

Institut für Angewandte Physik  
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8  
53115 Bonn

# Entstehungsdynamik und Phaseneigenschaften von Weißlicht - Superkontinua aus gezogenen Glasfasern

## Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von  
Diana Türke  
aus Krefeld

Bonn, Dezember 2007

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. Harald Gießen
2. Referent: Prof. Dr. Karsten Buse

Tag der Promotion:  
12. März 2008

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn  
<http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss-online> elektronisch publiziert (2008).

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Resultate aus Untersuchungen zur Entstehungsdynamik von breitbandigen Lichtkontinua aus nichtlinearen Glasfasern vorgestellt. Die Fasern werden durch die Verjüngung eines Stücks einer herkömmlichen Telekommunikationsglasfaser hergestellt. Dabei entstehen Tailen im Bereich von einem Mikrometer in denen das eingekoppelte Licht propagieren kann. Über die Stimulation nichtlinearer Effekte kann in diesen gezogenen Glasfasern die spektrale Bandbreite ultrakurzer Lichtpulse auf viele hundert Nanometer vergrößert werden. Die Komponenten der resultierenden Spektren überstreichen einen Bereich von tiefblauen bis hin zu weit im Infraroten liegenden Wellenlängen. Aus dem komplexen Zusammenspiel verschiedener Mechanismen während der Entstehung eines solchen Lichtkontinuums ergeben sich starke Abhängigkeiten der Kontinuumseigenschaften von den Eingangsparametern. Um das entstehende Licht an die Anforderungen der vielen Anwendungsmöglichkeiten aus dem Bereich der Spektroskopie oder der Ultrakurzpulsoptik anzupassen, ist daher eine möglichst genaue Kenntnis der Entstehungsdynamik und deren Auswirkung auf die resultierenden Eigenschaften der Kontinuumspulse notwendig.

In einem Experiment wurden gezielt die Eingangsparameter der Kontinuumserzeugung mit Hilfe eines optischen Impulsformers manipuliert. Die Eigenschaften des resultierenden breitbandigen Spektrums wurden sowohl frequenz- als auch zeitaufgelöst untersucht. Mit diesem Verfahren konnte die Dynamik des Haupteffektes bei dieser Art der Superkontinuumserzeugung, die Entstehung und Aufspaltung von Solitonen, sichtbar gemacht bzw. zeitlich verfolgt werden. Theoretische Vorhersagen dieses Effektes konnten bestätigt und nachvollzogen werden.

Eine der wichtigsten Eigenschaften der Kontinua im Hinblick auf die Verwendung des Weißlichtes in der Ultrakurzpulsoptik ist die Phasenstabilität einzelner spektraler Komponenten in aufeinander folgenden Lichtpulsen. Mit Hilfe von Interferenzexperimenten konnte die Phasenstabilität für verschiedene Eingangspulsregime vermessen werden. Eine Interpretation der experimentellen Ergebnisse sowie eine Erweiterung dieser Resultate durch numerische Simulationen, erlaubt ein tiefes Verständnis der Rauschübertragung durch die Entstehungsdynamik der Weißlicht-Kontinua.

Aus den Untersuchungen ergibt sich als wichtigste Ursache für den Verlust der Phasenstabilität im Femtosekunden-Regime die bei der Entstehung des Kontinuums vorherrschende Solitonendynamik. Ziel der im letzten Kapitel vorgestellten Experimente war es daher, eine Anordnung zu finden, in der die Dynamik durch einen anderen, phasenstabilen Prozess geprägt wird. Dazu wurden Experimente durchgeführt, in denen dem Pumpimpuls während der Propagation in der gezogenen Glasfaser ein weiterer Lichtpuls, ein Signalpuls, überlagert wurde. Mit Hilfe dieser Anordnung ist es gelungen in den Fasern gezielt den nichtlinearen Prozess des Vier-Wellen-Mischens zu stimulieren. Zur Wahl eines Signalpulses geeigneter Wellenlänge wurde dabei wiederum die große Bandbreite der Superkontinua ausgenutzt, indem der Signalpuls schmalbandig aus dem Weißlicht einer weiteren gezogenen Glasfaser extrahiert, und mit dem Pumpimpuls in einer Experimentierfaser überlagert wurde.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>iv</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>vi</b>
<b>Einleitung</b>	<b>vii</b>
<b>1 Erzeugung des Weißlichtkontinuums</b>	<b>1</b>
1.1 Eigenschaften der gezogenen Glasfasern . . . . .	1
1.1.1 Gruppengeschwindigkeitsdispersion . . . . .	3
1.2 Nichtlineare Effekte in der gezogenen Glasfaser . . . . .	7
1.2.1 Selbst-Phasen- und Kreuz-Phasen Modulation . . . . .	10
1.2.2 Vier-Wellen Mischen . . . . .	11
1.2.3 Raman-Prozesse . . . . .	12
1.2.4 Schockwellenformation . . . . .	14
1.2.5 Solitonpropagation . . . . .	14
1.3 Erzeugung der Weißlichtsuperkontinua . . . . .	18
1.3.1 Pumpen mit Femtosekunden-Pulsen im anomalen Dispersionsbereich . . . . .	19
1.3.2 Superkontinuumserzeugung mit Pikosekunden-Pumpimpulsen . . . . .	20
<b>2 Kontrolle des Solitonenzerfalls</b>	<b>22</b>
2.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	23
2.1.1 Der optische Impulsformer . . . . .	23
2.1.2 Frequenz aufgelöstes optisches Abtasten . . . . .	24
2.2 Simulationen zum Einfluss des Einkoppelstücks auf die Weißlichterzeugung . . . . .	26
2.3 Bildung und Aufspaltung optischer Solitonen . . . . .	27
2.3.1 Vergleich mit Simulationen . . . . .	32
2.4 Fazit . . . . .	32
<b>3 Phasenstabilität aufeinander folgender Weißlichtpulse</b>	<b>33</b>
3.1 Beschreibung des Phasenrauschens . . . . .	34
3.2 Experimenteller Aufbau . . . . .	40
3.3 Amplitudenrauschen . . . . .	43
3.4 Puls-zu-Puls Phasenstabilität . . . . .	44
3.4.1 ps-Experimente . . . . .	44
3.4.2 fs-Experimente . . . . .	46
3.4.3 Diskussion . . . . .	51

3.5	Fazit . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Manipulation des Weißlichtkontinuums</b>	<b>54</b>
4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	55
4.2	Vier-Wellen Mischen im normalen Dispersionsbereich . . . . .	55
4.3	Kaskadiertes FWM im anomalen Dispersionsbereich . . . . .	58
4.4	Manipulation der Solitonendynamik . . . . .	59
4.5	Stimuliertes, kaskadiertes FWM in Rückkopplungs-Geometrie . . . . .	61
4.6	Fazit . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>64</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>71</b>

# Abkürzungsverzeichnis

BBO	Beta-Bariumborat
FOD	<u>F</u> our <u>O</u> rd <u>e</u> r <u>D</u> isp <u>e</u> rsion (Dispersion vierter Ordnung)
FROG	<u>F</u> re <u>q</u> u <u>e</u> n <u>z</u> <u>R</u> esolved <u>O</u> ptical <u>G</u> ating (frequenz aufgelöste optische Abtastung)
FWM	<u>F</u> our <u>W</u> ave <u>M</u> ixing (Vier-Wellen Mischen)
GNLSE	<u>G</u> eneralized <u>N</u> onlinear <u>S</u> chrödinger <u>E</u> quation (verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung)
GVD	<u>G</u> roup <u>V</u> elocity <u>D</u> isp <u>e</u> rsion (Gruppengeschwindigkeitsdispersion)
NLSE	<u>N</u> onlinear <u>S</u> chrödinger <u>E</u> quation (Nichtlineare Schrödinger-Gleichung)
NSR	<u>N</u> on- <u>S</u> oliton <u>i</u> c <u>R</u> adiation (Nicht-solitonische Strahlung)
SLM	<u>S</u> patial <u>L</u> ight <u>M</u> odulator (räumlicher Lichtmodulator)
SPM	<u>S</u> elf- <u>P</u> hase <u>M</u> odulation (Selbst-Phasen Modulation)
SRS	<u>S</u> timulated <u>R</u> aman <u>S</u> cattering (Stimulierte Raman-Streuung)
SS	<u>S</u> elf <u>S</u> teepening
SSFS	<u>S</u> oliton <u>S</u> elf <u>F</u> requency <u>S</u> hift (Soliton-Selbsfrequenzvorschub)
SVEA	<u>S</u> lowly <u>V</u> arying <u>E</u> nvelope <u>A</u> pproximation (Näherung der langsam variierenden Einhüllenden)
TOD	<u>T</u> hird <u>O</u> rd <u>e</u> r <u>D</u> isp <u>e</u> rsion (Dispersion dritter Ordnung)
XPM	<u>C</u> ross- <u>P</u> hase <u>M</u> odulation (Kreuz-Phasen Modulation)
ZDP	<u>Z</u> ero <u>D</u> isp <u>e</u> rsion <u>P</u> oint (Null-Dispersionspunkt)

# Einleitung

Mit der technischen Realisierung der ersten Laser [Mai60] stand Anfang der sechziger Jahre erstmals eine Quelle zur Erzeugung von Licht mit völlig neuartigen Eigenschaften im Vergleich zu klassischen Lichtquellen zur Verfügung. Eine fundamentale Eigenschaft dieser Strahlung, welche aus der Natur des Entstehungsmechanismus, der stimulierten Emission, resultiert, ist der hohe Kohärenzgrad. Den Durchbruch als eine der wichtigsten Schlüsseltechnologien der zweiten Hälfte des zwanzigsten Jahrhunderts verdankt die Laserstrahlung vor allem auch der besonders guten Strahlqualität. Diese führt einerseits zu einer geringen Strahldivergenz, andererseits zu besonders guten Fokussiereigenschaften. Aus dem elementaren Verstärkungsprozess durch die stimulierte Emission in Verbindung mit einer Modenselektion durch die Rückkopplung der Strahlung innerhalb einer Resonatorgeometrie ergibt sich eine weitere wichtige Eigenschaft der Laserstrahlung: Sie weist im Allgemeinen eine äußerst geringe spektrale Bandbreite auf.

Mit dem Einzug von Lasern in die unterschiedlichsten Bereiche der Forschung und Industrie haben sich aber zunehmend auch Anwendungen herauskristallisiert, in denen die Kombination der einzigartigen Eigenschaften des Laserlichts mit einer möglichst großen spektralen Bandbreite, von großem Interesse ist. Vor allem im Zusammenhang mit der Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse ist dies die wichtigste Grundvoraussetzung. Aber genauso sind auch viele Anwendungen aus dem Bereich der Spektroskopie oder der Tomographie auf solche breitbandigen Lichtquellen angewiesen. Ein großer Durchbruch bei der Entwicklung von Lasern mit großer spektraler Bandbreite ist mit der Verwendung von Farbstoffen als aktive Medien bereits Ende der sechziger Jahre gelungen. Organische Farbstoffe wie z.B. Rhodamin, Fluorescein oder Coumarin weisen ein sehr breites Verstärkungsprofil auf und ermöglichen somit die gleichzeitige Ausbildung vieler unterschiedlicher Frequenzmoden. Die immensen Entwicklungsschritte Mitte der achtziger Jahre resultierten bereits in der Erzeugung von ultrakurzen Pulsen von ca. 27 fs Dauer.[VFG85]. Mit externer Pulskompression konnten sogar Pulsdauern von 6 fs erzeugt werden [FCBS87].

Ein weiterer, wichtiger Meilenstein in der Entwicklung breitbandiger Laserquellen war zu Beginn der neunziger Jahre die Vorstellung eines Kurzpuls-Festkörperlasers, bei dem ein mit Titan dotierter Saphir-Kristall als aktives Medium dient [SKS91]. Bis heute wurden die Ti:Saphir Quellen bis hin zu *turn-key*-Systemen weiterentwickelt, welche sehr gute Signal-Rausch-Verhältnisse und hohe Repetitionsraten [SSG<sup>+</sup>99] zur Verfügung stellen. Mit diesen Lasern konnten ultrakurze Pulse bis zu wenigen Femtosekunden Dauer demonstriert werden.[CMK<sup>+</sup>94].

Um Laserlicht mit besonders großer spektraler Breite zu erzeugen, hat sich die Forschung seit der Existenz von kurzen Pulsen einem anderen Gebiet zugewandt: der Erzeugung neuer Frequenzen durch nichtlineare Prozesse außerhalb der Strahlquellen.

Die Wechselwirkung zwischen intensiven Lichtpulsen und nichtlinearen Medien ermöglicht eine beträchtliche spektrale Verbreiterung des eingehenden Lichtes. Ein auf diese Weise erzeugtes Spektrum kann viele hundert Nanometer Bandbreite überdecken und wird allgemein als Lichtkontinuum bezeichnet.



net. Die ersten Lichtkontinua wurden bereits Anfang der siebziger Jahre mit dem Aufkommen der Kurzpulslaser möglich. Kurze, intensive Laserpulse im Pikosekundenbereich wurden in Glasproben fokussiert und erzeugten Ausgangspulse mit Bandbreiten von bis zu 200 nm [AS70a, AS70b]. In den darauffolgenden Jahren wurden die erreichten Bandbreiten durch die Verwendung unterschiedlicher Wechselwirkungsmedien und immer kürzerer Lichtpulse kontinuierlich gesteigert.

Mit der Entwicklung von sehr aufwendigen Laser-Verstärkersystemen [FSY82] konnte die zur Verfügung stehende Lichtleistung der Strahlquellen noch einmal gesteigert werden. So gelang es Fork et al. [FSHY83] mit Hilfe eines solchen Systems ein Licht-Kontinuum von 660 nm Bandbreite in Ethylenglykol zu erzeugen. Kasparian et al. [KSM<sup>+</sup>00] erzielten mit einem hochentwickelten Verstärkersystem mit einer Ausgangsleistung von 2 TW durch die Fokussierung dieser Strahlung in normale Umgebungsluft sogar Kontinua, welche mehrere spektrale Oktaven abdeckten. Bei allen diesen Experimenten war vorwiegend der nichtlineare Prozess der Selbst-Phasen-Modulation für die Erzeugung der neuen Frequenzkomponenten verantwortlich. Dabei wird der Brechungsindex durch die eigene sehr hohe Lichtintensität des Pulses so moduliert, dass der Puls Seitenbänder bei neuen Frequenzen ausbildet. Die für die nichtlineare Wechselwirkung des Mediums mit den Lichtpulsen erforderliche sehr hohe Intensität konnte nur durch eine starke Fokussierung der Pulse erreicht werden. Dadurch war die Wechselwirkungslänge stark begrenzt und es wurden immer höhere Ausgangsleistungen der Lasersysteme zur weiteren Steigerung der Ausgangsbandbreite notwendig.

Aus diesem Grund konzentrierte sich die nächste Generation der Kontinuumsexperimente auf die Verwendung von optischen Glasfasern als Wechselwirkungsmedien [ABRH87, BA87, DGL<sup>+</sup>93]. Die hohen Spitzenleistungen können hier über Wechselwirkungslängen von vielen hundert Metern aufrecht erhalten werden.

Mit dem einsetzenden massiven Interesse an Glasfasern zu dieser Zeit aufgrund ihrer wichtigen Bedeutung für den Aufstieg der modernen Telekommunikation wurde auch die Erforschung der Auswirkungen nichtlinearer Prozesse in Glasfasern auf die Pulspropagation immer wichtiger. Andere nichtlineare Effekte als die bisher in den meisten Fällen betrachtete Selbst-Phasen-Modulation wurden in Glasfasern nachgewiesen.

Ein für die optische Übertragung von elektromagnetischen Signalen in der Telekommunikation besonders wichtiger Effekt ist das Auftreten von Solitonen [MSG80]. Das sind Lichtpulse, welche während der Propagation durch ein Medium ihre zeitliche Form nicht verändern. Damit Solitonen in einem Medium existieren können, muss eine bestimmte Bedingung erfüllt sein: Jeder Lichtpuls erfährt während der Propagation durch Material eine zeitliche Verbreiterung, weil Komponenten mit unterschiedlichen Frequenzen im Medium unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten haben. Diese Dispersion muss in geeigneter Weise kompensiert werden. Eine Kompensation ist durch den nichtlinearen Prozess der Selbst-Phasen-Modulation möglich, wenn die Dispersion im Medium bewirkt, dass große Frequenzkomponenten im Medium eine höhere Geschwindigkeit besitzen als kleine [MB00]. Diese Bedingung ist in einer herkömmlichen Telekommunikationsglasfaser für infrarote Eingangswellenlängen über 1300 nm erfüllt. Da die hochentwickelten Kurzpulslaser Pulse mit Wellenlängen deutlich kleiner als 1300 nm zur Verfügung stellen, konnten die einzigartigen Eigenschaften der Solitonen lange Zeit nicht im Zusammenspiel mit ultrakurzen Pulsen verwendet werden.

Die Entwicklung völlig neuartiger Glasfasern, sogenannter nichtlinearer Fasern, hat in den vergangenen 5 Jahren zur Realisierung der jüngsten Generation von Lichtkontinua geführt. In diesen Glasfasern können die Dispersionseigenschaften gezielt beeinflusst werden. Die Bedingungen für die Ausbildung von Solitonen ist damit auch schon im sichtbaren Wellenlängenbereich erfüllbar. Es ist erstmals die Ausnutzung der Solitonendynamik in Kombination mit kommerziell erhältlichen Kurzpulslasern gelungen.



Zusätzlich arbeiten die nichtlinearen Fasern mit geringen Kerndurchmessern, so dass die Lichtpulse auf einer sehr kleinen Fläche konzentriert werden. Seit der ersten Vorstellung solcher gezogenen Glasfasern [RWS00, BWR00] bzw. photonischen Kristallfasern [KBRA96, KBRA97], hat sich, getrieben von zahlreichen Anwendungen, ein völlig neues Forschungsfeld zur Charakterisierung und Optimierung dieser viele hundert Nanometer überspannenden Lichtkontinua herausgebildet.

Photonischen Kristallfasern bestehen aus einem in Ausbreitungsrichtung des Lichtes ausgedehnten 2-dimensionalen photonischen Kristall, in den entlang der Ausbreitungsachse ein zylindrisches Loches bzw. ein zylindrischer Glaskern eingebracht ist. Dieser Kern hat einen Durchmesser in der Größenordnung von  $1\ \mu\text{m}$  und ist in der Lage, Licht auf diesem kleinen Querschnitt zu führen. Die Dispersionseigenschaften dieser Fasern können über die Geometrie der photonischen Kristallstruktur sehr präzise vorhergesagt und eine entsprechende Faser hergestellt werden.

Gezogene Glasfasern haben im Vergleich dazu eine sehr viel einfachere Geometrie: Eine herkömmliche, kommerziell erhältliche Telekommunikationsglasfaser wird über einer Gasflamme erhitzt. In einem Laboraufbau wird dann ein Teil der erhitzten Glasfaser durch einen Ziehprozess über einen Bereich von mehreren Zentimetern homogen verjüngt. Es entsteht ein sehr dünnes Faserstück, welches im Extremfall Durchmesser bis in den Bereich von einigen hundert Nanometern haben kann. Da im verjüngten Teil der Faser das Licht innerhalb dieses sehr geringen Durchmessers geführt wird, bildet sich ein weit in das Umgebungsmaterial der Faser hineinragendes evaneszentes Feld. Dadurch wird der Anteil der Wellenleiterdispersion an der Gesamtdispersion stark vergrößert, und man erhält ähnlich wie bei der photonischen Kristallfaser ein verändertes Dispersionsprofil, welches durch die Wahl eines bestimmten Durchmessers des verjüngten Faserstückes zugeschnitten werden kann.

Sehr viele der bis heute auf dem Gebiet der Kontinuumerzeugung in nichtlinearen Fasern veröffentlichten numerischen Simulationen und Experimente beschränken sich auf die Betrachtung von photonischen Kristallfasern, weil sich durch die aufwendige photonische Kristallstruktur die Eigenschaften der Gruppengeschwindigkeitsdispersion sehr präzise wählen und einstellen lassen. Des Weiteren ist es leicht möglich, mit sehr großen Interaktionslängen zu arbeiten.

Die im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich verwendeten gezogenen Glasfasern bieten einige sehr wichtige Vorteile, welche sie zu einem gleichwertigen Konkurrenten zur Erforschung der Kontinuumerzeugung in nichtlinearen Fasern werden lassen. Während die photonischen Kristallfasern in sehr aufwendigen, kostenintensiven Verfahren hergestellt werden müssen, beschränkt sich die Herstellung der gezogenen Fasern auf einen kostengünstigen Laboraufbau. Die durch den Herstellungsprozess begrenzte Länge der verjüngten Faserstücke und die daraus resultierende begrenzte Interaktionslänge, konnte durch das Zusammenbringen mehrerer dieser Fasern in einem Spleißverfahren [TTG<sup>+</sup>05] umgangen werden.

Durch das Einbringen der Fasern in geeignete Flüssigkeiten konnte neben der Einstellung des Faserdurchmessers ein weiterer Freiheitsgrad zur Anpassung der Dispersionseigenschaften gewonnen werden [ZTZ<sup>+</sup>04]. Zudem bieten die gezogenen Glasfasern noch einen entscheidenden Vorteil gegenüber den photonischen Kristallfasern: Die Einkopplung des Lichtes geschieht nicht in den sehr dünnen Kern des nichtlinearen Faserstücks, sondern in den ungezogenen Teil der herkömmlichen Faser. Diese hat einen komfortablen Kerndurchmesser von  $8\ \mu\text{m}$  und bietet daher die Möglichkeit einer vergleichsweise einfachen und sehr stabilen Einkopplung.

Die Erforschung der Weißlichtkontinua von ihrer ersten Vorstellung an war immer eng verknüpft mit den Anforderungen der sich direkt ergebenden Anwendungen. Die Qualität und die speziellen Eigenschaften der entstehenden Kontinua hängen nicht nur sehr stark von den Fasereigenschaften, sondern auch von vielen anderen Eingangsparametern, wie z. B. der Länge und der Wellenlänge der Pumppulse,

der Pumpleistung etc. ab. Um die Eigenschaften der jeweiligen Kontinua an die Anforderungen der verschiedensten Anwendungen anpassen zu können, ist ein tiefes Verständnis der für die Erzeugung der Superkontinua verantwortlichen physikalischen Prozesse notwendig. Mit diesem Wissen können dann Prozesse gezielt beeinflusst, und damit die Eigenschaften der Superkontinua gestaltet werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Verständnis des Einflusses von einzelnen physikalischen Prozessen auf die Eigenschaften der Kontinua. Vor dem Einstieg in die durchgeführten Experimente werden in Kapitel 1 die verwendeten gezogenen Glasfasern und ihre Eigenschaften vorgestellt. Der zweite Teil des Kapitel 1 beschäftigt sich mit einer theoretischen Einführung in die für die Kontinuumserzeugung wichtigen nichtlinearen Prozesse.

In den in Kapitel 2 dargestellten Experimenten wurden die linearen Phaseneigenschaften der Eingangspulse manipuliert. Die zeitlich sowie spektral aufgelöste Vermessung der Ausgangsspektren im Zusammenhang mit diesen veränderten Anfangsbedingungen erlaubt die Beobachtung der Solitonendynamik während der Kontinuumbildung. Des Weiteren ermöglichen die Experimente eine Abschätzung des Einflusses des Fasereinkoppelstücks auf die Kontinuumserzeugung.

Die Experimente in Kapitel 3 beschäftigen sich mit der Vermessung einer für die Erzeugung ultrakurzer Pulse sehr wichtigen Grundvoraussetzung: der Phasenstabilität von einzelnen Wellenlängenkomponenten aufeinander folgender Weißlichtpulse. Durch den Vergleich der experimentellen Resultate mit numerischen Simulationen werden die möglichen Ursachen für das Auftreten von Phasenrauschen unter verschiedenen Eingangsbedingungen diskutiert.

Die Experimente in Kapitel 4 zielen auf die Manipulation der Spektren durch die Unterdrückung der Solitonendynamik zugunsten der Kontinuumserzeugung mittels eines anderen nichtlinearen Prozesses: des Vier-Wellen Mischens. Dazu wird eine bewusste Stimulation dieser Mischprozesse durch die Überlagerung der Eingangspulse mit weiteren Lichtpulsen verwendet.

Den Abschluss der Arbeit bildet eine Zusammenfassung der erzielten Resultate.

# Kapitel 1

## Erzeugung eines Weißlichtkontinuums in gezogenen Glasfasern

In diesem Kapitel werden zunächst die verwendeten nichtlinearen Fasern vorgestellt sowie kurz deren Herstellung im Labor erläutert. In diesem Zusammenhang wird besonders auf die im Vergleich zu gewöhnlichen Glasfasern veränderten physikalischen Eigenschaften eingegangen, welche die Erzeugung eines Licht-Kontinuums ermöglichen. Dazu ist einleitend eine kurze theoretische Betrachtung der Lichtpropagation in herkömmlichen Glasfasern nötig, um daraufhin zu diskutieren, welche Eigenschaften dieser Fasern gezielt zu verändern sind. Des Weiteren wird ein Überblick über die grundlegenden elektromagnetischen Prozesse gegeben, auf denen die Weißlichtkontinuumserzeugung in gezogenen Glasfasern basiert. Da unter verschiedenen experimentellen Bedingungen unterschiedliche nichtlineare Effekte den Entstehungsprozess des Kontinuums dominieren, werden im letzten Teil dieses Abschnittes beispielhaft die für diese Arbeit relevanten Situationen diskutiert.

### 1.1 Eigenschaften der gezogenen Glasfasern

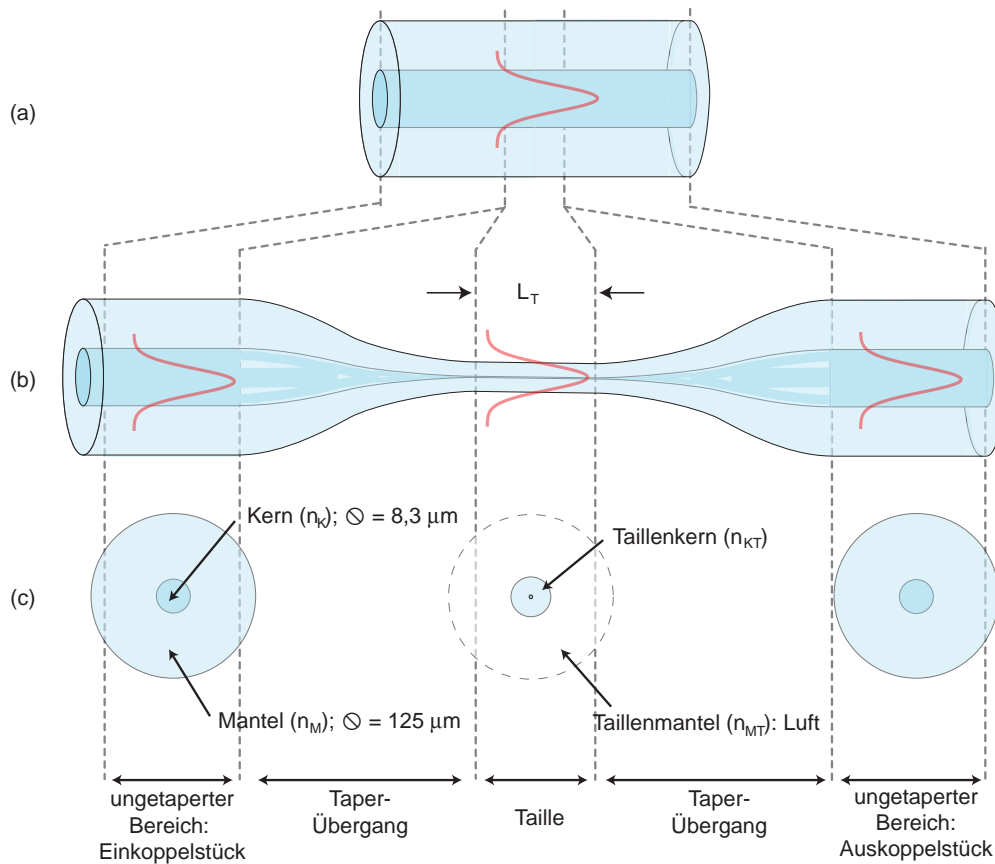
Die Erzeugung neuer Frequenzkomponenten erfordert eine möglichst hohe nichtlineare Antwort eines Mediums auf die elektromagnetische Anregung durch ein Lichtfeld. Das Ausmaß dieser Antwort hängt direkt vom nichtlinearen Parameter  $\gamma$

$$\gamma \propto n_2 I_0 \quad (1.1)$$

ab. Dabei ist  $n_2$  der nichtlineare Brechungsindex und  $I_0$  die Lichtintensität.  $n_2$  wird durch die Beschaffenheit des Mediums bestimmt, und ist ein Maß für die nichtlineare Polarisierbarkeit. Möchte man als Rohmaterial möglichst kostengünstige und in industriellen Standardverfahren herstellbare Glasfasern verwenden, so bieten sich die auch in der Telekommunikation eingesetzten, germaniumdotierten Quarzglasfasern<sup>1</sup> an. Jedoch besitzt Quarzglas ein sehr geringes  $n_2$ . Zur Erzeugung einer hohen, nichtlinearen Antwort ist daher eine besonders hohe Lichtintensität notwendig (vgl. Gl. 1.1). Daher werden in den Experimenten sehr kurze Lichtpulse mit Pulslängen zwischen 10 ps und 100 fs eingesetzt. Die Konzentration der Lichtenergie in diese kurzen Impulsdauern lässt bereits sehr große Spitzenintensitäten zu. Ein weiteres Mittel zur Steigerung der Intensität besteht darin, das Volumen zu verringern, auf welches das Licht konzentriert wird. Dies gelingt mit der Herstellung einer Glasfaser, in der das Licht auf einem möglichst kleinen Querschnitt geführt wird. Bei gezogenen Glasfasern (vgl. Abb. 1.1) wird der mittlere Faserteil durch einen thermischen Ziehprozess über einen Bereich von mehreren Zentimetern homogen

---

<sup>1</sup>Corning SMF28



**Abbildung 1.1:** Zeichnung einer gezogenen Glasfaser. (a) Rohmaterial: Ungezogene *Corning SMF28* Faser. (b) Aus dem Rohmaterial entstandene gezeichnete Glasfaser, bestehend aus 5 Teilen: einem ungezogenen Einkoppelstück, einem Übergang, dem sogenannten Taper und der Taille. Es folgen noch ein Taper und das Auskoppelstück.  $L_T$  bezeichnet die Länge der Taille. Die Faser ist ohne Schutzmantel dargestellt. (c) Querschnitte der jeweiligen Faserteile.

verjüngt [Tei02]. Minimale Faserdurchmesser bis zu 300 nm wurden bereits experimentell demonstriert [LSBWR04]. Im ungezogenen Faserteil wird das Licht vom Kern (8,3  $\mu\text{m}$  Durchmesser) der herkömmlichen Glasfaser geführt [SL83]. Im verjüngten Bereich (Fasertaille), übernimmt der Mantel die Rolle des lichtführenden Kerns. Der eigentliche Kern spielt in diesem Bereich für die Lichtleitung keine Rolle mehr, da sein Durchmesser mit wenigen hundert Nanometer nun deutlich kleiner als die Wellenlänge ist. Die Rolle des Mantels wird hier vom umgebenden Medium, in unserem Falle der Luft, eingenommen. Aufgrund des sehr geringen Taillendurchmessers ragt ein nicht unerheblicher Anteil der geführten Mode als evaneszentes Feld aus der Fasertaille in das umgebende Medium hinein [BG99]. Eine ausführliche Diskussion der Möglichkeiten, die Charakteristika einer gezogenen Glasfaser durch die Wahl des umgebenden Mediums zu beeinflussen, wird in [ZTZ<sup>+</sup>04] geführt. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fasern ist Luft das umgebende Medium. Die Überführung der Lichtmode vom Faserkern des Einkoppelstücks in den verjüngten Teil des Mantels geschieht über eine kontinuierliche Anpassung der Mode im Taperübergang der Faser (vgl. [Zha06]).

Abgesehen von den stark erhöhten Spitzenintensitäten, welche in einer gezogenen Glasfaser aufgrund der Verjüngung möglich sind, ergibt sich aus dem veränderten Faserprofil noch ein weiteres, für die Erzeugung eines Weißlichtkontinuums entscheidendes Charakteristikum. Die Dispersion der Grup-

pengeschwindigkeit in Glasfasern zeigt eine Abhängigkeit vom Durchmesser des Kerns  $d_T$  sowie von einem weiteren Parameter, der sogenannten normierten Brechzahldifferenz

$$\Delta = \frac{n_K^2 - n_M^2}{2n_K^2}, \quad (1.2)$$

welche ein Maß für den Brechungsindexunterschied in Faserkern ( $n_K$ ) und Fasermantel ( $n_M$ ) ist. Aufgrund der starken Veränderung sowohl des Kerndurchmessers als auch der normierten Brechzahldifferenz im verjüngten Teil der gezogenen Faser ergibt sich eine entscheidende Variation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion. Eine Diskussion dieses Sachverhaltes ist Thema des folgenden Abschnittes.

### 1.1.1 Gruppengeschwindigkeitsdispersion

Die einfachste Form der Ausbreitung eines elektromagnetischen Feldes  $E$  kann durch die Propagation einer unendlich ausgedehnten, ebenen Welle beschrieben werden, wobei sich ein transversales Feld  $E$  entlang der positiven  $z$ -Achse ausbreitet<sup>2</sup>:

$$E(z, t) = E_0 \cdot e^{i(\omega t - \beta(\omega)z)} \quad \text{mit} \quad \beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}. \quad (1.3)$$

Dabei ist  $\beta(\omega)$  die Propagationskonstante und  $n(\omega)$  der Brechungsindex des Mediums, in dem die Welle propagiert.  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Möchte man gepulste Lichtwellen, also endliche Wellenzüge betrachten, so kann ein Ausdruck für das Feld eines solchen Pulses aus dem Produkt einer ebenen Trägerwelle mit der Zentralfrequenz  $\omega_0$  und einer zeitlich langsam veränderlichen, die Impulsform repräsentierenden, Einhüllenden konstruiert werden:

$$E(z, t) = A(z, t) \cdot e^{i(\omega_0 t - \beta(\omega_0)z)}. \quad (1.4)$$

Man erhält eine Welle mit der Trägerfrequenz  $\omega_0$  und der Propagationskonstanten  $\beta$ . Alle anderen Zeit- und Raumabhängigkeiten sind in der sogenannten Einhüllenden  $A(z, t)$  zusammengefasst. Voraussetzung für diese Vereinfachung ist die Annahme, dass sich die Einhüllende langsam veränderlich ist. Anschaulich bedeutet dies: die Hüllkurve ändert sich während einer Oszillationsperiode bzw. über eine Wellenlänge nicht erheblich. Diese Näherung wird im allgemeinen als *SVEA*<sup>3</sup> bezeichnet. Im einfachsten Fall kann für die Hüllkurve eine GAUSS-Funktion angenommen werden:

$$A_G(z=0, t) = e^{-\Gamma(0)t^2}. \quad (1.5)$$

wobei  $\Gamma$  der Formfaktor der GAUSS'schen Funktion ist. Ein solches Wellenpaket kann gemäß dem FOURIER-Theorem [Rul98] als Superposition harmonischer ebener Wellen unterschiedlicher Frequenz  $\omega$  aufgefasst werden. Das Frequenzspektrum eines Pulses ist also ein Frequenzband der Breite  $\Delta\omega$ , welches sich um die Zentralfrequenz  $\omega_0$  gruppiert. Die Einhüllende des Frequenzbandes richtet sich nach der Form der zeitlichen Einhüllenden des Pulses. Im speziellen Fall einer GAUSS'schen Hüllkurve wird auch die Einhüllende des Frequenzbandes wieder eine GAUSS'sche Form annehmen.

Da der Brechungsindex  $n$  und damit nach Gleichung 1.3 die Geschwindigkeit der Phasenfront (Phasengeschwindigkeit)

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{\beta(\omega)} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (1.6)$$

<sup>2</sup>Bei dieser Betrachtung werden die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Feldes vernachlässigt. Daher kann  $E$  als Skalar behandelt werden.

<sup>3</sup>englisch: Slowly Varying Envelope Approximation

in Materie abhängig von  $\omega$  ist, haben einzelne Frequenzkomponenten unterschiedliche Geschwindigkeiten  $v_{\text{ph}}(\omega)$ . Es stellt sich die Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der gesamten Wellengruppe, insbesondere des Wellengruppenzentrums, also der Gruppengeschwindigkeit

$$v_{\text{g}} = \frac{d\omega}{d\beta(\omega)}. \quad (1.7)$$

Betrachten wir lediglich Pulse im optischen Frequenzbereich, so wird  $\omega_0$  immer sehr viel größer sein als die spektrale Breite  $\Delta\omega$  des Lichtpulses. Daher kann die Propagationskonstante  $\beta(\omega)$  in der Umgebung der Trägerfrequenz in einer TAYLOR-Reihe entwickelt werden [Mit05]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \left. \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} + \dots, \quad (1.8)$$

mit

$$\beta_0 = \beta(\omega = \omega_0). \quad (1.9)$$

Die Entwicklungskoeffizienten

$$\beta_k := \left. \frac{d^k\beta}{d\omega^k} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (1.10)$$

werden als Dispersionskoeffizienten der  $k$ -ten Ordnung bezeichnet. Die ersten drei Terme der Reihe sind in der Regel dominant.

