

Phasenkohärenz in Femtosekunden-Superkontinua aus Mikrostruktur-Glasfasern

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Phys. Nils Haverkamp

geboren am 08.05.1972 in Hannover

2004

Referent: Prof. Dr. Karsten Danzmann
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Tag der Promotion: 30. Juni 2004

Phasenkohärenz in Femtosekunden-Superkontinua aus Mikrostruktur-Glasfasern

Impulse eines Kerr-Linsen-modengekoppelten Titan-Saphir-Lasers bilden in der Frequenzdomäne ein phasenkohärentes Kammspektrum bestehend aus einer Vielzahl phasenkohärenter Einzellinien. Dabei entspricht der Linienabstand im Kammspektrum der Impuls-Wiederholrate des Titan-Saphir-Lasers und die Zentralfrequenz im Spektrum ist die Trägerfrequenz der Titan-Saphir-Laser-Impulse. Für Impulsdauern im Bereich von 10 fs beträgt die spektrale Breite des Kammspektrums größenordnungsmäßig 100 THz. Diese Breite kann auf über eine optische Oktave vergrößert werden, indem die Impulse in eine einige cm lange Mikrostruktur-Glasfaser eingekoppelt werden. Diese Fasern zeichnen sich durch Modenfeld-Durchmesser im Bereich weniger Mikrometer und verschwindende Gruppenlaufzeit-Dispersion in der Nähe der Trägerwellenlänge der Impulse aus. Eine komplizierte Wechselwirkung verschiedener nichtlinearer Prozesse bewirkt die spektrale Verbreiterung der hochintensiven eingekoppelten Impulse, d.h. die Erzeugung sog. Superkontinua. Dabei bleibt die Phasen-Kohärenz der eingekoppelten Impulse erhalten. Die so erzeugten Kammspektren, die nahezu den gesamten sichtbaren Spektralbereich abdecken und sich bis ins nahe Infrarot erstrecken, werden für Absolutfrequenzmessungen eingesetzt, wobei die erreichbare fraktionale Instabilität der Messung im Bereich von 10^{-13} für Mittelungsdauern von 1 s liegt. Als begrenzend stellt sich in diesem Fall die Instabilität der Normal-Frequenz heraus, bzgl. der die Absolutfrequenzmessung erfolgt. Bei Einsatz eines in einer mikrostrukturierten Glasfaser erzeugten Kammspektrums als Frequenzteiler, um eine optische (Normal)-Frequenz mit der Radiofrequenzdomäne phasenkohärent zu verbinden, liegt die erreichbare fraktionale Instabilität im Bereich von 10^{-16} für Mittelungsdauern von 1 s. Dies gilt für sämtliche im Bereich des generierten Superkontinuums liegenden optischen Frequenzen.

Phase-coherence in femtosecond-supercontinua generated in microstructure fibers

The pulses emitted by a Kerr-lens-modelocked titanium-sapphire laser form a phase-coherent comb spectrum in the frequency domain consisting of phase-coherent individual lines separated in frequency by the pulse repetition rate. The spectral width of the comb spectrum -approx. 100 THz for pulses of approx. 10 fs duration- can be broadened to form a so called supercontinuum. For this purpose the pulses are coupled into a microstructure fiber. These fibers have a mode field diameter of a few microns and vanishing group velocity dispersion in the vicinity of the pulse carrier frequency. During the complex interplay of nonlinear effects in the fiber the phase-coherence of the pulses is maintained. The thus generated phase-coherent supercontinuum, comprising almost the entire visible wavelength region and extending into the near infrared, is used for absolute frequency measurements. The achievable fractional short term stability is of the order of 10^{-13} for averaging times of 1 s, with the limitation arising from the realization of the standard frequency with regard to which the absolute frequency measurement of the optical frequency is carried out. If the phase-coherent supercontinuum is used as an interval divider to phase-coherently link an optical frequency to the radio frequency domain, the achievable fractional instability is of the order of 10^{-16} for averaging times of 1 s. This applies to all optical frequencies within the spectral span of the generated supercontinuum.

