ns und 18 ns liegt die Anzahl der generierten AS-Ordnungen zwischen eins und zwei. Bei Pulsdauern unterhalb von 18 ns ist ein rapider Anstieg auf bis zu sechs AS-Ordnungen zu verzeichnen. Dabei wird die Energie der niedrigen AS-Ordnungen abgebaut und es erfolgt ein Energietransfer zu größeren AS-Ordnungen innerhalb der Kaskade.

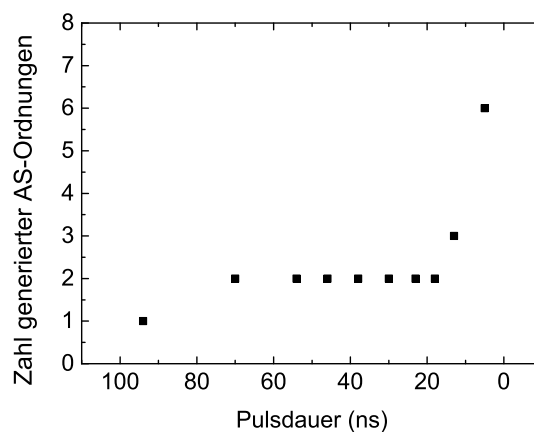


ABBILDUNG 4.15: Zahl der AS-Wellen in Abhängigkeit von der Pumpimpulsdauer.

Die Übereinstimmung der Beobachtungen des Einflusses der Pulsdauer mit der Theorie sind durch den durchgeführten direkten Vergleich des OSNR der AS1-Welle in Abbil-

dung 4.14 (a) mit der Phasenanpassung in Abbildung 4.14 (b) offensichtlich. Die beobachtete Zahl der AS-Wellen in Abhängigkeit von der Pulsdauer ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

4.3.6 Verifizierung des dominierenden FWM-Prozesses innerhalb der Kaskade

Vorangehend wurde die Abhängigkeit der Kaskadeneigenschaften von der Pulsspitzenleistung untersucht. Als nächstes sollen nun die innerhalb der FWM-Kaskade auftretenden parametrischen Mischprozesse verifiziert werden. Zu diesem Zweck wurde das bei einer Pulsspitzenleistung von 25,6 W gemessene Spektrum in Abbildung 4.16 auf einer Frequenzachse dargestellt.

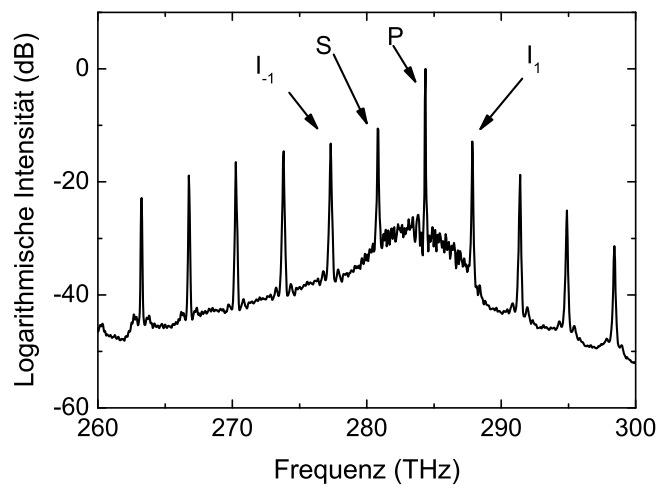


ABBILDUNG 4.16: Gemessenes Spektrum aufgetragen über die Frequenzachse zur Verifikation des zugrundeliegenden FWM-Prozesses.

Der wesentliche zur Entstehung der Idlerwellen führende parametrische Prozess ist dabei die im Kapitel 2.3.2 erläuterte entartete FWM. Dieser Prozess soll anhand von Abbildung 4.16 verifiziert werden. Die Pumpfrequenz, die Signalfrequenz, die AS1-Frequenz und die S1-Frequenz lauten der Reihe nach jeweils 284,37 THz, 280,85 THz, 287,89 THz und 277,31 THz. Zwischen diesen Frequenzen müssen für das Zustandekommen einer

Kaskade die folgenden Bedingungen erfüllt sein, welche nur eine andere Schreibweise der Gleichungen (2.27) sind:

$$2P - S = AS_1, 2S - P = S_1. \quad (4.1)$$

Dabei symbolisieren AS_1 und S_1 die Frequenzen der ersten AS- und S-Ordnungen innerhalb der FWM-Kaskade. Durch Einsetzen der entsprechenden Frequenzen ergeben sich $2 \cdot 284,37 \text{ THz} - 280,85 \text{ THz} = 287,89 \text{ THz}$ und $2 \cdot 280,85 \text{ THz} - 284,37 \text{ THz} = 277,33 \text{ THz}$. Die Kaskade pflanzt sich zu großen und kleinen optischen Frequenzen fort, indem die S- und AS-Ordnungen selbst als Pump- und Signalwellen fungieren. Die Ergebnisse in diesem Abschnitt zeigen, dass die Entstehung der gesamten Kaskade von Idlerwellen allein mit dem in diesem Abschnitt beispielhaft erläuterten entarteten FWM-Prozess erklärbar sind. Demnach wird die Energie in geordneter Weise von einer Idlerwelle zur nächsten weitergegeben. Die Effizienz des Energietransfers innerhalb der Kaskade steht im Fokus der Untersuchungen des nächsten Abschnittes.

4.3.7 Leistungsübertragung innerhalb der Kaskade

Nachdem der Einfluss der Pulsspitzenleistung untersucht und der dominierende FWM-Prozess verifiziert wurde, wird nun genauer auf die Leistungsverlagerung zwischen den Idlerordnungen innerhalb der Kaskade eingegangen. Für die Charakterisierung der Kaskade wird analog zum Abschnitt 3.3.3 die Effizienz der Leistungsübertragung aus den Messwerten extrahiert. Abbildung 4.17 zeigt das spektrale OSNR für die AS-Ordnungen zwei bis fünf in Abhängigkeit von der Pulsspitzenleistung. In diese Darstellung wurde der Verlauf des OSNR für die erste AS-Ordnung nicht einbezogen, da bei dieser Wellenlänge eine Überlagerung mit der ASE vorliegt und diese Ordnung somit für einen direkten Vergleich mit anderen AS-Ordnungen ungeeignet ist. Die zweite AS-Ordnung wird zum ersten Mal bei einer Spitzenleistung von 2,7 W beobachtet und hat hier ein OSNR von 18,9 dB. Dieses steigt mit zunehmender Spitzenleistung bis auf einen Wert von 32,7 dB an. Bei einer weiteren Zunahme der Spitzenleistung auf einen Wert von 19,2 W ist eine

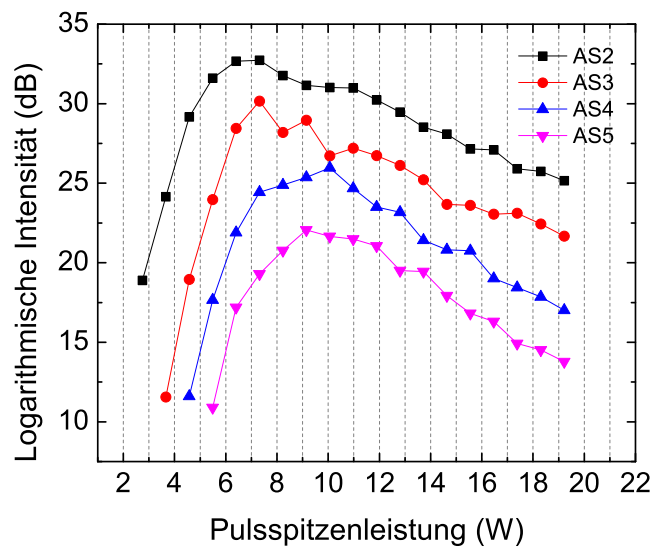


ABBILDUNG 4.17: Leistungsverlagerung innerhalb der Kaskade dargestellt anhand der Abhängigkeit des OSNR von der Pulsspitzenleistung für die AS-Ordnungen zwei bis fünf.

näherungsweise lineare Abnahme des OSNR auf 25,2 dB beobachtbar. Diese Abnahme ist dadurch begründet, dass die zweite Ordnung als Pumpe für die dritte Ordnung fungiert und abgebaut wird. Der prinzipielle Verlauf der ersten Ordnung ist für alle dargestellten Idlerordnungen beobachtbar. Bei einem OSNR der zweiten AS-Ordnung von 24,1 dB ist die Entstehung einer dritten Ordnung mit einem OSNR von 11,6 dB beobachtbar. Die zweite Ordnung wird bis auf ein maximales OSNR von 30,2 dB verstärkt. Da demnach die Leistung nicht vollständig auf die nächsthöhere Ordnung übertragen werden kann, liegt bei der Leistungsübertragung zwischen beiden Ordnungen ein Verlust von 2,5 dB vor. Dieser Leistungsverlust ist durch die Phasenfehlpassung zwischen beiden Idlerordnungen begründet. Diese Fehlanpassung ruft eine Abnahme des maximalen OSNR mit zunehmender Idlerordnung hervor und ist ein wichtiges Merkmal der Kaskade. Für die weitere Leistungsübertragung von der dritten zur vierten und von der vierten zur fünften AS-Ordnung kann der Abbildung 4.17 ein weiterer Verlust von jeweils 4,2 dB und 3,9 dB entnommen werden.