Der Term

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \\ &= \left. \frac{d}{d\omega} \left( n(\omega) \frac{\omega}{c} \right) \right|_{\omega=\omega_0} \\ &= \frac{1}{c} \left( n(\omega_0) + \omega \left. \frac{d(n)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \right) \\ &= \frac{1}{v_{\text{g}}} \end{aligned} \quad (1.11)$$

ist gerade der Kehrwert der gesuchten Gruppengeschwindigkeit. Für  $\beta_2$  gilt:

$$\beta_2 = \left. \frac{d\beta_1}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right). \quad (1.12)$$

Diese Größe wird Gruppengeschwindigkeitsdispersion ( $GVD^4$ ) genannt. Sie wird typischerweise in Einheiten von  $\text{ps}^2/\text{km}$  angegeben. Eine in der Praxis häufig verwendete Darstellung der  $GVD$  erfolgt mittels des von der Wellenlänge  $\lambda$  abhängigen  $D$ -Parameters:

$$\begin{aligned} D &= \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \beta_2 \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{2\pi c}{\lambda} \right) \\ &= -\beta_2 \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right). \end{aligned} \quad (1.13)$$

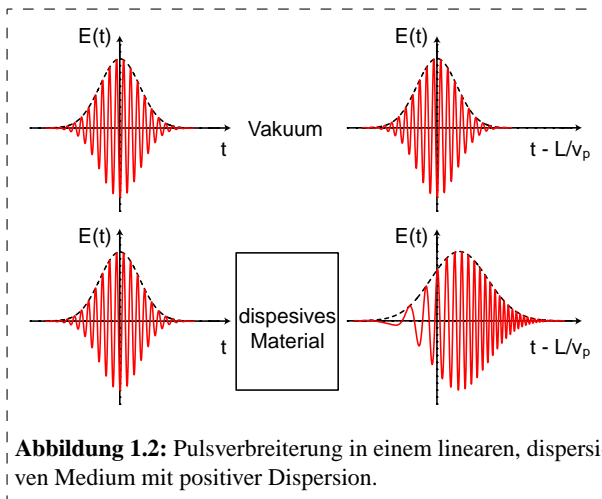
---

<sup>4</sup>englisch: Group Velocity Dispersion

Um anschaulich zu zeigen, welchen Einfluss diese Größen auf die Propagation des GAUSS'schen Wellenpaketes (Gleichung 1.5) haben, sei für diese Betrachtung angenommen, dass die Antwort des Mediums auf die Anregung durch das Lichtfeld linear, d.h. proportional zu  $E$  ist<sup>5</sup>. Mit diesem Ansatz lässt sich für die Entwicklung des Feldes im Frequenzraum eine analytische Lösung finden [Rul98]. Durch Rücktransformation des Ergebnisses in den Zeitraum erhält man die zeitliche Entwicklung des Lichtpulses nach einer Ausbreitungsstrecke  $L$  im Medium:

$$E(L, t) \propto e^{i\omega_0 \left( t - \frac{L}{v_{\text{ph}}(\omega_0)} \right)} \cdot e^{-\Gamma(L) \left( t - \frac{L}{v_g(\omega_0)} \right)^2}. \quad (1.14)$$

Der erste Exponentialterm in dieser Gleichung zeigt, dass die Phase der Zentralfrequenz  $\omega_0$  um  $L/v_{\text{ph}}$  verzögert wird. Aus dem zweiten Term lässt sich erkennen, dass der Puls nach der Propagation um die Strecke  $L$  seine GAUSS'sche Einhüllende beibehält. Sie ist lediglich um  $L/v_g$  verzögert. Es ergibt sich aber noch ein zweiter, sehr wichtiger Effekt aus dem hinteren Exponentialterm. Da  $\Gamma(L)$  von der Frequenz  $\omega$  abhängt, erfährt der Puls während seiner Ausbreitung im Medium eine zeitliche Verbreiterung. Des Weiteren enthält der Term noch eine Abhängigkeit der Ordnung  $t^2$ .



**Abbildung 1.2:** Pulsverbreiterung in einem linearen, dispersiven Medium mit positiver Dispersion.

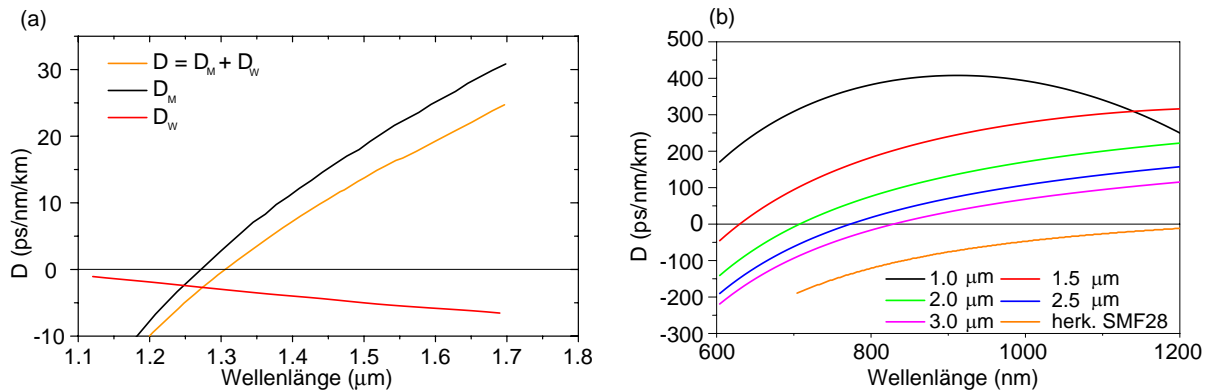
Damit wird die Momentanfrequenz, also die zeitliche Ableitung des Phasenterms von Gleichung 1.14, zeitabhängig. Die Bedeutung dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Der Puls wird nach der Propagation durch das Medium von den kleineren Frequenzen angeführt, und die größeren Frequenzen laufen diesen nach. Das Medium weist eine sogenannte normale Dispersion auf. Der Puls wird positiv *gechirpt*<sup>6</sup>. Prinzipiell kann der *Chirp* auch negativ sein, d.h. die größeren Frequenzen sind schneller. Dazu ist ein Medium mit anomaler Dispersion bzw. negativem  $\beta_2$  und positivem  $D$ -Parameter nötig.

Im Allgemeinen weist Quarzglas für sichtbare Frequenzen eine normale Dispersion auf. Betrachtet man aber die Lichtausbreitung in einer Glasfaser, so muss zusätzlich zu dieser sogenannten Materialdispersion  $D_{\text{MT}}$ , die wie oben gesehen durch die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Lichtfrequenz hervorgerufen wird, noch ein weiterer Aspekt mit in die Betrachtung einbezogen werden. Eine Glasfaser besteht (vgl. Abb. 1.1) aus zwei Bereichen, dem Kern und dem Mantel. Betrachtet man Licht als elektromagnetische Welle, die im Kern der Glasfaser geführt wird, so zeigt sich, dass ein Teil des elektromagnetischen Feldes in das Material des Mantels hineinragt [Mit05]. Da sich die Brechungsindizes von Kern ( $n_K$ ) und Mantel ( $n_M$ ) unterscheiden, sieht der Teil der Lichtmode, welcher im Mantel propagiert eine leicht veränderte  $GVD$  im Vergleich zur  $GVD$  des Kerns. Das bedeutet, dass der durch die Faser propagierende Puls eine mittlere  $GVD$  erfährt, welche sich aus den beiden von Kern und Mantel zusammensetzt. Zu kleineren Frequenzen hin wird die Ausdehnung der Feldverteilung in den Mantel immer

<sup>5</sup>Zum Verständnis der Dispersionseigenschaften ist noch keine Betrachtung der nichtlinearen Effekte notwendig, die sich aus der Abhängigkeit der Antwort des Mediums von der Intensität des anregenden Lichtfeldes ergeben. Die Betrachtung des Zusammenwirkens von dispersiven und nichtlinearen Effekten erfolgt in Abschnitt 1.2

<sup>6</sup>to *chirp*: englisch für das zwitschern eines Vogels.





**Abbildung 1.3:** (a) Materialdispersion  $D_M$ , Wellenleiterdispersion  $D_W$  und aus diesen beiden Anteilen resultierende Dispersion  $D$  einer herkömmlichen SMF 28 Glasfaser. (b) Dispersion der Gruppengeschwindigkeit ( $D$ -Parameter, vgl. Gleichung 1.13) für gezogene Glasfasern mit verschiedenen Taillendicken im Vergleich zu einer herkömmlichen SMF28-Faser. Die dargestellten Kurven sind Rechnungen von R. ZHANG [ZZMG04] entnommen, bei denen die lineare Propagationsgleichung für elektromagnetische Wellen in Medien durch den Ansatz der Variablenseparation mit geeigneten Randbedingungen für die gezogenen Glasfasern gelöst wurde (vgl. [Agr89]).

größer. Daher gibt es einen zusätzlichen Anteil der  $GVD$ , welcher auf diese Wellenleitereigenschaften zurückzuführen ist. Man nennt dies Wellenleiterdispersion  $D_{WL}$ .

$$D_{WL} = D_{WL}(a, \Delta(\omega)) \quad (1.15)$$

hängt vom Durchmesser des Kerns  $a$  sowie von der normierten Brechzahldifferenz  $\Delta$  (vgl. Gleichung 1.2) ab. Durch den Ziehprozess der Faser werden diese beiden Größen stark beeinflusst. Der Kerndurchmesser in der gezogenen Glasfaser ist um einen Faktor 3-4 kleiner als der einer herkömmlichen Faser. Zusätzlich wird  $\Delta$  um mehr als das achtzigfache größer, weil der Kernbrechungsindex der Fasertaille  $n_{KT}$  gleich dem Mantelindex  $n_M$  der herkömmlichen Faser ist. Der Mantelindex der Fasertaille  $n_{MT}$  ist der von Luft, also  $\approx 1$ . Das bedeutet, dass sich die  $GVD$  in der gezogenen Glasfaser im Vergleich zu einer herkömmlichen Glasfaser entscheidend ändert.

Abbildung 1.3 zeigt die resultierende  $GVD$ , welche sowohl Material- als auch Wellenleiteranteile beinhaltet<sup>7</sup> für gezogene Glasfasern mit verschiedenen Taillendurchmessern im Vergleich zu einer herkömmlichen SMF28-Faser. Im positiven Bereich der Kurve ( $D > 0$ , bzw.  $\beta_2 < 0$ ) ist die Dispersion anomal. Blaue Lichtkomponenten propagieren schneller als Rote. Im negativen Bereich ( $D < 0$ , bzw.  $\beta_2 > 0$ ) ist die Dispersion normal, und die roten Lichtkomponenten eilen den Blauen voraus. Die Abbildung zeigt, dass eine herkömmliche SMF28-Faser im sichtbaren Wellenlängenbereich nur normale Dispersion aufweist. Der Übergangspunkt von normaler zu anomaler Dispersion, der Null-Dispersionspunkt ( $ZDP$ <sup>8</sup>), liegt weit im infraroten Wellenlängenbereich. Bei der gezogenen Glasfaser hingegen, wird dieser Punkt stark blau verschoben. Beispielsweise weist eine gezogene Faser mit einem Taillendurchmesser von 2,7  $\mu\text{m}$  einen  $ZDP$  in der unmittelbaren Nähe von 800 nm auf. Da kommerziell erhältliche Kurzpulslaser (z. B. Ti:Saphir-Laser) fs-Pulse in diesem Wellenlängenbereich zur Verfügung stellen, ist es möglich, eine gezogene Glasfaser mit geeigneter Taillendicke im anomalen Dispersionsbereich anzuregen.

<sup>7</sup>Streng genommen trägt noch ein dritter Dispersionsanteil, die sogenannte Profildispersion, zur Gesamtdispersion bei. Dieser Anteil ist relativ gering und wurde daher nicht gesondert diskutiert. Die in Abbildung 1.3 (b) dargestellten Kurven beinhalten alle Anteile.

<sup>8</sup>englisch: Zero Dispersion Point

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die Verjüngung der Glasfaser zwei entscheidende Resultate hat:

1. Durch den geringen Querschnitt des lichtleitenden Kerns der Fasertaille sind in Kombination mit kurzen Pulslängen im fs-Regime sehr hohe Spitzenleistungen im Bereich von mehreren Gigawatt möglich. Dies führt zu einer stark nichtlinearen Antwort des Fasermaterials auf die anregenden Lichtpulse.
2. Die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit ist abgesehen vom Materialanteil noch stark vom Kerndurchmesser und vom Brechungsindexunterschied zwischen Kernmaterial und Mantelmaterial abhängig. Daher wird in einer gezogenen Glasfaser der Null-Dispersionpunkt in den sichtbaren Wellenlängenbereich verschoben, und sie kann mit kommerziell erhältlichen Kurzpulslasern im anomalen Dispersionsbereich angeregt werden.

Im Weiteren werden wir sehen, wie diese veränderten Eigenschaften durch das Zusammenspiel von hoher Nichtlinearität und anomaler Dispersion zur Entstehung des Weißlichtkontinuums führen. Dazu werden im folgenden Abschnitt einige wichtige Aspekte der nichtlinearen Optik diskutiert.

## 1.2 Nichtlineare Effekte in der gezogenen Glasfaser

Ein elektromagnetisches Feld, welches sich in einem Medium ausbreitet, induziert eine makroskopische Polarisierung  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ , welche von der Ausrichtung der molekularen elektrischen Dipole herrührt. Ausgehend von den MAXWELL-Gleichungen kann für die Entwicklung des elektrischen Feldes im Medium eine allgemeine Wellengleichung hergeleitet werden [Jac93]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (1.16)$$

wobei  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  das elektrische Feld,  $\mu_0$  die Vakuum Permeabilität und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist.

Bei der Propagation von sehr intensiver Strahlung, wie sie z. B. in kurzen Laserpulsen vorherrscht, verlässt die Antwort des Mediums auf die Anregung durch das äußere Feld den linearen Bereich. Das bedeutet, wenn ein sehr intensiver Lichtpuls sich in einer Glasfaser ausbreitet, werden die Eigenschaften des Mediums durch das Lichtfeld verändert. Diese veränderten Eigenschaften wiederum beeinflussen den Lichtpuls selbst. Zur Betrachtung dieses Phänomens ist eine Aufteilung der Polarisierung in einen linearen und einen nichtlinearen Teil sinnvoll:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t). \quad (1.17)$$

Unter der Annahme, dass das Medium lokal auf eine Anregung reagiert, kann man die sogenannte elektrische Dipol-Näherung verwenden. Die induzierte lineare und nichtlineare Polarisierung ist dann wie folgt mit dem elektromagnetischen Feld verknüpft:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (1.18)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \left( \chi^{(2)} : \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} : \mathbf{E}^3 + \dots \right), \quad (1.19)$$

wobei  $\varepsilon_0$  die Vakuum Permittivität und  $\chi^{(j)}$  die j-te Ordnung der Suszeptibilität des Mediums ist. Die Inversions-Symmetrie von Quarzglas auf der molekularen Ebene führt dazu, dass die Suszeptibilitäten mit geraden Ordnungen bei der Betrachtung von Glasfasern vernachlässigt werden können. Des

Weiteren sind Suszeptibilitäten mit Ordnungen höher als drei nicht mehr signifikant für Quarzglas. Daher werden die relevanten nichtlinearen Prozesse in Glasfasern vornehmlich durch  $\chi^{(3)}$  induziert und höhere Termen können bei den Berechnungen in den meisten Fällen außer Acht gelassen werden. Bei  $\chi^{(1)}$  und  $\chi^{(3)}$  handelt es sich um zwei- bzw. vierrangige Tensoren, wobei jeder Rang die drei Raumdimensionen aufweist. Sie bestehen also aus 9 beziehungsweise 81 Komponenten. Für isotrope Medien wie Quarzglas besitzt der  $\chi^{(1)}$ -Tensor nur ein unabhängiges Element. Der  $\chi^{(3)}$ -Tensor besteht für isotrope Materialien aus 21 Elementen, die ungleich null sind. Von diesen sind nur drei unabhängig voneinander. Die durch  $\chi^{(3)}$  hervorgerufenen Nichtlinearität heißt auch KERR-Nichtlinearität.

Zur Beschreibung der Pulsausbreitung in einem nichtlinearen Medium kann aus der Wellengleichung 1.16 eine Bewegungsgleichung hergeleitet werden, welche exklusiv vom Verhalten der Pulseinhüllenden  $A$  (Gleichung 1.4) abhängt. Dabei werden folgende Annahmen vorausgesetzt [Agr89]:

- Die Darstellung mittels einer Einhüllenden  $A$  erfordert die Beschreibung des elektrischen Feldes in SVEA-Näherung. Dazu muss die spektrale Breite  $\Delta\omega \ll \omega_0$  sein. Im sichtbaren Wellenlängenbereich ist diese Bedingung für Pulse mit Pulslängen größer 10 fs noch ausreichend erfüllt [Mit05].
- Das elektrische Feld behält seine Polarisation während der Propagation durch die Faser bei. Damit ist eine skalare Näherung der Wellengleichung gerechtfertigt. In gezogenen Fasern ist diese Bedingung häufig nicht erfüllt. Jedoch zeigen numerische Rechnungen, dass die skalare Approximation trotzdem sehr präzise Resultate zulässt [Zha06].
- Glasfasern haben vernachlässigbare optische Verluste.
- Das Medium ist homogen, d.h.  $n(\omega)$  ist von den räumlichen Koordinaten unabhängig.
- Die nichtlineare Reaktion des Mediums auf die elektromagnetische Anregung ist instantan.

Damit ergibt sich für die Pulseinhüllende  $A$  die Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \sum_{k=1}^2 \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial t^k} = i\gamma |A|^2 A. \quad (1.20)$$

Diese Gleichung ist von ihrer äußeren Form der quantenmechanischen SCHRÖDINGER-Gleichung [HW90] sehr ähnlich. Aus dieser Analogie wird sie häufig als nichtlineare SCHRÖDINGER-Gleichung (NLSE<sup>9</sup>) bezeichnet. Die Dispersion (vgl. Kapitel 1.1.1) wird durch die Koeffizienten  $\beta_k$  repräsentiert. Die nichtlinearen Effekte werden über den Parameter  $\gamma$

$$\gamma := \frac{\omega_0 n_2}{c a_{\text{eff}}} \quad (1.21)$$

einbezogen. Dabei ist  $a_{\text{eff}}$  die sogenannte effektive Fläche der Faser (vgl. [Agr89]).

Obwohl Gleichung 1.20 bereits eine sehr gute Beschreibung der Pulspropagation in einer Glasfaser gewährleistet, müssen zur vollständigen Beschreibung der nichtlinearen Pulspropagation in gezogenen Fasern einige der zur Herleitung verwendeten Vereinfachungen nachträglich durch das Hinzufügen weiterer Terme berücksichtigt werden [DPG<sup>+</sup>02]:

---

<sup>9</sup>englisch: Nonlinear Schrödinger Equation

- Es wurde angenommen, dass die Reaktion des Mediums auf die Anregung instantan passiert. Diese Annahme kann aber nur unter der alleinigen Annahme von elektronischen Beiträgen gehalten werden. Tatsächlich werden im Material auch Schwingungszustände, sogenannte Vibrationsmoden, angeregt. Aus diesem Grund wird ein Term hinzugefügt, der eine verzögerte Antwort des Mediums einschließt, die verzögerte RAMAN-Antwort.
- Bei Lichtpulsen von weniger als 100 fs muss die Intensitätsabhängigkeit der GVD beachtet werden. Es kommt zu einer Schockwellenformation<sup>10</sup> [dOdMHG92].
- Es treten das Feld verstärkende oder abschwächende Effekte auf.

Damit lautet die verallgemeinerte nichtlineare SCHRÖDINGER-Gleichung (GNLSE<sup>11</sup>) [SAS<sup>+</sup>05]:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial A}{\partial z} + \underbrace{\frac{g}{2}A}_{\text{Verstärkung}} + \underbrace{\left( \sum_{k=2}^4 \beta_k \frac{i^{k-1}}{k!} \frac{\partial^k}{\partial T^k} \right) A}_{\text{Dispersion}} \\
 = & i\gamma \left[ (1-f_r) \left( \underbrace{|A|^2 A}_{\text{SPM}} - \underbrace{\frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A)}_{\text{Schockwellenformation}} \right) + f_r \underbrace{\left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A(z, T) \int_0^\infty h_r(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau \right)}_{\text{verzögerte Raman-Antwort}} \right]
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

Die Formel beschreibt die zeitliche und longitudinale Abhängigkeit der Puls-Einhüllenden  $A(z, T)$  in SVEA-Näherung im retardierten Zeitfenster  $T$ . Durch die Transformation

$$T = t - \frac{z}{v_g} \tag{1.23}$$

wird die Pulspropagation im stationären, mitbewegten Bezugssystem des Pulses entlang der z-Richtung betrachtet. Dadurch entfällt der von  $\beta_1$  abhängige Beitrag im Dispersionsterm. Die linear von  $A$  abhängigen Terme mit  $k = 3$  (TOD<sup>12</sup>) bzw.  $k = 4$  (FOD<sup>13</sup>) rühren von der Wellenlängenabhängigkeit der GVD her und sind dispersive Effekte höherer Ordnung. Sie können sowohl im linearen als auch im nichtlinearen Regime zu einer Deformierung von ultrakurzen optischen Pulsen führen. Als nichtlineare Effekte werden die Selbst-Phasen-Modulation (SPM<sup>14</sup>), die Schockwellenformation sowie die verzögerte RAMAN-Antwort betrachtet, welche mit dem nichtlinearen Parameter  $\gamma$  skalieren.  $f_r$  trägt dem Anteil der verzögerten RAMAN-Antwort an der nichtlinearen Polarisierbarkeit Rechnung.  $h_r$  steht für die RAMAN-Antwortfunktion und kann aus der RAMAN-Verstärkung berechnet werden (vgl. Kapitel 1.2.3 bzw. [SGTH89]).

Durch eine numerische Lösung der Gleichung 1.22 [DPG<sup>+</sup>02, Hus02, Hil05, Zha06] können die Resultate der Superkontinuums-Erzeugung heute bis zu einem hohen Maß reproduziert werden. Die Formel beinhaltet alle fundamentalen nichtlinearen Prozesse und beschreibt ihre Abhängigkeit von den Eingangsparametern. Es zeigt sich, dass für die Entstehung des Superkontinuums stets eine komplexe Überlagerung vieler der angesprochenen Effekte verantwortlich ist. Jedoch sind, abhängig von den speziellen Anfangsparametern einer experimentellen Situation, manche Effekte stärker und andere weniger

<sup>10</sup>englisch: self-steepening

<sup>11</sup>englisch: Generalized Nonlinear Schrödinger Equation

<sup>12</sup>englisch: Third Order Dispersion

<sup>13</sup>englisch: Fourth Order Dispersion

<sup>14</sup>englisch: Self-Phase Modulation

stark vertreten bzw. vernachlässigbar gering. Zum anschaulichen Verständnis der in dieser Arbeit diskutierten experimentellen Ergebnisse ist häufig eine getrennte Darstellung einzelner nichtlinearer Effekte hilfreich. Daher werden im Folgenden die wichtigsten in den gezogenen Glasfasern auftretenden Effekte unabhängig voneinander vorgestellt.

### 1.2.1 Selbst-Phasen- und Kreuz-Phasen Modulation

Betrachten wir in Gleichung 1.22 lediglich die instantanen Effekte und vernachlässigen sowohl Dispersion als auch Verstärkung und Abschwächung, so kann einer der wichtigsten Effekte zur Erzeugung neuer Frequenzen abgeleitet werden, nämlich die *SPM*. Die *GNLSE* vereinfacht sich zu:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\gamma |A|^2 A, \quad (1.24)$$

wobei

$$A = A(z, t) \quad (1.25)$$

ist. Wählt man die Amplitude  $A(0, t)$  der Einhüllenden als

$$A(0, t) := \sqrt{P_0}, \quad (1.26)$$

wobei  $P_0$  die Pulsleistung ist<sup>15</sup>, so ist

$$A = \sqrt{P_0(t)} e^{i\phi_{\text{NL}}} \quad (1.27)$$

mit

$$\phi_{\text{NL}}(z, t) = \gamma P_0(t) z \quad (1.28)$$

eine Lösung von Gleichung 1.24. Einsetzen dieser Lösung für die Einhüllende in Gleichung 1.4 ergibt einen Phasenterm des elektrischen Feldes von:

$$\phi(z, t) = (\gamma P_0 + \beta_0) z - \omega_0 t. \quad (1.29)$$

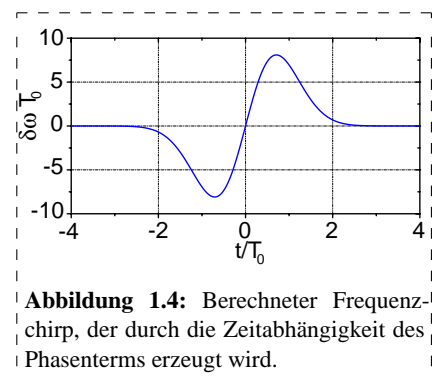
Die instantane Frequenz, d. h. die zeitliche Ableitung des Phasenterms, wird damit explizit zeitabhängig. Wie bereits in Abschnitt 1.1.1 im Zusammenhang mit der *GVD* diskutiert wurde, führt dies zu einem

*Chirp*, also einer Variation der instantanen Frequenz entlang des Pulses. Abbildung 1.4 zeigt eine Simulation dieses Chirps für einen FOURIER-limitierten Eingangspuls mit einer Pulslänge von 10 ps nach der Propagation durch 100 m herkömmlicher Glasfaser. Im Fall der *SPM* gibt es aber noch einen zweiten entscheidenden Aspekt: Gleichung 1.29 zusammen mit der Definition für  $\gamma$  (Gleichung 1.21) und dem Zusammenhang zwischen der Pulsleistung und der Intensität  $I$

$$I_0 = \frac{P_0}{a_{\text{eff}}} \quad (1.30)$$

ergibt

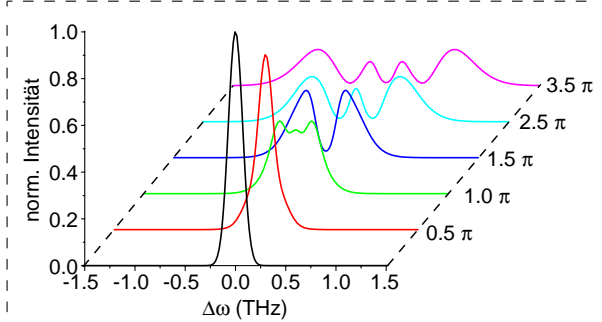
$$\phi(z, t) = (n_0 + n_2 I) \frac{\omega_0}{c} z - \omega_0 t. \quad (1.31)$$



**Abbildung 1.4:** Berechneter Frequenzchirp, der durch die Zeitabhängigkeit des Phasenterms erzeugt wird.

<sup>15</sup>Diese Definition ist nicht konform mit den SI-Einheiten. Trotzdem ist die Definition in der Literatur verbreitet üblich.

Der Phasenterm ist abhängig von der Intensität, und wird daher periodisch moduliert. Eine sehr fundamentale Konsequenz der FOURIER-Dualität von Zeit und Frequenz ist die Tatsache, dass eine periodische Modulation der Phase eines periodischen Signals neue Frequenzen erzeugt. Anschaulich



**Abbildung 1.5:** Berechnete *SPM*-verbreiterte Spektren für einen GAUSCHEN Eingangspuls mit einer Pulslänge von 10 ps. Die Spektren sind für verschiedene maximale Phasenverschiebungen berechnet.

maximale Phasenverschiebungen  $\phi_{max} = z\gamma P_0$ .

bedeutet dies, dass durch die zeitliche Modulation der Phase des Pulses durch seine eigene Intensitätsverteilung während der Propagation durch die Glasfaser kontinuierlich neue Frequenzen erzeugt werden. Ist  $n_2$  positiv, was in Quarzglasfasern der Fall ist, so werden die neuen niedrigen Frequenzen im führenden Teil des Pulses generiert und die neuen hohen Frequenzen im nachlaufenden Teil des Pulses. Dies führt auch zur bereits angesprochenen zeitlichen Verbreiterung des Pulses durch die reine Nichtlinearität, unabhängig von Dispersionseffekten. Abbildung 1.5 zeigt die Frequenzverteilung solcher *SPM*-verbreiterten Pulse für verschiedene

Propagiert in einem Medium gleichzeitig mehr als ein Puls, so können die Phasen der Pulse nicht nur durch ihre eigene Intensitätsmodulation, sondern auch durch die Intensitätsmodulation der kopropagierenden, anderen Pulse beeinflusst werden. Dieser Effekt verläuft in Analogie zu *SPM* [Agr89] und wird Kreuz-Phasen Modulation (*XPM*<sup>16</sup>) genannt. Da aufgrund der Dispersion verschiedene Pulse in der Glasfaser nur für kurze Zeiten kopropagieren, ist der generelle Einfluss der *XPM* auf die Pulspropagation deutlich geringer als der durch *SPM*.

### 1.2.2 Vier-Wellen Mischen

Die KERR-Nichtlinearität kann neben der *SPM* noch weitere Effekte hervorrufen, welche die Entstehung neuer Frequenzen erlauben. Das Mischen von vier elektromagnetischen Wellen (*FWM*<sup>17</sup>) ist ein solcher Prozess. Betrachtet man in diesem Fall die Optik im Teilchen- anstatt im Wellenbild, so kann das *FWM* über die Wechselwirkung von vier Photonen unterschiedlicher Frequenzen  $\omega_i$  mit  $i = 1 \dots 4$  veranschaulicht werden. Durch Absorption bzw. stimulierte Emission des KERR-Mediums sind prinzipiell alle Summen - bzw. Differenzfrequenz-Bildungen möglich, welche die Energieerhaltungsbedingung

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.32)$$

erlaubt. Welche Wellen jedoch wirklich entstehen, hängt noch von einer zweiten Bedingung ab, die im Teilchenbild der Impulserhaltung entspricht:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4, \quad (1.33)$$

wobei  $\mathbf{k}_i$  die Wellenvektoren der beteiligten Photonen sind. Die Impulserhaltungsbedingung kann man im Wellenbild sehr anschaulich verstehen: beim *FWM* wird die Energie in einem nichtlinearen Mischprozess von einer Welle auf eine andere übertragen. Die Frequenzen der beteiligten Wellen sind aber

<sup>16</sup>englisch: Cross-Phase Modulation

<sup>17</sup>englisch: Four Wave Mixing



unterschiedlich. Daher erfahren sie im Material eine unterschiedliche Dispersion und haben auch unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten (vgl. Abschnitt 1.1.1). Mit fortschreitender Propagation wird sich also die relative Phase der beiden Wellen zueinander ändern. Betrachten wir das System als ein System von gekoppelten Oszillatoren, so finden wir, dass ein Energieübertrag genau dann besonders effizient ist, wenn die Phase des treibenden Oszillators, derjenigen des Getriebenen um 90 Grad voraus eilt. Zu Beginn der Wellenausbreitung koppelt also Energie der ersten Welle in die zweite. Die Phase der zweiten Welle ergibt sich dabei so, dass ein Energieübertrag gewährleistet ist. Während der weiteren Propagation verschieben sich dann die Phasen der beiden Wellen aufgrund der Dispersion zueinander. Wenn sich die Phase um 90 Grad verschoben hat, ist kein Energieaustausch mehr möglich. Wenn man also einen effizienten Energieaustausch gewährleisten will, muss man in einem Regime arbeiten, in dem die Phasengeschwindigkeit der beiden Wellen sehr ähnlich ist. Daher wird die Impulserhaltungsbedingung auch Phasenanpassungsbedingung genannt.

Ein wichtiger Spezialfall des *FWM* ist das sogenannte entartete *FWM*. Dabei gilt:  $\omega_1 = \omega_2$ . Zwei Photonen der gleichen Frequenz werden vom Material annihilert, und es entstehen zwei neue Photonen:

$$\begin{aligned}\omega_S &= \omega_1 + \Delta\omega && \text{Signal} \\ \omega_I &= \omega_1 - \Delta\omega && \text{Idler.}\end{aligned}\tag{1.34}$$

Ein solcher Prozess wird wahrscheinlicher, wenn eine starke Pumpwelle der Frequenz  $\omega_1$  mit einer schwachen Welle bei der *Signal*-Frequenz  $\omega_S$  kopropagiert. Die Umwandlung von 2 Pumpphotonen zu einem *Signal* und einem *Idler*-Photon wird dadurch stimuliert (Experimente in Kapitel 4). In den meisten Fällen jedoch propagiert ausschließlich ein intensiver Pumpuls in der Faser. In diesem Fall bilden sich *Signal*- und *Idler*-Komponenten aus dem Rauschen und werden durch das *FWM* verstärkt. In diesem Fall spricht man auch von einer Stimulation durch Quantenrauschen. Im Allgemeinen ist eine effiziente Energieübertragung bei allen *FWM*-Prozessen nur bei erfüllter Phasenanpassungsbedingung möglich. Bei Auftreten von starker Nichtlinearität, wie sie bei der Erzeugung von Weißlichtkontinua in gezogenen Fasern gegeben ist, ergibt sich jedoch eine leicht veränderte Phasenanpassungsbedingung. Die *SPM* induziert, wie in Abschnitt 1.2.1 gezeigt wurde, eine nichtlineare Phasenverschiebung. Diese muss in der Phasenanpassungsbedingung berücksichtigt werden. Für die Phasenanpassungsbedingung in einer gezogenen Glasfaser ergibt sich für entartetes *FWM*:

$$\Delta k = 2 \sum_n \frac{\beta_{2n}}{(2n)} (\omega_S - \omega_P)^{2n} + 2\gamma P_P = 0\tag{1.35}$$

Abweichend von der Interpretation der Phasenanpassungsbedingung im Teilchenbild als Erhaltung des Impulses muss die Phasenanpassungsbedingung zur Entstehung von *FWM*-Komponenten nicht exakt erfüllt sein. Im Wellenbild wird der Energieübertrag lediglich mit besserer Erfüllung der Bedingung effizienter. Für die Verstärkung, welche *Signal* und *Idler*-Komponenten durch *FWM* erfahren, gilt [NSBB03]:

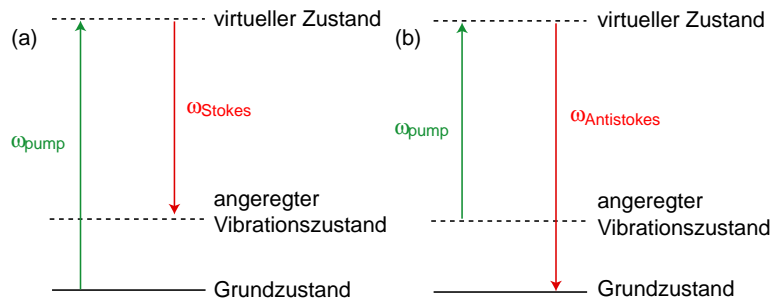
$$g_{\text{FWM}} = \sqrt{((1 - f_r)\gamma I_0)^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}\tag{1.36}$$

Das Maximum der Verstärkung erhält man selbstverständlich bei den Frequenzen, bei denen die Phasenanpassungsbedingung genau erfüllt ist.

### 1.2.3 Raman-Prozesse

Die bisher diskutierten nichtlinearen Effekte sind elastische Prozesse, d. h. es wird keine Energie zwischen der elektromagnetischen Welle und dem Medium ausgetauscht. Es gibt aber noch eine zweite





**Abbildung 1.6:** Energiediagramm zur Erklärung der sc Raman-Streuung. (a) Erzeugung des STOKES-Photons (b) Erzeugung des ANTISTOKES-Photons.

Klasse nichtlinearer Effekte, die aus der inelastischen Streuung der Lichtwellen mit dem Medium folgt. Die beiden wichtigsten dieser Effekte sind die RAMAN-Streuung [SI72] und die BRILLOUIN-Streuung [IS72]. Beide Effekte basieren auf der Anregung von Vibrationsmoden im Medium. Bei der RAMAN-Streuung sind es optische Phononen und bei der BRILLOUIN-Streuung akustische Phononen, die im Medium angeregt werden. Bei der Ausbreitung von sehr kurzen Pulsen in Glasfasern, spielt die BRILLOUIN-Streuung eine untergeordnete Rolle. Daher soll im Folgenden lediglich die RAMAN-Streuung etwas genauer erläutert werden.

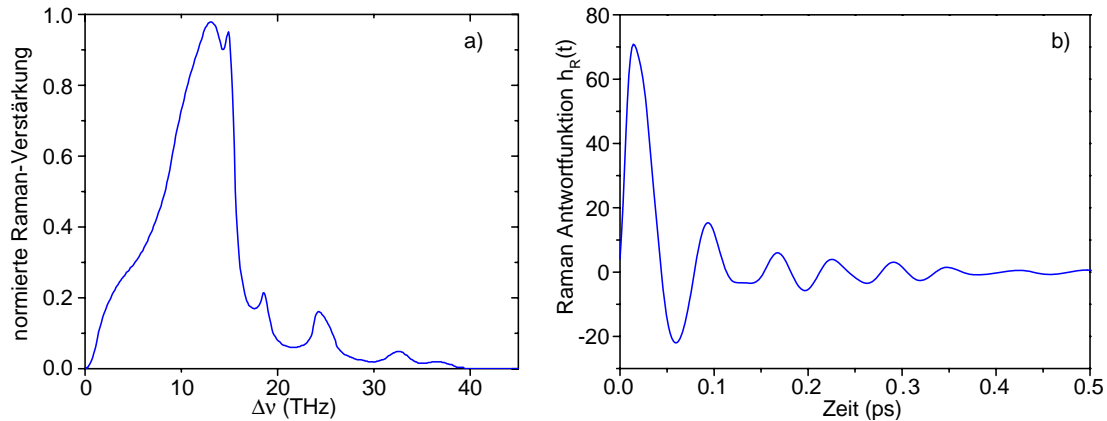
Bei der spontanen RAMAN-Streuung wird ein kleiner Teil der Pump photons in Photonen mit einer niedrigeren Energie, also mit einer kleineren Frequenz umgewandelt. Die Eingangsphotonen werden an den Molekülen des Mediums gestreut, wobei diese einen Übergang zu einem energetisch höheren Vibrationszustand vollführen. Das frequenzverschobene Licht heißt STOKES-Welle. Befindet sich das Medium bereits in einem angeregten Vibrationszustand, so kann auch der umgekehrte Prozess auftreten: das Molekül geht durch die inelastische Streuung mit den Eingangsphotonen in einen Zustand niedriger Energie über, und es entstehen Photonen, die zu höheren Frequenzen verschoben sind, eine sogenannte ANTISTOKES-Welle. Die Intensität der STOKES-Komponenten ist in der Regel um einige Größenordnungen höher als die der ANTISTOKES-Komponenten. Das liegt an der im thermischen Gleichgewicht geringeren Wahrscheinlichkeit, dass das Pump photon auf einen angeregten Vibrationszustand trifft. Für sehr hohe Pumpintensitäten können spontan erzeugte RAMAN-Photonen die Abstrahlung von STOKES bzw. ANTISTOKES-Wellen stimulieren. Diese stimulierte RAMAN-Streuung ( $SRS^{18}$ ) kann einen großen Teil der Pumplleistung in RAMAN-Komponenten umwandeln. Die Intensität der neuen Komponenten wird dabei verstärkt und wächst exponentiell mit der im nichtlinearen Medium zurückgelegten Wegstrecke  $z$  [Agr89]:

$$\frac{I_S}{dz} = g_R I_0 e^{\alpha_P z} - \alpha_S I_S, \quad (1.37)$$

wobei  $\alpha_S$  und  $\alpha_P$  für die Faserverluste bei der Stokes- bzw. bei der Pumpwellenlänge stehen.  $I_0$  steht für die Eingangspumpintensität bei  $z = 0$ . Der Koeffizient  $g_R$  heißt RAMAN-Verstärkungskoeffizient. Er ist eine experimentell zugängliche Materialgröße. Abbildung 1.7a zeigt  $g_R$  als Funktion der Frequenzverschiebung für eine Quarzglasfaser. Die Verstärkung erstreckt sich über 40 THz und hat ihr Maximum bei 13,2 THz.