Schlagwörter

Frequenzmetrologie, Superkontinuum, Phasenkohärenz

Keywords

frequency metrology, supercontinuum, phase-coherence

Zusammenfassung

Modengekoppelte Ultrakurzimpuls-Laser generieren periodische Impulszüge bestehend aus Impulsen, deren Dauer (einige fs bis einige zehn fs) vergleichbar ist mit der Schwingungsperiode ihrer Trägerfrequenz (einige fs). Der Terminus „Ultrakurz-Impuls“ entstammt der Betrachtung in der Zeitdomäne: Es wird der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes betrachtet. Eine Beschreibung der Impulse kann jedoch in äquivalenter Form in der Frequenzdomäne erfolgen, in der die durch Modenkopplung erzeugten ultrakurzen Impulse phasenkohärente Kammspektren darstellen. Die Breite dieser Kammspektren ist für kürzeste Impulse vergleichbar mit der Trägerfrequenz der Impulse: Ein durch Modenkopplung erzeugter Impulszug aus Impulsen von ca. 5 fs Dauer bei einer Trägerwellenlänge von 800 nm besteht aus einem etwa 100 THz breiten phasenkohärenten Kammspektrum zentriert um die Trägerfrequenz von 375 THz. Diese Art Kammspektren findet Anwendung insbesondere in der Spektroskopie bzw. Frequenz-Metrologie zur phasenkohärenten Messung optischer Frequenzen.

Mit Vorstellung der mikrostrukturierten Glasfaser steht seit wenigen Jahren ein nicht-lineares Medium zur Verfügung, mit dem sog. Superkontinuum-Spektren erzeugt werden können. Diese Fasern sind gekennzeichnet durch einen Kerndurchmesser von wenigen Mikrometern und eine maßgeschneiderte Gruppenlaufzeit-Dispersion. In einer solchen Faser kommt es bei Ausbreitung ultrakurzer Impulse mit Trägerwellenlängen im anomalen Dispersionbereich zur Bildung von Solitonen und mittelbar durch spektrale Verbreiterung zur Erzeugung von Superkontinuum-Spektren. Die spektrale Aufweitung der Impulse entsteht u.a. durch Intrapuls-Raman-Verschiebung (der Solitonen) und kaskadierte Vier-Wellen-Mischung.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass mit Pump-Impulsen von etwa 20-30 fs Dauer die Impuls-Kammstruktur auf die erzeugten Superkontinuum-Spektren übertragen wird. Die Übertragung erfolgt durch Selbstphasenmodulation der hochintensiven Impulse während der Propagation auf den ersten Millimetern in der Faser. In mikrostrukturierten Fasern können bei geeigneter Wahl von Faserlänge und Impulsenergie Kammspektren erzeugt werden, die den gesamten sichtbaren Spektralbereich überspannen. Die Kohärenz dieser Spektren erlaubt, jede ihrer Linien als Referenzoszillator für spektroskopische Messungen zu verwenden. Werden diese Spektren für Absolutfrequenz-Messungen eingesetzt, d.h. zum Vergleich optischer Frequenzen mit dem primären Cs-Zeitnormal, so ist die erreichbare relative Messinstabilität durch die Instabilität des Zeitnormals gegeben (ca. 10^{-13} für Mittelungsdauern von einer Sekunde). Einsatz des Superkontinuums zum (direkten) Vergleich optischer Frequenzen zeigt, dass die Phasenkohärenz des verbreiterten Kammspektrums Messinstabilitäten im Bereich von 10^{-16} für Mittelungsdauern von einer Sekunde zulässt. Die Instabilitäten auf dieser Skala werden verursacht durch Umsetzung von Impulsenergie-Fluktuationen in Phasen-Fluktuation im Kammspektrum. Es wird gezeigt, dass der für diesen Prozess charakteristische Phasen-Modulations-Koeffizient in den Randbereichen des Superkontinuums einige zehn Radian pro Prozent Impuls-Leistungsänderung beträgt. Über das Superkontinuum ist dieser Koeffizient in guter Näherung frequenzlinear.