Eine weitere Eigenschaft der Kaskade ist die Verlagerung der Pulsspitzenleistung, bei der die jeweiligen Idlerordnungen ein maximales spektrales OSNR haben. Dieser Zu-

sammenhang wurde aus Abbildung 4.17 extrahiert und ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Demnach ist erkennbar, dass die Spitzenleistung von 6,4 W für die zweite AS-Ordnung auf einen Wert von 9,2 W für die fünfte AS-Ordnung ansteigt. Der verdeutlichte Zusammenhang zwischen der Pulsspitzenleistung und der Ordnung der AS-Welle ist dabei näherungsweise linear.

Die festgestellte Leistungsübertragung findet ebenso auch zwischen den Stokes-Wellen statt. Diese Verlagerung des maximalen OSNR ist besonders dann von großer Bedeutung, wenn für eine festgelegte Wellenlänge oder eine festgelegte Idlerordnung eine Leistungsmaximierung angestrebt wird. Dies ist beispielsweise dann notwendig, wenn die generierte Idlerwelle weiter mit einem laseraktiven Medium verstärkt werden soll. Durch die Minimierung der in diesem Abschnitt festgestellten Verluste der Leistungsübertragung innerhalb der Kaskade kann eine FWM-Kaskade mit einer höheren Zahl von Idlerwellen mit einem jeweils höheren OSNR generiert werden, welche den gesamten sichtbaren Spektralbereich abdeckt.

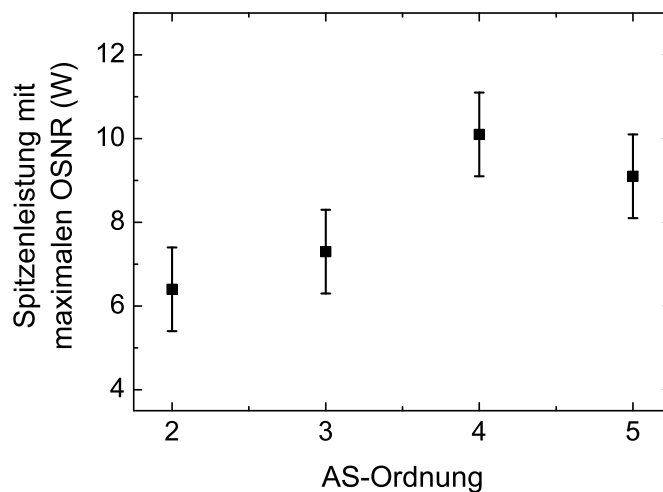


ABBILDUNG 4.18: Pulsspitzenleistung, bei der die jeweilige AS-Ordnung ein maximales OSNR hat.

4.3.8 Stabilitätseigenschaften der FWM-Kaskade

Die Stabilität der untersuchten FWM-Kaskade wird im wesentlichen durch die Stabilität der Pump- und Signalpulse und durch die thermische und mechanische Stabilität des nichtlinearen Mediums vorgegeben [75].

Die Stabilität der Pump- und Signalpulse wird dabei determiniert durch die Frequenz- und Amplitudenstabilität der Laserdioden, die Stabilität der Taktung des Pulsgenerators und der Schwankung der ausgeschnittenen Pulsdauer. Die Fluktuation der Laserfrequenzen wirkt sich dahingehend aus, dass die Linienbreite der Idlerwellen der Kaskade oberhalb der Linienbreite der Pump- und Signallaser liegen. Für das präsentierte Experiment beträgt die Linienbreite der Pump- und Signalwellen 19 GHz. Diese wurden mit dem Spektrumanalysator gemessen und in eine Frequenzbreite umgerechnet. Demnach finden die schnellsten Fluktuationen in zeitlichen Perioden von 52 ps statt, während die Propagationsdauer in der der PCF 7,5 ns beträgt. Die Fluktuationen der Pump- und Signallaserdioden finden also auf kürzeren Zeitskalen statt, als die Propagationsdauer im nichtlinearen Medium beträgt. Nach F. C. Cruz übertragen sich in diesem Fall die Fluktuationen der Pump- und Signalwellen mit einem Skalierungsfaktor von $\sqrt{2}k$ auf die Idlerwellen der Kaskade [75]. Dabei symbolisiert k die Idlerordnung. Daraus kann beispielsweise für die minimale Linienbreite der AS-Ordnung fünf ein Wert von 120 GHz errechnet werden. Dieser errechnete Wert weist eine gute Übereinstimmung mit dem tatsächlich gemessenen Wert von 113 GHz auf. Die Stabilität des Aufbaus kann erhöht werden, indem Pump- und Signallaser mit einer Linienbreite im Bereich von 100 kHz benutzt werden. Dies würde die Linienbreite der Idlerwellen auf den MHz-Bereich reduzieren [75].

Durch die Änderung der Temperatur oder der mechanischen Spannung durch Luftbewegungen kann sich lokal die Mikrostruktur der PCF verändern. Dies resultiert in einer Schwankung der Faserdispersion und somit der Phasen Anpassung. Dieser Instabilität kann durch die thermische und mechanische Entkopplung der Faser von der Umgebung vorgebeugt werden. Methoden zur Unterdrückung von thermischen und mechanischen Fluktuationen in Fasern wurden von diversen Autoren eingehend untersucht [87, 88]. Eine Fluktuation der ausgeschnittenen Pulsdauer hingegen wirkt sich als Variation der

Pulsspitzenleistung des P-Pulses aus und resultiert wiederum in einer Variation der Phasendifferenz. Die Größenordnung dieser Fluktuation liegt im Bereich von 500 ps. Die Stabilität der Taktung mit der verwendeten Anordnung bestehend aus Pulsgenerator und elektro-optischem Modulator hingegen liegt nach Herstellerangaben unterhalb von 10 ps [81].

Zahlreiche Arbeiten haben sich bereits eingehend mit den Auswirkungen von Fluktuationen auf nichtlineare Effekte sowie der Stabilisierung und Rauschunterdrückung optischer Signale beschäftigt [75, 87–92]. Demnach können alle bis auf die durch den Pulsgenerator verursachten Schwankungen minimiert werden. Demnach kann eine relative Frequenzstabilität von 10^{-11} mit solchen aufbauten erreicht werden, was für die Messung von Geschwindigkeitsänderungen erdähnlicher Planeten im Bereich von 1 cm s^{-1} ausreicht [75]. Da der Fokus der vorliegenden Arbeit auf grundlegenden Zusammenhängen von kaskadierten nichtlinearen Prozessen in optischen Fasern liegt, wird auf eine Charakterisierung der Puls-zu-Puls-Kaskaden-Stabilität verzichtet.