Eine Stimulation kann selbstverständlich nicht nur durch spontan erzeugte RAMAN-Photonen erfolgen. Wie auch schon beim  $FWM$  ist eine effiziente Stimulation durch kopropagierende Photonen möglich, deren Frequenzen sich innerhalb des Verstärkungsspektrums befinden. In diesem Fall entstehen die

<sup>18</sup>englisch: Stimulated Raman Scattering



**Abbildung 1.7:** a) normierte RAMAN-Verstärkung bzw. b) RAMAN Antwort-Funktion für Quarzglasfasern [SGTH89].

RAMAN-Komponenten nicht aus zufälligem, spontanem Quantenrauschen, sondern werden kohärent zu den kopropagierenden Photonen erzeugt.

Wie schon bei der Einführung der *GNLSE* erwähnt wurde, geschieht die RAMAN-Antwort des Mediums auf die Anregung durch eine Lichtwelle nicht instantan, sondern ist um eine kurze Zeit verzögert. Zur Abschätzung dieser Verzögerung kann aus der Verstärkungskurve die Antwortfunktion  $h_R(t)$  hergeleitet werden [SGTH89].  $h_R(t)$  ist in Abbildung 1.7b dargestellt. Die Abbildung zeigt, dass ein Signal die größte Verstärkung erfährt, wenn es um ca. 20 fs zum Pumpimpuls verzögert ist.

### 1.2.4 Schockwellenformation

Die Schockwellenformation ( $SS^{19}$ ) resultiert aus der Dispersion von  $\chi^{(3)}$ . Die kleineren Frequenzen erfahren eine kleinere Nichtlinearität als die großen Frequenzen. Im Zeitbereich kann dieses Phänomen auch als eine Intensitätsabhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit verstanden werden: die Pulsmitte bewegt sich mit einer langsameren Geschwindigkeit als die Flügel. Dadurch wird der führende Teil des Pulses während der Propagation steiler [TJ81, Agr89]. Eine Kombination aus *SPM* und *SS* führt zu einer stärkeren Verbreiterung der höheren Frequenzkomponenten im Vergleich zu den niedrigeren.

### 1.2.5 Solitonpropagation

Ein für die Weißlichterzeugung im fs-Regime besonders wichtiges Phänomen ergibt sich als Lösung der einfachen *NLSE* (Gleichung 1.20) für  $\beta_2 < 0$ . In diesem Fall wird ein elektromagnetischer Puls durch das Zusammenwirken von anomaler Dispersion und *SPM* beeinflusst. Wie in Abschnitt 1.1.1 gezeigt wurde, führt die Propagation eines Pulses durch ein Medium mit anomaler Dispersion zu einem negativen *Chirp*: die kleinen Frequenzkomponenten eilen den Großen voraus. Gleichzeitig induziert aber die *SPM*, also die nichtlineare Wechselwirkung des Pulses mit dem Medium, einen positiven *Chirp* (vgl. Abschnitt 1.2.1), der die pulsverbreiternde Wirkung der Dispersion aufheben kann. Es kommt zur Ausbreitung eines formstabilen Pulses, der auch über große Ausbreitungsstrecken keine zeitliche Verbreiterung erfährt: einem Soliton. Solitonen sind keine auf die Optik beschränkten Phänomene und können z. B. auch bei Wasserwellen auftreten [MB00]. Elektromagnetische Solitonen wurden bereits 1972 [ZS72] theoretisch vorhergesagt und 1980 [MSG80] zu ersten Mal in Glasfasern experimentell

<sup>19</sup>englisch: Self-Steepening

nachgewiesen.

Zum mathematischen Verständnis von Solitonen ist es sinnvoll, die *NLSE* in ihre dimensionslose Form zu transformieren. Dazu werden die Dispersionslänge  $L_D$  und die nichtlineare Länge  $L_{NL}$  definiert:

$$L_{NL} := \frac{1}{\gamma P_0} \quad \text{und} \quad (1.38)$$

$$L_D := \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (1.39)$$

wobei  $T_0$  die Pulslänge<sup>20</sup> ist. Diese beiden charakteristischen Größen sind ein Maß für die Stärke der Effekte. So ist in einem ausschließlich dispersiven Medium nach einer Propagationsstrecke von  $L_D$  die Pulsdauer auf das  $\sqrt{(2)}$ -fache angewachsen. Des Weiteren soll:

$$\begin{aligned} U &:= \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \\ \zeta &:= \frac{z}{L_D}, \\ \tau &:= \frac{T}{T_0} \end{aligned} \quad (1.40)$$

sein. Damit ergibt sich für die dimensionslose *NLSE*

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U, \quad (1.41)$$

wobei

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = P_0 T_0^2 \frac{\gamma}{|\beta_2|} \quad (1.42)$$

Solitonzahl heißt.

Für  $\beta_2 < 0$  und  $N > 0,5$  können sich aus dem Eingangspuls Solitonen bilden. Die Anzahl der möglichen Solitonen ergibt sich aus der am nächsten zu  $N$  gelegenen ganzen Zahl. Eine Lösung für Gleichung 1.41 kann über inverse Streutheorie für jede Anfangsbedingung  $U(0, \tau)$  berechnet werden [ZS72]. Die Resultate in Form von  $N$  konstanten Eigenwerten  $\zeta_j$  oder Polen  $c_j$  entsprechen den  $N$  Solitonen. Das elektrische Feld ergibt sich zu [Agr89]:

$$u(\xi, \tau) = -2 \sum_{j=1}^N \lambda_j^* \psi_{2j}^*, \quad (1.43)$$

wobei

$$u = NU \quad (1.44)$$

ist. Die

$$\lambda_j = \sqrt{c_j} \exp(i\zeta_j \tau + i\zeta_j^2 \xi) \quad (1.45)$$

<sup>20</sup>Die Pulsdauer  $T$  wird zwischen den Punkten gemessen, an denen die Pulsintensität das 1/e-fache des Maximums beträgt.

und  $\psi_{2j}$  ergeben sich aus dem linearen Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}\psi_{1j} + \sum_{k=1}^n \frac{\lambda_j \lambda_k^*}{\zeta_j - \zeta_k^*} \psi_{2k} &= 0 \\ \psi_{2j}^* + \sum_{k=1}^n \frac{\lambda_j \lambda_k^*}{\zeta_j - \zeta_k^*} \psi_{1k} &= \lambda_j^*.\end{aligned}\quad (1.46)$$

Jeder Term in der Summe für  $u$  ist ein beitragendes Soliton, d. h. ein Teil der Strahlung, der durch den Eigenwert  $\zeta_j$  repräsentiert wird. Dabei sind die Eigenwerte im Allgemeinen komplex:

$$\zeta_j = \frac{\kappa_j + i\eta_j}{2} \quad \text{für } j = 1, \dots, N, \quad (1.47)$$

wobei  $\kappa_j$  die Geschwindigkeit bzw.  $\eta_j$  die Amplitude des  $j$ -ten Solitons ist.

Wenn alle  $N$  Solitonen unterschiedliche Zentralfrequenzen, und damit unterschiedliche Geschwindigkeiten haben, bilden sich  $N$  fundamentale Solitonen ( $N = 1$ ) mit

$$U(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp(i\xi/2) \quad (1.48)$$

aus.

Die Solitonenanzahl  $N$  kann auch als ein Maß für die Stärke der Nichtlinearität interpretiert werden. Sie beschreibt das Verhältnis der Stärke von nichtlinearen Effekten zu dispersiven Effekten. Bei den fundamentalen Solitonen ( $N=1$ ) wiegen sich damit *SPM* und *GVD*-Effekte gerade auf. Daher behalten diese Pulse während der gesamten Propagation stets ihre Amplitude und Form bei. Sie können lediglich eine Frequenzverschiebung erfahren.

Sind die Zentralfrequenzen und damit die Geschwindigkeiten aller beitragenden Solitonen identisch, so kann sich ein gebundener Zustand, ein Soliton höherer Ordnung ausbilden. Wird ein intensiver, sehr kurzer Laserpuls in eine Glasfaser gekoppelt, so ist dies im Allgemeinen der Fall. Bei diesen Solitonen  $N$ -ter Ordnung sind die *SPM*-Effekte größer als die *GVD*-Effekte. Während der Propagation nimmt ein solches Soliton aufgrund der größeren *SPM*-Effekte positiven *Chirp* auf. Der Puls wird zeitlich verbreitert und die Spitzenintensität sinkt bis zu dem Punkt, an dem die Effekte der *GVD* überwiegen. Das Soliton erfährt wieder Kompression. Ein Soliton höherer Ordnung verändert damit seine Form während der Propagation periodisch mit der Solitonenperiode  $\pi L_D/2$ . Nach einer Periode ist die Form wieder in den Ausgangszustand zurückgekehrt.

Diese Situation ändert sich, wenn zusätzlich zu Dispersion zweiter Ordnung und *SPM* noch höhere Ordnungen der Dispersion und der *RAMAN*-Effekt betrachtet werden. Durch *TOD* oder *SRS* kann die Stabilität des Solitons höherer Ordnung, also des gebundenen Zustands, zerstört werden. Das Soliton bricht in seine fundamentalen Bestandteile auf, wobei dann jedes einzelne Soliton einem unterschiedlichen Eigenwert  $\zeta$  entspricht und damit eine unterschiedliche Frequenz und Gruppengeschwindigkeit aufweist.

### 1.2.5.1 Nichtsolitonische Strahlung

Der wichtigste Grund für die Stabilität von Solitonen als Lösung von Gleichung 1.20 liegt darin, dass ihre Wellenzahl in einem Bereich liegt, der für lineare dispersive Wellen verboten ist. Daher kann es keine Resonanz mit solchen Wellen geben, und den Solitonen kann keine Energie verloren gehen. Gerade diese Eigenschaft macht sie empfindlich gegen Störungen, deren Wellenzahlen im solitonischen Bereich liegen. In gezogenen Glasfasern können die Dispersion dritter und vierter Ordnung als solche Störungen wirken. Die Lösung der Gleichung 1.20 wird durch das Einbringen von *TOD* bzw. *FOD* und

SRS-Termen sehr instabil. Lineare Wellen, sogenannte nichtsolitonische Strahlung ( $NSR^{21}$ ), können mit den Solitonen koexistieren [AK95, WCL90, KLST93]. Das jeweilige Soliton tauscht mit einer solchen resonanten Welle Energie aus, wodurch die lineare Welle eine deutliche Verstärkung erfährt. Es kommt zur Ausbildung von spektralen Komponenten im normalen Dispersionsbereich der Glasfaser. Die Frequenz der linearen Welle wird durch die Phasenanpassungsbedingung (vgl. [Hil05])

$$\Delta\phi = \phi_s - \phi_{NSR} = 0 \quad (1.49)$$

bestimmt, wobei  $\phi_s$  die Phase des Solitons und  $\phi_{NSR}$  die Phase der nichtsolitonischen Strahlung sind. Dabei gilt:

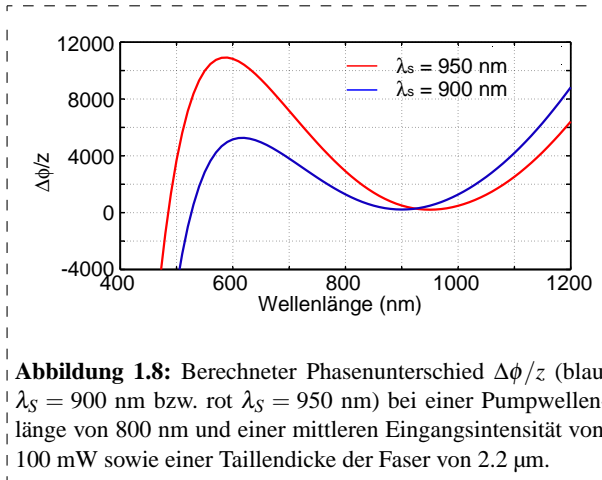
$$\phi_s = \left( \beta(\omega_s) + \frac{n_2 I \omega_s}{c} \right) z - \omega_s t \quad \text{und} \quad (1.50)$$

$$\phi_{NSR} = \beta(\omega_{NSR})z - \omega_{NSR}t. \quad (1.51)$$

$z$  ist die in der Glasfaser zurückgelegte Strecke und  $\beta$  ist die Propagationskonstante. Damit die Phasenanpassungsbedingung erfüllt werden kann, muss die Zeit

$$t = \frac{z}{v_s} \quad (1.52)$$

in beiden Phasen gleich sein, wobei  $v_s$  die Gruppengeschwindigkeit des Solitons ist. Der dritte Term in



**Abbildung 1.8:** Berechneter Phasenunterschied  $\Delta\phi/z$  (blau  $\lambda_s = 900$  nm bzw. rot  $\lambda_s = 950$  nm) bei einer Pumpwellenlänge von 800 nm und einer mittleren Eingangsintensität von 100 mW sowie einer Taillendicke der Faser von 2.2  $\mu\text{m}$ .

Gleichung 1.49 berücksichtigt die SPM des Pumpulses mit der Intensität  $I$ . Die blaue Kurve in Abbildung 1.8 zeigt den Phasenunterschied  $\Delta\phi/z$  für ein Soliton mit der Zentralwellenlänge  $\lambda_s = 900$  nm. In diesem Beispiel gilt:  $\Delta\phi = 0$  bei  $\lambda_{NSR} = 530$  nm. Bei  $\lambda_{NSR}$  sollte damit auch die NSR beobachtet werden. Wenn die Zentralwellenlänge des Solitons weiter in den anomalen Dispersionsbereich der Glasfaser verschoben wird, so verschiebt sich die Wellenlänge der NSR dementsprechend weiter in den normalen Dispersionsbereich (vgl. Abbildung 1.8 rote Kurve). Desweiteren kann gezeigt werden [EBK95], dass die Amplitude der NSR mit größer werden-

der Verschiebung in den normalen Dispersionsbereich kontinuierlich abnimmt.

### 1.2.5.2 Schwellenverhalten des Solitonaufbrechens

Mathematisch bedeutet das Aufbrechen der Solitonen in ihre Fundamentalen die Aufhebung der Entartung der Eigenwertgleichung 1.43. Die Entartung wird aufgehoben, wenn die Realteile der Solitoneneigenwerte durch eine Störung einen von null verschiedenen Wert bekommen. Damit ist das Aufbrechen mit einem Schwellenverhalten für die Stärke der betrachteten Störung verknüpft [GUL97]. Als Störungen kommen die SRS sowie die Dispersion dritter Ordnung ( $TOD^{22}$ ) in Frage. Diese Störungen werden

<sup>21</sup>englisch: Non-Solitonic Radiation

<sup>22</sup>englisch: Third Order Dispersion

durch die Parameter

$$\begin{aligned}\gamma_{\text{TOT}} &= \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0} \quad \text{und} \\ \tau_{\text{SRS}} &= \frac{T_R}{T_0}\end{aligned}\tag{1.53}$$

quantifiziert, wobei die Materialkonstante  $T_R$  im Zusammenhang mit der Form der RAMAN-Verstärkung steht (vgl. [Agr89]). Betrachtet man im einfachsten Fall eines Solitons zweiter Ordnung RAMAN-Streuung und den Einfluss der Dispersion höherer Ordnung unabhängig voneinander, so folgt für die Schwellenwerte [GUL97]:

$$\begin{aligned}\gamma_{\text{TOT}}^{\text{cr}} &= 0.022 \quad \text{und} \\ \tau_{\text{SRS}}^{\text{cr}} &= 0.001.\end{aligned}\tag{1.54}$$

Dies zeigt, dass im Wesentlichen der RAMAN-Effekt für das Aufbrechen der Solitonen verantwortlich ist. Auch von Dudley et. al wurde bereits der Raman-Effekt als Hauptursache für das Aufbrechen der Solitonen genannt [DPG<sup>+</sup>02]. Dudley et. al kommen zu dem Schluss, dass es ein Pulslängen-abhängiges Schwellenverhalten geben muss, jedoch ist bis jetzt noch keine zufriedenstellende Simulation dieses Verhaltens gelungen [Dud]. Da bei der Weißlichterzeugung deutlich höhere Solitonzahlen als zwei vorherrschen und vor allem auch die SRS und TOD nicht unabhängig voneinander betrachtet werden können, sind die Resultate aus dem Modell von Goelles et. al [GUL97] nur als sehr grobe Richtwerte gültig.

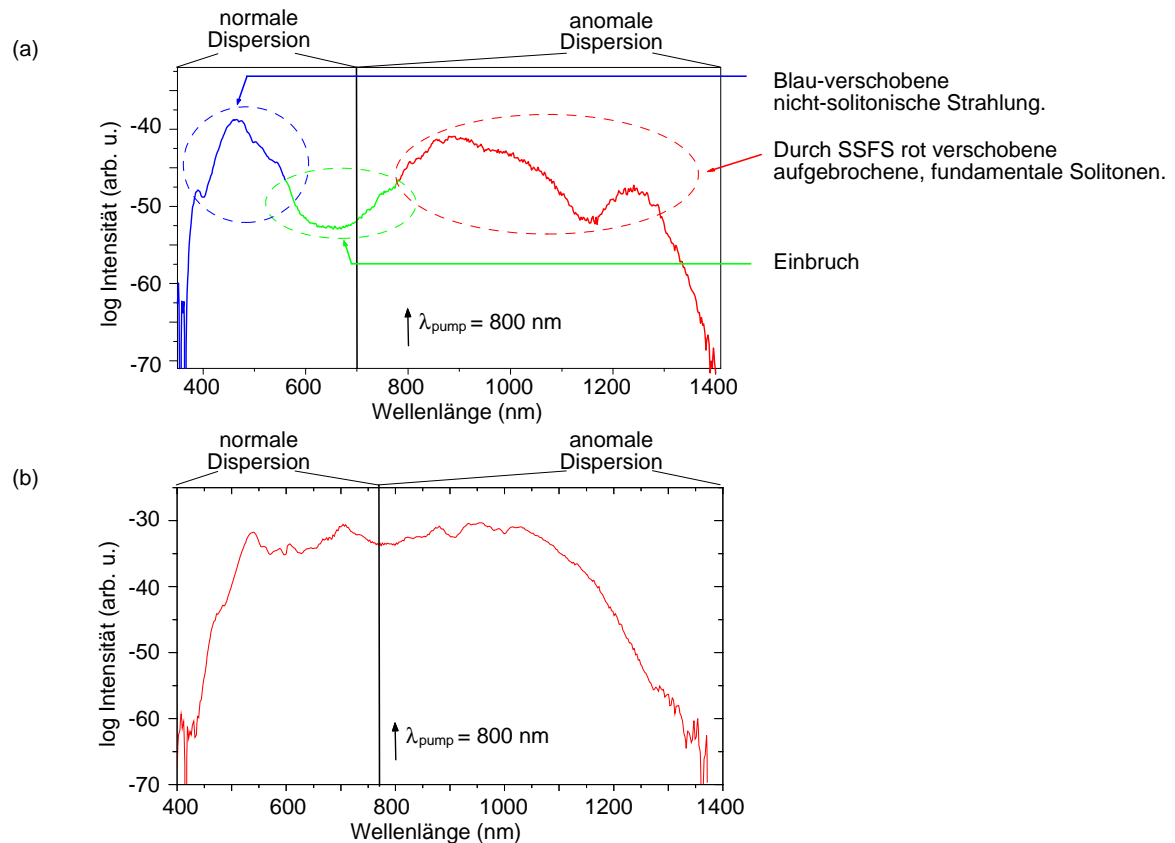
### 1.2.5.3 Selbstfrequenzverschiebung

Die optische Mittenfrequenz der Solitonen verschiebt sich während der Propagation durch einen weiteren nichtlinearen Effekt: dem RAMAN-Effekt. Das Verstärkungsspektrum der RAMAN-Streuung ist breit und beginnt bereits bei sehr geringen Frequenzdifferenzen. Daher findet bereits innerhalb der Bandbreite eines einzelnen Soliton-Pulses ein sogenanntes RAMAN-Selbstpumpen statt: Die jeweils höheren Frequenzanteile wirken als Pumpwelle für die niederfrequenten Anteile. Das Ergebnis ist eine kontinuierliche Verschiebung des spektralen Schwerpunktes des Pulses zu langen Wellenlängen hin (SSFS<sup>23</sup>) [MM86]. Bei Solitonen ist die Formstabilität so groß, dass sie als ganzes zusammen bleiben. Weniger formstabile Pulse würden um so schneller zerfließen. Das Ausmaß der Verschiebung hängt sehr stark von der Pulsdauer ab: mit kürzer werdender Pulsdauer wächst die Spitzenleistung quadratisch und die spektrale Breite linear an. Die RAMAN-Verstärkungskurve selbst wächst bei kleinen Frequenzabständen ebenfalls linear mit dem Frequenzabstand. Es resultiert für die Frequenzverschiebung ein Skalierungsverhalten mit der inversen 4. Potenz der Pulsdauer [MB00, Gor86]. Der SSFS kann durch die Schockwellenformation (vgl. Abschnitt 1.2.4) deutlich reduziert werden, da die zentrale Frequenz des Solitons zu kleineren Frequenzen hin verschoben wird.

## 1.3 Erzeugung der Weißlichtsuperkontinua

Wie bereits in der Erläuterung von Gleichung 1.22 vorweggenommen wurde, ist für die Erzeugung des Weißlichtkontinuums ein komplexes Zusammenspiel der in Kapitel 1.2 beschriebenen nichtlinearen Effekte verantwortlich. Besonders die Wahl der Eingangsparameter, wie Wellenlänge und Pulslänge der

<sup>23</sup>englisch: Soliton Self Frequency Shift



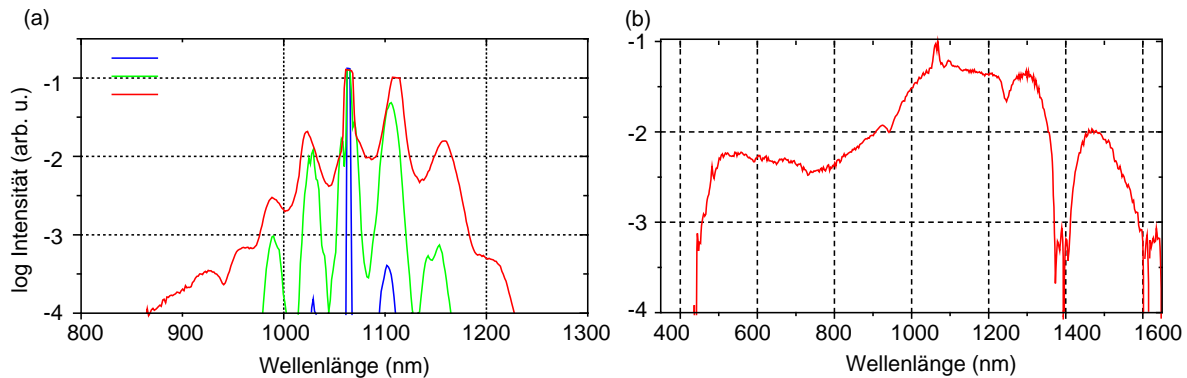
**Abbildung 1.9:** Weißlichtkontinua im fs-Pumpregime. Zur Erzeugung wurde eine gezogene Glasfaser (a) mit einem Taillendurchmesser von  $1,9 \mu\text{m}$  und einer Taillenlänge von  $90 \text{ mm}$  verwendet, bzw. (b) mit einem Taillendurchmesser von  $2,4 \mu\text{m}$ . Die Faser wurde mit Eingangspulsen mit Pulslängen im Bereich von  $200 \text{ fs}$  und einer mittleren Leistung von ca.  $430 \text{ mW}$  gepumpt.

Pumppulse, beeinflusst die Physik hinter dem Entstehungsprozess entscheidend. Eine sehr wichtige Voraussetzung zur effizienten Erzeugung von SC sollte aber stets erfüllt sein: die Wellenlänge der Pumppulse sollte in der Nähe des ZDP der Faser liegen, da eine hohe Dispersion meistens zu einer Limitierung der nichtlinearen Prozesse führt. Im Folgenden wird der Entstehungsprozess eines SC für die in dieser Arbeit wichtigen Anfangsparameter-Regime kurz erläutert.

### 1.3.1 Pumpen mit Femtosekunden-Pulsen im anomalen Dispersionsbereich

Bei einer typischen gezogenen Glasfaser, welche nahe des ZDP im Bereich der anomalen Dispersion mit Pulslängen im Bereich von fs gepumpt wird, ist die Entstehungsdynamik des SC durch den Zerfall von Solitonen höherer Ordnung in ihre Fundamentalen dominiert: Der Eingangspuls entspricht dabei im Allgemeinen einem Soliton  $n$ -ter Ordnung und wird am Anfang der nichtlinearen Wechselwirkungsstrecke der Faser durch SPM zeitlich komprimiert. Das Soliton  $n$ -ter Ordnung wird vor allem durch TOD und FOD, aber auch durch SRS gestört und bricht dadurch in seine Fundamentalen auf (vgl. Abschnitt 1.2.5). Die fundamentalen Solitonen werden durch den SSFS zu größeren Wellenlängen hin verschoben (vgl. Abschnitt 1.2.5.3). Gleichzeitig geben die Solitonen Energie an phasenangepasste, lineare Wellen im normalen Dispersionsbereich der Faser ab (vgl. Abschnitt 1.2.5.1). Abbildung 1.9a zeigt ein für diesen





**Abbildung 1.10:** Weißlichtkontinua im ps-Pumpregime. Zur Erzeugung wurde eine gezogene Glasfaser (a) mit einem Taillendurchmesser von 3,3 µm und einer Taillenlänge von 90 mm verwendet, bzw. (b) ein Triple-Taper [TTG<sup>+</sup>05] mit einem Taillendurchmesser von 3,0 µm. Die Fasern wurden mit Eingangspulsen bei 1060 nm und mit Pulslängen im Bereich von 8 ps gepumpt.

Entstehungsprozess typisches Spektrum eines SC. Die durch die rot-verschobenen Solitonen entstandenen Komponenten des Spektrums sind durch einen deutlichen Einbruch von der blau-verschobenen Komponenten der nichtsolitonischen Strahlung getrennt. Die einzelnen Solitonen erscheinen hier nicht mehr als einzelne, voneinander separierte Spitzen. Die Solitonen unterliegen weiteren Effekten, wie der *SPM*, wodurch ihre Spektren weiter verbreitert werden. Das Gesamtspektrum geht daher in ein Kontinuum über.

Bei Auswertung der Phasenanpassungsbedingung zeigt sich, dass die *NSR* im Spektrum weiter ins Blaue verschoben ist, als durch die Lösung von Gleichung 1.49 für das korrespondierende Soliton zu erwarten ist. Dieser Effekt resultiert aus einer *XPM* zwischen den infraroten Solitonen und der nichtsolitonischen Strahlung [GLL04, SAS<sup>+</sup>05]: Direkt nach ihrer Entstehung läuft die resonante Welle zeitlich dem Soliton, aus dem sie entstanden ist, hinterher. Dieser Phasenunterschied resultiert aus der nichtlinearen Phasenverschiebung, welche auf das Soliton wirkt. Bei der weiteren Propagation wird die Zentralfrequenz des Solitons durch den *SSFS* verschoben, dabei wird das Soliton zeitlich verzögert. Die Zentralfrequenz der resonanten Welle bleibt aber konstant. Das bedeutet, die resonante Welle kann das Soliton zeitlich einholen und auch überholen. Wenn sich also resonante Welle und Soliton zeitlich noch einmal treffen, können sie durch *XPM* wechselwirken. Dieses Phänomen kann zu einer deutlichen Verbreiterung des Spektrums in den blauen Wellenlängenbereich führen.

Abbildung 1.9b zeigt ein Spektrum, bei dem der Einbruch zwischen der solitonischen und der nichtsolitonischen Strahlung durch die Entstehung weiterer Frequenzen aufgefüllt wurde. Diese neuen Frequenzen entstehen durch 4-Wellen-Mischen. Besonders wenn sich, wie in diesem Beispiel, die Pumpwellenlänge sehr nahe am *ZDP* befindet, kann die Phasenanpassungsbedingung hierfür leicht erfüllt werden.

### 1.3.2 Superkontinuumserzeugung mit Pikosekunden-Pumppulsen

Werden Pulse mit Pulsdauern im Bereich von ps als Pumppulse zur Erzeugung eines SC eingesetzt, so reicht die Spitzenintensität für ein effiziente *SPM* nicht aus. Somit bilden sich auch keine Solitonen. Die Hauptmechanismen für die Entstehung neuer Frequenzen sind in diesem Fall *SRS* und *FWM* [CCL<sup>+</sup>02, CLCL<sup>+</sup>01, DPG<sup>+</sup>02, SHM03]. Aus dem Rauschen stimuliertes *SRS* erzeugt Frequenzseitenbänder. Wegen der hohen Nichtlinearität in der gezogenen Glasfaser findet dieser Prozess deutlich stärker statt, als in herkömmlichen Glasfasern. Die einmal entstandenen Komponenten wirken als Keim

für weitere parametrische Verstärkung. Es entstehen viele weitere Seitenbänder (vgl. Abb. 1.10 a). Weil der Pumpimpuls einige ps lang ist, überlappen der Pumpimpuls und die Seitenbänder zeitlich über eine lange Strecke. Damit kann kontinuierlich Energie von Pumpimpuls in die neuen entstandenen Komponenten transferiert werden. Die entstandenen Seitenbänder mischen mittels *XPM* und es kann ein flaches, breites Spektrum entstehen (vgl. Abb. 1.10 b).

## Kapitel 2

# Kontrolle des Solitonenzerfalls durch manipulierte Pulsformen

In Kapitel 1.3 wurde bereits gezeigt, dass bei der Erzeugung eines Superkontinuums mit Pumpulsen im fs-Bereich die Entstehung sowie die zeitliche und spektrale Entwicklung von Solitonen eine zentrale Rolle spielt. Trotz des durch viele theoretische und experimentelle Arbeiten erlangten Wissens über den Einfluss der Solitonen auf die Form des entstehenden Spektrums ist die direkte Beobachtung der Solitondynamik schwierig, da Messungen nur nach vollständiger Propagation, also am Ausgang der Glasfaser möglich sind.

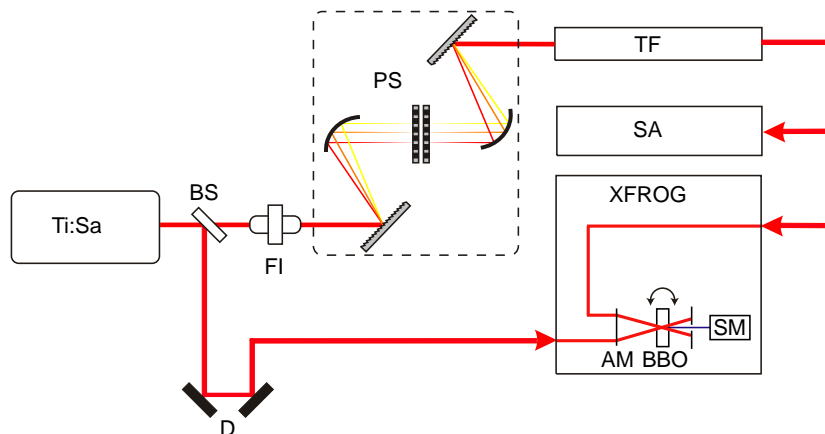
In [OBKR02] wurde der Versuch unternommen, die aus numerischen Simulationen [DPG<sup>+</sup>02, CCL<sup>+</sup>02, HPT<sup>+</sup>03] vorhergesagte Dynamik experimentell zu untersuchen. Die Experimente wurden mit einer photonischen Kristallfaser durchgeführt. Es wurden Spektren bei verschiedenen Propagationslängen aufgenommen. Dazu war es nötig, die Faser ausgehend von einem langen Stück immer kürzer zu schneiden. Es konnte gezeigt werden, dass das Aufbrechen der Solitonen höherer Ordnung und ihre Selbst-Frequenzverschiebung sowie die beim Zerfallsprozess ausgesandte kurzweilige Strahlung für die Kontinuums-Erzeugung eine fundamentale Rolle spielen.

Um tieferen Einblick in die Entwicklung der Solitonen während der Propagation zu erlangen, wurde im Rahmen dieser Arbeit und in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck Institut für Quantenoptik in Garching ein anderer experimenteller Zugang zu diesem Problem gewählt. Durch einen Impulsformer wurden die Pumpulse vor dem Eintritt in die gezogene Glasfaser manipuliert, um so gezielt die Anfangsbedingung für die Solitondynamik zerstörungsfrei zu verändern. Ein weiterer wichtiger Aspekt dieses Experiments liegt in der Möglichkeit, den Einfluss des in einer gezogenen Glasfaser unumgänglichen Einkoppelstücks (vgl. Abb. 1.1) auf das entstehende Weißlichtkontinuum zu untersuchen.

Im Folgenden wird zunächst der experimentelle Aufbau besprochen, mit dem es möglich ist, die Pulse vor dem Eintritt in die Glasfaser zu manipulieren. Es folgt die Vorstellung und Diskussion der erzielten Ergebnisse im Zusammenhang mit der Dynamik der Solitonenpropagation. Die in diesem Kapitel gezeigten experimentellen Ergebnisse werden mit numerischen Simulationen von John M. Dudley<sup>1</sup> verglichen.

---

<sup>1</sup>Universität de Franche-Comté, Besançon



**Abbildung 2.1:** Experimenteller Aufbau zur Manipulation der Eingangspulse. Bevor die Pumpimpulse aus dem Ti:Saphir-Laser in die gezogene Glasfaser (TF) eingekoppelt werden, durchlaufen sie den Impulsformer (PS), mit dessen Hilfe die Phase der Pulse gezielt beeinflusst werden kann. Direkt hinter dem Laser wird über den Strahlteiler (BS) ein kleiner Teil der unbeeinflussten Pumpimpulse abgespalten und dient als Referenz für die X-FROG Messungen: Weißlichtpuls und Referenzpuls werden mit einer achromatischen Linse (AM) auf den nichtlinearen Kristall (BBO) fokussiert. Der nichtlineare Kristall wird während der Messung periodisch gedreht.

## 2.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau folgt dem bereits in Kapitel 1.3 vorgestellten Prinzip. Eine Skizze der verwendeten Anordnung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die fs-Pumpimpulse werden in einem modengekoppelten Ti:Saphir Oszillator<sup>2</sup> erzeugt. Dieser wird von einem frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser<sup>3</sup> mit einer maximalen kontinuierlichen Ausgangsleistung von 10 W gepumpt. Dieses Lasersystem erzeugt Pumpimpulse mit einer Pulslänge von 120 fs. Die Zentralwellenlänge der Pulse kann im Bereich zwischen 780 nm und 880 nm gewählt werden. Nach der Manipulation der Pumpimpulse im Impulsformer (vgl. Abschnitt 2.1.1) werden sie in die gezogene Glasfaser TF eingekoppelt. Das austretende Superkontinuum kann wahlweise mit einem optischen Spektralanalysator<sup>4</sup> (SA) oder mit einem Aufbau zur frequenz aufgelösten optischen Abtastung FROG (vgl. Abschnitt 2.1.2) aufgezeichnet werden. Ein FARADAY-Isolator [WDMT92] (FI) vor dem Impulsformer verhindert ungewollte Rückreflexionen des vorwiegend von der Eintrittsfläche in die Glasfaser zurückgestreuten Lichtes in den Pump laser.

### 2.1.1 Der optische Impulsformer

Impulsformer in der Optik sind das Analogon zu Funktionsgeneratoren in der Elektronik, welche Rechteckfunktionen, Dreieckfunktionen und sogar beliebig geformte Wellenformen erzeugen können. Bei den heute verwendeten Techniken wird die Erzeugung der optischen Wellenformen durch Manipulation des räumlich aufgeweiteten Frequenzspektrums mittels einer Maske erreicht [Wei00]. In dieser Arbeit wurde die Pulsformung durch einen räumlichen Lichtmodulator (SLM<sup>5</sup>) in Form einer Flüssigkristallmaske realisiert. Abbildung 2.2 zeigt eine Skizze des verwendeten Aufbaus. Das eintreffende Licht wird mit Hilfe eines optischen Gitters in seine spektralen Anteile

<sup>2</sup>Tsunami, Firma Spectra Physics

<sup>3</sup>Verdi, Firma Coherent

<sup>4</sup>ANDO AQ6314A

<sup>5</sup>englisch: Spatial Light Modulator

zerlegt. Dabei wird die winkelabhängige Dispersion des Gitters in eine räumliche Separation der Frequenzkomponenten umgewandelt. Ein zylindrischer Hohlspiegel fokussiert diese Frequenzkomponenten (FOURIER-Komponenten) auf einzelne Pixel des *SLM*. Nach der Impulsformung werden die Komponenten durch ein zweites Spiegel-Gitter Paar wieder zusammengeführt und rekollimiert.

Die Form der Ausgangspulse ist durch die FOURIER-Transformierte des Musters gegeben, welches der *SLM* auf den Puls übertragen hat. Die Elemente sind in einer sogenannten Null-Dispersions Anordnung justiert. Das bedeutet, dass die beiden Hohlspiegel als *Einheits-Vergrößerungsteleskop* angeordnet sind. Die beiden Gitter befinden sich genau in den äußeren Fokusebenen des Teleskops (4f-Anordnung). Ohne die Maske in der FOURIER-Ebene erfährt ein Puls also im Idealfall, d. h. unter Vernachlässigung von Abbildungsfehlern und Materialdispersion der verwendeten Elemente, keine Dispersion.

Die Maske besteht aus zwei unabhängigen, streifenförmigen, diskretisierten Flüssigkristallelementen **LC1** und **LC2**, die in  $\pm 45^\circ$  Orientierung zur einfallenden Polarisation auf den zwei Seiten eines transparenten Substrats aufgebracht sind. Durch das Anlegen einer Spannung an ein Pixel der Maske, verändern die Flüssigkeitsmoleküle die Ausrichtung ihrer longitudinalen Achse zur Propagationsachse des Lichtes. Dadurch wird der Brechungsindex, den das Licht beim Durchgang erfährt, variiert. Da man die Spannungen jedes Pixels der Maske individuell und kontinuierlich einstellen kann, erhält man einen universellen Phasen-Modulator. Folgt man der Definition des Phasenterms des Pulses aus Kapitel 1, so gilt für eine gewünschte Phase  $\Phi(\omega)$  bzw. Amplitude  $A(\omega)$  [Woh03]:

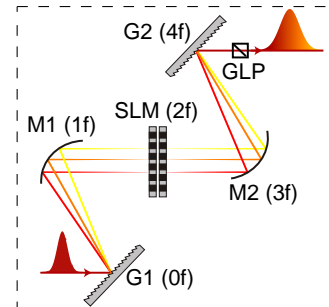
$$\begin{aligned}\Phi_{LC1}(\text{Pixel}(\omega)) &= 2\pi \cdot \text{mod}_{2\pi} \{ \Phi(\omega) + \arccos A(\omega) \} \\ \Phi_{LC2}(\text{Pixel}(\omega)) &= 2\pi \cdot \text{mod}_{2\pi} \{ \Phi(\omega) - \arccos A(\omega) \}.\end{aligned}\quad (2.1)$$

Wenn der eine Flüssigkristall den anderen kompensiert ( $\Phi_{LC1} = \Phi_{LC2}$ ), bleibt die Polarisation erhalten, aber der optische Weg wird vergrößert. Das bedeutet, die jeweilige Frequenzkomponente wird in Abhängigkeit von mit der angelegten Spannung verzögert. Bei ungleichen Werten für die beiden Kristalle ( $\Phi_{LC1} \neq \Phi_{LC2}$ ) wird zusätzlich die Amplitude der jeweiligen Komponente beeinflusst.