Ein Titan-Saphir-Ultrakurzimpuls-Laser mit nachgeschalteter Mikrostruktur-Faser kann als optisches Uhrwerk eingesetzt werden, um jede optische Frequenz im Bereich des generierten Superkontinuums phasenkohärent mit der Radiofrequenzdomäne zu verbinden. Die Grenze für die dabei erreichbare Kurzzeitstabilität liegt bei einigen 10^{-16} für Mittelungsdauern von 1 s, was für alle derzeitigen optischen Normale keine Begrenzung darstellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Thematischer und historischer Hintergrund	9
1.2	Superkontinuum-Spektrum als optisches Uhrwerk	12
1.3	Gliederung der Arbeit	15
1.4	Heterodyn-CARS mit Superkontinuum-Spektren	15
1.5	Optisches Sampling mit ultrakurzen Impulsen	16
2	Impulszüge in Frequenz- und Zeitbild	17
2.1	Die Fourier-Transformation	17
2.2	Fourier-Transformation realer Impulszüge	19
2.3	Modenkopplung und Dispersion	22
3	Ein modengekoppelter Laser als Kammgenerator	27
3.1	Aufbau des Titan-Saphir-Femtosekunden-Lasers	27
3.1.1	Titan-Saphir als breitbandiges Verstärkungsmedium	29
3.1.2	Saphir als nichtlineares Medium für Kerr-Linsen-Modenkopplung	30
3.1.3	Kompensation der Dispersion des Saphir-Kristalles	32
3.2	Impulsdauer des Titan-Saphir-Lasers	32
3.3	Intensitätsrauschen des Titan-Saphir-Lasers	33
3.4	Rauschen der spektralen Leistungsdichte	34
4	Charakterisierung des Kammspektrums	37
4.1	Intensitätsrauschen zwischen den Kammlinien	37
4.2	Bestimmung der Absolutfrequenzen des Linienspektrums	38
4.3	Superkontinuum-Erzeugung in Mikrostruktur-Glasfasern	42
4.4	Phasenkohärenz im Superkontinuum	45
4.4.1	Phasenkohärenz im verbreiterten Kammspektrum	47
4.4.2	Phasenkohärenz isolierter Spektralkomponenten des Superkontinuums	48
4.4.3	Phasenkohärenz durch Selbstphasenmodulations-Keim	53
4.5	Phasenrauschen im Kammspektrum	55
4.5.1	Obere Grenze für Phasenrauschen ausgewählter Linien	55
4.5.2	Obere Grenze für Phasenrauschen in den Flanken des Kammspektrums	58
4.5.3	Obere Grenze für Phasenrauschen im gesamten Superkontinuum	61
4.6	Ergebnis der Untersuchungen zum Phasenrauschen	64
4.7	Leistungsrauschen im Superkontinuum	68
4.8	Mögliche Ursachen für die Phasenmodulation	71

5	Ausblick: Superkontinuum für Heterodyn-CARS	73
5.1	CARS mit Superkontinuum-Spektren	73
5.2	Instabilität jenseits von 10^{-16} in 1 s ?	76
6	Optisches Sampling ultrakurzer Impulse	79
6.1	Sampling durch Kreuzkorrelation	80
6.2	Ein optisches Sampling-Oszilloskop	81
6.2.1	Prinzip	81
6.2.2	Experiment	82
6.3	Ein optischer Zeitdiskriminator für Impulssynchronisation	86

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit werden Anwendungen von modengekoppelten Ultrakurzimpuls-Lasern untersucht. Diese Anwendungen nutzen verschiedene Eigenschaften modengekoppelter Impulse. Der größte Teil der Arbeit befasst sich mit Anwendungen in der Frequenzdomäne. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Untersuchungen zur Phasenkohärenz von Superkontinuum-Spektren, die durch Propagation ultrakurzer Impulse in mikrostrukturierten Glasfasern erzeugt werden. Im letzten Teil der Arbeit wird eine Anwendung modengekoppelter Laser in der Zeitdomäne beschrieben, bei der zwei synchronisierte Ultrakurzimpuls-Laser zum optischen Abtasten (Sampling) von ultrakurzen Impulsen eingesetzt werden.