4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die kaskadierte FWM im Wellenlängenbereich um 1 μm zum ersten Mal demonstriert und detailliert charakterisiert. Dabei wurden zunächst drei Freiheitsgrade des experimentellen Aufbaus optimiert, um die effiziente Erzeugung von FWM-Kaskaden zu gewährleisten. Diese Freiheitsgrade waren das Signal- zu Pumpleistungsverhältnis, die Faserlänge und die Frequenzdifferenz. Bei der Optimierung dieser Freiheitsgrade konnte ihr Einfluss auf die KFWM untersucht und verifiziert werden. Dabei wurde festgestellt, dass eine höhere Signalleistung zu einem höheren OSNR führt. Hingegen war die gewählte Faserlänge ein Kompromiss zwischen einer kurzen Faserlänge für einen minimalen Einfluss der RS und einer hinreichend großen Faserlänge zur Generation mehrerer Idlerordnungen bei den verfügbaren Pulsspitzenleistungen. Bei der Optimierung der Frequenzdifferenz zwischen den Pump- und Signalwellen konnte der nach der Theorie erwartete Verlauf des OSNR festgestellt werden. Anschließend wurde der Einfluss der Pulsspitzenleistung auf die Kaskade untersucht. Die Variation der Pulsspitzenleistung wurde im Experiment sowohl durch eine Variation der Pulsenergie, als auch durch eine Variation der Pulsdauer realisiert. In beiden Fällen konnte eine gute Übereinstimmung mit den erwarteten Abhängigkeiten festgestellt werden. Auswirkungen der RS auf die optischen Spektren konnten dabei identifiziert werden. Weiterhin wurde der dominierende FWM-Prozess verifiziert und die Leistungsübertragung zwischen den Idlerordnungen innerhalb der Kaskade analysiert. Durch die Verwendung der PCF NL-1050-Zero-2 konnte zum ersten Mal eine FWM-Kaskade am Scheitelpunkt der Dispersion gepumpt werden. Die Auswirkung der bei höheren Idlerordnungen innerhalb der Kaskade entstehenden Phasendifferenzen auf das OSNR wurde erstmalig untersucht.

Die Optimierung der Freiheitsgrade resultierte unter anderem in einer optimalen PCF-Länge von 1,5 m und einer optimalen Frequenzdifferenz von 3,46 THz für den präsentierten Aufbau. Mit diesen Parametern wurde bei einer maximalen Pulsspitzenleistung von 25,6 W eine Kaskaden-Ausdehnung von 806 nm bis 1401 nm bei einem Intensitätsniveau von -45 dBc erreicht. Dies entspricht einer spektralen Breite von 595 nm und einer Frequenzbandbreite von 161,6 THz. Dabei wurde am Ausgang der PCF festgestellt, dass bis

zu 44 Idlerwellen generiert wurden. Die Charaktermerkmale von kaskadierten nichtlinearen optischen Effekten in Fasern wurden somit für den Fall der kaskadierten FWM im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ eingehend untersucht. Die erhaltenen Ergebnisse wurden in der Zeitschrift *Applied Physics B* veröffentlicht [93].

Es wurden bereits zahlreiche Arbeiten zur KFWM in Mikroresonatoren und in Fasern durchgeführt. Diese beschränken sich allerdings überwiegend auf den Wellenlängenbereich um $1,5\ \mu\text{m}$ [16, 36, 39, 94]. Zum Teil wurden diese FWM-Kaskaden bereits für die Anwendungen stabilisiert [95]. Zudem wurde vor kurzem die KFWM zum ersten mal in Mikrofasern bei einer Pumpwellenlänge um $830\ \text{nm}$ demonstriert [96]. Bei allen diesen Arbeiten lagen OSNR der Idlerwellen im Bereich um $30\ \text{dB}$ vor. Maximale erreichte spektrale Bandbreiten bisher erzeugter Kaskaden lagen im Bereich zwischen $300\ \text{nm}$ und $900\ \text{nm}$. Die maximale P- und Signalfrequenzseparationen in den genannten Vorarbeiten betrug bis zu $24\ \text{THz}$. In dieser Arbeit wurde zum ersten mal KFWM im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ in Fasern demonstriert. Die Ergebnisse des Aufbaus bezüglich der erreichten Werte des OSNR, der benötigten Pulsspitzenleistung, der spektralen Bandbreite und der Anzahl der generierten Idlerwellen sind dennoch direkt mit den Ergebnissen der sehr weit entwickelten Aufbauten im Wellenlängenbereich um $1,5\ \mu\text{m}$ vergleichbar. Dabei wurde in den präsentierten Experimenten ein Aufbau mit einem hohem Maß an Faserintegration genutzt. Die erhaltenen Ergebnisse stellen somit einen großen Fortschritt und eine solide Basis dar, um die KFWM in den gesamten sichtbaren Spektralbereich zu erweitern.

5 Schlussfolgerung

Im Rahmen der präsentierten Arbeiten konnten wesentliche neue Erkenntnisse zu kaskadierten nichtlinearen Effekten gewonnen werden. Die Experimente zur kaskadierten RS umfassten die spektrale und zeitliche Verteilung der Leistung innerhalb der Kaskade. Der experimentelle Aufbau beinhaltete dabei zum ersten Mal eine gewinngeschaltete Laserdiode als Signalquelle. Die Benutzung einer solchen Signalquelle ermöglicht die freie Wahl der Wiederholrate und z.T. der Pulsdauer. Insbesondere war der Aufbau vollständig fasernintegriert, was eine Einbindung in diverse Anwendungen stark vereinfacht. Die Abhängigkeit des OSNR der S1-Ordnung von der Faserlänge war in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Eine RS-Kaskade mit bis zu sieben Stokes-Ordnungen konnte bei einer Pulsspitzenleistung der Pumpulse von 57,9 W erreicht werden. Diese hatten Wellenlängen von 1064 nm, 1120 nm, 1175 nm, 1240 nm, 1306 nm, 1382 nm, 1474 nm und 1570 nm. Ein Vergleich der zeitlichen Pumpulsform vor und nach der Propagation in 500 m der Raman-Faser wurde durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass die ns-Flanke des Pumpulses beim stimulierten Streuprozess abgebaut wurde, was effektiv in einem kürzeren Puls resultierte. Zudem wurde die Pulsform und die Pulsdauer der siebten S-Ordnung gemessen. Während die Pumpulsform nach der Raman-Faser keine ns-Flanke aufwies, wurde die zeitliche HWB zu einem Wert von 169 ps bestimmt. Die siebte Stokes-Ordnung hatte eine maximale Pulsenergie von 0,2 nJ. Die zeitliche HWB dieser Ordnung hatte einen Wert von 548 ps und war damit kleiner als die des Pumpulses. Dieses Experiment bestätigt die nach der Theorie in Abschnitt 2.3.1.1 erwartete Pulsdauerentwicklung innerhalb der Kaskade. Aus den gewonnenen Daten konnte die Energieverlagerung innerhalb der kurz-gepulsten Kaskade in Abhängigkeit von der Pumpspitzenleistung extra-

hiert werden. Diese liefert Einsicht in die schrittweise Verstärkung einer nächsthöheren Stokes-Ordnung auf Kosten einer niedrigeren Ordnung. In diesem Experiment wurde die Kaskade aus der spontanen Ramanstreuung gestartet. Die Bandbreite der Stokes-Pulse füllte aus diesem Grund die Verstärkungsbandbreite der Raman-Verstärkung in Quarzglas aus.

In einem weiteren Experiment wurde die KFWM im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ zum ersten mal untersucht. Dabei wurde die Kaskade durch das Einstrahlen von Pump- und Signalwellenlänge im Bereich um $1\ \mu\text{m}$ in einem stimulierten Prozess erzeugt. Die Einflüsse der Pump- und Signallichtfelder auf den FWM-Prozess wurden in diesem Experiment untersucht. Der Einfluss von Freiheitsgraden, wie dem Pump- zu Signalleistungsverhältnis, der Propagationslänge, der Pump- und Signalfrequenzdifferenz und der Pumpspitzenleistung wurden untersucht und waren in bester Übereinstimmung mit der Theorie. Mit einer Anzahl von bis zu 44 Idlerwellen konnte eine spektral sehr breite Kaskade beobachtet werden. Durch den Einsatz einer ECLD war der Frequenzabstand zwischen der Pumpe und dem Signal im Bereich zwischen 1,34 THz und 3,46 THz frei wählbar. Bei einem Frequenzabstand von 3,46 THz hatte der generierte Frequenzkamm eine Bandbreite von 161,5 THz (600 nm). Dabei lagen Idlerwellen im Wellenlängenbereich zwischen 806 nm und 1401 nm vor. Die Durchstimbarkeit des Frequenzabstandes ermöglicht mit einem solchen Aufbau die Erzeugung von ns-Pulsen mit einem OSNR von bis zu 28,3 dB bei frei wählbarer Wellenlänge im Bereich um $1\ \mu\text{m}$. Das Signal- zu Rauschverhältnis jeder Idlerwelle lag in einem Bereich zwischen 4 dB und 28,3 dB. Die für diese Resultate benötigte Pulspitzenleistung lag bei nur 25,6 W. Insbesondere wurde der Energieübertrag innerhalb der Kaskade zum ersten Mal experimentell analysiert. Das Signal-zu-Rauschverhältnis von Stokes- und Anti-Stokes-Wellen in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz wurde zum ersten Mal analysiert. Durch den direkten Vergleich aller Experimente mit der Theorie konnten wesentliche Aussagen zu KFWM getroffen werden.