### 2.1.2 Frequenz aufgelöstes optisches Abtasten

Da nur ultrakurze Laserpulse selbst die zu ihrer Charakterisierung notwendige Zeitaufösung liefern, wendet man optische Korrelationsverfahren zur Bestimmung der zeitlichen Struktur dieser an: tastet man den zu messenden Puls mit sich selbst ab, spricht man von Autokorrelation. Verwendet man zur Abtastung einen anderen Puls, heißt die Methode Kreuzkorrelation [DR96].

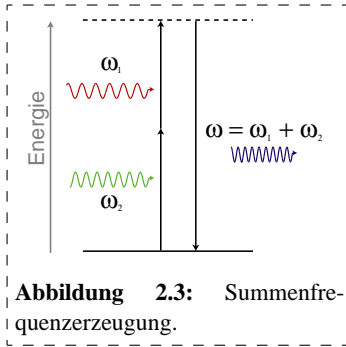
Im hier betrachteten Experiment ist nicht nur die zeitliche Intensitätsverteilung von Interesse, sondern vielmehr die zeitliche Verteilung der spektralen Komponenten. Daher muss die Korrelationsmessung mit einer Methode kombiniert werden, die zusätzlich eine geeignete spektrale Auflösung erlaubt. Dazu bietet sich die frequenz aufgelöste optische Abtastung (*FROG*<sup>6</sup>) an [Tre00]. In unserem Fall wird eine frequenz aufgelöste Kreuzkorrelation (*XFROG*) verwendet [LGK98], bei der



**Abbildung 2.2:** 4-f Pulsformer. Das Gitter **G1** steht im Fokus  $f$  des zylindrischen Spiegels **M1**, der die dispersierten Komponenten kollimiert. Die Maske **SLM** steht in der FOURIER-Ebene bei  $2f$ . **M2** und **G2** vereinigen die spektralen Komponenten wieder. Ein Glan-Laser-Polarisator filtert die Anteile mit gedrehten Polarisationen.

<sup>6</sup>englisch: Frequency Resolved Optical Gating

als Referenzpuls ein Teil des unbeeinflussten Pumpulses dient (vgl. Abbildung 2.1). Der Pumpuls wird unmittelbar nach Austritt aus dem Oszillator mit einem Strahlteiler (**BS**) im Verhältnis 90:10 aufgespalten. Der kleinere Anteil dient als Referenzpuls. Dieser wird unter möglichst geringer zusätzlicher Dispersion oder anderer pulsverändernder Einflüsse über eine einstellbare Verzögerungsstrecke (**D**) geleitet, während der Pumpuls in der gezogenen Glasfaser das Weißlichtkontinuum erzeugt. Kontinuum und Referenzpuls kommen in einem nichtlinearen, doppelbrechenden Kristall ( $BBO^7$ ) zur Überlagerung. Im Kristall findet ein intensitätsabhängiger Zwei-Photonen Prozess, die Summenfrequenzerzeugung [YY84], statt (vgl. Abb. 2.3). Zwei Photonen der



Frequenz  $\omega_1$  und  $\omega_2$  werden dabei im Kristall annihiliert und ein neues Photon wird ausgesandt. Da das Kristallgitter bei diesem Prozess keine Energie aufnimmt, muss das neue Photon aus Energieerhaltungsgründen mit der Summenfrequenz entstehen. Zusätzlich zur Energie muss auch der Impuls bei diesem Prozess erhalten bleiben. Da der Photonenimpuls proportional zum Wellenvektor  $\mathbf{k}$  ist, muss gelten:

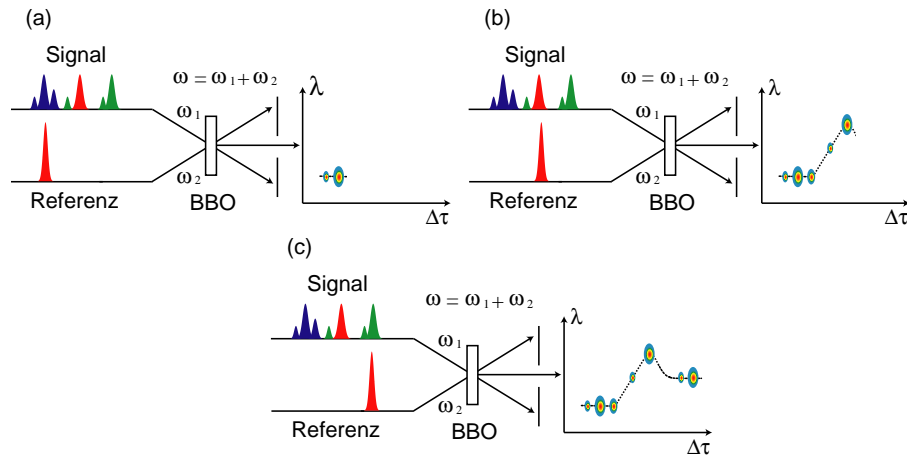
$$\mathbf{k}_{\text{SF}} = \mathbf{k}_{\text{Referenz}} + \mathbf{k}_{\text{Signal}} \quad (2.2)$$

Der Wert des Wellenvektors für eine bestimmte Wellenlänge hängt im  $BBO$ -Kristall aufgrund der Doppelbrechung vom Winkel der einfallenden Strahlen zur optischen Achse ab. Um also die Bedingung der Impulserhaltung zu erfüllen, und damit eine effektive Summenfrequenzerzeugung zu gewährleisten, muss die Ausrichtung der optischen Kristallachse an die einfallenden Wellenlängen angepasst werden. Bei Weißlichtpulsen überspannt die zu vermessende spektrale Bandbreite mehrere hundert Nanometer. Daher wird im Experiment der Kristall zyklisch so bewegt, dass alle notwendigen Winkeleinstellungen der optischen Achse zu den einfallenden Strahlen periodisch überstrichen werden. Das entstehende Korrelationssignal

$$I_{\text{SF}}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{Signal}}(t) I_{\text{Referenz}}(t - \tau) dt \quad (2.3)$$

wird mit einem Spektrometer (**SM**) aufgezeichnet. Dabei muss die Integrationszeit so gewählt werden, dass jede Messung einige Perioden der Kristallbewegung überdauert. Abbildung 2.4 zeigt eine Prinzipskizze zur Entstehung des Messergebnisses, der *FROG*-Spur. Sie setzt sich aus mehreren, aufeinander folgenden Spektrometeraufzeichnungen zusammen, zwischen denen jeweils die Länge der Verzögerungsstrecke variiert wird. Der Referenzpuls wird dabei mit verschiedenen, zeitlich aufeinander folgenden Komponenten des Weißlichtes zur Überlagerung gebracht. Wie bei der Notation von Noten eines Musikstückes werden die einzelnen Frequenzkomponenten gegen ihre zeitliche Verschiebung aufgetragen. In der Darstellung der *FROG*-Spur kommt noch die Information über die Intensitätsverteilung durch die Verwendung einer Falschfarbenskala hinzu. Die zeitliche Auflösung des Verfahrens wird durch die Länge des Referenzpulses bestimmt und die spektrale Auflösung durch die Auflösung des verwendeten Spektrometers. Die *XFROG*-Methode ist im Prinzip ein noch viel umfassenderes Werkzeug zur Charakterisierung von ultrakurzen Pulsen. Unter Verwendung spezieller Algorithmen kann auf die Phasenlage der Frequenzkomponenten zueinander geschlossen werden, d.h. das elektromagnetische Feld der gesamten Pulsform kann sowohl zeitlich als auch spektral rekonstruiert werden [LGK98]. Im Bezug auf die durchgeführten Experimente zur Untersuchung der Solitonendynamik ist entscheidend, wie die einzelnen Frequenzkomponenten zeitlich aufeinander folgen und wie ihre Intensität verteilt ist.

<sup>7</sup>Beta-Bariumborat



**Abbildung 2.4:** Veranschaulichung der Entstehung einer *XFROG*-Spur. In der Abfolge a-c wird jeweils die Verzögerung zwischen Signalpuls und Referenzpuls vergrößert.

Unter der Annahme eines zeitlich sowie spektral konstanten und deutlich kürzeren Referenzpulses, ist die direkte Messgröße aus dem Spektrometer bereits proportional zur Intensität der vermessenen Weißlichtkomponente. Auf die Rekonstruktion mittels des *XFROG*-Algorithmus wird daher verzichtet.

## 2.2 Simulationen zum Einfluss des Einkoppelstücks auf die Weißlichterzeugung

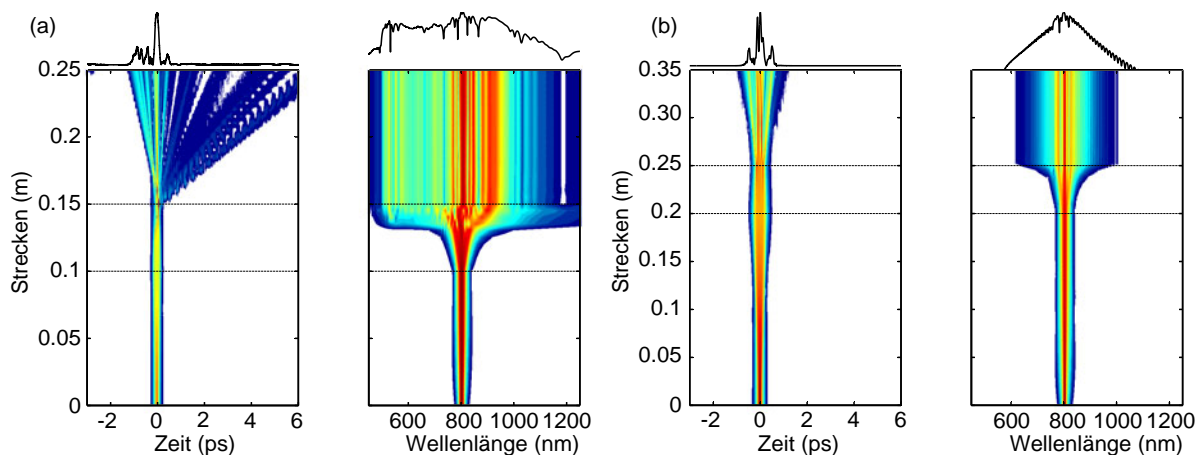
Die Simulationen beruhen auf der Verwendung eines Modells, welches auf einer generalisierten nicht-linearen Einhüllendengleichung basiert, wie sie schon in Kapitel 1.2 (Gleichung 1.22) eingeführt wurde. Dieses Verfahren wurde bereits erfolgreich auf die Beschreibung der Weißlichterzeugung unter verschiedensten Randbedingungen in photonischen Kristallfasern angewendet [DPG<sup>+</sup>02, CND<sup>+</sup>03]. In der vorliegenden Simulation wurden Verluste in der Faser vernachlässigt und Quantenrauschen phänomenologisch mit einbezogen. Dazu wurde das Eingangsfeld durch ein Photon mit zufälliger Phase pro Mode gestört.

Die Simulationen wurden für eine gezogene Glasfaser mit einem Taillendurchmesser von 2  $\mu\text{m}$  und einer Tailllänge von 50 mm durchgeführt. Die Taille befindet sich mittig zwischen zwei ungezogenen Faserstücken, die der Ein- bzw. Auskopplung dienen. Der Null-Dispersionspunkt (*ZDP*<sup>8</sup>) einer solchen Faser liegt bei 730 nm. Die Veränderung der Dispersion sowie des sogenannten *mode confinement* im Übergangsbereich zwischen Einkoppelstück und Fasertaille wurde in die Berechnungen mit einbezogen. In der Simulation wurde aber lediglich ein vernachlässigbarer Einfluss auf das qualitative Verhalten festgestellt.

Um charakteristische Eigenschaften der Weißlichtentstehungsdynamik in gezogenen Glasfasern zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 2.5 Simulationen der Propagation eines FOURIER-limitierten 120 fs Pumpulses (5.6 nm Bandbreite) mit einer Eingangsenergie von 0.6 nJ bei einer Wellenlänge von 800 nm für verschiedene Längen des Fasereinkoppelstücks. Der Prozess der Weißlichterzeugung erfolgt nach den Simulationen in 3 Phasen. Die Propagation im Einkoppelstück modifiziert die Eigenschaften des Pulses, der dann auf die nichtlineare Taille der Faser trifft. Die Weißlichterzeugung hängt daher sehr

<sup>8</sup>englisch: Zero Dispersion Point



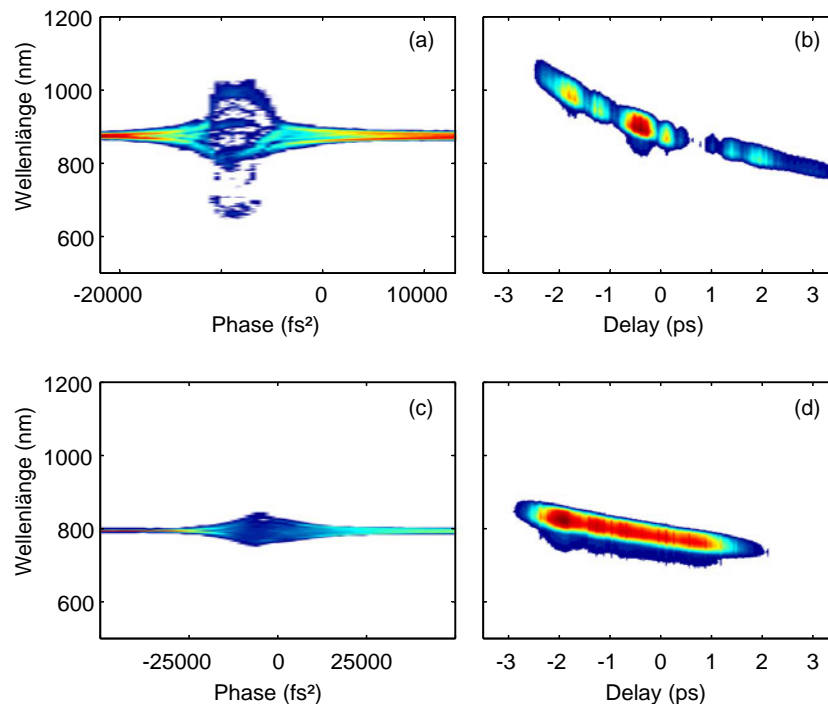


**Abbildung 2.5:** Simulierte zeitliche bzw. spektrale Entwicklung der Pulse entlang der Ausbreitungsstrecke für  $\Phi'' = 0$ . Die Pumpwellenlänge beträgt 800 nm. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenzen zwischen Einkoppelstück und Fasertaille der Glasfaser an. Die Falschfarbenskala ist in jeder Abbildung unabhängig auf den Maximalwert der Intensität normiert.

kritisch von der Länge des Einkoppelstücks relativ zur dispersiven und nichtlinearen Länge des Eingangspulses ab. Für die gewählten Pulsparameter erhalten wir in einem 10 cm langen Einkoppelstück nur eine sehr schwache zeitliche und spektrale Verbreiterung des Eingangspulses. Die auf die Taille treffenden Pulse erzeugen die bereits in Kapitel 1 diskutierten Solitonen. Nach einer Propagationsstrecke von 2,5 cm ist ein breitbandiges Weißlichtkontinuum (vgl. Abb. 2.5a) entstanden. Im Gegensatz dazu, erhält man bei einem 20 cm langen Einkoppelstück eine durchaus signifikante zeitliche Verbreiterung (vgl. Abb. 2.5b) des Pulses bereits im Einkoppelstück. Damit geht eine Verringerung der Spitzenleistung einher, welche die Propagationsdynamik entscheidend beeinflusst. Das Aufspalten der Solitonen und damit die Ausbildung eines Weißlichtkontinuums werden vollständig unterdrückt. Das Auskoppelstück hat anders als das Einkoppelstück einen wesentlich geringeren Einfluss. Die Simulationen zeigen, dass es für die spektrale Entwicklung nach der Taille keine Rolle spielt. Der Puls erfährt hier lediglich lineare Dispersion. Dies führt zu einer zeitlichen Separation der einzelnen spektralen Komponenten.

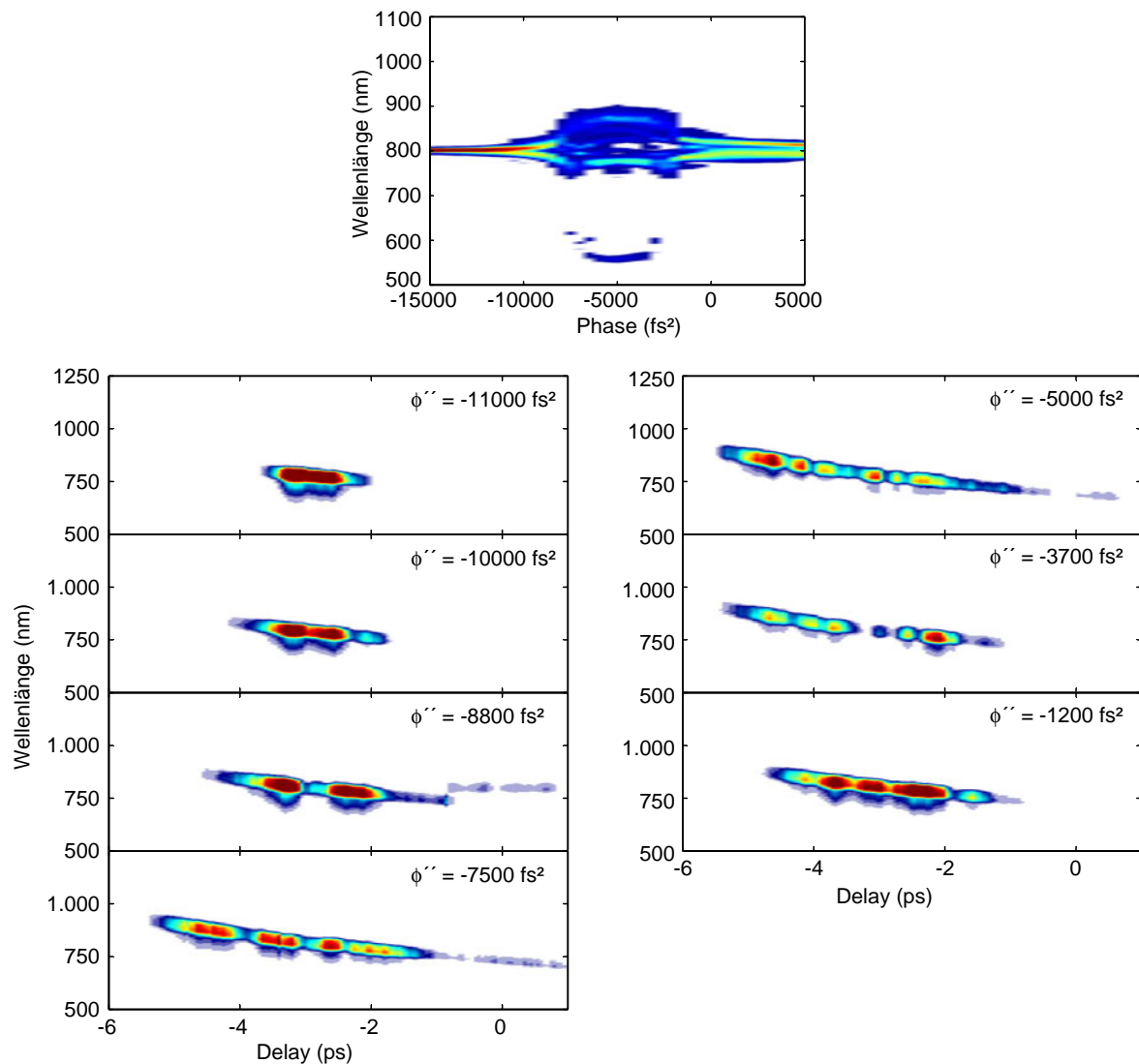
### 2.3 Dynamik der Bildung und Aufspaltung optischer Solitonen unter Dispersionskontrolle

Obwohl die vorangegangenen Ergebnisse gezeigt haben, dass die Propagation von *ungechirpten* Eingangspulsen in einem sehr langen Einkoppelstück die effiziente Erzeugung breitbandiger Weißlichtkontinua verhindern kann, birgt die Manipulation der Eingangspulse durch die Aufprägung einer quadratischen spektralen Phase die Möglichkeit, die Dynamik der Solitonenauflösung zu beeinflussen. Zur gezielten Veränderung des quadratischen Phasenterms  $\Phi''$  wird dem Eingangspuls mit dem Impulsformer ein linearer *Chirp* aufgeprägt. Dabei ist das System genau so eingestellt, dass bei einem Phasenwert  $\Phi'' = 0$  die Pulse beim Verlassen des Impulsformers FOURIER-limitiert sind, also keinen *Chirp* besitzen. In diesem Fall wird also die gesamte bis zur Glasfaser eingebrachte Dispersion kompensiert. Abbildung 2.6a zeigt Ausgangsspektren einer gezogenen Faser mit einer Taillendicke von 2,7  $\mu\text{m}$  für verschiedene Werte  $\Phi''$  der Eingangspulse bei einer Pumpwellenlänge von 880 nm. Die spektrale Intensität ist in dieser kartographischen Darstellung in Farbe kodiert. Bei einer Faser dieser Taillendicke liegt der ZDP bei ca. 840 nm. Die Pumpwellenlänge befindet sich also im Bereich anomaler Dispersion.



**Abbildung 2.6:** (links) Die gemessene spektrale Verteilung ist gegen den Eingangs-*Chirp* einer gezogenen Glasfaser mit einer Taillendicke von  $2.7\ \mu\text{m}$  und einer Tailllänge von  $90\ \text{mm}$  aufgetragen. (rechts) Zugehörige *FROG*-Spuren bei  $\phi'' = -8300\ \text{fs}^2$ . Die mittlere Eingangsleistung war  $180\ \text{mW}$  bei einer Pumpwellenlänge von (a,b)  $880\ \text{nm}$  (anomaler Dispersionsbereich) und (c,d)  $798\ \text{nm}$  (normaler Dispersionsbereich).

Damit erfolgt die Entstehung des Weißlichts im Wesentlichen durch die schon in Kapitel 1.3.1 erläuterten Prozesse. Sehr fundamental ist dabei die Bildung und der Zerfall von Solitonen höherer Ordnung. Die Abbildung zeigt eindeutig, dass mit Variation des Eingangs-*Chirps* die Solitondynamik beeinflusst werden kann. Bei sehr großem positiven oder negativen *Chirp* sehen wir lediglich eine geringe Verbreiterung des Spektrums, die auf Selbst-Phasen Modulation (*SPM*) zurückgeführt werden kann. Es ist noch keine Entwicklung erkennbar, die auf den Zerfall von Solitonen schließen lässt. Ab einem *Chirp* von ca.  $-15000\ \text{fs}^2$  setzt die Solitonen-Dynamik ein. Die fundamentalen Solitonen sind als Äste der sich entwickelnden Baumstruktur erkennbar. Angefangen mit zwei Ästen, zeigt sich bei Vergrößerung der quadratischen Phase an dem Punkt, an dem die durch das Einkoppelstück der Faser eingebrachte Dispersion kompensiert ist, die maximale Anzahl von Solitonen. Bei weiterer Vergrößerung der quadratischen Phase erhält man dann einen symmetrischen Verlauf der kartographischen Darstellung um diesen Punkt. Dieses Verhalten kann wie folgt erklärt werden: Durch das Aufprägen eines Eingangs-*Chirps* wird zum einen über die Abhängigkeit der Spitzenintensität von der zeitlichen Pulslänge direkt die in Kapitel 1.2 eingeführte Solitonzahl  $N$  beeinflusst, und somit die Anzahl der fundamentalen Solitonen, die nach dem Aufbrechen entstehen kann. Ein zweiter wichtiger Effekt kommt hinzu: Die Schwelle für das Aufbrechen der Solitonen höherer Ordnung in ihre Fundamentalen ist nach 1.2.5.2 direkt von der Pulslänge abhängig. Wenn der *gechirpte* Puls in die Fasertaille eintritt, wirkt auf ihn die anomale Dispersion. Je nach Größe der aufgeprägten Phase ist eine unterschiedliche Propagationslänge in der Faser nötig, um die Schwellenwerte für das Aufbrechen zu erreichen. Das bedeutet, dass ein sowohl positiver als auch negativer *Chirp* das Aufbrechen der Solitonen verzögern kann. Die Auswirkungen auf das resultierende Weißlichtkontinuum sind daher mit einer veränderten Propagationslänge der fundamentalen Solitonen,

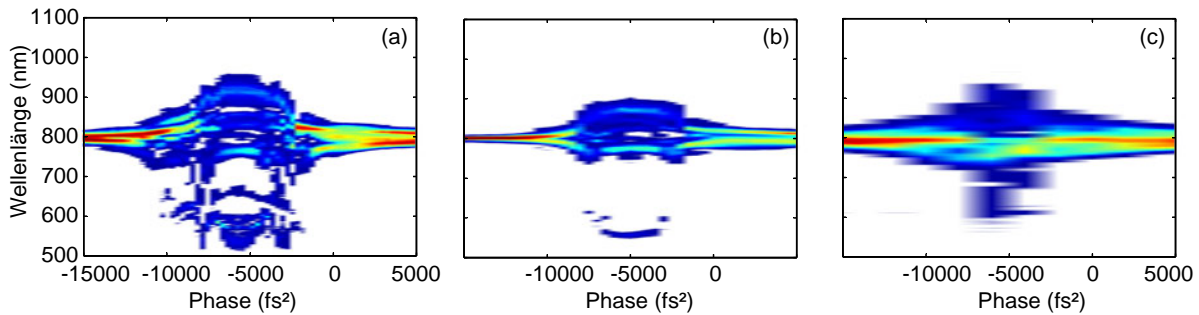


**Abbildung 2.7:** Gemessene *XFROG* Spuren für verschiedene aufgeprägte Phasen einer gezogenen Faser mit einer Tailendicke von 2  $\mu\text{m}$  und einer Tailenlänge von 40 mm. Zusätzlich ist die zugehörige Ausgabe des Spektrometers kartographisch dargestellt.

und damit mit einem unterschiedlich großen Selbst-Frequenz-Vorschub (*SSFS*<sup>9</sup>), gleichzusetzen. Auch diese Theorie sieht man in den Messwerten in Abbildung 2.6a bestätigt. Zu kleinerem *Chirp* hin ist dann das Aufbrechen in die maximale Anzahl an fundamentalen Solitonen sichtbar. Zusätzlich tritt noch eine weitere Verbreiterung des Spektrums (Henkelform des Plots) auf. Das bedeutet, dass die fundamentalen Solitonen nach dem Aufbrechen abhängig vom Eingangs-*Chirp* noch eine unterschiedliche nichtlineare Propagationsstrecke zurückgelegt haben. Damit haben sie auch verschieden starken *SSFS* erfahren, und das Spektrum wird auch nach Erreichen der maximalen Solitonzahl noch weiter verbreitert.

Zur Verdeutlichung der Anwesenheit von Solitonen wurde an der Stelle  $\phi'' = -8300 \text{ fs}^2$  eine *FROG*-

<sup>9</sup>englisch: Soliton Self-Frequency Shift



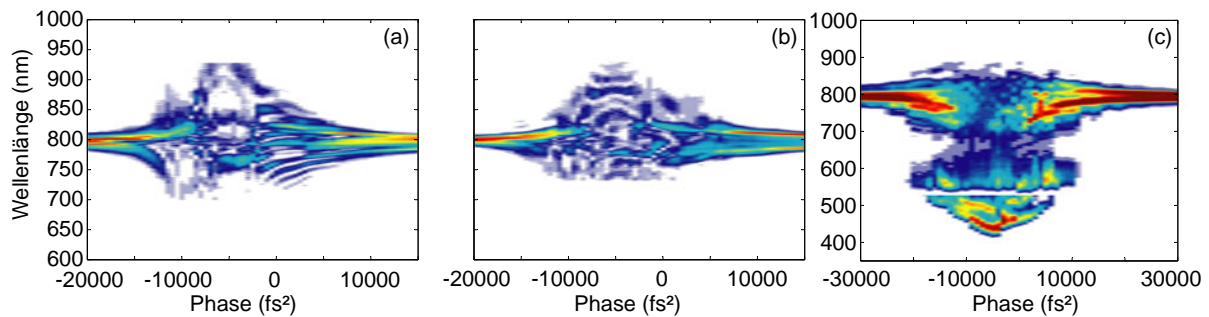
**Abbildung 2.8:** Die Ausgabe des Spektrometers ist gegen den Eingangs-*Chirp* einer gezogenen Glasfaser mit einer Taillendicke von (a) 1,4 µm und einer Taillenlänge von 45 mm, (b) 2 µm und 40 mm, (c) 2,5 µm und 30 mm aufgetragen. Die Eingangsleistung war 180 mW bei einer Pumpwellenlänge von 798 nm.

Spur aufgenommen (vgl. Abb. 2.6b). Man kann eindeutig einzelne Solitonen als zeitlich lokalisierte Intensitätsmaxima bei bestimmten Wellenlängen ausmachen. Die *FROG*-Spur zeigt eine leicht gekrümmte Form. Diese wird im Wesentlichen durch den *Chirp* erzeugt, den das Weißlichtkontinuum durch die normale Dispersion im Auskoppelstück der gezogenen Faser erfährt.

Zum Vergleich wurde das Experiment bei einer Pumpwellenlänge, die im normalen Dispersionsbereich der Faser liegt, wiederholt (Abb. 2.6c,d). Wie schon aus den theoretischen Überlegungen in Kapitel 1.2 erwartet, ist keine Solitonenbildung erkennbar. Die Verbreiterung resultiert ausschließlich aus der *SPM*. Dies ist besonders gut am Vergleich der beiden *FROG*-Spuren (Abb. 2.6b bzw. d) erkennbar. Beim Pumpen im normalen Dispersionsbereich erhalten wir eine zeitlich sehr homogene Verteilung der spektralen Intensität. Dies lässt nur die *SPM* als Entstehungsprozess zu. Da auch der Prozess der *SPM* stark von der Spitzenintensität und damit von der Pulslänge abhängig ist, sehen wir auch im Fall der normalen Dispersion die maximale Verbreiterung des Spektrums an der Stelle, an der die Dispersion des Eingangsfaserstücks genau kompensiert ist.

Um die Solitondynamik noch genauer zu untersuchen, wurden in einem weiteren Experiment *FROG*-Spuren bei verschiedenen charakteristischen Werten der Eingangsphase aufgenommen. Abbildung 2.7 zeigt die kartographische Darstellung der Ausgangsspektren und die zugehörigen *FROG*-Spuren. Es wurde eine Faser mit einer Taillendicke von 2 µm verwendet. Die *FROG*-Spuren zeigen eindeutig, wie die Dynamik von der Verbreiterung durch reine Selbstphasenmodulation in die Dynamik der Verbreiterung durch das Aufbrechen des Solitons höherer Ordnung übergeht.

In einem weiteren Experiment wurde die Abhängigkeit der Ausgangsspektren von der aufgeprägten Eingangsphase für gezogene Fasern mit unterschiedlichen Taillendicken untersucht. Bei einer konstanten Eingangswellenlänge von 798 nm und einer mittleren Eingangsleistung von 180 mW ist das spektrale Aufbrechen der Pulse für kleinere Taillendicken und damit für stärkere anomale Dispersion sehr viel ausgeprägter. Abbildung 2.8 zeigt die experimentellen Resultate. Wieder kann die Solitondynamik und die nicht-solitonische Strahlung für Eingangsphasen zwischen -7500 fs² und -2000 fs² beobachtet werden. Die Ergebnisse in Abbildung 2.8c sind für eine Faser mit einer Taillendicke von 2,5 µm aufgenommen worden. Bei dieser Faser liegt der *ZDP* nahe an 800 nm, und damit in der Gegend der Pumpwellenlänge. Nur für eine Eingangsphase von -6000 fs² kann bei dieser Konfiguration das Aufspalten der Solitonen und damit die Entstehung eines Kontinuums erreicht werden. Dies ist ein

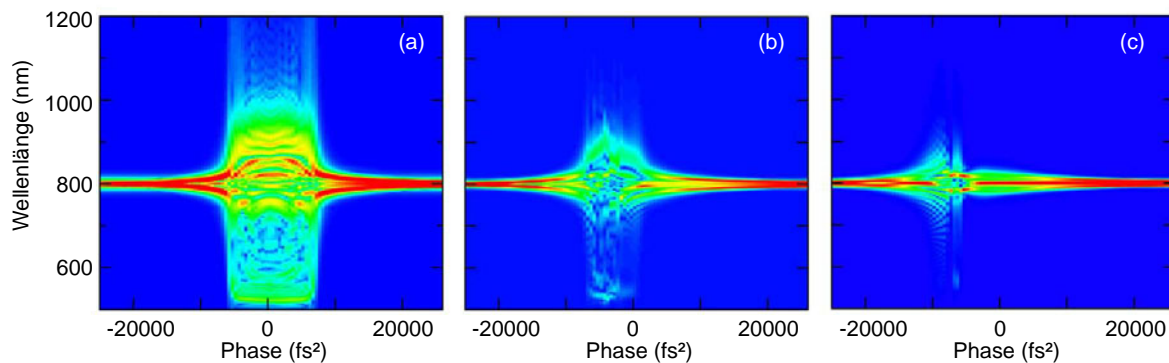


**Abbildung 2.9:** Die Ausgabe des Spektrometers ist gegen den Eingangs-*Chirp* einer gezogenen Glasfaser mit (a) einer Taillendicke von 1.8  $\mu\text{m}$  und einer Tailllänge von 25 mm bzw. (b) einer Taillendicke von 2.5  $\mu\text{m}$  und einer Tailllänge von 30 mm aufgetragen. (c) Das Diagramm wurde aus zwei Messungen erstellt, wobei die Spektrometer-Einstellungen von rot nach blau geändert wurden um die kleinen Wellenlängen unter 500 nm mit dem Spektrometer gut sichtbar zu machen. Die Faser hatte eine Taillendicke von 1.15  $\mu\text{m}$  und einer Tailllänge von 90 mm.

klarer Beweis dafür, dass die spektrale Verbreiterung sehr empfindlich vom Wert des Eingangs-*Chirps* abhängig ist. Dieses Ergebnis legt nahe, dass für die Herstellung von Weißlichtquellen Fasern mit dünneren Fasertailen verwendet werden sollten, um so eine genügend hohe anomale Dispersion zu erreichen, welche die Empfindlichkeit der Weißlichterzeugung auf den Eingangsschirp stark reduziert. Andererseits führt das Pumpen näher am *ZDP* wahrscheinlich zu einem flacheren, weniger strukturierten Spektrum, wie der Vergleich der Abbildungen 2.8a-c zeigt. Die genauen Werte, welche nötig sind, um die maximale spektrale Verbreiterung zu erhalten, sind von der Länge des Faser-Einkoppelstücks abhängig. Diese variieren in den Abbildungen 2.8a-c leicht.

Mit der folgenden Serie von Meßergebnissen soll demonstriert werden, wie komplex die Dynamik der Solitonaufspaltung und ihre Abhängigkeit von der Eingangsphase werden kann. Abbildung 2.9a-b zeigt kartographisch die Ausgangsspektren als eine Funktion der Eingangsphase für Pumpimpulse bei 798 nm und einer mittleren Eingangsleistung von 180 mW, einmal für eine gezogenen Glasfaser mit einer Taillendicke von 1.8  $\mu\text{m}$  und einer Tailllänge von 25 mm, sowie für eine Faser mit einer Taillendicke von 2.0  $\mu\text{m}$  und einer Tailllänge von 30 mm. Bemerkenswert an den Resultaten sind die aufgefächerten spektralen Strukturen bei Eingangsphasen von 0 bis  $-2000 \text{ fs}^2$  und die leicht asymmetrische Form des spektralen Verhaltens.

Um einen detaillierten Einblick in den Teil der nicht-solitonen Strahlung zu erhalten, wurden zusätzlich Experimente mit sehr dünnen gezogenen Fasern der Taillendicke 1.15  $\mu\text{m}$  und Tailllängen von 90 mm durchgeführt. Diese Fasern weisen eine sehr starke anomale Dispersion auf und erzeugen dadurch nicht-solitonen Strahlung, welche sehr tief im blauen Wellenlängenbereich liegt. Die experimentellen Ergebnisse (vgl. Abbildung 2.9c) zeigen diese blauen Komponenten für eine Eingangsphase um  $-7000 \text{ fs}^2$ . Die blauen Komponenten erscheinen in der Tat nur, wenn das Aufspalten der Solitonen stark ist, und die Solitonzahl hoch (vgl. spektrale Komponenten um 800 nm). Die Komponenten um 600 nm resultieren sehr wahrscheinlich aus einem Vier-Wellen Mischprozess zwischen den Solitonen und der nicht-solitonen Strahlung (vgl. [GLL<sup>+</sup>02]).



**Abbildung 2.10:** Simulierte Ausgangsspektren in Abhängigkeit der aufgeprägten Eingangsphase für eine Faser mit einer Taillendicke von 2  $\mu\text{m}$ , einer Tailenlänge von 5 cm für verschiedene Längen des Einkoppelstücks, (a) 0 cm, (b) 10 cm (c) 20 cm.

### 2.3.1 Vergleich mit Simulationen

Zu Vervollständigung der vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurde die Aufprägung der spektralen Phase unter Annahme der gleichen Parameter wie in Kapitel 2.2 simuliert. Abbildung 2.10 zeigt die Resultate. Man sieht, dass die Bandbreite des Weißlichtkontinuums mit steigender Länge des Einkoppelstücks abnimmt. Aber selbst mit relativ langen Einkoppelstücken von 10-20 cm ist mit dem Aufprägen einer Eingangsphase noch eine effiziente Weißlichterzeugung möglich. Allerdings wird durch nichtlineare Phasenveränderungen des Eingangspulses im Einkoppelstück die endgültige spektrale Bandbreite für lange Einkoppelstücke reduziert und der Bereich der aufgeprägten Phase, in dem ein breites Spektrum erzeugt werden kann, ist kleiner. Des Weiteren zeigt die Simulation in Abbildung 2.10b eine sehr gute qualitative Übereinstimmung mit den unter vergleichbaren Bedingungen aufgenommen experimentellen Ergebnissen (vgl. Abbildung 2.8b). Beide Spektren zeigen eine spektrale Verbreiterung von ca. 550 nm bis 900 nm an der Stelle, an der die Eingangsphase den *Chirp* des Einkoppelstücks genau kompensiert.

## 2.4 Fazit

Die in diesem Abschnitt dargestellten Experimente und Simulationen zeigen eindeutig, dass die Ausbreitung der Lichtpulse im Einkoppelstück der gezogenen Glasfasern unerlässlich für eine präzise Modellbeschreibung der nichtlinearen Pulsausbreitung ist.