1.1 Thematischer und historischer Hintergrund

Licht als elektromagnetische Strahlung wird entweder durch Photonen oder durch eine elektromagnetische Welle dargestellt. In beiden Modellen kommt die Frequenz als charakteristische physikalische Eigenschaft von Licht vor. Bis auf das Farbempfinden existieren jedoch keine Sensoren, welche in der Lage wären, die Frequenz von Licht direkt zu messen. Somit wird in nahezu allen Fällen auch nicht die Frequenz ν , sondern stattdessen die Wellenlänge λ des Lichtes gemessen, welche sich aus der Lichtgeschwindigkeit c gemäß nachstehender Gleichung ergibt:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

Geschieht die Messung der Wellenlänge bzgl. einem Längennormal, so hat man die Wellenlänge, und damit auch die Frequenz, in gesetzlichen Einheiten bestimmt, da die Lichtgeschwindigkeit definiert ist als *exakt* 299 792 458 m/s. Dieser Methoden sind jedoch (technische) Grenzen für die Genauigkeit gesetzt: Messungen einer Wellenlänge im sichtbaren Spektralbereich sind bis zu relativen Ungenauigkeiten von einigen 10^{-10} unter großem Aufwand möglich [6]. Damit ist auch eine Bestimmung der Frequenz über eine Wellenlängenmessung nur bis zu relativen Ungenauigkeiten von etwa 10^{-10} möglich.

Die Genauigkeit, mit der die Zeit definiert ist, übertrifft die Genauigkeit der besten Wellenlängenmessplätze um ca. fünf Größenordnungen. D.h. die relative Instabilität der die Sekunde definierenden Normal-Frequenz liegt im Bereich einiger 10^{-14} für Mittelungsdauern von einer Sekunde [67]. Die Instabilität y eines Frequenz-Normals ist definiert als das Verhältnis

der mittleren Frequenzabweichung $\delta\nu$ und der Normal-Frequenz ν selbst:

$$y = \frac{\delta\nu}{\nu}$$

Bei einer Frequenzmessung bzgl. dieser (stabilen) Normal-Frequenz kann also eine beträchtliche Genauigkeitssteigerung erreicht werden gegenüber der (technisch) limitierten Frequenzberechnung aus einer Wellenlängenmessung.

Eine Frequenzmessung bzgl. dem Zeitnormal stellt einen Frequenzvergleich zwischen der Normalfrequenz und einer zu bestimmenden optischen Frequenz dar. Für die sichtbaren Frequenzen ($\nu \sim \mathcal{O}(500 \text{ THz}) \sim (2 \text{ fs})^{-1}$) existieren jedoch keine Detektoren, die so schnell wären, dass die Frequenz bestimmt werden könnte als Anzahl der Perioden des elektrischen Feldes des Lichts pro Sekunde, wie sie das Zeitnormal vorgibt. Somit ist also eine direkte Messung von optischen Frequenzen nicht möglich. Schnelle Detektoren erreichen typischerweise Grenzfrequenzen von einigen 100 MHz (bis 50 GHz). Mit diesen Detektoren kann durch Schweben zweier Frequenzen, die nicht weiter als einige 100 MHz auseinander liegen, und von denen eine bekannt ist, die andere bestimmt werden. Soll also eine Messung einer optischen Frequenz ν_x bzgl. der Normalfrequenz ν_{norm} durchgeführt werden, so ist die Normalfrequenz so zu vervielfachen, dass die bei dieser Frequenzvervielfachung entstehende hohe Harmonische mit der Frequenz $m \cdot \nu_{norm}$ im sichtbaren Spektralbereich auftritt. Weiterhin darf sie nicht weiter als einige 100 MHz von der zu messenden optischen Frequenz entfernt sein, damit eine Schwebungsmessung mit den existierenden Detektoren möglich ist:

$$m \cdot \nu_{norm} - \nu_x \leq \mathcal{O}(100 \text{ MHz})$$

Den historischen Aufbau zur Vervielfachung der Normalfrequenz, eine sog. harmonische Kette, zeigt Abb. 1.1. Diese Kette besteht aus vielen phasengekoppelten Hilfsoszillatoren: Die Phasenexkursionen sämtlicher Oszillatoren gegenüber denen in der Stufe unter und über ihnen werden auf typisch 0.1 rad durch Regelung begrenzt. Damit ergibt sich die maximale Phasenabweichung zwischen der zu messenden und der Normalfrequenz als Produkt der Phasenabweichung (pro Vervielfachungsstufe) und der Anzahl der Vervielfachungsstufen. Im betrachteten Fall summieren sich die Phasenabweichungen der Stufen der Kette zu einigen Radiant im Optischen. Die Phaseninstabilität von einigen Radiant bedeutet bei einer optischen Kreisfrequenz beispielsweise des $^1S_0 - ^3P_1$ -Übergangs im ^{40}Ca ([66], [92]) von