Die Untersuchung des Themenkomplexes kaskadierter nichtlinearer optischer Effekte umfasste in dieser Arbeit sowohl resonante als auch nicht-resonante Prozesse. Der Energietransfer innerhalb von Kaskaden wurde für molekulare und elektronische Beiträge zur

nichtlinearen Polarisation im Medium analysiert. Die präsentierten Ergebnisse und die aus ihnen gezogenen Rückschlüsse erweitern das bisherige Verständnis von kaskadierten nichtlinearen optischen Effekten in Fasern. Aspekte, wie die Nutzung von nichtlinearen Medien mit normaler und anomaler Dispersion, unterschiedliche Größenordnungen der Pulsdauer, die spontane und stimulierte Initiation der Kaskaden, automatisch und nicht-automatisch phasenangepasste Frequenzgeneration standen dabei im Vordergrund. Das hohe Potential kaskadierter nichtlinearer Effekte für die Generation beliebiger optischer Frequenzen im Bereich zwischen UV und MIR konnte damit demonstriert werden.

Im Vergleich mit den vorgestellten Konzepten werden für die Alternativen Mechanismen, wie der Superkontinuumzeugung durch den Solitonenzerfall und der spektralen Verbreiterung durch SPM, Pulsspitzenleistungen im kW-Bereich benötigt. Die hierfür benötigten modengekoppelten Laseroszillatoren erhöhen die Komplexität der Weißlichtquellen enorm und können teilweise nicht mit der für die Anwendung erforderlichen Kammlinien-separation bereitgestellt werden. Für die genannten Anwendungen stellen die untersuchten Ansätze der KFWM und der KSRS aus diesem Grund attraktivere Lösungen dar. Im Vergleich sind hier niedrige Pumpulsspitzenleistungen in der Ordnung von nur einigen zehn Watt notwendig. Zudem können durch KSRS und KFWM mit den genannten alternativen Ansätzen vergleichbare spektrale Bandbreiten generiert werden. Die untersuchten Konzepte sind somit für eine Integration in Anwendungen, wie der Kalibrierung von astronomischen Spektrometern, der Spektroskopie und der Telekommunikation aus jeder Hinsicht geeigneter, als andere Frequenzerzeugungsprozesse. Im folgenden Kapitel werden Ansatzpunkte für weiterführende Arbeiten aufgezeigt, die zu einer sehr weit verbreiteten Nutzung der untersuchten Effekte unter anderem in der Kalibrierung von Spektrometern erdgebundener Teleskope führen werden.

6 Ausblick

Der in Kapitel 3 präsentierte experimentelle Aufbau ist bereits weitestgehend faseringegriert. Diese Eigenschaft erlaubt einen direkten Einsatz in Anwendungen der Telekommunikation, in denen große Übertragungsbandbreiten ebenso erforderlich sind, wie die Möglichkeit zur Taktkontrolle verschiedener Wellenlängen in OTDM Systemen [97]. Dies wird durch die gewinngeschaltete Laserdiode ermöglicht, welche mit einem elektronischen Signal angeregt wird. Eine weitere direkte Anwendung der präsentierten Quelle ist die Nutzung als Strahlquelle für hyperspektrale LIDAR-Messungen und Dispersionsmessungen [9–12, 53].

Für zukünftige Arbeiten können unter anderem die numerischen Untersuchungen von J. Herrmann et al. auf eine Kaskade von Stokes-Pulsen angewendet werden [31, 98]. Diese Untersuchungen sollten die genaue Entwicklung der Pump- und Stokes-Lichtfelder offenbaren. Auf diese Weise könnte der Verlauf der Pulsdauer, der Pulsenergie und der Pulsform jedes einzelnen Stokes-Pulses innerhalb der Kaskade in Abhängigkeit von der Faserlänge bestimmt werden. Diese numerischen Untersuchungen können mit weiteren experimentellen Messungen in Abhängigkeit von der Faserlänge überprüft und verglichen werden. Dabei kann durch eine hinreichend kleine Schrittweite der Faserlänge die Pulsdauerentwicklung und die Leistungsverlagerung innerhalb der Kaskade präzise aufgelöst werden.

Ein weiterer Ansatzpunkt ist die Verwendung spektral versetzter Pumppulse für die Erzeugung von KSRS zwischen dem sichtbaren und dem infraroten Spektralbereich. Dabei könnten die Pumppulse zunächst mit nichtlinearen Kristallen frequenzverdoppelt werden, um eine anschließende KSRS im sichtbaren Spektralbereich zu ermöglichen. Vergli-

chen mit anderen Superkontinuumquellen würde eine solche Quelle einen Großteil der Pumpulsenergie in den sichtbaren Spektralbereich verschieben. Dabei wäre die hierfür notwendige Pulsspitzenleistung um einen Faktor 100 bis 1000 niedriger als bei derzeit verwendeten Superkontinuumquellen. Für eine Anwendung als hyperspektrale LIDAR-Quelle können die Pulsenergien der verschiedenen Stokes-Pulse in Ytterbium- Neodym- und Erbium-dotierten Fasern weiter in den Bereich mehrerer zehn nJ bis μ J skaliert werden.

Der in Kapitel 4 präsentierte Frequenzkamm kann in einer weiterentwickelten Form für die Kalibrierung astronomischer Spektrometer genutzt werden. Der Vorteil sehr hoher und variabler Frequenzdifferenzen zwischen den Kammlinien ermöglicht die Kalibrierung weit verbreiteter Spektrometer mit niedriger Auflösung. Verglichen mit anderen Frequenzkämmen, die auf modengekoppelten Laseroszillatoren mit integrierten Fabry-Perot-Kavitäten basieren, macht seine Einfachheit den präsentierten Aufbau zu einem stark vorteilhaften System. Darüber hinaus ermöglicht diese Quelle eine Anwendung als optischer Frequenzgenerator für die weitere Verstärkung und Energieskalierung in diversen laseraktiven Medien.

Das für die Kalibrierung astronomischer Spektrografen notwendige OSNR oberhalb von 27 dB kann durch technische Verbesserungen für eine große Zahl von Idlerwellen erreicht werden [18]. Das Filtern der ASE nach der Verstärkung in den Ytterbium-dotierten Fasern bietet beispielsweise durch den geringen Wellenlängenabstand zwischen Pump- und Signalwelle technologische Herausforderungen, die mit dem aktuellen Stand der Technik schwer realisierbar sind. Um das Filtern der Pump- und Signalwelle zu ermöglichen, kann aber die Leistung beider Pulse in unterschiedlichen Faserverstärkern skaliert werden. Dabei können zwischen allen Verstärkerstufen spektrale Filter eingebaut werden, um das OSNR der Pump- und Signal-Wellen zu vergrößern. Pumppulse für die KFWM mit einem OSNR von über 40 dB wurden bereits demonstriert und führen nachweislich zu einem reduzierten Rauschuntergrund [36]. Ein weiterer technologischer Aspekt ist die Kompensation der hohen Pulsspitzenintensitäten am Einkoppelende der PCF. Diese können die Oberfläche der Mikrostruktur zerstören, was zu einer Degradation der Einkoppeleffizienz führt. Durch das Anspeißen von Quarzglas-Endkappen kann unter der

Ausnutzung der Strahldivergenz die Pulsspitzenintensität an der Grenzfläche zwischen Glas und Luft reduziert werden.