Desweiteren konnte nachgewiesen werden, dass eine geeignete Vorbehandlung der Pumppulse mittels Aufprägung eines Eingangs-*Chirp* die unerwünschten Effekte im Einkoppelstück kompensieren kann. Somit wird eine sehr effiziente Erzeugung von Weißlichtkontinua auch mit längeren Einkoppelstücken ermöglicht.

Vor allem konnte das Verfahren zur Aufprägung von beliebigem Eingangs-*Chirp* auf die Pumppulse in Kombination mit einer zeitaufgelösten Vermessung der Weißlichtpulse eingesetzt werden, um die Dynamik der entstehenden Solitonen sichtbar zu machen bzw. zu verfolgen. Die theoretisch vorhergesagte zeitliche und spektrale Dynamik des für die fs-Weißlichterzeugung wichtigsten Effektes, der Solitonaufspaltung, wurde experimentell nachvollzogen.



## Kapitel 3

# Phasenstabilität aufeinander folgender Weißlichtpulse

Breitbandige Weißlichtkontinua, wie sie in gezogenen Glasfasern erzeugt werden können, finden in den verschiedensten Bereichen der Naturwissenschaften ihre Anwendungen [Tei06]. Verfahren, wie z.B. die optische Kohärenztomographie [PBU<sup>+</sup>02] oder die Frequenzmetrologie [HUH<sup>+</sup>00] stellen dabei besonders hohe Ansprüche an die zeitliche Stabilität der Weißlichtquellen. Ganz besonders im Zusammenhang mit der Frage nach der zeitlichen Komprimierbarkeit dieser breitbandigen Lichtpulse ist die Stabilität der Phasen einzelner Frequenzkomponenten über viele aufeinander folgende Pulse in den Vordergrund des Interesses gerückt. Da das theoretisch erreichbare Limit der zeitlichen Pulslänge vom Kehrwert der Frequenzbandbreite abhängt, wären die Weißlichtpulse prinzipiell geeignet, ultrakurze Pulse im Bereich von 1 fs zu erzeugen. Aufgrund der Dispersion, vor allem im Auskoppelstück (vgl. Abb. 1.1) der gezogenen Faser, sind die austretenden Pulse zeitlich stark verbreitert. Eine solche zeitliche Verbreiterung kann bei der Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse üblicherweise durch geeignete optische Elemente, wie z.B. Prismenkompressoren [DR96] oder sogenannte *gechirpte* Spiegel [SKSK94, KMNK<sup>+</sup>97] wieder kompensiert werden. Die Weißlichtpulse weisen aber aufgrund der vielschichtigen nichtlinearen Entstehungsmechanismen eine komplizierte zeitliche Struktur auf (vgl. *FROG*-Spuren in Kapitel 2). Daher sind solche einfachen Komprimierungsverfahren auf die Superkontinua nicht anwendbar. Vielmehr wäre die Verwendung hochentwickelter Methoden zur Phasenmanipulation notwendig. Diese basieren auf dem Einsatz eines bereits ins Kapitel 2 vorgestellten Impulsformers [SPK05]. Für die erfolgreiche Pulskompression müsste der Impulsformer mit einem generischen Algorithmus angesteuert werden. Eine zentrale Grundvoraussetzung für die Funktionsfähigkeit einer solchen adaptiven Methode ist die Stabilität der Phasen einzelner Frequenzkomponenten in aufeinander folgenden Pulsen. Schwankungen in diesen Phasenbeziehungen können bislang durch kein anderes Verfahren ausgeglichen werden.

Viele Autoren haben Reduktionen der Phasenstabilität durch theoretische Simulationen der Weißlichterzeugung in photonischen Kristallfasern vorhergesagt [DC04, DC02, CND<sup>+</sup>03, WN04, CNW03]. Dabei wird vor allem die nichtlineare Verstärkung von Quantenrauschen während des Entstehungsprozesses des Kontinuums als Erklärung für das Auftreten von spektralen Phaseninstabilitäten herangezogen.

Geleitet von diesen theoretischen Vorhersagen wurden im Rahmen dieser Arbeit experimentelle Untersuchungen der spektralen Phasenstabilität durchgeführt. Wie wir bereits in Kapitel 1 gesehen haben, sind die während der Weißlichterzeugung dominierenden, nichtlinearen Prozesse in der gezogenen Faser stark von der Eingangspulslänge abhängig. Um die Entstehung des Phasenrauschens auf einzelne fundamentale Prozesse zurückführen zu können, wurde bei den Experimenten besonderer Wert auf den Vergleich von Ergebnissen bei unterschiedlichen Eingangspulslängen im fs sowie im ps-Bereich gelegt.



In den folgenden Untersuchungen wird die Phasenstabilität interferometrisch gemessen, indem aufeinander folgende Pulse in einem MICHELSON-Interferometer überlagert werden. Aus der Messung eines Interferogramms kann über die Messgröße des Interferenzkontrastes (Visibility) direkt auf das Phasenrauschen von Puls zu Puls geschlossen werden. In diesem Abschnitt wird nach einer kurzen theoretischen Beschreibung des Phasenrauschens der experimentelle Aufbau vorgestellt. Dann erfolgt eine Darstellung der Messergebnisse zum Amplitudenrauschen und ihr Einfluss auf den Kontrast der Interferenzstrukturen. Anschließend werden die experimentellen Ergebnisse zum Phasenrauschen erläutert und diskutiert. Die physikalischen Ansätze zur Erklärung der Entstehung von Phasenrauschen werden durch den Vergleich der experimentellen Ergebnisse im fs-Bereich mit numerischen Simulationen vertieft. Die numerischen Rechnungen wurden von Anton Husakou und Joachim Hermann<sup>1</sup> durchgeführt.

### 3.1 Beschreibung des Phasenrauschens

Das elektrische Feld am Ort  $r$  kann im Allgemeinen mit Hilfe des FOURIER-Integrals als Überlagerung seiner spektralen Komponenten  $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega)$  dargestellt werden:

$$E(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (3.1)$$

wobei die spektrale Funktion  $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega)$  durch die FOURIER-Transformation des realen elektrischen Feldes gegeben ist:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [E(\mathbf{r}, t) + E^*(\mathbf{r}, t)] e^{+i\omega t} dt. \quad (3.2)$$

Wie wir schon in Kapitel 1 gesehen haben, wird in der Approximation der zeitlich sehr langsam variierenden Einhüllenden der Ansatz,

$$E(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} \quad (3.3)$$

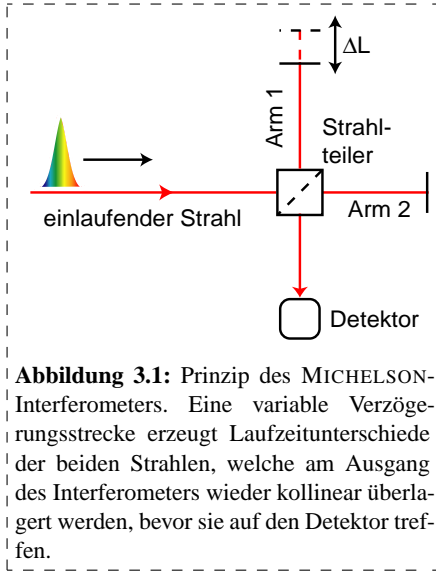
mit der komplexen Amplitude  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$  verwendet. Die instantane Intensität<sup>2</sup> des elektrischen Feldes zu einem Zeitpunkt  $t$  an einem Raumpunkt  $\mathbf{r}$  ist als

$$\begin{aligned} I_{\text{inst}}(\mathbf{r}, t) &:= \frac{c\epsilon_0}{2} E^*(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} |E(\mathbf{r}, t)|^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

definiert [BW99]. Betrachtet man die Überlagerung von elektrischen Feldern in einer kollinearen Zweistrahlgeometrie, wie sie z.B. in einem gewöhnlichen MICHELSON-Interferometer (vgl. Abb. 3.1) gegeben ist, so müssen am Ort des Detektors zwei Strahlen mit den elektrischen Feldern  $E^{(1)}(t)$  und  $E^{(2)}(t + \tau)$  ausgewertet werden.

<sup>1</sup>Max-Born-Institute für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie, Berlin

<sup>2</sup>Die instantane Intensität, wie sie hier definiert wurde, ist exakt gesprochen nicht proportional zum Quadrat eines realen elektrischen Feldes. Da ein Detektor mit realistischen Auslesezeiten über viele Schwingungsperioden des elektrischen Feldes mittelt, kann mit der Näherung der langsam variierenden Einhüllenden gezeigt werden [ME88], dass für die messbare instantane Intensität eine Proportionalität zum Quadrat des elektrischen Feldes gegeben ist.



**Abbildung 3.1:** Prinzip des MICHELSON-Interferometers. Eine variable Verzögerungsstrecke erzeugt Laufzeitunterschiede der beiden Strahlen, welche am Ausgang des Interferometers wieder kollinear überlagert werden, bevor sie auf den Detektor treffen.

Für die instantane Intensität ergibt sich in diesem Fall:

$$\begin{aligned} I_{\text{inst}}(\tau) &= \frac{c\epsilon_0}{2} (|E^{(1)}(t) + E^{(2)}(t + \tau)|^2) \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} (|E^{(1)}(t)|^2 + |E^{(2)}(t)|^2 + 2\Re[E^{(1)*}(t)E^{(2)}(t + \tau)]) \\ &= I_{\text{inst}}^{(1)}(t) + I_{\text{inst}}^{(2)}(t + \tau) + J^{(12)}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

$J^{(12)}$  ist der Interferenzterm. Er bewirkt eine im Allgemeinen von der Summe der Einzelintensitäten  $I_{\text{inst}}^{(1)}$  bzw.  $I_{\text{inst}}^{(2)}$  verschiedene Gesamtintensität am Detektor.

Die Experimente werden mit einem gepulsten Laser durchgeführt, dessen Pulse mit einer Repetitionsrate  $f_L = 80$  MHz aufeinander folgen. Das bedeutet, ein Intervall von einer Sekunde Länge beinhaltet 80 Millionen Pulse. Ein typischer Detektor mit einer Auslesezeit von mehreren Millisekunden wird also über eine sehr große Anzahl von Pulsen mitteln. Die gemessene Intensität stellt sich damit als sogenanntes Ensemblemittel<sup>3</sup> [ST91] dar:

$$\begin{aligned} I(\tau) &= \langle I_{\text{inst}}(\tau) \rangle \\ &= \langle I_{\text{inst}}^{(1)}(t) \rangle + \langle I_{\text{inst}}^{(2)}(t + \tau) \rangle + c\epsilon_0 \Re(\Gamma^{(12)}(\tau)), \end{aligned} \quad (3.6)$$

wobei  $\langle \dots \rangle$  die zeitliche Integration über die Pulse bedeutet.

$\Gamma^{(12)}$  wird zeitliche Kreuzkorrelationsfunktion genannt, und ist im Allgemeinen komplexwertig:

$$\Gamma^{(ij)}(\tau) := \langle E^{(i)*}(t)E^{(j)}(t + \tau) \rangle. \quad (3.7)$$

Über eine Normierung von  $\Gamma$  definiert man den komplexen Kohärenzgrad  $\gamma$ :

$$\begin{aligned} \gamma^{(ij)}(\tau) &:= \frac{\Gamma^{(ij)}(\tau)}{\sqrt{\Gamma^{(ii)}(0)\Gamma^{(jj)}(0)}} \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} \frac{\Gamma^{(ij)}(\tau)}{\sqrt{I^{(i)}I^{(j)}}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Einsetzen dieses Zusammenhangs in Gleichung 3.6 ergibt für die gemittelte Intensität am Detektor:

$$I(\tau) = I^{(1)} + I^{(2)} + 2\sqrt{I^{(1)}I^{(2)}} \Re(\gamma^{(12)}(\tau)). \quad (3.9)$$

Die Gleichung zeigt, dass eine Messung der Gesamtintensität und der beiden Einzelintensitäten die Bestimmung des Realteils des komplexen Kohärenzgrades erlaubt.

Um den Zusammenhang zwischen komplexem Kohärenzgrad und dem Kontrast des Interferenzbildes aufzuzeigen, ist es günstig,  $\gamma$  in der Polardarstellung in einen Amplituden- und einem Phasenterm aufzuteilen:

$$\gamma^{(12)}(\tau) = |\gamma^{(12)}(\tau)| e^{i[\alpha^{(12)} - \omega_0\tau]}, \quad (3.10)$$

wobei  $\omega_0$  die zentrale Frequenz des Pulsspektrums ist und wegen der Normierung  $0 \leq |\gamma| \leq 1$  gilt. Damit ergibt sich für Gleichung 3.9:

$$I(\tau) = I^{(1)} + I^{(2)} + 2\sqrt{I^{(1)}I^{(2)}} |\gamma^{(12)}(\tau)| \cos(\alpha^{(12)} - \omega_0\tau). \quad (3.11)$$

<sup>3</sup>Im hier betrachteten Fall kann das Ensemblemittel mit dem Zeitmittel gleich gesetzt werden.

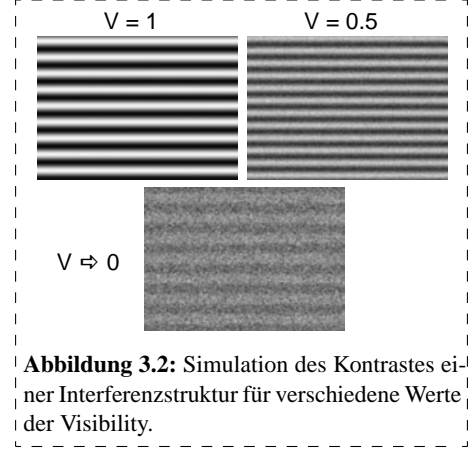
Man sieht, dass der Betrag des komplexen Kohärenzgrades ein Maß für den Kontrast der Interferenzstruktur ist, während sein Argument lediglich die Lage der Interferenzmaxima bzw. Minima angibt. Maximal wird die Intensität der Interferenzstruktur für die Werte von  $\tau$  für die  $\alpha^{(12)} - \omega_0\tau = 0, \pi, 2\pi, 4\pi, \dots$  gilt. Der Kontrast einer Interferenzstruktur wird üblicherweise über die

Größe der Visibility  $V$  quantifiziert, die wie folgt definiert ist:

$$V(\tau) := \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.12)$$

$$= \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (3.13)$$

$I_{\max}$  und  $I_{\min}$  sind dabei die maximalen bzw. minimalen Intensitäten der Interferenzstruktur. Wenn wir an einem Beobachtungspunkt gänzlich destruktive Interferenz haben, so dass  $I_{\min} = 0$  wird, dann erhalten wir eine Visibility von  $V = 1$  (vgl. Abb. 3.2). Bei verschwindendem Interferenzmuster erhalten wir  $I_{\min} = I_{\max}$  und damit  $V = 0$ . Die Visibility ist also ein quantitatives Maß für die Fähigkeit eines Systems, Interferenzstrukturen zu produzieren und damit ein Maß für die Kohärenz 1. Ordnung.



**Abbildung 3.2:** Simulation des Kontrastes einer Interferenzstruktur für verschiedene Werte der Visibility.

Betrachten wir das Interferenz-Phänomen nicht in der Zeitdomäne sondern im Frequenzraum, so muss die Überlagerung von elektrischen Feldern  $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega)$ , welche aus einer FOURIER-Transformation der zeitabhängigen elektrischen Felder (vgl. Gleichung 3.2) hervorgeht, diskutiert werden. Analog zu den Betrachtungen im Zeitraum werden in einem kollinearen Zweistrahl-Experiment zwei Strahlen mit den elektrischen Feldern  $\tilde{E}^{(1)}(\omega)$  und  $\tilde{E}^{(2)}(\omega')$  überlagert. Der Detektor zeichnet die spektrale Intensität  $S(\omega)$  auf, die auch spektrale Dichte genannt wird.  $S(\omega)$  ist definiert als:

$$\begin{aligned} S(\omega) &:= \langle \tilde{E}^*(\omega) \tilde{E}(\omega') \rangle \\ &= W^{(ii)}(\omega), \end{aligned} \quad (3.14)$$

mit

$$W^{(ij)}(\omega) := \langle \tilde{E}^{(i)*}(\omega) \tilde{E}^{(j)}(\omega') \rangle. \quad (3.15)$$

$W$  ist die spektrale Kreuzkorrelationsfunktion. Mit Hilfe des Wiener-Khintchine Theorems [MW95] kann gezeigt werden, dass die spektrale Kreuzkorrelationsfunktion gerade die FOURIER-Transformierte der zeitlichen Kreuzkorrelationsfunktion ist (vgl. Gleichung 3.7). Analog zu Gleichung 3.8 ergibt die Normierung von  $W$

$$\begin{aligned} \mu^{(ij)}(\omega) &:= \frac{W^{(ij)}(\omega)}{\sqrt{W^{(ii)}(\omega) W^{(jj)}(\omega)}} \\ &= \frac{W^{(ij)}(\omega)}{\sqrt{S^{(i)}(\omega) S^{(j)}(\omega)}} \end{aligned} \quad (3.16)$$

einen Ausdruck für den spektralen komplexen Kohärenzgrad  $\mu$ . Auch hier gilt  $0 \leq |\mu| \leq 1$ . Allerdings sind im allgemeinen Fall der zeitliche und der spektrale komplexe Kohärenzgrad, anders als die Kreuzkorrelationsfunktionen, nicht direkt durch eine FOURIER-Transformation ineinander überführbar. Analog zu Gleichung 3.11 ergibt sich mit diesen Definitionen für die spektrale Intensität am Detektor:

$$S(\omega) = S^{(1)}(\omega) + S^{(2)}(\omega) + 2\sqrt{S^{(1)}(\omega) S^{(2)}(\omega)} |\mu^{(12)}(\tau)| \cos(\phi^{(12)}), \quad (3.17)$$

wobei  $\phi^{(ij)}$  das Argument von  $\mu^{(ij)}$  bezeichnet.

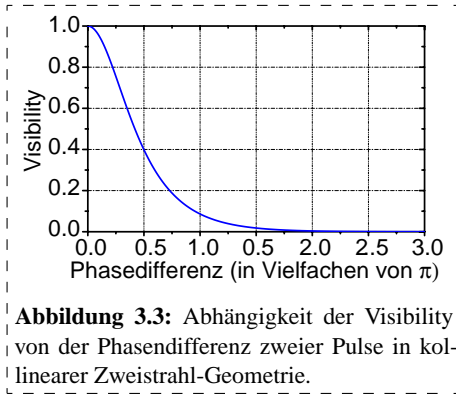
Auch im Frequenzraum kann eine Visibility definiert werden:

$$V(\omega) := \frac{S(\omega)_{max} - S(\omega)_{min}}{S(\omega)_{max} + S(\omega)_{min}} \quad (3.18)$$

$$= \frac{2\sqrt{S_1(\omega)S_2(\omega)}}{S_1(\omega) + S_2(\omega)} |\mu_{12}(\omega)|. \quad (3.19)$$

Im Unterschied zu den Betrachtungen im Zeitbereich steckt die Integration über die Messzeit bereits in der Definition der spektralen Intensität. Auch hier ist die spektrale Visibility die normierte Amplitude der Interferenzstruktur und somit ein Maß für den Kontrast.

**Komplementarität von  $V(\tau)$  und  $V(\omega)$**  Wie wir gesehen haben, sind die Werte für  $|\gamma(\tau)|$  und  $|\mu(\omega)|$  im allgemeinen Fall nicht identisch. Im folgenden soll an anhand eines einfachen Beispiels gezeigt



**Abbildung 3.3:** Abhängigkeit der Visibility von der Phasendifferenz zweier Pulse in kollinearer Zweistrahl-Geometrie.

werden, dass die experimentelle Situation, wie sie im Rahmen dieser Arbeit vorlag, zu identischen Ergebnissen für  $V(\tau)$  bzw.  $V(\omega)$  führt. Dazu wird die Überlagerung zweier Pulse mit GAUSS-förmiger Einhüllender betrachtet:

$$\begin{aligned} E^{(1)}(t) &= A^{(1)} e^{-i\omega_0 t} e^{-\frac{t^2}{\Delta\tau^2}} \\ E^{(2)}(t) &= A^{(2)} e^{-i\omega_0 t + \varphi} e^{-\frac{t^2}{\Delta\tau^2}}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

wobei  $A^{(i)}$  die Amplitude und  $\Delta\tau$  die Halbwertsbreite der GAUSS-Pulse ist.  $\varphi$  ist die Phasenverschiebung der beiden Pulse gegeneinander. Es folgt für  $V(\tau)$  bzw.  $V(\omega)$ :

$$\begin{aligned} V(\tau) &= \frac{2e^\varphi}{1 + e^{2\varphi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\Delta\tau^2}} \\ V(\omega) &= \frac{2e^\varphi}{1 + e^{2\varphi}}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Bei  $\tau = 0$  werden die Werte für die Visibility sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich identisch. Im Experiment besitzen die Pulse in beiden Armen die gleiche Zeitstruktur und werden zu maximalem zeitlichem Überlapp gebracht. Damit sind alle Bedingungen erfüllt, um die Werte für die Visibility unabhängig von der Messmethode direkt vergleichen zu können.

**Beeinflussung der Visibility durch Amplitudenrauschen** Gleichung 3.13 zeigt, dass die Visibility und damit der Kontrast des Interferenzbildes nicht nur vom Rauschen der Phase, sondern auch von Schwankungen der Amplitude des elektrischen Feldes abhängig ist. Da es vornehmlich um die Messung des Phasenrauschens gehen soll, wird im Folgenden der Einfluss eines reinen Amplitudenrauschens auf die Visibility diskutiert. Als einfaches, anschauliches Beispiel soll einleitend dazu der Fall betrachtet werden, dass in einem kollinearen Zweistrahl-Interferenzexperiment zwei unterschiedlich intensive Pulse überlagert werden:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 \\ I_2 &= xI_0. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Die Pulse sollen eine identische Zeitstruktur und eine identische Phasenlage haben. Damit wird der komplexe Kohärenzgrad  $|\gamma_{12}| = 1$ , da  $x$  im Integral der Kreuzkorrelationsfunktion nur die Bedeutung

eines konstanten Vorfaktors hat, der durch die Normierung in  $|\gamma|$  entfällt. Die Visibility wird somit zu

$$V_{\text{Bsp}} = \frac{2\sqrt{x}}{x+1}. \quad (3.23)$$

Abbildung 3.4 zeigt eine Berechnung von  $V_{\text{Bsp}}$  in Abhängigkeit von  $x$ . Man sieht, dass selbst in diesem vereinfachten Beispiel der Kontrast der Interferenzstruktur erst bei sehr hohen Intensitätsunterschieden bedeutend beeinflusst wird. Im Experiment werden die überlagerten Strahlen keinen konstanten Intensitätsunterschied haben. Vielmehr ist mit einem Rauschen der Intensität von Puls zu Puls zu rechnen. Als geeigneter Ansatz dazu, wird angenommen, dass die Amplitude des elektrischen Feldes des  $j$ -ten Pulses um einen für alle Pulse konstanten Mittelwert  $\bar{E}$  mit einer normierten Abweichung von  $\Delta E_j$  schwankt. Man erhält damit für das elektrische Feld einer Frequenzkomponente  $\omega$ :

$$\begin{aligned} E_j(t) &= (1 + \Delta E_j) \bar{E} e^{i\omega t} \\ &= \sqrt{(1 + \Delta \hat{I}_j)} \bar{E} e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

wobei  $\Delta \hat{I}_j$  die normierte Intensitätsschwankung des  $j$ -ten Pulses ist.

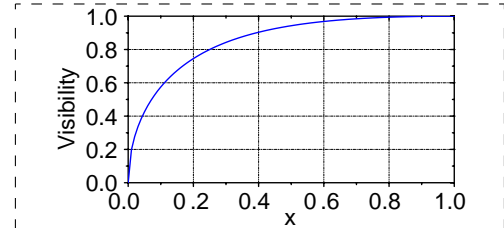
Wie wir schon in den vorangegangenen Betrachtungen gesehen haben, wird das Messergebnis aus einer Mittelung über sehr viele Pulse bestehen. Zur Berechnung des Einflusses einer solchen Intensitätsschwankung auf die Visibility analog zum Beispiel in Abbildung 3.4 müssen die Intensitäten der beiden überlagerten Strahlen aus einer Mittelung, welche mit der Verteilungsfunktion  $p_\sigma(\Delta \hat{I}_j)$  der Intensitätsschwankung zu wichten ist, bestimmt werden [Pri04]. Abbildung 3.5 zeigt eine numerische Lösung dieses Problems für eine GAUSS-verteilte Intensitätsschwankung

$$p_\sigma^{\text{gauss}}(\Delta \hat{I}_j) = e^{\frac{-\hat{I}_j^2}{2\sigma^2}} \quad (3.25)$$

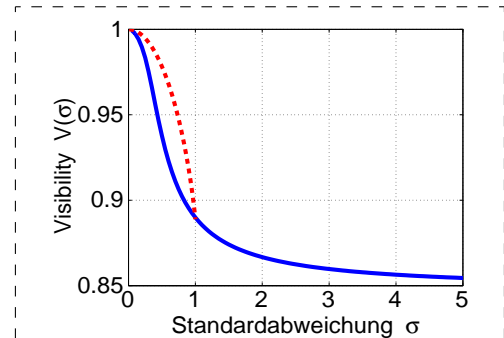
sowie eine kastenförmig verteilte Intensitätsschwankung

$$p_\sigma^{\text{rect}}(\Delta \hat{I}_j) = \begin{cases} 1 & ; \Delta \hat{I}_j \leq \sigma \\ 0 & ; \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.26)$$

Es ist also abschließend festzuhalten, dass sich selbst extrem große Amplitudenschwankungen nur im Bereich von bis zu 10% auf die Degradation des Interferenzkontrastes auswirken. Damit ist die Visibility in erster Näherung ein gutes Maß für das Phasenrauschen.



**Abbildung 3.4:** Berechnung der Abnahme der Visibility unter Annahme einer festen Phasenbeziehung für zwei unterschiedlich intensive Strahlen in einem kollinearen Zweistrahl-Interferenzexperiment.  $I_2 = xI_1$ .



**Abbildung 3.5:** Durch Amplitudenrauschen verursachter Abfall der Visibility. Der blauen Kurve liegt eine GAUSS-Verteilung, der rotgestrichelten eine Rect-Verteilung der Breite  $2\sigma$  zugrunde.

**Zusammenhang zwischen Visibility und Phasenrauschen** An dieser Stelle soll noch gezeigt werden, wie aus der Visibility der Interferenzstruktur ein konkreter Wert für das Phasenrauschen des Weißlichtkontinuums abgeleitet werden kann (vgl. [Pri04]). Dazu werden zunächst die Effekte rechnerisch eliminiert, die zur Verringerung der Visibility führen und nicht mit dem direkten Phasenrauschen aus der Kontinuums-Erzeugung verbunden sind. Zum einen ist hier der oben beschriebene Kontrastverlust durch das Amplitudenrauschen zu nennen, zum anderen ist die Visibility auch durch den Meßaufbau selbst limitiert. Die nur durch das Phasenrauschen limitierte Visibility  $V_\varphi(\lambda)$  ergibt sich damit durch

$$V_\varphi(\lambda) = \frac{V_{\text{gemessen}}(\lambda)}{V(\sigma(\lambda)) \cdot V_{\text{Ti:Sa}}}. \quad (3.27)$$

Der benötigte Wert für  $V(\sigma(\lambda))$  kann aus der Abbildung 3.5 und den zu den anderen verwendeten Pumpwellenlängen gehörenden Abbildungen abgelesen werden.

Um aus  $V_\varphi(\lambda)$  wiederum ein Maß für das Phasenrauschen  $\sigma_\varphi$  zu ermitteln, kann ein ähnlicher Weg wie bei der Ermittlung des Einflusses von reinem Amplitudenrauschen beschrieben werden. Wird nun für das elektrische Feld eine rauschfreie Amplitude angenommen, aber eine Phasenschwankung  $\Delta\phi$  zugelassen, so kann man die Felder zweier aufeinander folgender Pulse mit einer Frequenz  $\omega$  wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned} E_1(t) &= A e^{i(\omega t + \Delta\phi_1)} \\ E_2(t) &= A e^{i(\omega t + \Delta\phi_2)} \end{aligned} \quad (3.28)$$

$\Delta\phi$  bezeichnet die  $p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi)$ -verteilten Phasenschwankungen von einem Puls zum folgenden. Der Mittelwert der Spitzenleistungen eines Pulses ist durch  $\langle \hat{P} \rangle = \langle |E_i(t)|^2 \rangle = |A|^2$  gegeben, wodurch sich die Visibility wie folgt aufstellen lässt:

$$\begin{aligned} \hat{V}_\varphi &= \frac{\langle |E_1(t) + E_2(t + \tau)|^2 \rangle}{2|A|^2} - 1 \\ &= \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi_1) p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi_2) |1 + e^{i(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 - \Delta\phi_c - \omega\tau)}|^2 d\Delta\phi_1 d\Delta\phi_2}{2 \left( \int_{-\infty}^{\infty} p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi) d\Delta\phi \right)^2} - 1 \\ &= \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi_1) p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi_2) \cos(\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 - \Delta\phi_c - \omega\tau) d\Delta\phi_1 d\Delta\phi_2}{\left( \int_{-\infty}^{\infty} p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi) d\Delta\phi \right)^2}. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Wird für  $p_{\sigma_\varphi}(\Delta\phi)$  wieder eine GAUSS-Verteilung nach Gleichung 3.25 angenommen, so läßt sich die Visibility analytisch zu

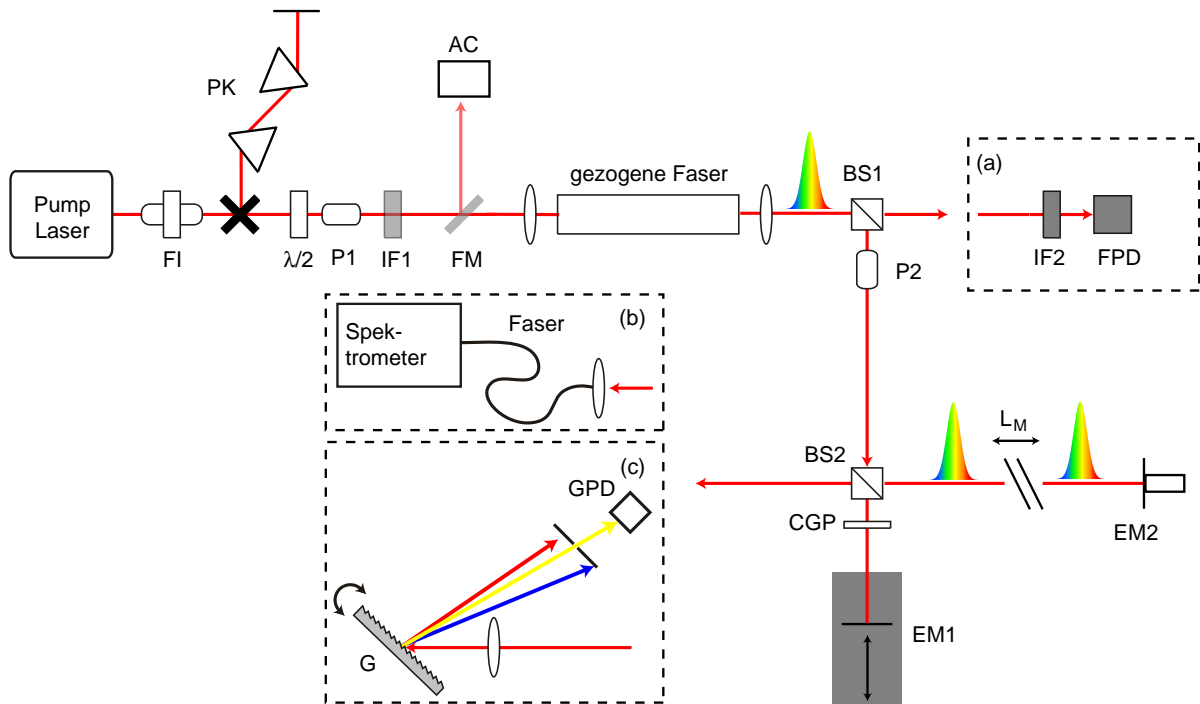
$$\hat{V}_\varphi = e^{-\sigma_\varphi^2} \cos(\omega\tau) \quad (3.30)$$

berechnen. Es ergibt sich für die Visibility  $V_\varphi$ , die nur noch von  $\sigma_\varphi$  abhängig ist,

$$V_\varphi(\sigma_\varphi) = e^{-\sigma_\varphi^2}. \quad (3.31)$$

Ist  $V_\varphi$  nach Gleichung 3.27 bestimmt worden, so erhält man durch Auflösung dieser Gleichung nach  $\sigma_\varphi$  einen Term zur Berechnung des Phasenrauschens aus der gemessenen Visibility:

$$\sigma_\varphi(\lambda) = \sqrt{\ln\left(\frac{1}{V_\varphi(\lambda)}\right)}. \quad (3.32)$$



**Abbildung 3.6:** Experimenteller Aufbau. Die Weißlichtpulse werden in einer gezogenen Glasfaser erzeugt und dann in ein asymmetrisches MICHELSON-Interferometer eingekoppelt. a) Messung des Amplitudenrauschens. b) Auslese des spektralen Interferogramms mittels eines fasergekoppelten Spektrometers. c) Auslese des zeitlichen Interferogramms für einzelne spektrale Komponenten mit Hilfe einer Germanium-Photodiode (GPD). Die Bezeichnungen der optischen Elemente sind im Text erklärt.

Da sowohl  $\ln x$  als auch  $\sqrt{x}$  streng monotone Funktionen sind, werden die Tendenzen, welche die Visibility zeigt, auch für das Phasenrauschen gelten. Da die Visibility die anschaulich übersichtlichere Größe ist, wird bei der Darstellung der Messergebnisse im Folgenden stets die Visibility diskutiert.

### 3.2 Experimenteller Aufbau

Wir haben gesehen, wie über die Größe der Visibility, welche direkt aus dem gemessenen Kontrast des Interferenzmusters hervorgeht, auf das Puls-zu-Puls-Phasenrauschen geschlossen werden kann. Dazu muss ein Interferogramm aufgenommen werden, welches aus der Überlagerung von zwei aufeinander folgenden Pulsen entsteht. Der einfachste dazu geeignete Aufbau ist ein asymmetrisches MICHELSON-Interferometer. Asymmetrisch deswegen, weil ein Arm um genau den Abstand  $L_M$  zweier Pulse länger ist als der andere. Dabei bestimmt sich  $L_M$  über

$$L_M = \frac{n_{\text{air}} c}{v_{\text{rep}}} \quad (3.33)$$

aus der Repetitionsrate  $v_{\text{rep}}$  des verwendeten Pumplasers, wobei  $n_{\text{air}}$  der Brechungsindex der Luft und  $c$  die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit ist. Da die Interferometerarme jeweils zwei mal durchlaufen werden, ergibt sich der Armlängenunterschied zu  $1/2 \cdot L_M$ . Im Experiment wurden zwei verschiedene Laser verwendet. Im Bereich der fs-Experimente kam der bereits in den in Kapitel 2 dargestellten Messungen verwendete Ti:Saphir-Laser zum Einsatz. Bei einer Repetitionsrate von ungefähr 80 MHz ergibt sich ein



Längenunterschied der Interferometerarme von ca. 1,88 m. Für die ps-Experimente wurde ein diodengepumpter Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser [HHS<sup>+</sup>03] verwendet. Dieser Laser stellt Pulse mit einer Repetitionsrate von ca. 120 MHz und einer Pulslänge von 8 ps bei einer Zentralwellenlänge von 1064 nm zur Verfügung. Im Fall der ps-Experimente müssen sich die Armlängen also um ungefähr 1,25 m unterscheiden. Abbildung 3.6 zeigt eine Skizze des verwendeten experimentellen Aufbaus. Die Pumppulse durchlaufen vor dem Eintritt in die Glasfaser eine Prismenstrecke um den zeitlichen *Chirp*, welcher durch den FARADAY-Isolator (**FI**) [WDMT92] hervorgerufen wird, wieder zu kompensieren. Der FARADAY-Isolator ist notwendig, um Rückreflexe in den Pumplaser zu verhindern. Eine Kombination aus einem drehbaren  $\lambda/2$ -Plättchen und einem Polarisator (**P1**) dient zur variablen Einstellung der Eingangsleistung. Dabei ist der Polarisator so eingestellt, dass die Polarisation der Eingangspulse immer horizontal zur Tischebene ist. Zur Bestimmung der Eingangspulslänge können die Pulse über einen Klappspiegel (**FM**) in einen Autokorrelator<sup>4</sup> (**AC**) geleitet werden. Um Pulse mit einer Länge im Bereich von 400 fs zu erhalten, werden die fs-Pumppulse mittels eines schmalbandigen Interferenzfilters (**IF1**) spektral beschnitten.

In den Experimenten wurden gezogene Fasern mit unterschiedlichen Taillendicken und Taillenlängen verwendet. Um vor allem für Experimente mit längeren Eingangspulsen die nichtlineare Interaktionslänge zu vergrößern, wurden sogenannte Mehrfach taper verwendet [TTG<sup>+</sup>05]. Es handelt sich hierbei um mehrere gezogenen Fasern mit relativen kurzen Ein- bzw. Auskoppelstücken, die durch ein Spleiß-Verfahren miteinander verbunden werden [Tei06].

Nach der Auskopplung aus der gezogenen Faser wird das Weißlicht durch einen Strahlteilerwürfel (**BS1**) im Verhältnis 50:50 aufgeteilt. Der erste Teilstrahl wird im Ausleseteil (a) zur Bestimmung des Amplitudenrauschens verwendet. Das verbleibende Licht wird durch einen zweiten Strahlteiler (**BS2**) wieder im Verhältnis 50:50 aufgeteilt. Ein Polarisator (**P2**) polarisiert das Licht linear, da die Polarisation der Eingangspulse im Allgemeinen bei der Propagation durch die gezogenen Faser verloren geht. Eventuell auftretendes Polarisationsrauschen von Puls zu Puls wird damit in Amplitudenrauschen umgewandelt. Ein Teilstrahl durchläuft den kurzen Arm des Interferometers, dessen Endspiegel (**EM1**) auf einem motorisierten Schlitten angebracht ist. So kann die Armlänge auf 1  $\mu\text{m}$  genau eingestellt werden. Der zweite Teilstrahl durchläuft einen um  $L_M$  längeren Arm. Mit Hilfe eines auf einen Piezokristall montierten Endspiegels (**EM2**) ist es möglich, diese Armlänge in Abhängigkeit einer angelegten Spannung sehr genau zu variieren. Das Interferometer wird so justiert, dass die Strahlen genau in sich zurück fallen und somit im Strahlteilerwürfel wieder kollinear überlagert werden. Zur Kompensation der Dispersion des Luftwegs des langen Armes wird in den kurzen Arm ein dünnes Glasplättchen (**CGP**) eingebracht. Zur Auslese des Kontrastes des Interferogramms werden zwei komplementäre Methoden verwendet. Die eine (Abschnitt (c)) arbeitet im Zeitbereich, das heißt es wird  $V(\tau)$  bestimmt. Die andere Methode (Abschnitt (b)) arbeitet direkt im Frequenzbereich. Über die Messung der spektralen Intensität wird die spektrale Visibility  $V(\omega)$  ermittelt.