$$\omega(^{40}\text{Ca}) = 456 \text{ THz} \cdot 2\pi \approx 3 \times 10^{15} \text{ rad/s}$$

eine relative Phasenabweichung von ca. 10^{-15} . Damit beträgt die mittlere relative Frequenzabweichung $\frac{\delta\nu}{\nu}$, d.h. die sog. relative Instabilität der Frequenz-Messung, 10^{-15} bei Mittelung über eine Sekunde. Denn: Der Fehler von einigen Radiant wird über ein Mittelungsintervall von einer Sekunde, d.h. einige 10^{15} Perioden der Schwingung „verteilt“¹. Dieser Wert kann durch längeres Messen verbessert werden: Da die Regelung die Phasenexkursionen begrenzt, verteilt sich der durch sie verursachte Fehler bei 100mal längerer Messung auf 100mal mehr optische Zyklen. Somit verringert sich der relative Fehler um einen Faktor 100.

Mit der harmonischen Kette wird eine phasenstarre Kopplung einer optischen Frequenz mit der Cs-Normal-Frequenz eingeführt. Die Kette wirkt also als Übersetzungs-Getriebe bzw.

¹Es handelt sich hierbei um eine Abschätzung des Fehlers aufgrund von Phasenabweichungen innerhalb der Kette. Die wirkliche Messung war jedoch begrenzt durch die Phaseninstabilität der Normalfrequenz, so dass nur 10^{-13} für Mittelungsdauern von einer Sekunde erreicht wurden.