Neben den genannten technischen Aspekten gibt es weitere grundlegende physikalische Aspekte, die in weiterführenden Arbeiten untersucht werden können. Einer dieser Aspekte ist der Verlauf der Phasendifferenz zwischen zwei benachbarten Idler-Frequenzen innerhalb der Kaskade in Abhängigkeit von der Idlerordnung. Bei genauer Bekanntheit dieser Abhängigkeit kann zur Minimierung der Phasendifferenz ein spezielles Design für eine mikrostrukturierte Faser entwickelt werden. Eine solche PCF sollte eine deutliche spektrale Ausdehnung der FWM-Kaskade in den sichtbaren Spektralbereich bewirken. Es ist ebenfalls denkbar, ein Dispersionsmanagement anzuwenden, um die Beiträge der chromatischen Dispersion effektiv zu kompensieren. Dies wurde im Wellenlängenbereich um $1,5\ \mu\text{m}$ in Ansätzen bereits demonstriert [39, 99].

Ein weiterer zu untersuchender, grundlegender Aspekt ist die Puls- zu-Puls-Stabilität des Frequenzkammes. Für die Stabilisierung des Frequenzkammes kann das von F. C. Cruz vorgeschlagene Schema genutzt werden [75]. Dieses Schema sieht den Einsatz von Pump- und Signallasern mit einer Linienbreite von 100 kHz und die mechanische Fixierung und Temperierung der Fasern vor. Während der Pump Laser an einen optischen Frequenzstandard gekoppelt werden kann, wird die Frequenzdifferenz beider Laser durch einen Mikrowellenoszillator fixiert, der an den Signallaser gekoppelt werden kann [100–102]. Mit diesem Schema wird die Fluktuation aller Idlerwellen auf die Fluktuation des Mikrowellenoszillators reduziert. Die auf diese Weise erreichbare relative Frequenzstabilität von 10^{-11} würde die Messung von Geschwindigkeitsvariationen extrasolarer Planeten im Bereich von 1 cm/s mit dem präsentierten Aufbau ermöglichen [17].

Für alle genannten Anwendungen und weiterführenden Untersuchungen stellt diese Arbeit somit ein wichtiges Fundament dar.

Abkürzungsverzeichnis

AS	Anti-Stokes
ASE	Amplified spontaneous emission bzw. verstärkte Spontanemission
BB	Bandbreiten-begrenzt
ECLD	External-cavity-laser diode bzw. Laserdiode mit externer Kavität
EOM	Elektro-optischer-Modulator
FWM	Four-wave-mixing bzw. Vierwellenmischung
HWB	Halbwertsbreite
ISO	Isolator bzw. Faraday-Isolator
KFWM	Kaskadierte FWM
KRS	Kaskadierte Ramanstreuung
OSNR	Optical signal to noise ratio bzw. optisches Signal- zu Rauschverhältnis
PCF	Photonic Crystal Fiber
P	Pumpe
RS	Ramanstreuung
S	Stokes
SBS	Stimulierte Brillouinstreuung
SPM	Selbstphasenmodulation
SRS	Stimulierte RS
WDM	Wavelength-division-multiplexer bzw. Wellenlängenkombinierer
XPM	Cross-phase-modulation bzw. Kreuzphasenmodulation

Literaturverzeichnis

- [1] G. A. Reider. *Photonik*. Springer-Verlag, 1997.
- [2] K. Imai, M. Kourogi, and M. Ohtsu. “30-THz Span Optical Frequency Comb Generation by Self-Phase Modulation in an Optical Fiber”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34 (1998), pp. 54–60.
- [3] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz. “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fiber with anomalous dispersion at 800 nm”. In: *Optics Letters* 25 (2000), pp. 25–27.
- [4] NKT Photonics. <http://www.nktphotonics.com/>, (2012).
- [5] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hänsch. “Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb”. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), pp. 5102–5105.
- [6] J. Ye, Harald Schnatz, and L. W. Hollberg. “Optical Frequency Combs: From Frequency Metrology to Optical Phase Control”. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 9 (2003), pp. 1041–1058.
- [7] G. Genty, S. Coen, and J. M. Dudley. “Fiber supercontinuum sources (invited)”. In: *Journal of Optical Society America B* 24 (2007), pp. 1771–1785.
- [8] S. Kobtsev and S. Smirnov. “CW-and pulsed-pumped fiber super-continuum generators”. In: *Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications VII*. Proc. of SPIE Vol. 6875 68750S-1. 2008.

- [9] A. Banerjee, Y. Park, F. Clarke, H. Song, S. Yang, G. Kramer, K. Kim, and B. Mukherjee. “Wavelength-division-multiplexed passive optical network (WDM-PON) technologies for broadband access: a review”. In: *Journal of Optical Networking* 4 (2005), pp. 737–758.
- [10] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari. “More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source in using supercontinuum in optical fibres”. In: *Electronics Letters* 29 (1993), pp. 862–864.
- [11] M. N. Islam. “Raman Amplifiers for Telecommunications”. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 8 (2002), pp. 548–559.
- [12] S. Kaasalainen, T. Lindroos, and J. Hyypä. “Toward Hyperspectral Lidar: Measurement of Spectral Backscatter Intensity With a Supercontinuum Laser Source”. In: *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters* 4 (2007), pp. 211–215.
- [13] Y. Chen, E. Räikkönen, S. Kaasalainen, J. Suomalainen, T. Hakala, and J. Hyypä. “Two-channel Hyperspectral LiDAR with a Supercontinuum Laser Source”. In: *Sensors* 10 (2010), pp. 7057–7066.
- [14] J. McFerran, L. Nenadovic, W. C. Swann, J. B. Schlager, and N. R. Newbury. “A passively mode-locked fiber laser at 1.54 μm with a fundamental repetition frequency reaching 2 GHz”. In: *Optics Express* 15 (2007), pp. 13155–13166.
- [15] J. Bland-Hawthorn and P. Kern. “Astrophotonics: a new era for astronomical instruments”. In: *Optics Express* 17 (2009), pp. 1880–1884.
- [16] P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg. “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator”. In: *Nature Letters* 450 (2007), pp. 20–27.
- [17] C. H. Li, A. J. Benedick, P. Fendel, A. G. Glenday, F. X. Kärtner, D. F. Phillips, D. Sasselov, A. Szentgyorgyi, and R. L. Walsworth. “A laser frequency comb that enables radial velocity measurements with a precision of 1 cm s^{-1} ”. In: *Nature Letters* 452 (2008), pp. 610–612.

-
- [18] D. A. Braje, M. S. Kirchner, S. Ostermann, T. Frontier, and S. D. Diddams. “Astronomical spectrograph calibration with broad-spectrum frequency combs”. In: *European Physical Journal D* 48 (2008), pp. 57–66.
- [19] M. T. Murphy et al. “High-precision wavelength calibration of astronomical spectrographs with laser frequency combs”. In: *Monthly Notes of the Astronomical Society* 380 (2007), pp. 839–847.
- [20] T. Wilken et al. “A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimetre-per-second level”. In: *Nature* 485 (2012), pp. 611–614.
- [21] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [22] J. A. Buck. *Fundamentals of Optical Fibers*. Ed. by B. E. A. Saleh. John Wiley & Sons, 2004.
- [23] A. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev. *Photonic Crystal Fibres*. Kluwer Academic Publishers, 2003.
- [24] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russel. “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers”. In: *Optics Letters* 21 (1998), pp. 1662–1664.
- [25] R. H. Stolen and A. M. Johnson. “The Effect of Pulse Walkoff on Stimulated Raman Scattering in Fibers”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-22 (1986), pp. 2154–2160.
- [26] C. Headley and G. Agrawal. “Noise Characteristics and Statistics of Picosecond Stokes Pulses Generated in Optical Fibers Through Stimulated Raman Scattering”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995), pp. 2058–2067.
- [27] R. H. Stolen and E. P. Ippen. “Raman gain in glass optical waveguides”. In: *Applied Physics Letters* 22 (1973). Abbildung der Darstellung mit Erlaubnis des Verlags American Institute of Physics., pp. 276–278.
- [28] R. H. Stolen. “Fiber Raman Lasers”. In: *Fiber and Integrated Optics* 3 (1980), pp. 21–51.