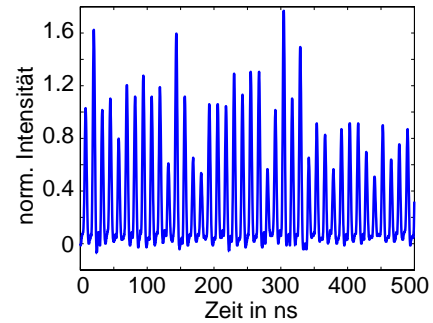
**(a) Bestimmung des Amplitudenrauschens** Mit Hilfe eines schmalbandigen Interferenzfilters (**IF2**) wird der Wellenlängenbereich, für den das Amplitudenrauschen bestimmt werden soll, aus dem Weißlicht herausgefiltert. Dann wird eine zeitliche Abfolge von ungefähr 40 Pulsen durch das an eine schnelle Photodiode (**FPD**) angeschlossene Oszilloskop aufgenommen (vgl. Abbildung 3.7). Aus dieser zeitlichen Pulsabfolge wurde das Amplitudenrauschen ermittelt. Zunächst wurde die Pulsfolge normiert, indem der Mittelwert der Leistungsminima subtrahiert und anschließend durch den Mittelwert der Leistungsmaxima dividiert wurde.

<sup>4</sup>Kompakter Autokorrelator *Micro* der Firma Angewandte Physik & Elektronik GmbH (APE).

Als Amplitudenrauschen  $\sigma_{\text{amp}}$  wird nun die Standardabweichung der Pulsmaxima definiert:

$$\sigma_{\text{amp}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2}, \quad (3.34)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Leistungsmaxima  $I_i$ , und  $\bar{I}$  ihren Mittelwert bezeichnet. Da die Spitzenleistung eines Pulses proportional zur Anzahl der Photonen ist, folgen beide derselben Photonenstatistik. Für kohärentes Laserlicht kann eine POISSON-Verteilung angenommen werden. Für sehr hohe Photonenzahlen, wie sie in den verwendeten Laserpulsen vorherrschen, kann diese Verteilung mit einer GAUSS-Verteilung angenähert werden.



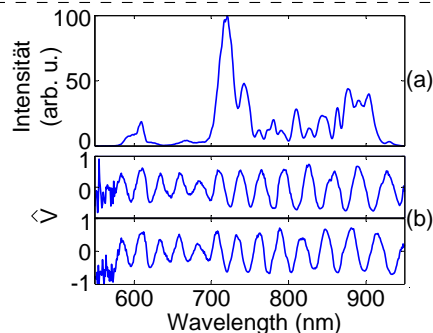
**Abbildung 3.7:** Zeitliche Abfolge von gefilterten Weißlichtpulsen. Hier wurde bei einer Pumpwellenlänge von  $\lambda_p = 850$  nm und einer Eingangsleistung von  $P_{\text{in}} = 485$  mW ein Interferenzfilter mit einer Zentralwellenlänge von  $\lambda_F = 600$  nm und einer Bandbreite von  $\Delta = 40$  nm verwendet. Dargestellt sind die normierten Daten.

**(b) Auslese in der Frequenzdomäne** Die beiden kollinear überlagerten Strahlen werden durch genaue Einstellung der Verzögerungsstrecke zum optimalen zeitlichen Überlapp gebracht. Dann wird mit Hilfe eines Spektrometers das Spektrum aufgezeichnet. Zur Berechnung der Visibility ist ein Referenzspektrum  $S_R = S_1(\lambda) + S_2(\lambda)$  nötig. Dieses kann aufgenommen werden, wenn die Verzögerungsstrecke so eingestellt ist, dass die Pulse aus den beiden Interferometerarmen zeitlich nicht überlappen und damit der Interferenzterm gleich null ist. Aus den Gleichungen 3.17 und 3.19 erhält man:

$$\hat{V}(\lambda) = V(\lambda) \cos \phi_{12} = \frac{S(\lambda)}{S_R(\lambda)} - 1. \quad (3.35)$$

Die Visibility kann also direkt als Amplitude der Cosinus-Oszillationen, d. h. aus den spektralen Interferenzerscheinungen abgelesen werden.

Um aus den gemessenen Rohdaten die endgültigen Werte zu erhalten, werden in kurzen Abständen mehrere Spektren ausgelesen. Abbildung 3.8 zeigt beispielhaft zwei kurz hintereinander aufgezeichnete Diagramme für  $\hat{V}$ . Durch leichte Fluktuationen im Messaufbau, erscheinen die Maxima der Cosinus-Schwingungen, welche den Kontrast der Interferenzstruktur bei der jeweiligen Wellenlänge anzeigen, bei jeder einzelnen Messung leicht verschoben. Werden mehrere solcher Einzelbilder ausgewertet, so kann die spektrale Auflösung der Messung deutlich erhöht werden.



**Abbildung 3.8:** (a) Typisches Weißlichtspektrum für 148 fs Pumppulse. (b) Zu zwei leicht verschobenen Zeitpunkten aufgenommenes  $\hat{V}$ .

**(c) Auslese in der Zeitdomäne** Die beiden kollinear überlagerten Strahlen, werden mit Hilfe einer Linse auf eine Lochblende<sup>5</sup> fokussiert. Ein in den Strahlengang eingebrachtes Gitter<sup>6</sup> ( $G$ ) spaltet die

<sup>5</sup>Die hier verwendete Blende hatte ein Loch mit einem Radius von 800  $\mu\text{m}$ .

<sup>6</sup>1200 Striche/mm

Strahlen in ihre spektralen Anteile auf, so dass in Abhängigkeit des Gitter-Drehwinkels verschiedene spektrale Komponenten auf das *Pinhole* treffen. Hinter der Lochblende wird eine Wellenlängenauflösung von ca. 15 nm erreicht. Zur Bestimmung der Visibility wird an den Piezokristall, auf den der Endspiegel des langen Armes montiert ist, eine zeitlich linear ansteigende Spannung angelegt. In Abhängigkeit dieser Spannung wird die Intensität hinter der Lochblende mit einer Photodiode ausgelesen. Um eine ausreichende Empfindlichkeit des Detektors auch im infraroten Wellenlängenbereich zu gewährleisten, wird eine Germanium-Photodiode verwendet. Es ergibt sich ein zwischen  $I^{\min}$  und  $I^{\max}$  oszillierendes Signal. Daraus ist über Gleichung 3.12 die direkte Bestimmung der Visibility möglich.

### 3.3 Amplitudenrauschen

Abbildung 3.10 zeigt die aufgenommenen Werte des Amplitudenrauschens. Genutzt wurden hier

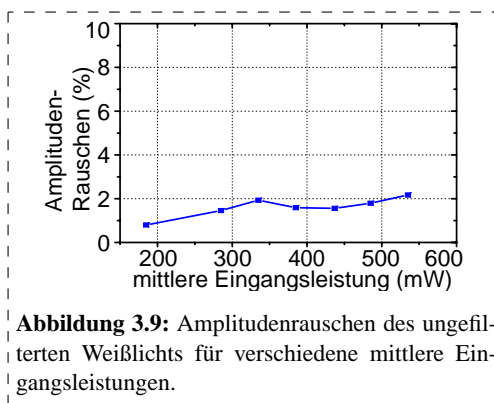


Abbildung 3.9: Amplitudenrauschen des ungefilterten Weißlichts für verschiedene mittlere Eingangsleistungen.

Interferenzfilter mit einer spektralen Breite von 40 nm. Konnte für eine Wellenlängenkomponente kein Signal mehr aus dem Untergrundrauschen der Photodiode herausgelesen werden, wurde ein Amplitudenrauschen von  $\sigma = 1$  angenommen. Ist die Eingangsleistung zu niedrig zur Weißlichterzeugung, so verlässt der Eingangspuls die Faser spektral nahezu unverändert. Insbesondere sein Amplitudenrauschen ist erwartungsgemäß sehr niedrig ( $\sigma < 3\%$ ) im Wellenlängenbereich um die Pumpwellenlänge. Hat die spektrale Verbreiterung bei einer mittleren Eingangsleistung von ungefähr 300 mW im fs-Experiment

bzw. 1,5 W im ps-Experiment deutlich eingesetzt, so lässt sich ein nahezu leistungsunabhängiges Amplitudenrauschen von 20 % bis 40 % feststellen. Im fs-Experiment wurde ein vergleichbares Ergebnis auch für die Pumpwellenlängen von 798 nm und 850 nm festgestellt. Im letzteren Fall lag das durchschnittliche Amplitudenrauschen bei 40%. Im ps-Experiment bleibt ein großer Anteil des Pumplichtes

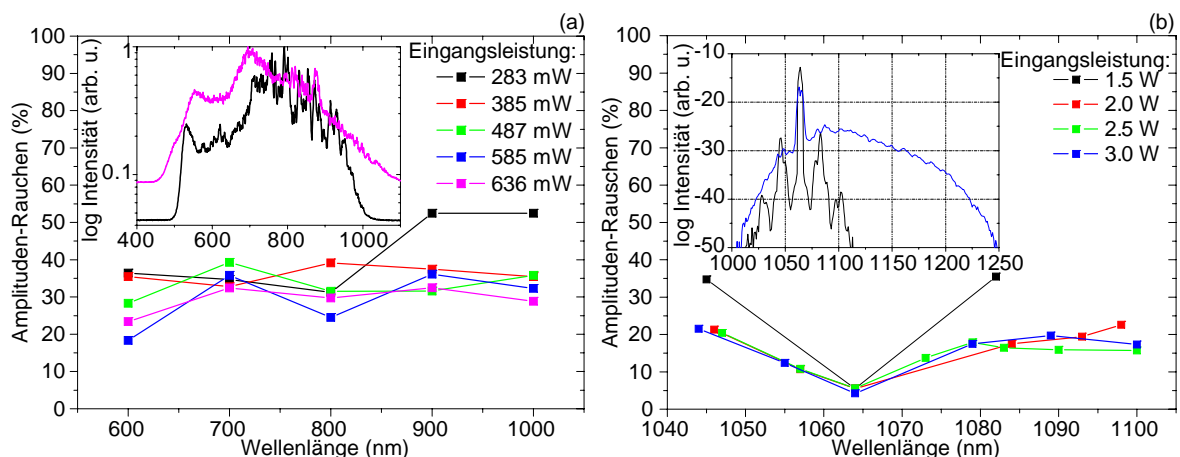


Abbildung 3.10: Amplitudenrauschen für (a) fs-Pumppulse und (b) ps-Pumppulse für verschiedene mittlere Eingangsleistungen. Die Insetts zeigen die zugehörigen Spektren mit einer logarithmischen Intensitätsskala.

unkonvertiert erhalten. Daher sinkt in diesem Fall das Amplitudenrauschen bei der Pumpwellenlänge auf einen sehr niedrigen Wert ab, wie wir ihn auch schon für das gänzlich unkonvertierte Licht bei geringer Eingangsleistung erhalten haben. Abbildung 3.9 zeigt das Amplitudenrauschen für das ungefilterte Weißlicht im fs-Experiment. Für alle Eingangsleistungen bleibt der Wert unter 3%. Wir sehen also, dass nicht die Amplitude des Weißlichtes schwankt, sondern vielmehr die Energieverteilung zwischen den einzelnen spektralen Komponenten von Puls zu Puls fluktuiert.

Im Rahmen der vorausgehend dargestellten Überlegungen zum Einfluss des Amplitudenrauschens auf den Kontrast der Interferenzstruktur, kann man mit den gemessenen Werten eine obere Grenze für den Abfall der Visibility von ca. 5% auf das Amplitudenrauschen zurückführen. Dabei ist anzumerken, dass dieser Wert im Rahmen der Annahme eines sinnvollen Fehlers für die Bestimmung der Visibility aus dem Kontrast des Interferenzmusters liegt.

### 3.4 Puls-zu-Puls Phasenstabilität

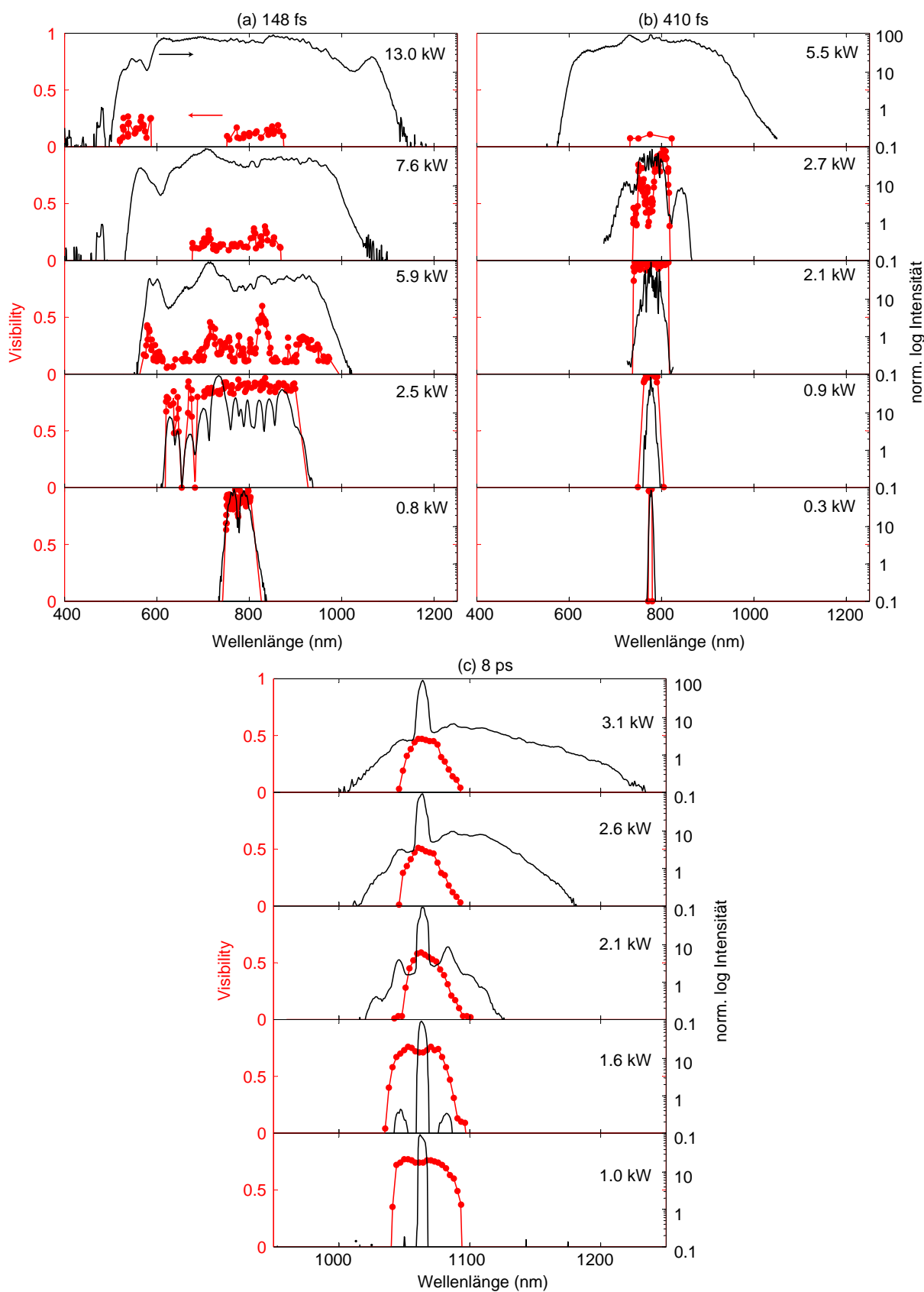
Abbildung 3.11 zeigt die experimentellen Resultate für das frequenz aufgelöste Phasenrauschen unterschiedlicher Eingangspulslängen (148 fs, 410 fs und 8 ps). Die Visibility ist jeweils für verschiedene Spitzenintensitäten der Eingangspulse dargestellt. Es zeigt sich, dass bis zu einer Spitzenintensität von 6 kW das Pumpen mit den kürzesten Pulsen (148 fs) zu einer allgemein sehr stabilen spektralen Phase<sup>7</sup> führt. Bei weiterer Erhöhung der Eingangsleistung und somit weiterer Vergrößerung der Bandbreite des Ausgangsspektrums, bricht die Phasenstabilität stark ein, bis im Interferogramm nur noch in der direkten Umgebung der Pumpwellenlänge Kontrast vorhanden ist. Im Gegensatz dazu, zeigen die Messergebnisse für Pulslängen von 410 fs bzw. 8 ps ein völlig anderes Verhalten. Eine stabile Phasenbeziehung von aufeinander folgenden Pulsen kann lediglich in der direkten spektralen Umgebung der Pumpwellenlänge beobachtet werden. Obwohl das Spektrum eine deutliche Verbreiterung erfährt, ist fast kein Interferenzkontrast in den neu entstandenen Komponenten nachzuweisen.

Wie schon in Kapitel 1 und Kapitel 2 erläutert, zeigen viele experimentelle wie theoretische Arbeiten, dass die Prozesse, welche die Erzeugung des Weißlichtkontinuums einleiten, stark von der Länge des Eingangspulses abhängen. Im Falle sehr kurzer Pulse im Bereich von Femtosekunden spielt die spektrale Verbreiterung durch die SPM am Anfang der Entstehungsdynamik des Kontinuums eine entscheidende Rolle. Die weitere spektrale Verbreiterung wird dann vorwiegend durch die Bildung und Aufspaltung von Solitonen höherer Ordnung bzw. deren RAMAN-SSFS bestimmt. Im Unterschied dazu ist der Einfluss des nichtlinearen Prozesses der SPM und damit auch der Solitonen aufspaltung bei der Verwendung von ps-Pumpimpulsen aufgrund der deutlich reduzierten Spitzenintensität stark unterdrückt. Der Prozess der kaskadierten RAMAN-Streuung übernimmt im ps-Regime die entscheidende Rolle bei der Entstehung der Superkontinua. Da die Ursache für das Auftreten von Phasenrauschen und damit abnehmendem Interferenzkontrast direkt mit den vorherrschenden Prozessen gekoppelt sein müssen, werden im Folgenden die experimentellen Situationen verschiedener Pulslängen im Bezug auf die möglichen Quellen von Phasenrauschen einzeln diskutiert.

#### 3.4.1 ps-Experimente

Bei der RAMAN-Streuung werden die Photonen inelastisch an den Phononen des Fasermaterials gestreut. Die Phononen können sowohl Energie absorbieren als auch emittieren und damit die Erzeugung von Komponenten bei der STOKES- bzw. ANTI-STOKES-Wellenlänge erlauben. Wenn

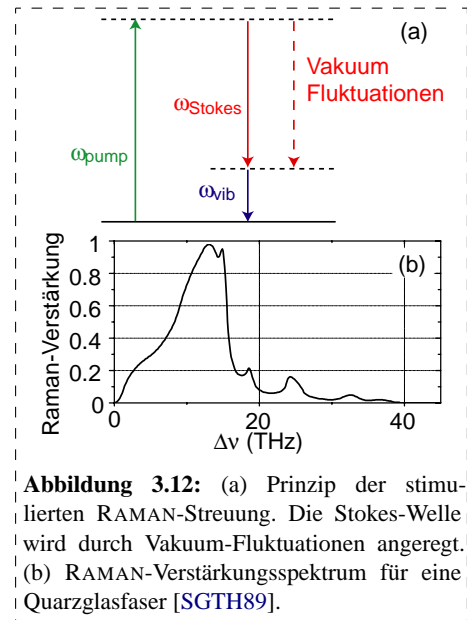
<sup>7</sup>Das Integral der Visibility über alle Frequenzkomponenten wird im Folgenden als allgemeine Phasenstabilität bezeichnet.



**Abbildung 3.11:** Experimentelle Ergebnisse für die Visibility  $V_\varphi = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$  (rot, linke Skala) welche nur das Phasenrauschen berücksichtigt für verschiedene Eingangsspitzenleistungen und Pulslängen ((a) 148 fs, (b) 410 fs, (c) 8 ps). Zusätzlich sind die zugehörigen Weißlichtspektren in schwarz (rechte Skala) mit dargestellt. Die spektrale Auflösung der Visibility beträgt ca. 15 nm.

eingangs kein Photon bei der STOKES- bzw. AntiSTOKES-Wellenlänge vorhanden ist, wird die stimulierte RAMAN-Streuung (SRS) durch Vakuumfluktuationen angeregt (vgl. Abbildung 3.12a).

Abbildung 3.12b zeigt das RAMAN-Verstärkungsspektrum für eine Quarzglasfaser. Das Maximum der Verstärkung befindet sich bei ca. 13 THz. Die verwendeten ps-Pummpulse haben eine Frequenzbandbreite im Bereich von 0.1 THz. Zusätzlich sind bei ps-Eingangspulsen die Spitzenintensitäten zu klein für eine signifikante Verbreiterung des Spektrums durch SPM-Seitenbänder. Damit stehen eingangs keine direkten Photonen aus dem Pumpuls zur Verfügung, welche mit dem Raman-Verstärkungsspektrum so überlappen, dass eine effiziente Stimulation der SRS stattfinden kann. Der RAMAN-Prozess kann ausschließlich durch Vakuumfluktuationen stimuliert werden. Vakuumfluktuationen haben natürlicherweise zufällig verteilte Phasen. Aus diesem Grund ist auch keine stabile Phasenbeziehung bei den ps-Weißlichtkontinua zu erwarten. Die experimentellen Ergebnisse zeigen auch in Tat nur Interferenzkontrast in der direkten Umgebung der Pumpwellenlänge. Da die Eingangspumppulse eine sehr hohe Phasenstabilität aufweisen, und sie nicht vollständig in das Kontinuum umgewandelt werden, ist dies auch zu erwarten.



**Abbildung 3.12:** (a) Prinzip der stimulierten RAMAN-Streuung. Die Stokes-Welle wird durch Vakuum-Fluktuationen angeregt. (b) RAMAN-Verstärkungsspektrum für eine Quarzglasfaser [SGTH89].

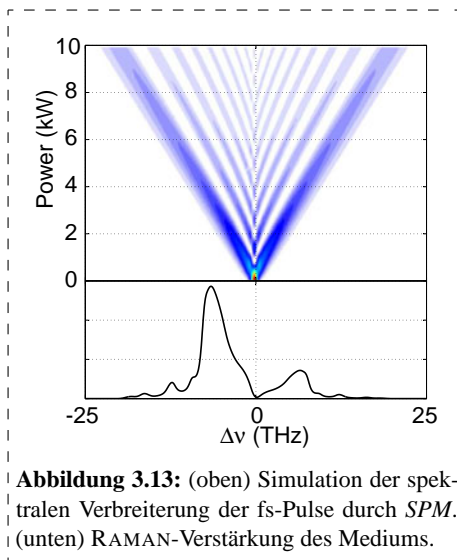
### 3.4.2 fs-Experimente

Im Fall der fs-Experimente zeigt sich ein komplexeres Verhalten der allgemeinen Phasenstabilität. Bei niedrigen Eingangsleistungen ergibt sich ein hoher Stabilitätsgrad für alle spektralen Komponenten, der dann bei hohen Eingangsleistungen stark abnimmt.

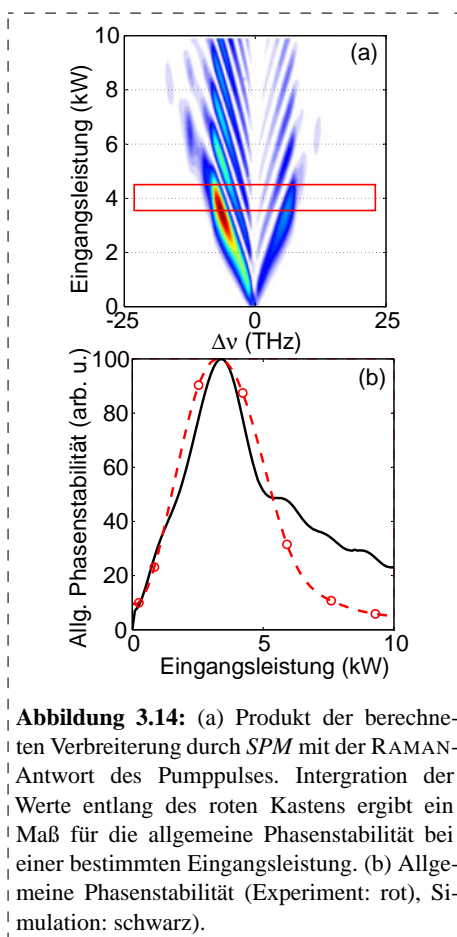
Zur detaillierten und vollständigen Beschreibung dieses Phänomens ist es notwendig, den Einfluss aller für die SC-Dynamik wichtigen Prozesse auf ihr Verhalten bezüglich der Verstärkung von Rauscheffekten zu untersuchen. Bevor dies anhand der Lösungen der verdrauschten nichtlinearen Propagationsgleichung diskutiert wird, soll ein heuristisches Modell verwendet werden, das mit der Betrachtung sehr weniger nichtlinearer Prozesse auskommt. Damit lässt sich das übergeordnete Verhalten der allgemeinen Phasenstabilität für verschiedene Eingangsleistungen veranschaulichen. Dieses Modell lehnt sich an die Ausführungen zur Entstehung des Phasenrauschens im ps-Regime an und ist insbesondere für kleine Eingangsleistungen bzw. kleine spektrale Verbreiterung gültig.

**Heuristisches Modell** Im Gegensatz zu den Experimenten im ps-Regime spielt im fs-Regime zu Beginn der Entstehungsdynamik die SPM eine entscheidende Rolle. Zunächst bilden sich spektrale Seitenbänder um die Frequenz des Pumpulses aus. Aufgrund der rein kohärenten Natur der SPM (vgl. Abschnitt 1.2.1) haben alle Photonen in diesen Seitenbändern eine feste stabile Phasenbeziehung zu den Pumpphotonen. Wie wir bereits aus Kapitel 1 bzw. 2 wissen, bildet sich bei der Propagation im fs-Regime der gebundene Zustand eines Solitons höherer Ordnung aus. Dieses Soliton wird dann durch den RAMAN-Effekt beeinflusst (SSFS). Anders als im ps-Pumpregime sind aber durch die SPM-Frequenzseitenbänder bereits Photonen innerhalb des RAMAN-Verstärkungsspektrums vorhanden





**Abbildung 3.13:** (oben) Simulation der spektralen Verbreiterung der fs-Pulse durch SPM, (unten) RAMAN-Verstärkung des Mediums.



**Abbildung 3.14:** (a) Produkt der berechneten Verbreiterung durch SPM mit der RAMAN-Antwort des Pumpulses. Intergration der Werte entlang des roten Kastens ergibt ein Maß für die allgemeine Phasenstabilität bei einer bestimmten Eingangsleistung. (b) Allgemeine Phasenstabilität (Experiment: rot), Simulation: schwarz).

(vgl. Abbildung 3.13). Diese Photonen haben, wie bereits erwähnt, eine feste Phasenbeziehung zu den Pumpphotonen und können den RAMAN-Effekt damit phasenstabil stimulieren. Mit Hilfe dieses einfachen anschaulichen Modells für die Prozesse zu Beginn der SC-Dynamik kann ein quantitatives Maß für die allgemeine Phasenstabilität berechnet werden, welche das übergeordnete Verhalten der experimentellen Ergebnisse widerspiegelt. Dazu wird die berechnete spektrale Verbreiterung durch SPM (vgl. Abbildung 3.13) oben gezeigte) mit der RAMAN-Antwort des Systems multipliziert. Die RAMAN-Antwort erhält man aus einer Kreuzkorrelation des Pumpimpulses mit der RAMAN-Verstärkung (vgl. Abb. 3.13 unten). Abbildung 3.14a zeigt das Resultat. Die Werte werden dann entlang der Linie für eine bestimmte Eingangsleistung aufintegriert (veranschaulicht durch den horizontalen Kasten in der Abbildung) und ergeben ein

Maß für die allgemeine Phasenstabilität. Dieser Wert wird in Abbildung 3.14b mit den Werten verglichen, die man durch Aufintegration der experimentellen Resultate über das gesamte Spektrum erhält (vgl. Abb. 3.14b rote Kringle). Eingangsleistung steigt die allgemeine Phasenstabilität mit breiter werdendem Spektrum wie erwartet an. Dann fällt sie nach dem Erreichen eines Maximums wieder ab.

Viele Autoren haben auch im Bereich der fs-Pumpimpulse den Prozess des Vier-Wellen Mischens als wichtigen Prozess für die Vorbereitung des Spektrums ausgemacht [CCL<sup>+</sup>02]. Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass das FWM genau wie die SPM ein vollständig phasenerhaltender Prozess ist und daher die Phaseneigenschaften der spektralen Komponenten nicht beeinflussen wird.

Das vorgestellte Modell ist ein sehr vereinfachter Ansatz und erklärt lediglich ein übergeordnetes Verhalten des SC im Bezug auf Phasenrauschen. Die vollständige Beschreibung der Entwicklung der Phasenstabilität einzelner spektraler Komponenten ist wegen der Komplexität der Wechselwirkungen vieler nichtlinearer Phänomene in der gezogenen Glasfaser nur durch exakte numerische Simulationen der SC-Dynamik möglich. Um ein tieferes Verständnis der fs-Ergebnisse im Bezug auf das Rauschverhalten der Weißlichtkontinua zu erhalten, wurde in Zusammenarbeit mit A. Husakou<sup>8</sup> eine numerische Analyse der experimentellen Situation mittels einer Simulation der spektralen und zeitlichen sowie der Rauscheigenschaften der Pulspropagation durch die gezogenen Fasern durchgeführt. Diese soll im Folgenden erläutert werden.

<sup>8</sup>Max-Born-Institut für nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie, Berlin



**Numerisches Modell und Simulationsresultate** Wie wir schon in Kapitel 1.2 detailliert gesehen haben, wird die nichtlineare Propagation durch Effekte der Kerr-Nichtlinearität sowie der RAMAN-Streuung, der Dispersion inklusive Terme höherer Ordnung sowie nicht-linearer Effekte höherer Ordnung wie dem *self-steepening* mittels der NLSE (Gleichung 1.22) beschrieben.

Im Regime hoher Photonenzahlen können die Quantenfluktuationen der elektrischen Felder durch die Wigner Quasi-Wahrscheinlichkeitsdarstellung (vgl. [DC01] und weiter darin erwähnte Referenzen) beschrieben werden, wobei die Entwicklungsgleichungen für die Operatoren des quantisierten Feldes auf stochastische partielle Differentialgleichungen abgebildet werden. Diese Gleichungen haben bis auf einen zusätzlichen Rauschterm die gleiche Form wie die klassischen nichtlinearen Entwicklungsgleichungen. In der im folgenden verwendeten Beschreibung werden die *forward* MAXWELL-Gleichungen als klassische Entwicklungsgleichungen verwendet. Alle oben erwähnten linearen und nichtlinearen Effekte sind damit Bestandteil der Rechnungen. Im Gegensatz zu dem im Kapitel 2 für die numerischen Simulationen verwendeten Modell ist die hier eingesetzte Propagationsgleichung

$$\frac{\partial E}{\partial z}(z, \omega) = i\left(\beta(\omega) - \frac{\omega n_g}{c}\right)E(z, \omega) + \frac{i\omega^2 \mu_0}{2\beta(\omega)} \hat{P}_{\text{NL}}(z, \omega). \quad (3.36)$$

unabhängig von der Näherung der langsam variierenden Einhüllenden.  $E(z, \omega)$  steht für die elektrische Feldstärke, welche die Entwicklung der Pulse während der Propagation entlang der x-Achse charakterisiert. Die transversale Verteilung des Feldes ist durch die räumliche Struktur der fundamentalen Mode bestimmt. Dieser erfüllt die zugehörige HELMHOLZ-Eigenwertgleichung mit der Wellenzahl  $\beta(\omega)$ , wobei  $n_g$  der charakteristische Gruppen-Brechungsindex ist. Bei gezogenen Glasfasern kann die Verteilung der transversalen Mode sowie die Wellenzahl, welche sowohl Wellenleiter- als auch Materialdispersion enthält, durch die analytische Lösung der HELMHOLZ-Gleichung berechnet werden (vgl. Kapitel 1). Die Größe  $\hat{P}_{\text{NL}}(z, \omega)$  ist die FOURIER-Transformierte der nichtlinearen Polarisierbarkeit:

$$\begin{aligned} P_{\text{NL}}(z, t) &= (1-f)\epsilon_0 \chi_3 E(z, t)^3 \\ &+ f\epsilon_0 \chi_3 \frac{2\pi T_{\text{R}} \tau_{\text{R}}^2}{T_{\text{R}}^2 + 4\pi^2 \tau_{\text{R}}^2} E(z, \tau) \int_{-\infty}^t E(z, \tau)^2 e^{-\frac{(t-\tau)}{T_{\text{R}}}} \sin\left(\frac{2\pi(t-\tau)}{T_{\text{R}}}\right) d\tau, \end{aligned} \quad (3.37)$$

wobei  $f$  der Anteil des RAMAN-Beitrags zur instantanen nichtlinearen Polarisierbarkeit ist.  $\chi_3$  ist die nichtlineare Suszeptibilität 3. Ordnung, welche über

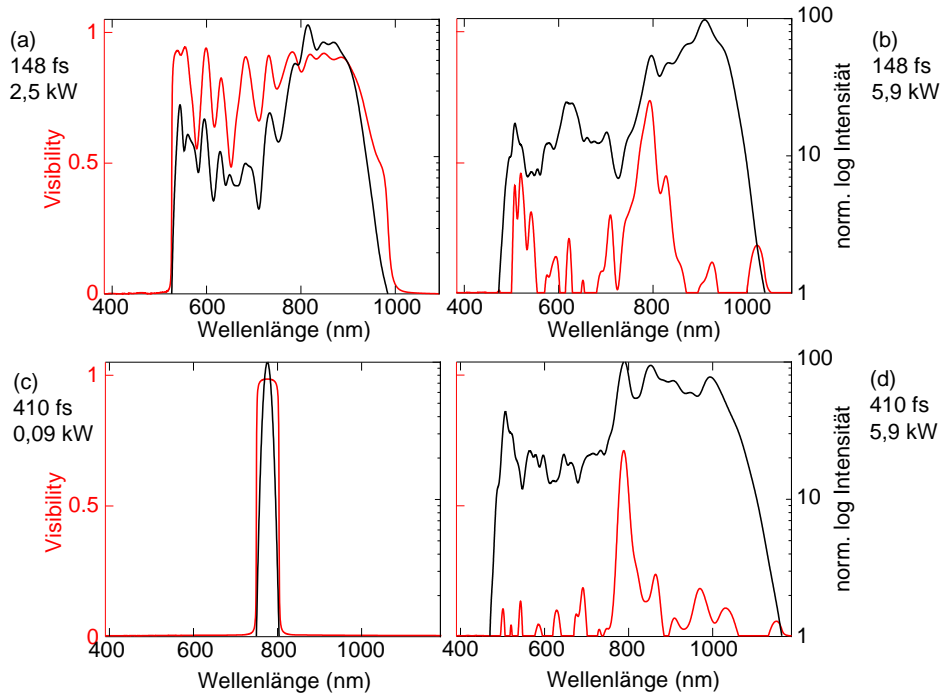
$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi_3}{c\epsilon_0 n^2} \quad (3.38)$$

mit dem nichtlinearen Brechungsindex  $n_2$  verknüpft ist. Dabei ist  $n$  der lineare Brechungsindex,  $\tau_{\text{R}}$  die RAMAN-Zerfallszeit und  $T_{\text{R}}$  die RAMAN-Periode.

Der Eingangsquantenzustand in der WIGNER-Darstellung (vgl. Gleichung 3.36) ist ein kohärenter Zustand, ein GLAUBER-Zustand. Daher rühren Quanteneffekte ausschließlich von anfänglichen Vakuumfluktuationen her, die in der Simulationen durch das Hinzufügen einer Störung  $\Delta E(t)$

$$\langle \Delta E(t_1) \Delta E(t_2) \rangle = \delta(t_1 - t_2) \frac{1}{2\bar{n}} \quad (3.39)$$

der Eingangspulsform  $E_{\text{in}}(t)$  berücksichtigt. Dabei ist  $\delta(\cdot)$  die Deltafunktion,  $\langle \cdot \rangle$  die Mittelung über die Realisierungen des Anfangsrauschens,  $\bar{n} = E_0/(\hbar\omega_0)$  die Photonenzahl im Puls und  $E_0$  die Pulsenergie.



**Abbildung 3.15:** Simulation der Visibility  $V_\varphi = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$  (rot, linke Skala) bei alleiniger Berücksichtigung des Phasenrauschens für verschiedene Eingangsspitzenleistungen und Pulslängen ( (a) 148 fs, 2,5 kW, (b) 148 fs und 5,9 kW, (c) 410 fs und 0,09 kW (d) 410 fs und 5,9 kW). Zusätzlich sind die zugehörigen Weißlichtspektren in schwarz (rechte Skala) dargestellt.

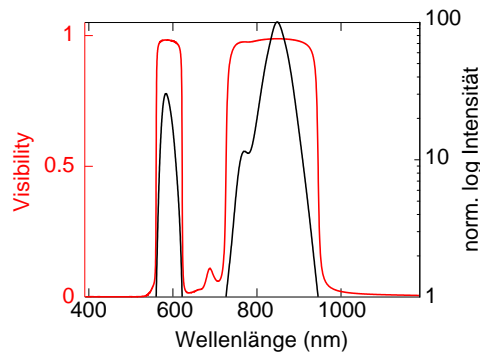
Die Größe, welche die Kohärenz des Weißlichtkontinuums charakterisiert, ist als

$$g(\omega) = \Re \left[ \frac{\langle E_b(L, \omega) E_a^*(L, \omega) \rangle_{ab, a \neq b}}{\langle E_a(L, \omega) E_a^*(L, \omega) \rangle_a} \right] \quad (3.40)$$

definiert. Dabei wird im Zähler über alle nicht-identischen Paare der Rausch-Realisierungen gemittelt. Im Nenner geschieht die Mittelung über alle Rausch-Realisierungen.  $L$  bezeichnet die Länge der Taille der gezogenen Glasfaser. Die Größe  $g(\omega)$  entspricht direkt der in den Interferenz-Experimenten zugänglichen Größe der Visibility. Um die Kohärenz der Strahlung zu charakterisieren, wird die mittlere Kohärenz  $\bar{g}$  verwendet, welche durch die Verwendung der spektralen Dichte als Wichtung berechnet wird. Die Propagationsgleichung (vgl. Gleichung 3.36) wird mittels der split-step Fourier Methode numerisch gelöst [ZAG95]. Die nichtlinearen Schritte werden dabei durch die Runge-Kutta Methode 4. Ordnung generiert. Um die Kohärenz des Weißlichtkontinuums von Pulszügen, wie sie im Experiment beobachtet werden, zu simulieren, ist eine abschließende Glättung der numerischen Resultate als Funktionen von  $\omega$  nötig.