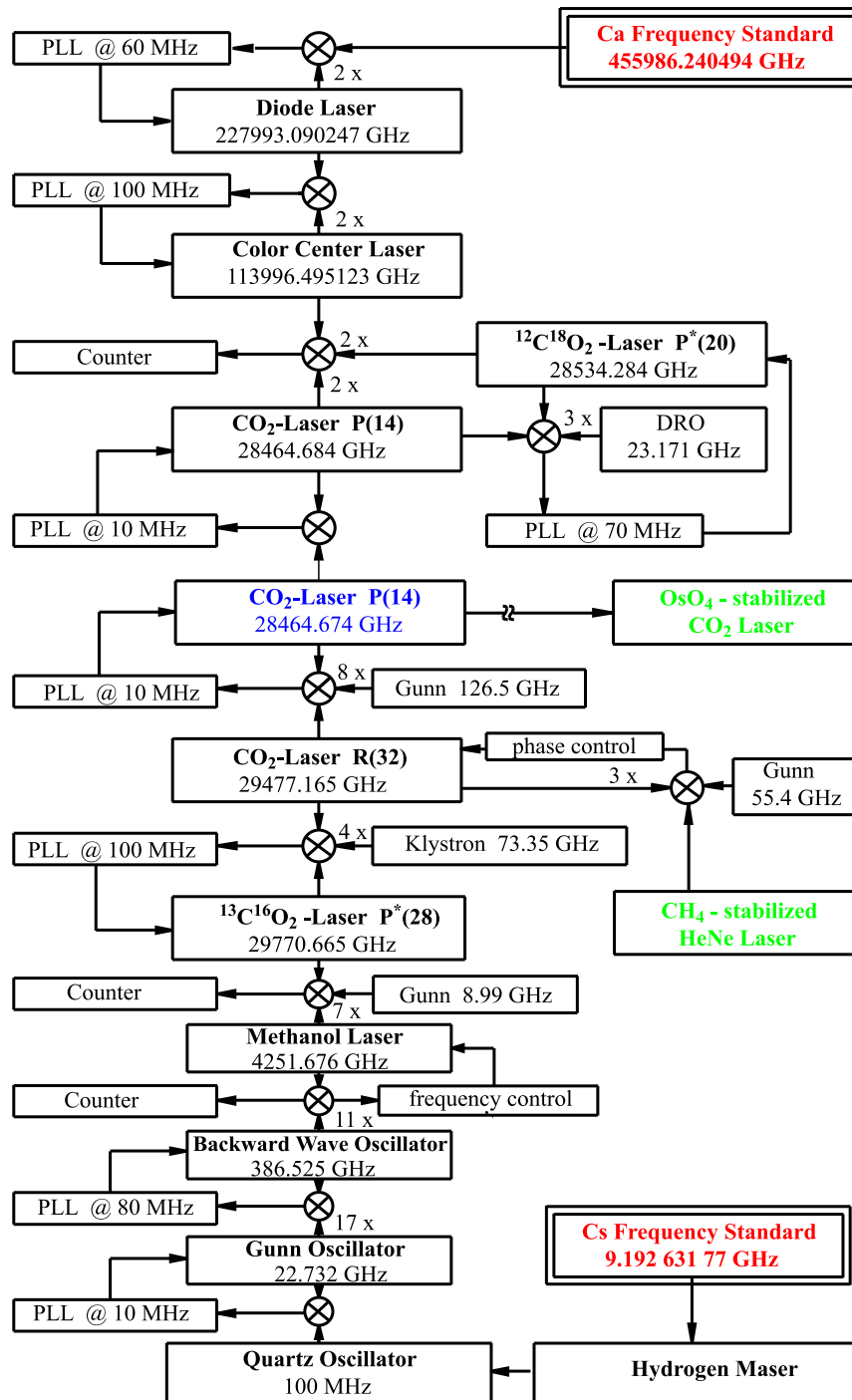


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau der Frequenzkette zur erstmaligen phasenkohärenten Messung einer optischen Frequenz: Ca-Uhrenübergang bzgl. Cs-Primärzeitnormal. Diese beiden durch die Kette phasenstarr verbundenen Frequenzen sind in rot markiert. [70]

als *Uhrwerk*, um eine niedrige Normalfrequenz auf eine hohe optische Frequenz zu vervielfachen. Es entsteht dadurch eine hohe Harmonische der Normalfrequenz, wobei die Instabilität der Harmonischen gegeben ist durch die Phaseninstabilitäten der Normalfrequenz zzgl. denen des Uhrwerks. Für die an der PTB realisierte Frequenzkette ist die Instabilität der Normalfrequenz begrenzend.

Analog könnte die Kette auch als Frequenzteiler bzw. Untersetzungsgetriebe eingesetzt werden, mit dem eine hohe optische Normal-Frequenz in eine niedrige Frequenz geteilt wird. Ebenso analog ist die relative Instabilität der durch Herunterteilen erzeugten Subharmonischen der optischen Normalfrequenz gegeben durch die Instabilität der Normalfrequenz zzgl. denen des Uhrwerks. *Nicht ganz analog* jedoch verhält es sich bei dieser Anwendung mit der Möglichkeit der Verringerung der relativen Instabilität durch längeres Mitteln: Diese Anwendung sieht vor, i.b. die *Kurzzeit*-Stabilität eines optischen Frequenz-Standards auf den Radio- bzw. Mikrowellen-Frequenzbereich zu übertragen. Langes Mitteln, was einen Widerspruch zum Konzept der Kurzzeit-Stabilität darstellte, ist bei dieser Anwendung somit nicht möglich, so dass das Uhrwerk keine Phasenexkursionen aufweisen darf, die die Kurzzeitstabilität des optischen Frequenz-Standards zunichte macht.

Es wird für die sog. optischen Uhren, die in Zukunft möglicherweise eine optische Normal-Frequenz darstellen, ein optisches Uhrwerk benötigt, welches die optische Normalfrequenz teilt und deren Kurzzeitstabilität erhält. Für diese Aufgabe ist die äußerst komplexe harmonische Kette mit ihren vielen Stufen aus praktischen Gründen nicht geeignet. Ein weiterer Nachteil ist, dass sie nicht universell einsetzbar ist, d.h. sie kann nicht ohne substantielle Umbauten zur Messung (oder Teilung) von verschiedenen optischen Frequenzen verwendet werden.