- [29] R. L. Carman, F. Shimizu, C. S. Wang, and N. Bloembergen. "Theory of Stokes Pulse Shapes in Transient Stimulated Raman Scattering". In: *Physical Review A* 2 (1970), pp. 60–72.
- [30] R. H. Stolen and A. M. Johnson. "The Effect of Pulse Walkoff on Stimulated Raman Scattering in Fibers". In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-22 (1986), pp. 2154–2160.
- [31] J. Herrmann and J. Mondry. "Stimulated Raman scattering and self-phase modulation of ultrashort light pulses in optical fibres". In: *Journal of Modern Optics* 35 (1988). Abbildung der Darstellung mit Erlaubnis des Verlags Taylor & Francis Ltd., pp. 1919–1932.
- [32] C. S. Wang. "Theory of Stimulated Raman Scattering". In: *Physical Review* 182 (1969), pp. 482–494.
- [33] C. Yijiang and A. W. Snyder. "Saturation and Depletion Effect of Raman Scattering in Optical Fibers". In: *Journal of Lightwave Technology* 7 (1989), pp. 1109–1117.
- [34] T. V. Andersen, K. M. Hilligsoe, C. K. Nielsen, J. Thogersen, K. P. Hansen, S. R. Keiding, and J. J. Larsen. "Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths". In: *Optics Express* 12 (2004), pp. 4113–4121.
- [35] C. J. Mckinstrie and M. G. Raymer. "Four-wave-mixing cascades near the zero-dispersion frequency". In: *Optics Letters* 14 (2006), pp. 9600–9610.
- [36] S. A. Cerqueira, J. D. Marconi, A. A. Rieznik, H. E. Hernandez-Figueroa, H. L. Fragnito, and J. C. Knight. "Multiple four-wave mixing in ultra-flattened dispersion photonic crystal fibers". In: *OFC/NFOEC*. 2008.
- [37] J. F.L. Freitas, C. J. S. de Matos, and A. S. L. Gomes. "Simultaneous generation and wavelength conversion of a pulse train from multi-wave mixing in an optical fibre". In: *Optics Communications* 269 (2006), pp. 94–97.

-
- [38] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. “20-GHz-to-1-THz Repetition Rate Pulse Sources Based on Multiple Four-Wave Mixing in Optical Fibers”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42 (2006), pp. 1038–1046.
- [39] J. M. C. Boggio, S. Moro, N. Alic, M. Karlsson, J. Bland-Hawthorn, and S. Radic. “Nearly octave-spanning cascaded four-wave-mixing generation in low dispersion highly nonlinear fiber”. In: *Optical Communication ECOC*. 2009.
- [40] E. Ciaramella, F. Curti, and S. Trillo. “All-Optical Signal Reshaping by Means of Four-Wave Mixing in Optical Fibers”. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 13 (2001), pp. 142–144.
- [41] A. V. Husakou and J. Herrmann. “Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers”. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), pp. 203901–203905.
- [42] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russel. “White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber”. In: *Optics Letters* 26 (2001), pp. 1356–1358.
- [43] H. Sayinc. “Superkontinuumzeugung mit einem Ultrakurzpuls Ytterbium-Faserlaser”. MA thesis. Leibniz Universität Hannover, 2006.
- [44] S. V. Smirnov, J. D. Ania-Castanon, T. J. Ellingham, S. M. Kobtsev, S. Kukarin, and S. K. Turitsyn. “Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications”. In: *Optical Fiber Technology* 12 (2005), pp. 122–147.
- [45] J. Hult, R. S. Watt, and C. F. Kaminski. “High bandwidth absorption spectroscopy with a dispersed supercontinuum source”. In: *Optics Express* 15 (2007), pp. 11385–11395.
- [46] T. Udem, J. R. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. “Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser”. In: *Optics Express* 24 (1999), pp. 881–883.

- [47] L. E. E. de Araujo. “Selective and efficient excitation of diatomic molecules by an ultrashort pulse train”. In: *Physical Review A* 77 (2008), pp. 033419–1/033419–6.
- [48] H. G. Weber, R. Ludwig, S. Ferber, C. Schmidt-Langhorst, M. Kroh, V. Marember, C. Boerner, and C. Schubert. “Ultrahigh-Speed OTDM-Transmission Technology”. In: *Journal of Lightwave Technology* 24 (2006), pp. 4616–4627.
- [49] M. W. Lee, T. Sylvestre, M. Delque, A. Kudlinski, A. Mussot, J.-F. Gleyze, A. Jolly, and H. Maillotte. “Demonstration of an All-Fiber Broadband Optical Parametric Amplifier at 1 μm ”. In: *Journal of Lightwave Technology* 28 (2010), pp. 2173–2178.
- [50] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen. “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”. In: *Review of Modern Physics* 78 (2006), pp. 1135–1184.
- [51] J. P. Gordon. “Theory of the soliton self-frequency shift”. In: *Optics Letters* 11 (1986), pp. 662–664.
- [52] Fiberdesk. <http://www.fiberdesk.com/>, (2012).
- [53] L. G. Cohen and C. Lin. “A Universal Fiber-Optic (UFO) Measurement System Based on a Near-IR Fiber Raman Laser”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 14 (1978), pp. 855–859.
- [54] PicoQuant GmbH. <http://www.picoquant.com>. Persönliche Kommunikation. (2011).
- [55] THORLABS. <https://www.thorlabs.de/>, (2012).
- [56] OFS. <http://www.ofsoptics.com/>, (2012).
- [57] WHZ. Westsächsische Hochschule Zwickau, Prof. Dr. rer. nat. Peter Hartmann, Persönliche Kommunikation, (2012).
- [58] K. Grob. “Influence of Spontaneous emission and of Finite Phonon Lifetime on Stimulated Raman Scattering”. In: *Zeitschrift für Physik* 207 (1967), pp. 235–250.

- [59] M. Zhiwei, S. Xiuping, F. Wenhui, L. Zuowei, C. Biao, G. Shuqin, and L. Guohui. “Influence of amplified spontaneous emission and fluorescence of β -carotene on stimulated Raman scattering of carbon disulfide”. In: *Science in China* 52 (2009), pp. 529–533.
- [60] NewFocus. <http://search.newport.com>. (2012).
- [61] LeCroy. <http://teledynelecroy.com/>, (2012).
- [62] S. Kanzelmeyer, H. Sayinc, T. Theeg, M. Frede, J. Neumann, and D. Kracht. “All-fiber based amplification of 40 ps pulses from a gain-switched laser diode”. In: *Optics Express* 19 (2011), pp. 1854–1859.
- [63] L. G. Cohen. “Comparison of Single-Mode Fiber Dispersion Measurement Techniques”. In: *Journal of Lightwave Technology* LT-3 (1985), pp. 958–966.
- [64] F. Vanholsbeeck, S. Coen, Philippe Emplit, C. Martinelli, and T. Sylvestre. “Cascaded Raman generation in optical fibers: influence of chromatic dispersion and Rayleigh backscattering”. In: *Optics Letters* 29 (2004), pp. 998–1000.
- [65] K. T. Vu, A. Malinovski, M. A. F. Roelens, M. Ibsen, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. “Full Characterization of Low-Power Picosecond Pulses From a Gain-Switched Diode Laser Using Electrooptic Modulation-Based Linear FROG”. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 20 (2008), pp. 505–507.
- [66] H. Sayinc, K. Hausmann, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht. “Picosecond all-fiber cascaded Raman shifter pumped by an amplified gain switched laser diode”. In: *Optics Express* 19 (2011), pp. 25918–25924.
- [67] Y. T. Cho, M. Alahbabi, M. J. Gunning, and T. P. Newson. “50-km single-ended spontaneous-Brillouin-based distributed-temperature sensor exploiting pulsed Raman amplification”. In: *Optics Letters* 28 (2003), pp. 1651–1653.
- [68] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russel. “White-light supercontinuum generation with 60 ps pump pulses in a photonic crystal fiber”. In: *Optics Letters* 26 (2001), pp. 1356–1358.