Die verwendeten Werte der Materialparameter für Quarzglasfasern sind  $n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $f = 0,18$ ,  $T_R = 70 \text{ fs}$ , und  $\tau_R = 30 \text{ fs}$ . Zur Berechnung der Wellenzahl  $\beta(\omega)$  wurden die SELLMIEIER-Koeffizienten von Quarzglasfasern [Sut96] für eine Faser mit dem Taillendurchmesser von  $2,1 \mu\text{m}$  verwendet. Mit diesen Werten erhält man eine Nulldispersions-Wellenlänge von  $730 \text{ nm}$  und bei der Eingangswellenlänge von  $775 \text{ nm}$  einen GVD-Parameter von  $-11,2 \text{ fs}^2/\text{mm}$ .

Abbildung 3.15a,b zeigt die Ergebnisse der Simulation der Spektren und der Kohärenzeigenschaften



**Abbildung 3.16:** Simulation der Visibility  $V_\varphi = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$  (rot, linke Skala) bei alleiniger Berücksichtigung des Phasenrauschens für eine Eingangsspitzenleistung von 5,9 kW und eine Pulslänge von 15 fs. Zusätzlich sind die zugehörigen Weißlichtspektren in schwarz (rechte Skala) dargestellt.

für eine Eingangspulslänge von 148 fs bzw. 410 fs bei zwei verschiedenen Eingangsleistungen. Aus Abbildung 3.15a kann man ablesen, dass bei einer Eingangsleistung von 2,5 kW das Spektrum einen Bereich von 470 nm überspannt, wobei über das gesamte Spektrum eine fast maximale Kohärenz vorliegt. Der Wert der gemittelten Kohärenz  $\bar{g}$  beträgt 0,93. Für eine höhere Eingangsleistung von 5,9 kW (vgl. Abbildung 3.15b) fällt bei gleicher Pulslänge die gemittelte Kohärenz auf einen Wert von 0,15. Aufgrund der endlichen Zahl der Rausch-Realisierungen befindet sich dieser Wert bereits unterhalb der sich für diese Simulation ergebenden Genauigkeitsgrenze. Das Weißlichtkontinuum für die 410 fs Pulse erreicht bei 5,9 kW eine Breite von einer Oktave (vgl. Abbildung 3.15d). Das Verhalten der Visibility unterscheidet sich vom Fall der 148 fs Pulse. Signifikanter Interferenzkontrast kann nur in der Umgebung der Pumpwellenlänge nachgewiesen werden. Der Vergleich dieser numerischen Resultate mit den experimentellen Ergebnissen erzielt vor allem bei den Werten für die Visibility eine angemessene Übereinstimmung. Lediglich der Absolutwert der Visibility im 410 fs-Experiment im Bereich der Pumpwellenlänge war bei 5,9 kW im Experiment kleiner. Die simulierten Spektren weichen sowohl bei 148 fs als auch bei 410 fs leicht von den gemessenen ab. Vor allem die spektrale Lage der Komponenten, welche blau-verschoben zur Pumpwellenlänge erscheinen, zeigen sich in den Simulationen bei niedrigeren Wellenlängen. Da die spektrale Lage dieser nicht-solitonischen Strahlung direkt mit der Taillendicke der verwendeten Glasfaser verknüpft ist, kann die Abweichung als Diskrepanz zwischen der in der Simulation bzw. im Experiment verwendeten Taillendicke gesehen werden. Im Experiment wurde ein Mehrfachtaper (vgl. Kapitel 3.2) verwendet. Da aufgrund kleiner Abweichungen bei der Herstellung nicht alle Fasern eine exakt gleiche Taillendicke besitzen, kann der angegebene Wert von 2,1  $\mu\text{m}$  lediglich als Mittelwert aufgefasst werden. In der Simulation wurde eine gleichbleibende Taillendicke angenommen. Die entstehenden Abweichungen können aus dieser Diskrepanz resultieren. Für die in diesem Abschnitt angestrebte Aussage über die theoretischen Hintergründe der Entstehung des Phasenrauschens, sollten diese Unterschiede jedoch keine Rolle spielen.

Um ein tieferes Verständnis des Mechanismus, der zur Degradation der Phasenstabilität führt zu erlangen, wurden zusätzlich noch die Kontinuumserzeugung mit Pumpimpulsen von 15 fs Länge simuliert. Die zugehörigen Ergebnisse sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Es ist ein sehr großer Wert nahe bei 1 für die Visibility über ein Spektrum von ca. 300 nm Breite zu erkennen. Dies bedeutet, die ultrakurzen Pulse führen zu einem sehr hohen Maß an Phasenstabilität über das gesamte Spektrum.

### 3.4.3 Diskussion

Die numerischen Rechnungen zeigen, dass der Hauptmechanismus, welcher zu Puls-zu-Puls Phasenrauschen im fs-Experiment führt, das fundamentale Schrotrauschen ist. Dieses wird über die nichtlinearen Prozesse während der Entstehung des ultrabreiten Spektrums verstärkt. In der WIGNER-Darstellung der Simulation tritt das Schrotrauschen als anfängliches Quantenrauschen auf. Zusätzlich soll noch erwähnt werden, dass technisches Rauschen durch Fluktuationen der Parameter der Eingangspulse, auch einen Einfluss auf die Phasenstabilität haben kann. In den Experimenten wurde die Fluktuation der Eingangsleistungen der Pumppulse unterhalb von 1% gehalten. Zusätzlich ausgeführte Simulationen mit zufälligen Variationen der Eingangsleistung anstelle des Schrotrauschens führten zu Interferenzkontrast-Degradationen, welche deutlich kleiner sind als die in Fig. 3.15 gezeigten Werte.

Obwohl die Simulationen eindeutig auf das anfängliche Schrotrauschen als wichtigsten Grund für das Auftreten von Phasenrauschen hinweisen, bleibt weiterhin die qualitative Frage offen, über welche Prozesse sich dieses Eingangsrauschen auf das Superkontinuum überträgt. Da für das fs-Regime die Bildung und Aufspaltung von Solitonen die wichtigste Rolle bei der Entstehung des breitbandigen Kontinuums spielt, ist es naheliegend, auch in diesem Prozess den Grund für die Degradation der Phasenstabilität zu suchen. Die starke Abhängigkeit der Phasenstabilität von der Länge der Pumppulse weist zusätzlich auf eine starke Abhängigkeit der Effekte von der zeitlichen Form der Pulse während der Propagation hin. Der spektrale Verbreiterungsmechanismus wird überwiegend durch die Aufspaltung des Eingangspulses in mehrere fundamentale Solitonen sowie der damit einhergehenden nicht-solitonischen Abstrahlung ( $NSR^9$ ) getragen (vgl. Kapitel 1). Bei ausreichend hoher Spitzenintensität der Eingangspulse kann die negative Dispersion durch die SPM kompensiert werden. Es können sich Solitonen ausbilden. Daher steigt die Anzahl der Solitonen bei gleichbleibender Spitzenintensität mit der Pulslänge (vgl. Gleichung 1.42). So zeigen die in Abbildung 3.17 dargestellten numerischen Simulationen nur ein Soliton für eine Eingangspulslänge von 15 fs und mehrere Solitonen für 410 fs bei identischer Spitzenintensität. Die Abstrahlung von  $NSR$   $f_i(z, t)$  eines bestimmten Solitons mit der Amplitude  $A_i$  nach der Spaltung des Eingangspulses kann mit Hilfe der Soliton-Störungstheorie beschrieben werden. Verwendet man für das elektrisch Feld den Ansatz

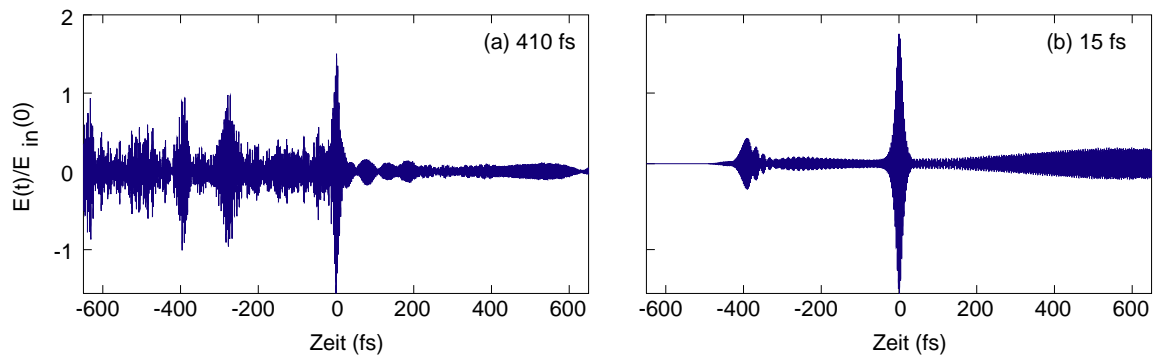
$$E(z, t) = \sum_i A_i(z, t) e^{i\omega_i t - ik_i z} + \sum_i f_i(z, t) e^{i\omega_i' t - ik_i' z}, \quad (3.41)$$

so wird die Komponenten der  $NSR$   $f_i(z, t)$  durch die folgende nicht-lineare Propagationsgleichung beschrieben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(z, t)_i}{\partial z} &= i\widetilde{\Delta\beta}_i f_i(z, t) \\ &+ i\gamma f_i(z, t) \left| \sum_j A_j(z, t) e^{i\omega_j t - ik_j z} \right|^2 \\ &+ \left( i\beta^{(3)} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \beta^{(4)} \frac{\partial^4}{\partial t^4} + \dots \right) A_i(z, t). \end{aligned} \quad (3.42)$$

Dabei entspricht der Operator  $\widetilde{\Delta\beta}$  im ersten Term auf der rechten Seite der Frequenzdarstellung des Unterschiedes in der Phasenanpassung zwischen  $NSR$  und den Solitonen (vgl. [HH02]). Die Entstehung des Superkontinuums wird durch den inhomogenen dritten Term auf der rechten Seite beschrieben. Dieser Quellterm wird vom Soliton mit der Nummer  $i$  durch die Dispersion 3. Ordnung sowie durch Effekte höherer Ordnung hervorgerufen. Da jedes Soliton mit der Amplitude  $A_i(z, t)$  eine unterschiedliche

<sup>9</sup>englisch: non-soliton radiation



**Abbildung 3.17:** Simulierte zeitliche Form der ausgehenden Pulse für eine Eingangsspitzenleistung von 5,9 kW für eine Pulslänge von 410 fs (a) bzw. 15 fs (b). Die Eingangswellenlänge ist 775 nm bei einem Taillendurchmesser von 2,1  $\mu\text{m}$ .

Zentralfrequenz besitzt, wird auch die phasengepasste *NSR* in verschiedene Frequenzintervalle abgestrahlt (vgl. Kapitel 1). Der zweite Term auf der rechten Seite in Gleichung 3.42 beschreibt den Effekt der Kreuzphasenmodulation der *NSR* durch die Solitonen. Dabei spielt die Superposition und die Interferenz aller Solitonen  $A_i(z, t)$  eine wichtige Rolle. Die anfänglichen Vakuumfluktuationen führen zu einer leichten Veränderung der Anfangsparameter der Solitonen, welche die Phasenbeziehung der Solitonen zueinander und damit ihre Interferenz stark beeinflussen. Für längere Eingangspulse der gleichen Spitzenintensität steigt die Zahl der Solitonen und sie interferieren stärker. Dies führt zu einem höheren Puls-zu-Puls Phasenrauschen und damit zu einer niedrigeren Visibility im Experiment. Auch das Abnehmen der Phasenstabilität im fs-Experiment ab einer Eingangsleistung von 5,9 kW kann über diesen Effekt erklärt werden, denn auch mit steigender Eingangsintensität steigt die Anzahl der fundamentalen Solitonen.

### 3.5 Fazit

Die in diesem Abschnitt dargelegten Resultate stellen eine detaillierte Untersuchung der Phasenstabilität von *SC* aus gezogenen Glasfasern für verschiedene Eingangspulsängen dar.

Für das ps-Regime konnte der durch Vakuumfluktuationen stimulierte Prozess der *SRS* als Hauptursache für die Verstärkung und Einbringung von Phasenrauschen während der Entstehung eines *SC* ausgemacht werden.

Im Fall von kurzen Pumpspulsen im fs-Regime wurde die *SRS* als wichtigster Grund für die Verstärkung von Rauschen ausgeschlossen, da phasenstabile Photonen aus *SPM*-Seitenbändern im spektralen Bereich der RAMAN-Verstärkung zur Verfügung stehen.

Mit Hilfe einer numerischen Simulation konnten die experimentellen Ergebnisse für die Phasenstabilität im fs-Regime spektral aufgelöst sehr gut bestätigt werden. Die Simulation gibt überzeugende Hinweise darauf, dass der Verlust der Phasenstabilität im fs-Regime für hohe Eingangsleistungen auf die Rausch-Sensitivität der Solitonendynamik zurückzuführen ist: eine phasensensitive Überlagerung von mehreren fundamentalen Solitonen induziert Kreuzphasenmodulation. Damit spalten Eingangspulse mit größeren Pulsängen (im fs-Regime) in eine höhere Anzahl von Solitonen auf. Es erhöhen sich die Fluktuationen in der Kreuzphasenmodulation und somit auch das allgemeine Phasenrauschen. Man erhält die beste Phasenstabilität für *SC*, die mit den kürzesten Pulsen erzeugt wurden.

Bei weiterer Erhöhung der Pulsänge spielt die Solitonendynamik eine mehr und mehr untergeordnete

Rolle und die Mechanismen, welche für das ps-Regime beschrieben wurden, bestimmen die Phasenstabilität.

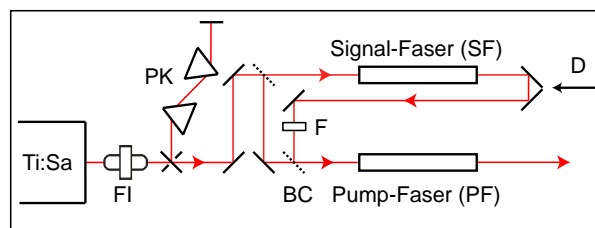
## Kapitel 4

# Manipulation des Weißlichtkontinuums durch die nichtlineare Wechselwirkungen mit Signalpulsen

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Methoden und Experimente vorgestellt, deren Ziel es war, ein tieferes Verständnis über das Zusammenwirken der nichtlinearen Prozesse zu erlangen, welche für die Entstehung und die Eigenschaften von Superkontinua unter verschiedenen Eingangsbedingungen verantwortlich sind. Da sich die Weißlichtspektren als ein ideales Instrument in vielen Anwendungen etabliert haben, ist neben dem physikalischen Verständnis der nichtlinearen Prozesse noch ein weiterer Aspekt immer wichtiger geworden: die Optimierung der Weißlichtspektren und vor allem deren Anpassung an die jeweilige Applikation. So wurden z. B. sehr wichtige Eigenschaften, wie homogene Spektren oder besonders hohe Ausgangsleistungen in bestimmten Wellenlängenbereichen, durch Optimierung der Fasereigenschaften kontinuierlich verbessert. Diese Entwicklungen führten zu einer deutlichen Steigerung der spektralen Bandbreite [CJAJ05] sowie zu einer enormen Verstärkung der blauen Wellenlängenkomponenten [CTTD04]. Auch ein optisch parametrischer Oszillator [DLL<sup>+</sup>05] wurde bereits mit Hilfe einer photonischen Kristallfaser realisiert. Das mit der Zeit wachsende theoretische Verständnis der hinter der Entwicklung der Superkontinua steckenden nichtlinearen Prozesse ermöglicht es, die gezielte Manipulation und Verstärkung einzelne Prozesse zur Optimierung zu verwenden. Einer dieser Prozesse ist das Vier-Wellen-Mischen [SFC<sup>+</sup>01, CCL<sup>+</sup>02]. Es wurde bereits gezeigt, dass Fasern mit speziell angepassten Dispersionseigenschaften und Nichtlinearitäten die Erzeugung neuer spektraler Komponenten durch das nicht-entartete *FWM* mit fs-Pulsen erlauben [AGI<sup>+</sup>02]. Diese speziell entworfenen Fasern kompensieren Phasenanpassungsfehler und Gruppengeschwindigkeitsunterschiede (vgl. Kapitel 1), welche aufgrund von Material- und Wellenleiterdispersion auftreten. Auch bei der Wechselwirkung von optischen Solitonen mit gleichzeitig propagierendem Dauerstrich-Licht in einer photonischen Kristallfaser konnten neue spektrale Komponenten durch *FWM* erzeugt werden [EYS<sup>+</sup>05a]. Diese Resultate lassen den Prozess des *FWM* als ein geeignetes Mittel erscheinen, die Ausgangsspektren bei der Erzeugung der Weißlichtkontinua zu manipulieren. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit fs-Experimente durchgeführt, in denen durch gezielte Stimulation von *FWM* eine Veränderung der Weißlichtkontinua in gezogenen Glasfasern erreicht wurde. *FWM* im fs-Pumpregime wurde bisher lediglich mittels theoretischer Simulationen in photonischen Kristallfasern untersucht [EYS<sup>+</sup>05b].

Im Folgenden wird zuerst der experimentelle Aufbau vorgestellt, der es ermöglicht, ps-Signale





**Abbildung 4.1:** Experimenteller Aufbau zum FWM. Der Faraday Isolator, der den Laser vor Rückreflexen aus der gezogenen Faser schützt, bewirkt einen linearen Chirp. Dieser wird durch den Prismenkompressor kompensiert.

mit fs-Pumpimpulsen synchron in einer gezogenen Glasfaser zu überlagern. Es wird gezeigt, dass es mit diesem Aufbau möglich ist, stimulierte, kaskadiertes *FWM* sowohl im normalen als auch im anomalen Dispersionsregime zu erzeugen. Abschließend wird diskutiert, wie das stimulierte *FWM* die Anfangsbedingungen der Kontinuumszerzeugung beeinflusst und damit Anlass zur Entwicklung von Ausgangsspektren mit stark veränderter Form gibt. Diese Spektren unterscheiden sich deutlich von denen, die üblicherweise mit der Entwicklung und dem Zerfall von Solitonen höherer Ordnung erklärt werden können. Die Phasenanpassungsbedingung für *FWM* wird verwendet, um die Form der entstandenen Spektren zu erläutern.

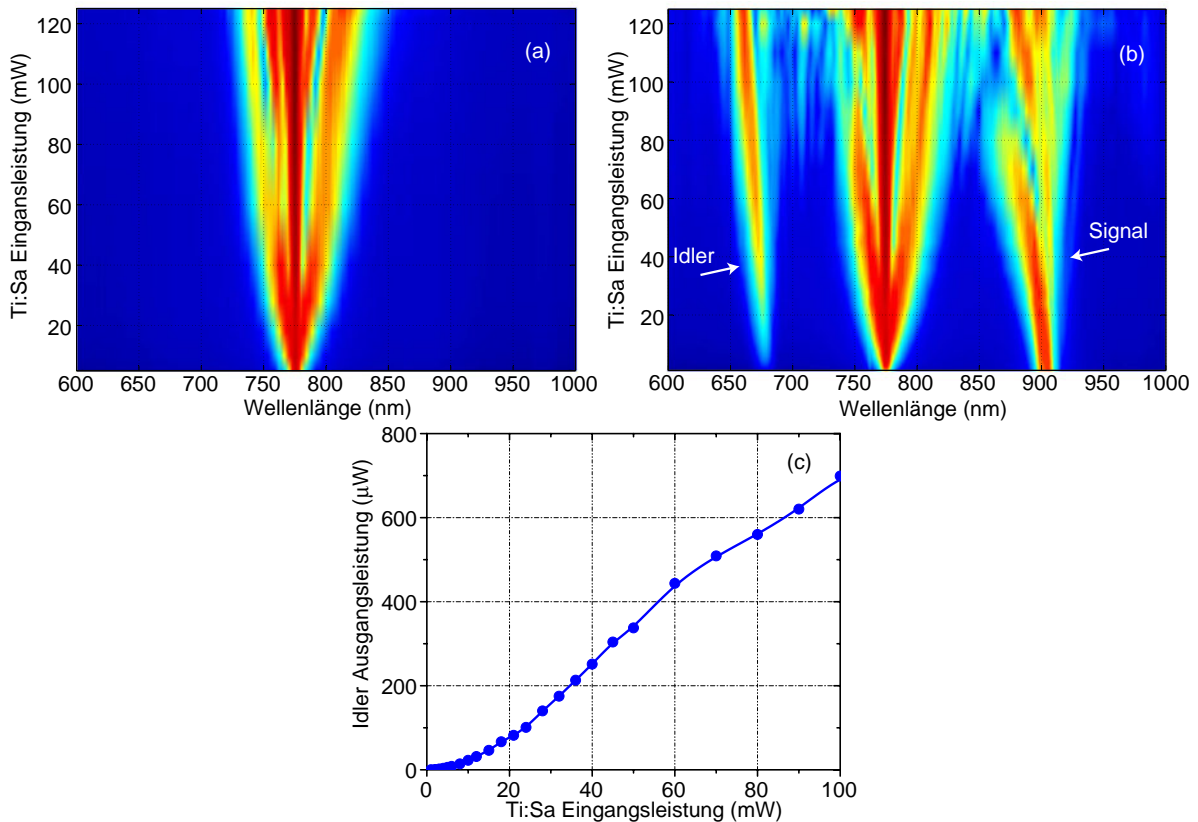
## 4.1 Experimenteller Aufbau

Abbildung 4.1 zeigt den verwendeten experimentellen Aufbau. Zwei gezogene Glasfasern (**SF** bzw. **PF**) werden gleichzeitig durch das bereits vorgestellte Ti:Saphir fs-Lasersystem gepumpt. Im Folgenden werden diese beiden Fasern als Signal (**SF**)- bzw. Pumpfaser (**PF**) bezeichnet. Die Signalfaser wurde so ausgelegt, dass im Ausgangsspektrum möglichst viel Intensität bei den gewünschten Signalwellenlängen zu finden ist. Über eine variable Spiegelstrecke (**D**) kann der Puls zeitlich so verzögert werden, dass maximaler zeitlicher Überlapp zwischen dem Signalpuls und den gewünschten Komponenten des in der Pumpfaser entstehenden Superkontinuums vorliegt. Der spektrale Anteil bei der Signalwellenlänge wird aus dem Ausgangsspektrum der Signalfaser mit Hilfe eines geeigneten Bandpass- oder Bandkantenfilters (**F**) ausgeschnitten. In Abhängigkeit von der gewünschten Signalwellenlänge wurde entweder ein 800 nm Hochpassfilter oder ein 900 nm Tiefpassfilter als Element zur Strahlvereinigung (**BC**) gewählt. Die Ausgangsspektren wurden mit dem bereits vorher verwendeten *ANDO*-Spektrometer<sup>1</sup> aufgezeichnet. Für alle Messungen konnte eine spektrale Auflösung von 5 nm erreicht werden.

## 4.2 Vier-Wellen Mischen im normalen Dispersionsbereich

Der Nachweis von *FWM* in den gezogenen Glasfasern wurde durch Experimente im normalen Dispersionsbereich geführt. Dadurch konnte erreicht werden, dass das *FWM* von möglichst wenigen anderen nicht-linearen Effekten überlagert wurde. In diesem Regime wird der durch die Selbst-Phasen Modulation erzeugte positive *Chirp* nicht kompensiert, sondern durch die positive Dispersion noch verstärkt. Es können somit keine Solitonen entstehen. Durch das Fehlen der Solitonendynamik bleibt die Entstehung eines breitbandigen Superkontinuums aus. Das Spektrum wird lediglich durch die *SPM*-Seitenbänder leicht verbreitert.

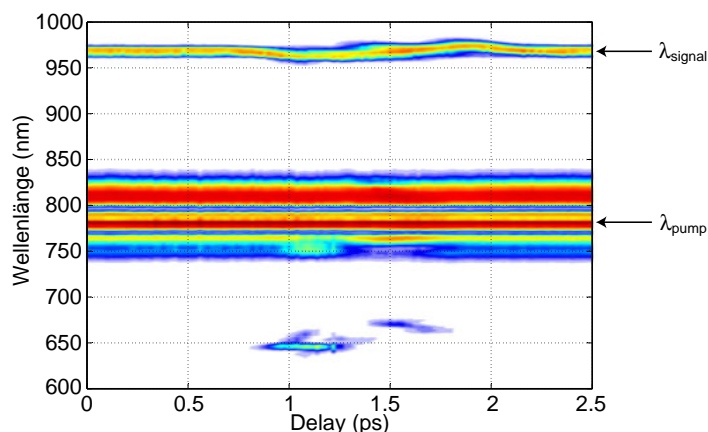
<sup>1</sup>ANDO AQ6314A



**Abbildung 4.2:** (a) Kartographische Darstellung der Ausgangsspektren als Funktion der mittleren Eingangsleistung. Die spektrale Intensität ist logarithmisch dargestellt. Es ist die Entwicklung des Ti:Sa-Pulses bei 775 nm in einer gezogenen Faser mit 2,55  $\mu\text{m}$  Taillendurchmesser und 90 mm Tailllänge gezeigt. Der Durchsatz durch die PF betrug 35%. (b) Entwicklung des Ti:Sa-Pulses, wenn dieser mit einem Signalpuls bei 902 nm und 1,6 mW Eingangs- bzw. 0,65 mW Ausgangsleistung synchronisiert wird. (c) Beziehung zwischen der erzeugten Idler-Ausgangsleistung und der Ti:Sa Eingangsleistung.

Um normale Dispersion bei der verwendeten Pumpwellenlänge von 775 nm zu erhalten, wird eine gezogene Glasfaser mit einer Taillendicke von 2,55  $\mu\text{m}$  verwendet. Dies entspricht einer Null-Dispersionswellenlänge von 785 nm. Abbildung 4.2a zeigt die kartographische Darstellung von Ausgangsspektren als Funktion der mittleren Eingangsleistung. Mit steigender Pumpleistung zeigt sich die Bildung von *SPM*-Seitenbändern. Wird ein zusätzlicher Signalpuls bei einer Wellenlänge von 902 nm mit einer Bandbreite von 10 nm zeitsynchron mit dem Pumpimpuls überlagert, so wird ein *FWM*-Prozess stimuliert, und man erkennt den entstehenden *Idler*-Puls bei einer Wellenlänge von 679 nm (vgl. Abb. 4.2 b). Für kleine Eingangsleistungen erscheint die *Idler*-Komponente bei der Wellenlänge, die nach dem einfachen Gesetz der Energieerhaltung ( $2\omega_{\text{pump}} = \omega_{\text{signal}} + \omega_{\text{idler}}$ ) zu erwarten ist. Bei steigender Eingangsleistung erfahren Signal- und *Idler*-Puls eine Verschiebung zu blauen Wellenlängen hin. Zusätzlich werden ab einer Eingangsleistung von 40 mW Seitenbänder um den Signalpuls erzeugt. Dieses Verhalten kann durch das Auftreten von unsymmetrischer Kreuzphasenmodulation (*XPM*<sup>2</sup>) zwischen Signal- bzw. *Idler*-Puls und dem viel stärkeren Pumpimpuls erklärt werden [IMS<sup>+</sup>87]. Wegen der Intensitätsunterschiede der Pulse ist der durch *XPM* induzierte *Chirp* in der abfallenden Flanke des Signalpulses größer. Da die führende Flanke des Pulses die durch *XPM* erzeugten blauen Komponenten

<sup>2</sup>englisch: Cross-Phase Modulation

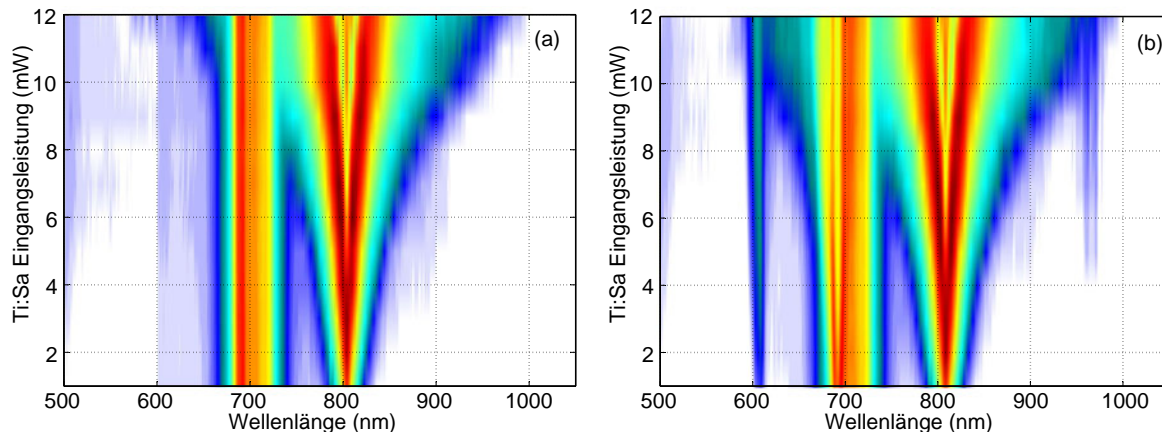


**Abbildung 4.3:** Kartographisches Bild der Ausgangsspektren als Funktion der zeitlichen Verzögerung des Signalpulses bei einer Ti:Sa Eingangsleistung von 50 mW und einer Pumpwellenlänge von 783 nm. Die gezogene Faser hatte einen Taillendurchmesser von 2,55  $\mu\text{m}$  und eine Taillenlänge von 90 mm. Der Durchsatz erreichte 52%. Die Eingangsleistung des Signalpulses lag bei 1,6 mW bei einer Wellenlänge von 969 nm (14 nm Bandbreite FWHM). Die Ausgangsleistung des Signalpulses betrug 0,45 mW.

enthält, erfährt der Puls im Mittel eine Verschiebung zu blauen Wellenlängen hin. Das gleiche gilt für den *Idler*-Puls. Ein ähnliches Argument wurde bereits in der Literatur verwendet um eine Verschiebung der nicht-solitonischen Strahlung bei der Entstehung eines Superkontinuums zu blauen Wellenlängen hin zu erklären [SAS<sup>+</sup>05].

Abbildung 4.2c zeigt die Beziehung zwischen der Leistung des generierten *Idler*-Pulses und der Eingangsleistung des Pumpimpulses. Das Diagramm zeigt eine nichtlineare Korrelation bei niedrigen Leistungen. Für hohe Pumpleistungen zeigt sich ein eher lineares Verhalten der Kurve. Da bei höheren Eingangsleistungen ein Teil der Pumpleistung für die spektrale Verbreiterung des Pumpimpulses aufgebracht wird und damit eine effektive Verringerung der Leistung im Pumpimpuls einher geht, ist dies zu erwarten.

Zur weiteren Untersuchung des *FWM*-Prozesses wurde das Experiment mit einer Signalwellenlänge von 969 nm bei einer Pumpwellenlänge von 783 nm wiederholt. Die Pumpwellenlänge befindet sich sehr nahe am Null-Dispersionspunkt (785 nm). Durch *SPM* entstehende Seitenbänder auf der roten Seite des Pumpimpulses ragen daher schon in das Gebiet der anomalen Dispersion hinein. Damit ist die Bildung eines schmalbandigen Superkontinuums möglich. Abbildung 4.3 zeigt eine kartographische Darstellung der Ausgangsspektren als Funktion der zeitlichen Verschiebung des Signalpulses. Diese anschauliche Darstellung bietet die Möglichkeit, die Überlagerung des Signalpulses mit verschiedenen spektralen Komponenten des entstehenden Superkontinuums zu verfolgen. Die spektralen Komponenten des Kontinuums sind durch die Dispersion der Faser zeitlich voneinander getrennt. Da die Pumpwellenlänge sich sehr nahe am Null-Dispersionspunkt befindet, haben die Komponenten mit der Pumpwellenlänge die höchste Geschwindigkeit in der Fasertaille. Das Diagramm zeigt einen stimulierten *FWM*-Prozess bei dem ein *Idler*-Puls bei einer Wellenlänge von 645 nm erzeugt wird. Dieser *Idler* wird genau dann erzeugt, wenn der Signalpuls mit dem Pumpimpuls bei einer zeitlichen Verzögerung von 1,1 ps überlappt. Das entstehende Superkontinuum hat eine zweite starke spektrale Komponente bei 812 nm, welche der Pumpwellenlänge um ca. 400 fs nachläuft. Verzögerungen dieser Größenordnung werden auch von Simulationen zur Entstehung der Superkontinua in photonischen Kristallfasern von Dudley et al.



**Abbildung 4.4:** Kartographische Darstellung der Ausgangsspektren als Funktion der mittleren Eingangspumpleistung. Die spektrale Intensität ist logarithmisch dargestellt. Die Pumpwellenlänge betrug 802 nm. Die Pumpfaser hatte einen Taillendurchmesser von 2,0  $\mu\text{m}$  und eine Taillenlänge 90 mm. Der Durchsatz durch die Pumpfaser betrug 50%. Während in (a) Signal- und Pumpimpuls zeitlich versetzt wurden, zeigt (b) die Entwicklung des Pumpimpulses der zu einem Signalpuls (37 nm Bandbreite FWHM) bei 690 nm zeitlich synchronisiert ist.

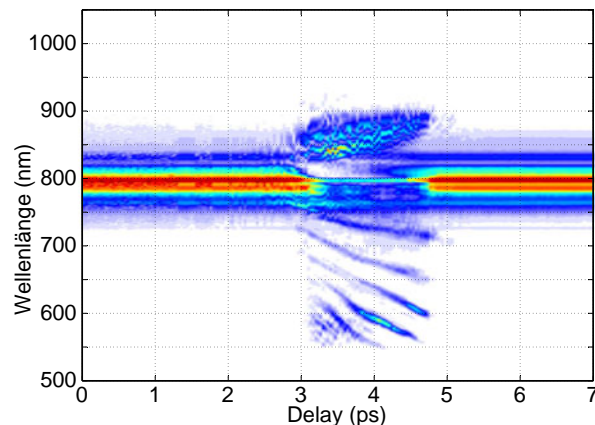
[DGX<sup>+</sup>02] bestätigt. Das Diagramm in Abbildung 4.3 zeigt daher eine zweite *Idler*-Komponente bei einer Wellenlänge von 670 nm bei einer zeitlichen Verzögerung von 1.5 ps, welche aus dem *FWM*-Prozess zwischen dem Signalpuls und dieser Komponente des entstehenden Superkontinuums resultiert. Der Signalpuls erscheint im Spektrum leicht blau verschoben, was durch eine asymmetrische *XPM* zwischen dem Signalpuls und den Komponenten des Superkontinuums erklärbar ist.

### 4.3 Kaskadiertes Vier-Wellen Mischen im anomalen Dispersionsbereich

Zur detaillierteren Untersuchung der Wechselwirkung zwischen *FWM*-Prozessen und der Solitondynamik während der Weißlichterzeugung wurden die Experimente mit Pumpimpulsen im anomalen Dispersionsbereich wiederholt. Abbildung 4.4 zeigt die Resultate dieser Experimente. Die verwendete Faser hatte einen Taillendurchmesser von 2,0  $\mu\text{m}$ . Dies entspricht einer Null-Dispersionswellenlänge von 710 nm. Wenn der Signalpuls (690 nm) und der Pumpimpuls (802 nm) zeitlich nicht überlappen (vgl. Abb. 4.4a), wird eine mit steigender Eingangsleistung ansteigende spektrale Verbreiterung durch *SPM* sichtbar. Die zeitliche Synchronisation von Signal- und Pumpimpuls führt zur Anregung von zwei konkurrierenden *FWM*-Prozessen. Bei einer Pumpleistung unter 7 mW ist der Signalpuls stärker als der Pumpimpuls, und damit agiert der Signalpuls als Pumpe für einen *FWM*-Prozess. Dabei wird jeweils ein Photon bei 802 nm und eines bei 605 nm erzeugt. Dieser Prozess wird durch die eigentlichen Pumpphotonen bei 802 nm stimuliert.

Beim Signalpuls können wir bei steigender Eingangsleistung ein Aufspalten aufgrund von *XPM* erkennen. Dieses Aufspalten startet mit einem symmetrischen Verhalten und geht bei stärker werdender Pumpe in ein asymmetrisches Verhalten über. Wenn die Intensität der Pumpimpulse die der Signalpulse überschreitet, setzt der erwartete *FWM*-Prozess ein und erzeugt einen *Idler*-Puls bei 957 nm. Bei weiter steigender Pumpleistung wird dieser Prozess verstärkt.

Abbildung 4.5 zeigt die kartographische Darstellung der Ausgangsspektren als Funktion der zeitlichen Verschiebung des Signalpulses. Es werden 5 kaskadierte *FWM*-Prozesse (vgl. Kapitel 1.2.2) ange-



**Abbildung 4.5:** Kartographisches Bild der Ausgangsspektren als Funktion der zeitlichen Verzögerung des Signalpulses bei einer Ti:Sa Eingangsleistung von 175 mW und einer Pumpwellenlänge von 800 nm. Die gezogene Faser hatte einen Taillendurchmesser von  $1,9\ \mu\text{m}$  und eine Tailllänge von 15 mm. Der Durchsatz erreichte 69%. Die Eingangsleistung des Signalpulses lag bei 4,0 mW bei einer Wellenlänge von 735 nm (45 nm Bandbreite FWHM). Die Ausgangsleistung des Signals betrug 2,4 mW.

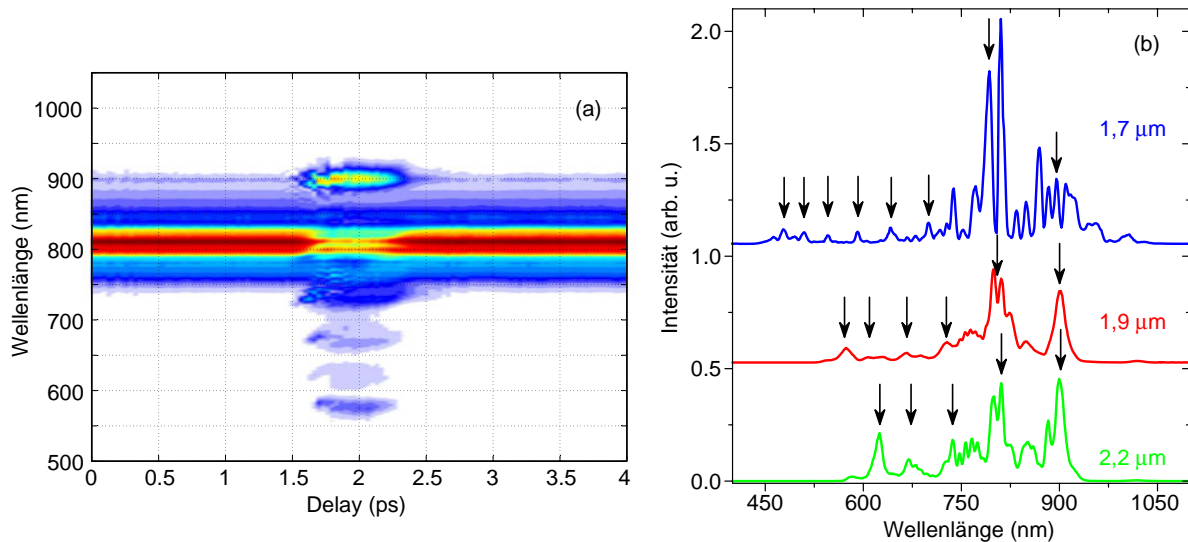
regt, die einen Spektralbereich bis zu 550 nm abdecken. Charakteristisch dabei ist die Reduktion der Intensität der Komponente bei der Pumpwellenlänge. Der 45 nm breite Signalpuls hat im Auskoppelstück der Signalfaser eine starke normale Dispersion erfahren. Daher überlagern bei steigender zeitlicher Verzögerung verschiedene spektrale Anteile des Signalpulses mit dem Pumpuls. Dies ist der Grund für den leicht gekrümmten Verlauf der einzelnen Kaskadenkomponenten. Konsequenterweise zeigen auch die *Idler*-Komponenten im infraroten Wellenlängenbereich diesen gekrümmten Verlauf.

Das gerade beschriebene Verhalten ändert sich, wenn die Signalwellenlänge oberhalb der Pumpwellenlänge gewählt wird (vgl. Abb. 4.6). Das Diagramm zeigt die kartographische Darstellung der Ausgangsspektren als Funktion der zeitlichen Verschiebung des Signalpulses für die gleiche Faser, die bereits für die Experimente in Abbildung 4.5 verwendet wurde. Es zeigt sich ein geringer ausgeprägtes kaskadiertes *FWM*. Um die Zahl der Kaskaden, und damit die spektrale Breite des Spektrums zu erhöhen, ist eine größere Nichtlinearität in der Fasertaille nötig. Abbildung 4.6b zeigt einen Vergleich von Kaskaden, die in drei Fasern mit unterschiedlichen Taillendurchmessern entstehen. Alle Fasern haben eine Tailllänge von 15 mm. Die Ergebnisse zeigen, dass die Anzahl der Kaskaden für dünnere Taillendurchmesser und damit für höhere Nichtlinearität ansteigt. Bei einem Taillendurchmesser von  $1,7\ \mu\text{m}$  erhält man das breiteste Spektrum. Es überdeckt einen Bereich von 470 nm und weist 6 Kaskaden aufweist.

## 4.4 Manipulation der Solitonendynamik

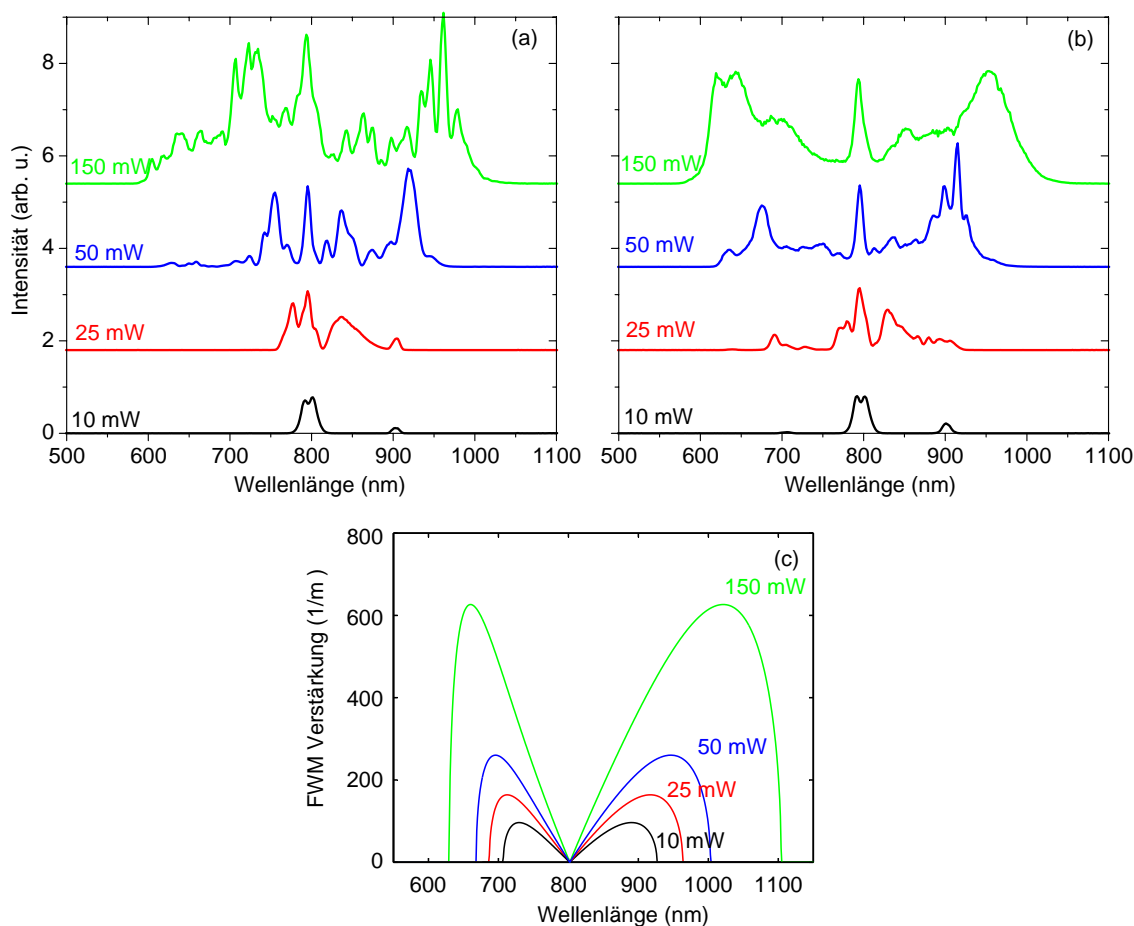
Die Untersuchung des Einflusses des stimulierten *FWM* auf die Solitonendynamik erforderte ein Experiment mit einer größeren Interaktionslänge. Daher wurde eine Faser mit einer längeren Taille gewählt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Wenn der Signalpuls und der Pumpuls zeitlich nicht überlappen (vgl. Abb. 4.7a), entsteht ein Spektrum, wie es nach der Theorie zu erwarten ist: Der infrarote Teil des Spektrums zeigt bei hohen Eingangsleistungen die typischen frequenzgeschobenen Solitonen, während der blaue Anteil die zugehörige nicht-solitonische Strahlung aufweist. Wird der Signalpuls mit einer Komponente des Kontinuums zeitlich synchronisiert (vgl. Abb. 4.7b), so ändert sich spektrale





**Abbildung 4.6:** Ausgangsspektren aus gezogenen Fasern mit jeweils 15 mm Tailenlänge bei 185 mW Ti:Sa Eingangsleistung und 814 nm Pumpwellenlänge. Die Signalwellenlänge betrug 900 nm (10 nm Bandbreite FWHM). (a) Kartographisches Bild der Ausgangsspektren aus einer 1,9  $\mu\text{m}$  dünnen gezogenen Faser als Funktion der zeitlichen Verstimmung des Signals. Der Durchsatz erreichte 65%. Bei einer Eingangsleistung des Signals von 1,2 mW konnte eine Ausgangsleistung von 0,40 mW erzielt werden. (b) Vergleich der Anzahl der Kaskaden (durch Pfeile markiert) in den Ausgangsspektren aus drei unterschiedlich dünnen gezogenen Fasern (1,7  $\mu\text{m}$ , 1,9  $\mu\text{m}$  bzw. 2,2  $\mu\text{m}$  Taillendicke) jeweils in Synchronisation. Abhängig von der genauen Wellenlänge aus dem Kontinuum, mit der das Signal bei der Aufnahme des Spektrums zeitlich überlappte, ist die Position der Pumpe bei jeder Faser leicht verschieden.

Entwicklung erheblich. Bei niedrigen Eingangsleistungen ist schwach die erzeugte *Idler*-Komponente bei der nach der einfachen Energieerhaltungsrelation erwarteten Wellenlänge von 707 nm zu erkennen. Angeregt durch diesen Keim entwickelt sich das Spektrum bei steigender Eingangsleistung in eine symmetrische Form, wie sie die grüne Kurve in Abbildung 4.7b zeigt. In diesem Spektrum dominieren eindeutig Signal- und *Idler*-Komponenten über die im nicht-synchronisierten Fall erkennbaren solitonischen Komponenten. Die allgemeine Form des Spektrums entspricht nicht mehr dem Verhalten, das wir aus einer Solitonendynamik erwarten und auch im nicht-synchronisierten Fall in Abbildung 4.7a gesehen haben. Daraus kann geschlossen werden, dass die Solitonendynamik im Fall der Stimulation durch den *FWM*-Keim unterdrückt wird. Die mit steigender Eingangsleistung auftretende Verschiebung der Signal- bzw. *Idler*-Komponente zu blauen bzw. roten Wellenlängen hin kann über die Betrachtung der Phasen Anpassungsbedingung für *FWM* erklärt werden. Abbildung 4.7c zeigt die nach den Gleichungen 1.35 und 1.36 berechnete Verstärkungskurve für entartetes *FWM* für die herrschende experimentelle Situation. Bei der Berechnung wird angenommen, dass die zeitliche Länge des Pumpimpulses sich entlang der Fasertaille nicht in großem Maße verändert. Diese Annahme ist gerechtfertigt, weil die Pumpwellenlänge sehr nah am Null-Dispersionspunkt der Faser liegt. Folglich kann auch angenommen werden, dass die Verstärkung für das *FWM* entlang der gesamten Fasertaille näherungsweise konstant ist. Mit steigender Eingangsleistung zeigen die Verstärkungsmaxima bei der Signal- bzw. *Idler*-Wellenlänge nicht nur einen Anstieg, sondern wie auch die experimentellen Ergebnisse eine Verschiebung nach außen.

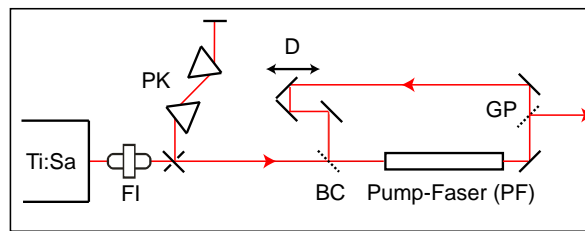


**Abbildung 4.7:** Ausgangsspektren bei unterschiedlichen Eingangsleistungen. Die verwendete gezogene Faser hatte einen Tailendurchmesser von  $2,55 \mu\text{m}$ , eine Tailenlänge von  $90 \text{ mm}$  und einen Durchsatz von  $61\%$ . Die Wellenlänge des Signals betrug  $900 \text{ nm}$  ( $10 \text{ nm}$  Bandbreite FWHM) bei einer Eingangsleistung von  $1,4 \text{ mW}$  und einer Ausgangsleistung von  $0,4 \text{ mW}$ . (a) Signalpuls und Superkontinuum sind zeitlich verstimm. (b) Signalpuls und eine Komponente aus dem Superkontinuum bei  $792 \text{ nm}$  sind zeitlich synchronisiert. (c) Berechnete zugehörige Verstärkungskurven für das FWM, die aus der Phasenanpassungsbedingung abgeleitet wurden.

## 4.5 Stimuliertes, kaskadiertes Vier-Wellen Mischen in Rückkopplungs-Geometrie

Zur Vereinfachung des Aufbaus wurde in einem weiteren Experiment nur noch eine gezogene Faser verwendet. In dieser wurde sowohl das Kontinuum als auch das Signal erzeugt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Über eine Rückkopplungsstrecke kann das Licht, welches die Pumpfaser verlässt, erneut in die Faser eingekoppelt werden. In der Pumpfaser ist damit die Überlagerung von Anteilen dieses Lichtes mit dem darauf folgenden Pumpimpuls möglich. Wie im vorhergehenden Experiment wird die Synchronisation zwischen Signalpuls und Pumpimpuls durch eine Verschiebestrecke (**D**) gewährleistet. Zur Strahlvereinigung (**BC**) wird ein  $800 \text{ nm}$  Hochpassfilter verwendet. Daher tragen prinzipiell sämtliche Komponenten aus dem erzeugten Kontinuum unterhalb von  $800 \text{ nm}$  zur Wechselwirkung mit dem Pumpimpuls bei. Aufgrund des Chirps wird jedoch im einzelnen über die Verschiebestrecke festgelegt, welche Komponente genau mit der Pumpe überlagert. Zur Messung im Spektrometer wird ein kleiner





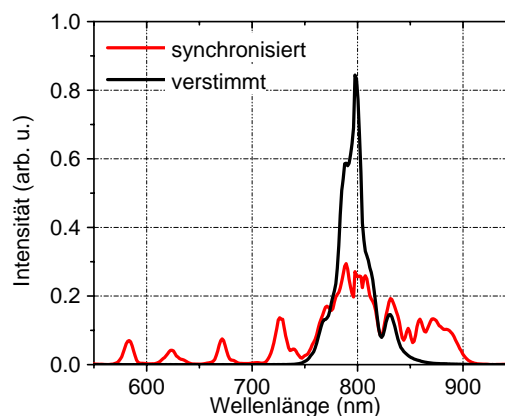
**Abbildung 4.8:** Vereinfachter experimenteller Aufbau zum *FWM* in der Rückkopplungsanordnung. Signal und Kontinuum werden zusammen in einer gezogenen Faser erzeugt.

Teil der Strahlung über ein Glasplättchen (**GP**) aus dem Strahlengang ausgekoppelt.

In *Abbildung 4.9* sind Ausgangsspektren in synchronisierter und verstimmter Rückkopplungsanordnung dargestellt. Im Falle synchronisierter Pulse sieht man einen sehr ähnlichen stimulierten kaskadierten *FWM*-Prozess wie im Experiment mit Signal - und Pumpfaser. Es werden vier Kaskaden sichtbar, die in einen Wellenlängenbereich entstanden sind, in dem gewöhnlich nur nicht-solitonische Strahlung vorliegt (vgl. Kapitel 1.2.2). Die gleichzeitige Verringerung der Pumpintensität bei 800 nm um einen Faktor drei ist deutlich zu erkennen. Die Überlagerung eines schmalbandigen Signals mit der Pumpe ist in der Rückkopplungsanordnung nur dann möglich, wenn das erzeugte Kontinuum bereits diese Komponente enthält. Somit hat diese Anordnung den Nachteil einer eingeschränkten Flexibilität bei der Wahl des Signals verglichen mit dem Aufbau, in dem eine zusätzliche Faser zur Erzeugung des Signalpulses verwendet wird.

## 4.6 Fazit

Mit Hilfe von Synchronisationsexperimenten konnte demonstriert werden, dass in gezogenen Glasfasern Vier-Wellen-Mischen durch gezielte Überlagerung der fs-Pumpulse mit einem zusätzlichen Signalpuls stimulierbar ist. Zur Wahl eines Signalpulses geeigneter Wellenlänge wurde dabei wiederum die große



**Abbildung 4.9:** Ausgangsspektren in der nur eine Faser benötigenden Rückkopplungsanordnung. Die gezogene Faser hatte einen Taillendurchmesser von  $1,9 \mu\text{m}$  und eine Taillenlänge von 15 mm. Die Eingangsleistung des Ti:Sa betrug 185 mW bei einem Durchsatz der Faser von 65%. Zur Strahlvereinigung diente ein 800 nm Langpassfilter.

Bandbreite der *SC* ausgenutzt, indem der Signalpuls schmalbandig aus dem Weißlicht einer weiteren gezogenen Glasfaser extrahiert und mit dem Pumpuls in der Experimentierfaser überlagert wurde.

Zu höheren Pumpintensitäten hin konnte das Vier-Wellen-Mischen sogar bis zur Erzeugung von 6 Frequenzkaskaden gesteigert werden.

Vor allem war es möglich, durch den gezielten Stimulationsprozess, die im fs-Regime üblicherweise vorherrschende Solitonendynamik zu unterdrücken. Die Erzeugung des *SC* wurde stattdessen vornehmlich durch starkes Vier-Wellen-Mischen als dominantem nichtlinearen Prozess initiiert. In den durchgeführten Synchronisationsexperimenten wurden somit die anfänglichen Bedingungen für die Ausbildung des *SC* gezielt beeinflusst, und das Aussehen des Ausgangsspektrums entscheidend verändert. Die Phasenanpassungsbedingung dient hierbei als Anhaltspunkt für die Ausprägung des resultierenden Spektrums.

Desweiteren konnten mit einem vereinfachten Aufbau, der mit nur einer gezogenen Glasfaser in Rückkopplungsgeometrie auskommt, einige Resultate reproduziert werden.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Die Erzeugung von breitbandigen Weißlichtsuperkontinua basiert auf der Ausnutzung der besonders hohen effektiven Nichtlinearität in der ultradünnen Taille von gezogenen Glasfasern. Zusätzlich ist hierbei wesentlich, daß der in der Taille vorherrschende große Wellenleiter-Anteil der chromatischen Dispersion die Null-Dispersionswellenlänge in den Arbeitsbereich von leistungsstarken infraroten Kurzpulslasern verschiebt. Die damit möglichen Spitzenleistungen in Kombination mit der anomalen Dispersion bei der Pumpwellenlänge ermöglichen die Existenz einer Vielzahl von unterschiedlichen miteinander konkurrierenden nichtlinearen Prozessen. Das Aussehen und die Beschaffenheit des emittierten Spektrums hängen von der im speziellen Fall vorherrschenden Entstehungsdynamik ab. Durch die Wahl der Anfangsbedingungen wie Pulslänge, Pulsintensität und der genauen experimentellen Situation kann die Entstehungsdynamik beeinflusst und damit auch das Erscheinungsbild des finalen Spektrums manipuliert werden. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente dienen dem Zweck, ein tieferes Verständnis zu erlangen, welche physikalischen Prozesse zu einem speziellen Ausgangsspektrum führen bzw. bestimmte charakteristische Eigenschaften des Kontinuums bestimmen. Gezielte Manipulationen der Eingangsparameter gemeinsam mit der Messung sowohl der Ausgangsspektren als auch Kontinuumseigenschaften waren dabei geeignete Werkzeuge.

Die Manipulation der Eingangspulse mit einem Impulsformer stellt eine effiziente Methode dar, die Anfangsbedingungen der SC-Erzeugung gezielt zu beeinflussen. Dazu wurde ein räumlicher Lichtmodulator verwendet, dessen Herzstück eine Flüssigkristallmaske ist. Anhand der durchgeführten Experimente, bei denen der Impulsformer im wesentlichen zur Aufprägung von quadratischen spektralen Phasen auf die Eingangspulse eingesetzt wurde, konnten in Kombination mit ergänzenden numerischen Simulationen wichtige Erkenntnisse gewonnen werden:

- Für die präzise Modellbeschreibung der nichtlinearen Pulsausbreitung in gezogenen Glasfasern ist es unerlässlich, die Pulsausbreitung im Einkoppelstück miteinzubeziehen.
- Mittels der Aufprägung eines *Pre-Chirps* auf die Eingangspulse kann unerwünschten Propagationseffekten im Einkoppelstück erfolgreich vorgebeugt werden. Der Prozess der Solitonenaufspaltung wird entlang der Ausbreitungsstrecke in der Fasertaille zufriedenstellend kontrolliert. Es ist eine effiziente Erzeugung von breitbandigen SC auch mit langen Einkoppelstücken möglich.
- Die experimentellen Resultate zeigen eine Fülle von *chirp*-kontrollierten dynamischen Prozessen, welche durch die Wahl der Eingangsparameter wie der Taillendicke, der Tailllenlänge sowie der Pumpwellenlänge festgelegt werden. Die Aufnahme von zeitaufgelösten Spektren ermöglicht den direkten Nachweis der zeitlichen sowie spektralen Solitonen-Aufspaltungsdynamik.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Beschreibung der Eigenschaften von *SC* ist die Phasenstabilität einzelner spektraler Komponenten. Ein interferometrischer Aufbau wurde verwendet um die spektrale Phasenstabilität für verschiedene Eingangspulslängen-Regime zu bestimmen. Eine Interpretation der experimentellen Ergebnisse sowie eine Erweiterung dieser Resultate durch numerische Simulationen erlaubt ein tiefes Verständnis der Rauschübertragung auf die *SC* durch die Entstehungsdynamik:

- Für das ps-Regime konnte der durch Vakuumfluktuationen stimulierte Prozess der *SRS* als Hauptursache für die Verstärkung und Einbringung von Phasenrauschen während der Entstehung eines *SC* ausgemacht werden.
- Im Fall von kurzen Pumpimpulsen im fs-Regime wurde die *SRS* als wichtigster Grund für die Verstärkung von Rauschen ausgeschlossen, da phasenstabile Photonen aus *SPM*-Seitenbändern im spektralen Bereich der RAMAN-Verstärkung zur Verfügung stehen.
- Mit Hilfe einer numerischen Simulation konnten die experimentellen Ergebnisse für die Phasenstabilität im fs-Regime spektral aufgelöst sehr gut bestätigt werden. Die Simulation gibt überzeugende Hinweise darauf, dass der Verlust der Phasenstabilität im fs-Regime für hohe Eingangsleistungen auf die Rausch-Sensitivität der Solitonendynamik zurückzuführen ist. Eine phasensensitive Überlagerung von mehreren fundamentalen Solitonen induziert Kreuzphasenmodulation. Damit spalten Eingangspulse mit größeren Pulslängen (im fs-Regime) in eine höhere Anzahl von Solitonen auf. Es erhöhen sich die Fluktuationen in der Kreuzphasenmodulation und somit auch das allgemeine Phasenrauschen. Man erhält die beste Phasenstabilität für *SC* welche mit den kürzesten Pulsen erzeugt wurden. Mit zunehmender Erhöhung der Pulslänge spielt die Solitonendynamik eine untergeordnete Rolle und die Mechanismen, welche im ps-Bereich beschrieben wurden, bestimmen die Phasenstabilität.

Da die im fs-Regime bei der *SC*-Erzeugung vorherrschende Solitonendynamik der wichtigste Grund für den Verlust der Phasenstabilität ist, gab es Anlass, eine experimentelle Anordnung zu finden, in der die Dynamik durch einen anderen phasenstabilen Prozess geprägt wird. Dazu wurden Experimente durchgeführt, in denen dem Pumpimpuls während der Propagation in der gezogenen Glasfaser ein weiterer Lichtpuls, ein Signalpuls, überlagert wurde. Mit Hilfe dieser Anordnung ist es gelungen in den Fasern gezielt den nichtlinearen Prozess des Vier-Wellen Mischens zu stimulieren. Zur Wahl eines Signalpulses geeigneter Wellenlänge wurde dabei wiederum die große Bandbreite der *SC* ausgenutzt, indem der Signalpuls schmalbandig aus dem Weißlicht einer weiteren gezogen Glasfaser extrahiert, und mit dem Pumpimpuls in der Experimentierfaser überlagert wurde.

- Zu höheren Pumpintensitäten hin, konnte das Vier-Wellen Mischen sogar bis zur Erzeugung von 6 Frequenzkaskaden gesteigert werden.
- Es war möglich, durch den gezielten Stimulationsprozess die im fs-Regime üblicherweise vorherrschende Solitonendynamik zu unterdrücken. Die Erzeugung des *SC* wurde stattdessen vornehmlich durch starkes Vier-Wellen Mischen als dominantem nichtlinearen Prozess initiiert. In den durchgeführten Synchronisationsexperimenten wurden somit die anfänglichen Bedingungen für die Ausbildung des *SC* gezielt beeinflusst und das Aussehen des Ausgangsspektrums entscheidend verändert. Die Phasenanpassungsbedingung diente hierbei als Anhaltspunkt zur Erklärung der Ausprägung des resultierenden Spektrums.
- Die experimentellen Ergebnisse konnten mit einem stark vereinfachten Aufbau, welcher mit nur einer gezogenen Glasfaser in Rückkopplungsgeometrie auskommt, reproduziert werden.

# Literaturverzeichnis

- [ABRH87] R. R. Alfano et al., *Cross phase modulation measured in optical fibers*, Appl. Opt. **26**, 3491–3492 (1987). [viii](#)
- [AGI<sup>+</sup>02] K. S. Abedin et al., *Highly nondegenerate femtosecond four-wave mixing in tapered microstructure fiber*, Appl. Phys. Lett. **81**, 1384–1386 (2002). [54](#)
- [Agr89] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, Inc., San Diego, CA 92101 (1989). [6](#), [8](#), [11](#), [13](#), [14](#), [15](#), [18](#)
- [AK95] N. Akhmediev und M. Karlsson, *Cherenkov Radiation Emitted by Solitons in Optical Fibers*, Phys. Rev. A **51**, 2602 (1995). [17](#)
- [AS70a] R. R. Alfano und S. L. Shapiro, *Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass*, Phys. Rev. Lett. **24**, 584–587 (1970). [viii](#)
- [AS70b] R. R. Alfano und S. L. Shapiro, *Observation of self-phase-modulation and small-scale filaments in crystals and glasses*, Phys. Rev. Lett. **24**, 592–595 (1970). [viii](#)
- [BA87] P. L. Baldeck und R. R. Alfano, *Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers*, J. Lightwave Technol. **5**, 1712 (1987). [viii](#)
- [BG99] J. Bures und R. Ghosh, *Power density of the evanescent field in the vicinity of a tapered fiber*, J. Opt. Soc. Am. B **16**, 1992–1995 (1999). [2](#)
- [BW99] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press, Sixth Auflage (1999). [34](#)
- [BWR00] T. A. Birks, W. J. Wadsworth und P. S. J. Russell, *Supercontinuum generation in tapered fibers*, Opt. Lett. **25**, 1415–1417 (2000). [ix](#)
- [CCL<sup>+</sup>02] S. Coen et al., *Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 753–764 (2002). [20](#), [22](#), [47](#), [54](#)
- [CJAJ05] C. M. B. Cordeiro et al., *Engineering the dispersion of tapered fibers for supercontinuum generation with a 1064 nm pump laser*, Opt. Lett. **30**, 1980–1982 (2005). [54](#)
- [CLCL<sup>+</sup>01] S. Coen et al., *White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber*, Opt. Lett. **26**, 1356–1358 (2001). [20](#)
- [CMK<sup>+</sup>94] I. P. Christov et al., *Fourth-order dispersion-limited solitary pulses*, Opt. Lett. **19**, 1465–1467 (1994). [vii](#)
- [CND<sup>+</sup>03] K. L. Corwin et al., *Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber*, Phys. Rev. Lett. **90**, 113904–1–4 (2003). [26](#), [33](#)
- [CNW03] G. Chang, T. B. Norris und H. G. Winful, *Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression*, Opt. Lett. **28**, 546–548 (2003). [33](#)

- [CTTD04] I. Christiani et al., *Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers*, Opt. Express **12**, 124–135 (2004). 54
- [DC01] P. D. Drummond und J. F. Corney, *Quantum noise in optical fibers. I. Stochastic equations*, J. Opt. Soc. Am. B **18**, 139–152 (2001). 48
- [DC02] J. M. Dudley und S. Coen, *Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers*, Opt. Lett. **27**, 1180–1182 (2002). 33
- [DC04] J. M. Dudley und S. Coen, *Fundamental limits to few-cycle pulse generation from compression of supercontinuum spectra generated in photonic crystal fiber*, Opt. Express **12**, 2423–2428 (2004). 33
- [DGL<sup>+</sup>93] P. Dumais et al., *Enhanced self-phase modulation in tapered fibers*, Opt. Lett. **18**, 1996–1998 (1993). viii
- [DGX<sup>+</sup>02] J. M. Dudley et al., *Cross-correlation frequency resolved optical gating analysis of broadband continuum generation in photonic crystal fiber: simulations and experiments*, Opt. Express **10**, 1215–1221 (2002). 58
- [DLL<sup>+</sup>05] Y. J. Deng et al., *Broadly tunable femtosecond parametric oscillator using a photonic crystal fiber*, Optics Letters **30**(10), 1234 – 1236 (2005). 54
- [dOdMHG92] J. R. de Oliveira et al., *Self-steepening of optical pulses in dispersive media*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 2025–2027 (1992). 9
- [DPG<sup>+</sup>02] J. M. Dudley et al., *Supercontinuum generation in air–silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 765–771 (2002). 8, 9, 18, 20, 22, 26
- [DR96] J. Diels und W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press, Inc. (1996). 24, 33
- [Dud] J. M. Dudley, Universite de Franche Comte, Besancon, *private Diskussion*. 18
- [EBK95] J. N. Elgin, T. Brabec und S. M. J. Kelly, *A perturbative theory of soliton propagation in the presence of third order dispersion*, Opt. Communication **114**, 321–328 (1995). 17
- [EYS<sup>+</sup>05a] A. Efimov et al., *Interaction of an optical soliton with a dispersive wave*, Phys. Rev. Lett. **95**, 213902–1–213902–4 (2005). 54
- [EYS<sup>+</sup>05b] A. Efimov et al., *Nonlinear copropagation of two optical pulse of different frequencies in photonic crystal fibers*, Appl. Phys. B **80**, 291 (2005). 54
- [FCBS87] R. L. Fork et al., *Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation*, Opt. Lett. **12**, 483–485 (1987). vii
- [FSHY83] R. L. Fork et al., *Femtosecond white-light continuum pulses*, Opt. Lett. **8**, 1–3 (1983). viii
- [FSY82] R. L. Fork, C. V. Shank und R. T. Yen, *Amplification of 70-fs optical pulses to gigawatt powers*, Appl. Phys. Lett. **41**, 223–225 (1982). viii
- [GLL<sup>+</sup>02] G. Genty et al., *Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers*, Opt. Express **10**, 1083 (2002). 31
- [GLL04] G. Genty, M. Lethonen und H. Ludvigsen, *Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses*, Opt. Express **12**, 4614–4624 (2004). 20
- [Gor86] J. P. Gordon, *Theory of the soliton self frequency shift*, Opt. Lett. **11**, 662–664 (1986). 18

- [GUL97] M. Göllés, I. M. Uzunov und F. Lederer, *Break up of N-soliton bound states due to intrapulse Raman scattering and third-order dispersion - an eigenvalue analysis*, Phys. Lett. A **231**, 195–200 (1997). 17, 18
- [HH02] A. V. Huskou und J. Hermann, *Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higherorder solitons in photonic fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2171–2182 (2002). 51
- [HHS<sup>+</sup>03] G. Hollemann et al., *Generation of 13.4 W picosecond pulsed output power at 355 nm based on a novel micro slab laser amplifier*, presented at CLEO/QELS, Baltimore, MD, USA Seite CThF5 (2003). 41
- [Hil05] K. M. Hilligsøe: *Nonlinear Wave Propagation in Photonic Crystal Fibers and Bose-Einstein Condensates*, Doktorarbeit, University of Aarhus, Dänemark (2005). 9, 17
- [HPT<sup>+</sup>03] K. M. Hilligsøe et al., *Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1887–1893 (2003). 22
- [HUH<sup>+</sup>00] R. Holzwarth et al., *Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy*, Phys. Rev. Lett **85**, 2264–2267 (2000). 33
- [Hus02] A. V. Husakou: *Nonlinear phenomena of ultrabroadband radiation in photonic crystal fibers and hollow waveguides*, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, Deutschland (2002). 9
- [HW90] H. Haken und H. C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, Springer-Verlag (1990). 8
- [IMS<sup>+</sup>87] M. N. Islam et al., *Cross-phase modulation in optical fibers*, Opt. Lett. **12**, 625 (1987). 56
- [IS72] E. P. Ippen und R. H. Stolen, *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*, Opt. Lett. **21**, 539–541 (1972). 13
- [Jac93] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Gruyter Walter (1993). 7
- [KBRA96] J. C. Knight et al., *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*, Opt. Lett. **21**, 1547–1549 (1996). ix
- [KBRA97] J. C. Knight et al., *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata*, Opt. Lett. **22**, 484–485 (1997). ix
- [KLST93] M. Klauder et al., *Pulse-Propagation in Optical Fibers near the Zero Dispersion Point*, Phys. Rev. E **47**, R3844–R3847 (1993). 17
- [KMNK<sup>+</sup>97] F. X. Kärtner et al., *Design and fabrication of double-chirped mirrors*, Opt. Lett. **22**, 831–833 (1997). 33
- [KSM<sup>+</sup>00] J. Kasparian et al., *Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere*, Opt. Lett. **25**, 1397–1399 (2000). viii
- [LGK98] S. Linden, H. Giessen und J. Kuhl, *XFROG - A New Method for Amplitude and Phase Characterization of Weak Ultrashort Pulses*, Phys. Stat. Sol. (b) **206**, 119–124 (1998). 24, 25
- [LSBWR04] S. G. Leon-Saval et al., *Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides*, Opt. Exp. **12**(13), 2864–2869 (2004). 2
- [Mai60] T. H. Mainman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493–494 (1960). vii
- [MB00] F. Mitschke und M. Böhm, *Solitonen in Glasfasern*, Physikalische Blätter **56**, 25–30 (2000). viii, 14, 18



- [ME88] P. W. Milonni und J. H. Eberly, *Lasers*, John Wiley & Sons, Inc., Wiley-Interscience Publication (1988). 34
- [Mit05] F. Mitschke, *Glasfasern - Physik und Technologie*, Elsevier GmbH, Spektrum Akademischer Verlag (2005). 4, 5, 8
- [MM86] F. Mitschke und L. F. Mollenauer, *Discovery of the soliton selffrequency shift*, Opt. Lett. **11**, 659–661 (1986). 18
- [MSG80] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen und J. P. Gordon, *Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1095–1098 (1980). viii, 14
- [MW95] L. Mandel und E. Wolf, *Optical coherence and quantum optics*, Cambridge University Press (1995). 36
- [NSBB03] N. I. Nikolov et al., *Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 2329–2337 (2003). 12
- [OBKR02] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight und P. S. J. Russel, *Pulse breaking and supercontinuum generation with 200-fs pump pulses in photonic crystal fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **19**(11), 2567–2572 (2002). 22
- [PBU<sup>+</sup>02] B. Povazay et al., *Submicrometer axial resolution optical coherence tomography*, Opt. Lett. **27**, 1800–1802 (2002). 33
- [Pri04] S. Pricking, *Messung der Gruppengeschwindigkeitsdispersion von gezogenen Glasfasern*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Deutschland (2004). 38, 39
- [Rul98] C. Rullière, *Femtosecond Laser Pulses*, Springer-Verlag (1998). 3, 5
- [RWS00] J. K. Ranka, R. S. Windeler und A. J. Stentz, *Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*, Opt. Lett. **25**, 25–27 (2000). ix
- [SAS<sup>+</sup>05] T. Schreiber et al., *Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths*, **13**, 9556–9569 (2005). 9, 20, 57
- [SFC<sup>+</sup>01] J. E. Sharping et al., *Four-wave mixing in microstructure fiber*, Opt. Lett. **26**, 1048–1050 (2001). 54
- [SGTH89] R. H. Stolen et al., *Raman response function of silica-core fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1159–1166 (1989). 9, 14, 46
- [SHM03] M. Seefeld, A. Heuer und R. Menzel, *Compact white-light source with an average output power of 2.4 W and 900 nm spectral bandwidth*, Opt. Communication **216**, 199–202 (2003). 20
- [SI72] R. H. Stolen und E. P. Ippen, *Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide*, Appl. Phys. Lett. **20**, 62 (1972). 13
- [SKS91] D. E. Spence, P. N. Kean und W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-modelocked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42–44 (1991). vii
- [SKSK94] R. Szipocs et al., *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*, Opt. Lett. **19**, 201–203 (1994). 33
- [SL83] A. W. Snyder und J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Kluwer Academic Publishers (1983). 2

- [SPK05] B. Schenkel, R. Paschotta und U. Keller, *Pulse compression with supercontinuum generation in microstructure fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 687 – 693 (2005). 33
- [SSG<sup>+</sup>99] G. Steinmeyer et al., *Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics*, Science **286**, 1507–1512 (1999). vii
- [ST91] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, Inc., Wiley-Interscience Publication (1991). 35
- [Sut96] R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*, Marcel Dekker, Inc. (1996). 49
- [Tei02] J. Teipel, *Herstellung und Charakterisierung von getaperten Fasern*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Deutschland (2002). 2
- [Tei06] J. Teipel: *Entwicklung und Anwendung kompakter Weißlichtlaser*, Doktorarbeit, Universität Bonn, Deutschland (2006). 33, 41
- [TJ81] N. Tzoar und M. Jain, *Self-phase modulation in long-geometry optical waveguides*, Phys. Rev. A **23**, 1266–1270 (1981). 14
- [Tre00] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, Kluwer Academic Publishers (2000). 24
- [TTG<sup>+</sup>05] J. Teipel et al., *Compact multi-Watt picosecond coherent white light sources using multiple-taper fibers*, Opt. Express **13**(5), 1734 – 1742 (2005). ix, 20, 41
- [VFG85] J. A. Valdmanis, R. L. Fork und J. P. Gordon, *Generation of optical pulses as short as 27 fs directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain*, Opt. Lett. **10**, 131–133 (1985). vii
- [WCL90] P. K. A. Wai, H. H. Chen und Y. C. Lee, *Radiations by Solitons at the Zero Group-Dispersion Wavelength of Single-Mode Optical Fibers*, Phys. Rev. A **41**, 426–439 (1990). 17
- [WDMT92] R. Wynands et al., *A compact tunable 60-dB Faraday isolator for the near infrared*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5586–5590 (1992). 23, 41
- [Wei00] A. M. Weiner, *Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators*, Rev. Sci. Instrum. **71**(5), 1929–1960 (2000). 23
- [WN04] B. R. Washburn und N. R. Newbury, *Phase, timing, and amplitude noise on supercontinua in microstructure fiber*, Opt. Express **12**, 2166–2175 (2004). 33
- [Woh03] W. Wohlleben: *Femtosekunden-Spektroskopie biologischer Systeme mittels kohärenter Kontrolle*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, Deutschland (2003). 24
- [YY84] A. Yariv und P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, Inc., Wiley-Interscience Publication (1984). 25
- [ZAG95] R. W. Ziolkowski, J. M. Arnold und D. M. Godny, *Ultrafast pulse interactions with two-level atoms*, Phys. Rev. A **52**, 3082 (1995). 49
- [Zha06] R. Zhang: *Propagation of ultrashort light pulses in tapered fibers and photonic crystal fibers*, Doktorarbeit, Universität Bonn, Deutschland (2006). 2, 8, 9
- [ZS72] V. E. Zakharov und A. B. Shabat, *Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media*, Soviet Physics JETP **34**, 62–69 (1972). 14, 15
- [ZTZ<sup>+</sup>04] R. Zhang et al., *Group velocity dispersion of tapered fibers immersed in different liquids*, Optics Express **12**, 1700 – 1707 (2004). ix, 2

- [ZZMG04] R. Zhang et al., *Mode and group velocity dispersion evolution in the tapered region of a single-mode tapered fiber*, Optics Express **12**(24), 5840 – 5849 (2004). 6