- [69] H. Sayinc, D. Mortag, D. Wandt, J. Neumann, and D. Kracht. “Sub-100 fs pulses from a low repetition rate Yb-doped fiber laser”. In: *Optics Express* 17 (2009), pp. 5731–5735.
- [70] Oliver Prochnow. *Rauscheigenschaften von passiv modengekoppelten Ytterbium-Faserlasern*. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Dissertation, 2010.
- [71] S. Yamashita and M. Shahed. “Optical 2R Regeneration Using Cascaded Fiber Four-Wave Mixing With Suppressed Spectral Spread”. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* (2006).
- [72] C. H. Li, Andrew J. Benedick, Peter Fendel, Alexander G. Glenday, Franz X. Kärtner, David F. Phillips, Dimitar Sasselov, Andrew Szentgyorgyi, and Ronald L. Walsworth. “A laser frequency comb that enables radial velocity measurements with a precision of 1 cm s^{-1} ”. In: *Nature Letters* 452 (2008), pp. 610–612.
- [73] T. R. Schibli, K. Minoshima, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, and H. Matsumoto. “Frequency metrology with a turnkey all-fiber system”. In: *Optics Letters* 29 (2004), pp. 2467–2469.
- [74] F. Pepe, M. Mayor, B. Delabre, D. Kohler, D. Lacroix, D. Queloz, S. Udry, W. Benz, J. L. Bertaux, and J. P. Sivan. “HARPS, a new high-resolution spectrograph for the search of extra-solar planets”. In: *SPIE Proceedings Vol. 4008*. 2000.
- [75] F. C. Cruz. “Optical frequency combs generated by four-wave mixing in optical fibers for astrophysical spectrometer calibration and metrology”. In: *Optics Express* 16 (2008), pp. 13267–13275.
- [76] P. Del Hays, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg. “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator”. In: *Nature Letters* 450 (2007), pp. 1214–1217.
- [77] T. Yamamoto, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, and S. Yamaguchi. “Supercontinuum generation at $1.55 \mu\text{m}$ in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber”. In: *Optics Express* 11 (2003), pp. 1537–1540.

- [78] A. C. Sodre, J. M. Chavez Boggio, A. A. Rieznik, H. E. Hernandez-Figueroa, H. L. Fragnito, and J. C. Knight. “Highly efficient generation of broadband cascaded four-wave mixing products”. In: *Optics Express* 16 (2008), pp. 2816–2828.
- [79] A. Bogris and D. Syvridis. “Regenerative Properties of a Pump-Modulated Four-Wave Mixing Scheme in Dispersion-Shifted Fibers”. In: *Journal of Lightwave Technology* 21 (2003), pp. 1892–1902.
- [80] EOSPACE, <http://www.eospace.com/>, (2011).
- [81] Agilent, <http://www.agilent.de/>, (2011).
- [82] R. Slavik, J. Kakande, and P. Petropoulos and D. J. Richardson. “Processing of optical combs with fiber optic parametric amplifiers”. In: *Optics Express* 20 (2012), pp. 10059–10070.
- [83] E. L. Wooten et al. “A Review of Lithium Niobate Modulators for Fiber-Optic Communication Systems”. In: *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6 (2000), pp. 69–82.
- [84] G. Herink. *Zeitliche und spektrale Untersuchung der Pulsdynamik in einem Faserverstärker*. Georg-August-Universität zu Göttingen, 2009.
- [85] T. Theeg, K. Hausmann, M. Frede, H. Sayinc, J. Neumann, and D. Kracht. “High power fused single mode optical fiber coupler”. In: *CLEO-Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD)*. 2011.
- [86] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. “320/640 GHz high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fibre”. In: *Electronics Letters* 41 (2005).
- [87] L.-S. Ma, P. Jungner, J. Ye, and J. L. Hall. “Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path”. In: *Optics Letters* 19 (1994), pp. 1777–1779.
- [88] J. Ye et al. “Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network”. In: *Journal of Optical Society America B* 20 (2003), pp. 1459–1467.

- [89] S. Sygletos et al. "Phase Locking and Carrier Extraction Schemes for Phase Sensitive Amplification". In: *ICTON 2010*. 2010.
- [90] M. E. Marhic, G. Kalogerakis, K. K. Wong, and L. G. Kasovsky. "Pump-to-Signal Transfer of Low-Frequency Intensity Modulation in Fiber Optical Parametric Amplifiers". In: *Journal of Lightwave Technology* 23 (2005), pp. 1049–1055.
- [91] J. Zhou, R. Hui, and N. Caponio. "Spectral Linewidth and Frequency Chirp of Four-Wave Mixing Components in Optical Fibers". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 6 (1994), pp. 434–436.
- [92] F. Yaman, Q. Lin, and G. P. Agrawal. "Pump-noise transfer in dual-pump fiber-optic parametric amplifiers: walk-off effects". In: *Optics Letters* 30 (2005), pp. 1048–1050.
- [93] Hakan Sayinc, Mateusz Wyszomolek, Jose M. Chavez Boggio, Roger Haynes, Martin M. Roth, Uwe Morgner, Jörg Neumann, and Dietmar Kracht. "Broadband-cascaded four-wave mixing in a photonic crystal fiber around 1 μm ". In: *Applied Physics B* (2013). DOI: [10.1007/s00340-012-5301-5](https://doi.org/10.1007/s00340-012-5301-5).
- [94] J. C. Boggio, A. Rieznik, M. Wyszomolek, H. Sayinc, J. Neumann, D. Kracht, R. Haynes, and M. Roth. "Investigation of nonlinear spectral broadening in a ring resonator". In: *5th EPS-QEOD Europhoton paper TuP.34 (209)*. 2012.
- [95] C. Lee, S. T. Chu, B. E. Little, J. Bland-Hawthorn, and S. Leon-Saval. "Portable frequency combs for optical frequency metrology". In: *Optics Express* 20 (2012), pp. 16671–16676.
- [96] Y. H. Li, Y. Y. Zhao, and L. J. Wang. "Demonstration of almost octave-spanning cascaded four-wave mixing in optical microfibers". In: *Optics Letters* 37 (2012), pp. 3441–3443.
- [97] P. M. Anandarajah, A. M. Clarke, C. Guignard, L. Bramerie, L. P. Barry, J. D. Harvey, and J. C. Simon. "System-Performance Analysis of Optimized Gain-Switched Pulse Source Employed in 40- and 80-Gb/s OTDM Systems". In: *Journal of Lightwave Technology* 25 (2007), pp. 1495–1502.

-
- [98] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph. “Theory of Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers in the Pulse Walk-Off Regime”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25 (1989), pp. 273–279.
- [99] M. E. Marhic, F. S. Yang, M. Ho, and L. Kazovsky. “High-Nonlinearity Fiber Optical Parametric Amplifier with Periodic Dispersion Compensation”. In: *Journal of Lightwave Technology* 17 (1999), pp. 210–215.
- [100] C. Champenois, G. Hagel, M. Houssin, M. Knoop, C. Zumsteg, and F. Vedel. “Terahertz Frequency Standard Based on Three-Photon Coherent Population Trapping”. In: *Physical Review Letters* 99 (2007), pp. 013001–1/013001–4.
- [101] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland. “Laser-cooled Mercury Ion Frequency Standard”. In: *Physical Review Letters* 80 (1998), pp. 2089–2091.
- [102] P. Gill. “Optical frequency standards”. In: *Metrologia* 42 (2005), pp. 125–137.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Hakan Sinan Sayinc
Geburtsdatum: 18.05.1981
Geburtsort: Hannover, Deutschland
Nationalität: Türkisch

Schulbildung

1987 – 1991 Grundschole, Friedrich-Ebert Schule, Hannover
1991 – 1993 Orientierungsstufe, Lindner Berg, Hannover
1993 – 1997 Realschole, Lindner Berg, Hannover
1997 – 2000 Technisches Gymnasium Hannover (Abitur)

Universitäre Ausbildung

09.2000 – 10.2006 Physik Studium an der Leibniz Universität Hannover
10.2005 – 10.2006 Durchführung der Diplomarbeit am
Laser Zentrum Hannover e. V.
31.10.2006 Diplomarbeit: Superkontinuumerzeugung mit einem
Ultrakurzpuls Ytterbium-Faserlaser

Beruflicher Werdegang

10.2005 – 10.2006 wissenschaftliche Hilfskraft am Laser Zentrum Hannover e. V.
10.2006 – 07.2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e. V.
07.2010 – heute Leitung der Gruppe Faseroptik am Laser Zentrum Hannover e. V.

Eigene Veröffentlichungen

Wissenschaftliche Zeitschriften

H. Sayinc, D. Mortag, D. Wandt, J. Neumann, and D. Kracht. Sub-100 fs pulses from a low repetition rate Yb-doped fiber laser. *Optics Express*, 17:5731–5735, 2009.

H. Sayinc, U. Buenting, D. Wandt, and D. Kracht. Ultrafast high power Yb:KLuW regenerative amplifier. *Optics Express*, 17:15068–15071, 2009.

H. Sayinc, K. Hausmann, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht. Picosecond all-fiber cascaded Raman shifter pumped by an amplified gain switched laser diode. *Optics Express*, 19:25918–25924, 2011.

H. Sayinc, M. Wysmolek, J.M. Chavez Boggio, R. Haynes, M. M. Roth, U. Morgner, J. Neumann and D. Kracht. Broadband Cascaded Four-Wave-Mixing in a Photonic Crystal Fiber around 1 μm . *Applied Physics B*, DOI 10.1007/s00340-012-5301-5, 2013

U. Buenting, H. Sayinc, D. Wandt, U. Morgner, and D. Kracht. Regenerative thin disc amplifier with combined gain spectra producing 500 μJ sub 200 fs pulses. *Optics Express*, 17:8046–8050, 2009.

S. Kanzelmeyer, H. Sayinc, T. Theeg, M. Frede, J. Neumann, and D. Kracht. All-fiber based amplification of 40 ps pulses from a gain-switched laser diode. *Optics Express*, 19:1854–1859, 2011.

G. Pelegrina-Bonilla, K. Hausmann, K. Liu, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann, and

D. Kracht. Matching of the propagation constants in an asymmetric single-mode fused fiber coupler for core pumping thulium-doped fiber at 795 nm. *Optics Letters*, 37:1844–1846, 2012.

G. Pelegrina-Bonilla, K. Hausmann, K. Liu, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht. Asymmetrische Faserkoppler aus unterschiedlichen Siglemode Glasfasern. *Photonik*, 3/2012:54–56, 2012.

T. Theeg, H. Sayinc, J. Neumann und D. Kracht All-fiber counter-propagation pumped single frequency amplifier stage with 300 W output power. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24:1864-1867, 2012

T. Theeg, H. Sayinc, J. Neumann, L. Overmeyer und D. Kracht Pump and signal combiner for bi-directional pumping of all-fiber lasers and amplifiers. *Optics Express*, 20:28125-28141, 2012

G. Pelegrina-Bonilla, K. Hausmann, K. Liu, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht. Asymmetric fused couplers from different single mode fibers. *Photonik International*

Patente

H. Sayinc, G. Pelegrina-Bonilla, K. Hausmann. Fiber component and manufacturing method for coupling of light fields of unequal wavelength between waveguides with single-mode guidance. *U.S. Provisional eingereicht*, 2012

Konferenzbeiträge

U. Buenting, P. Wessels, H. Sayinc, O. Prochnow, D. Wandt, D. Kracht. Ultrafast Yb:KYW Regenerative Amplifier with Combined Gain Spectra of the Optical Axes N_m and N_p . In *Advanced Solid State Photonics (ASSP) paper WB15*, 2007.

H. Sayinc, U. Bunting, P. Wessels, D. Wandt, U. Morgner, D. Kracht. Ultrafast Yb:KYW Thin Disk Regenerative Amplifier with Combined Gain Spectra and 200 μ J Pulse Energy. In *3rd EPS-QEOD Europhoton Conference, paper TUoB7*, 2008.

U. Bunting, P. Wessels, H. Sayinc, O. Prochnow, D. Wandt, D. Kracht. Ultrafast Yb:KYW Thin Disk Regenerative Amplifier with Combined Gain Spectra of the Optical Axes Nm and Np. In *SPIE Photonics West, Proc SPIE paper 6871*, 2008.

D. Mortag, H. Sayinc, D. Wandt, U. Morgner, D. Kracht, and J. Neumann. 93 fs pulses from a low repetition rate fiber laser. In *CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest, paper CF23*, 2009.

U. Bunting, H. Sayinc, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann, and D. Kracht. Regenerative Yb:KLuW Thin Disk Amplifier. In *CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest, paper CA22*, 2009.

U. Bunting, H. Sayinc, P. Wessels, D. Wandt, U. Morgner and D. Kracht. High energy regenerative thin disk amplifier with sub 200 fs pulses and 10 W average power. In *Lasers and Electro-Optics and Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS), paper CFD3*, 2009.

H. Sayinc, S. Kanzelmeyer, K. Hausmann, T. Theeg, J. Neumann, and D. Kracht. Gain switched laser diode based all-fiber ps laser source emitting simultaneously at 8 different wavelengths in the NIR region. In *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest, paper ATuB7*, 2011.

T. Theeg, K. Hausmann, M. Frede, H. Sayinc, J. Neumann, and D. Kracht. High power fused single mode optical fiber coupler. In *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, paper CJ21*, 2011.

T. Theeg, M. Frede, H. Sayinc, J. Neumann, and D. Kracht. High power monolithic all-fiber counter-propagating pumped single-frequency amplifier. In *Optical Fiber Communication Conference, paper OMH6*, 2011.

S. Kanzelmeyer, H. Sayinc, T. Theeg, M. Frede, H. Sayinc, J. Neumann, D. Kracht. All-

fiber based amplification of 40 ps pulses from a gain-switched laser diode. In *SPIE Photonics West, Proc. SPIE paper 7914 791411*, 2011.

G. Pelegriña-Bonilla, K. Hausmann, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann, D. Kracht. Asymmetric single-mode fused fiber coupler for core pumping thulium-doped fiber at 795nm. In *5th EPS-QEOD Europhoton paper FrB.7 (36)*, 2012.

M. Wysmolek, H. Sayinc, J.M. Chavez Boggio, R. Haynes, M. M. Roth, U. Morgner, J. Neumann, D. Kracht. Broadband Cascaded Four-Wave Mixing Generation in a Photonic Crystal Fibre at 1 μm . In *5th EPS-QEOD Europhoton paper TuP.24 (154)*, 2012.

J. Chavez Boggio, A. Rieznik, M. Wysmolek, H. Sayinc, J. Neumann, D. Kracht. R. Haynes, and M. Roth Investigation of nonlinear spectral broadening in a ring resonator. In *5th EPS-QEOD Europhoton paper TuP.34 (209)*, 2012.

T. Theeg, M. Frede, H. Sayinc, J. Neumann, and D. Kracht. Simulations and Experiments of a Lateral Pumped Fiber Combiner for Monolithic Fiber Laser and Amplifier Systems. In *5th EPS-QEOD Europhoton paper TuP.23 (53)*, 2012.

G. Pelegriña-Bonilla, A. Schwenke, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann, B. N. Chichkov, L. C. Sajti, D. Kracht. Optical amplification at 1,06 μm from laser ablated neodymium nanoparticles embedded in a polymer host. In *Veröffentlichung auf SPIE Photonics West 2013 akzeptiert, Paper 8609-13* .

M. Wysmolek, T. Theeg, H. Sayinc, J. Neumann, D. Kracht. All-Fibre High Power Pump Stripper Manufactured By CO₂ Laser Micro-Structuring. In *Veröffentlichung auf SPIE Photonics West 2013 akzeptiert, Paper 8601-26* .

M. Wysmolek, H. Sayinc, J. Neumann, D. Kracht. Broad-Band Cascaded Four-Wave Mixing Frequency Comb Centred Around 1 μm . In *Veröffentlichung auf SPIE Photonics West 2013 akzeptiert, Paper 8604-26* .

T. Theeg, H. Sayinc, J. Neumann, D. Kracht. 300 W all-fiber counter-pumped single-frequency amplifier stage. In *Veröffentlichung auf SPIE Photonics West 2013 akzeptiert, Paper 8601-30* .

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei Herrn Prof. Dr. Uwe Morgner für die Betreuung dieser Arbeit danken. Mein Dank gilt zudem Herrn Prof. Dr. Detlev Ristau für die Übernahme des Konferrats. Bei Dr. Dietmar Kracht und Dr. Jörg Neumann bedanke ich mich dafür, dass ich die Möglichkeit hatte meine Arbeit am Laser Zentrum Hannover e.V. (LZH) durchzuführen und mich darüber hinaus in einer leitenden Position stark weiterzuentwickeln.

Zudem möchte ich mich bei den Mitarbeitern der von mir geleiteten Faseroptik Gruppe für die hilfreichen Diskussionen bedanken.

In meinem persönlichen Umfeld möchte ich besonders Oliver Prochnow für die fachlichen Diskussionen danken. Besonderer Dank gilt meiner Familie dafür, dass sie mir das Studium ermöglicht und mich für die weitere Karriere motiviert haben. Schließlich möchte ich meiner Frau Nadine für ihre geduldige Unterstützung danken.