Als universell einsetzbares optisches Uhrwerk zur Anbindung optischer Frequenzen an beliebige Radio-, Mikrowellen und andere optische Frequenzen kann dagegen ein mit einem Ultrakurz-Impuls-Laser erzeugtes Superkontinuum-Spektrum dienen. Mit diesem erfolgt in einem einzigen Schritt die Intervallteilung von der optischen Frequenz in die Radio- oder Mikrowellen-Frequenzdomäne [61]. Dies wird im folgenden Abschnitt erläutert.

1.2 Superkontinuum-Spektrum als optisches Uhrwerk

Superkontinuum-Spektren, wie sie durch Einkopplung ultrakurzer Impulse eines Kerr-Linsen modengekoppelten Titan-Saphir-Lasers in wenige Zentimeter einer mikrostrukturierten Glasfaser erzeugt werden können, bilden in der Frequenzdomäne ein Kamm- bzw. Linienspektrum. Bei der Superkontinuum-Erzeugung wird die Phasenkohärenz der durch Modenkopplung entstandenen Impulse auf *alle* Linien des Superkontinuums übertragen. Das mit ultrakurzen Impulsen von ca. 20 fs Dauer erzeugte Superkontinuum stellt ein Ensemble von Linien mit definierter Phasenbeziehung zwischen den Linien dar. Diese definierte Phasenbeziehung erlaubt es, das Spektrum *in seiner Gesamtheit* durch Angabe zweier (Radio)-Frequenzen *vollständig* zu charakterisieren ([82], [36], [41]). Die Frequenzen sind dabei die Repetitionsrate (f_{rep}) des Impulslasers und eine Frequenzverschiebung (ν_{CEO}), auf deren Ursprung in der Arbeit eingegangen wird. Ausgehend von dieser Frequenzverschiebung betragen sämtliche Linienfrequenzen ν_m ein ganzzahliges Vielfaches der Repetitionsrate:

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep} \quad (1.1)$$

Wie diese Arbeit zeigen wird, steht mit dem so erzeugten Superkontinuum ein Spektrum aus phasenverfolgbaren Linien exakt bekannter Frequenz zur Verfügung. Mit vergleichsweise

Atom/Ion		ν	λ	$\frac{\delta\nu}{\nu}_{th}$	$\frac{\delta\nu}{\nu}_{exp}$
1H	MPQ	2466 THz	121 nm	5.10-17	2.10-14
40Ca	PTB,NIST	456 THz	657 nm	1,6.10-15	6.10-14
199Hg+	NIST	1065 THz	282 nm	1,6.10-15	1.10-14
171Yb+	PTB	688 THz	435 nm	4,5.10-15	2.10-14
115In+	MPQ	1267 THz	237 nm	1,2.10-15	8.10-14
88Sr+	NPL,NRC	445 THz	674 nm	0,9.10-15	4.10-13

Tabelle 1.1: Auswahl optischer Uhren mit Uhrenübergangsfrequenz und -wellenlänge sowie erwarteten (th) und experimentell realisierten (exp) Unsicherheiten; ([58], [76], [84], [77], [20], [52])

einfachen Mitteln kann dabei der gesamte sichtbare Spektralbereich einschließlich des angrenzenden Nahinfrarot abgedeckt werden, so dass bei jeder optischen Frequenz im Abstand von nicht mehr als f_{rep} eine Referenz-Frequenz existiert. Derartige Spektren finden zur Messung von optischen Absolut-Frequenzen weltweit breite Verwendung.

Einen der Schwerpunkte des wissenschaftlichen Interesses im Bereich der Quantenoptik bilden seit einigen Jahren die sog. „optischen Uhren“, die das Potential haben, zukünftig als Primärnormal zur Zeitdarstellung zu dienen, d.h. die derzeit die SI-Sekunde definierenden Cäsium-Mikrowellen-Uhren zu ersetzen. Bei den Kandidaten handelt es sich um in geeigneten Fällen gespeicherte Ionen oder Atome, wie z.B. Quecksilber, Calcium, Wasserstoff, Ytterbium oder Strontium. Allen gemeinsam ist die Eigenschaft, einen schmalbandigen *Uhren*übergang zu haben, dessen Frequenz im optischen Frequenzbereich liegt (siehe Tab. 1.1). Die Kombination aus schmalbandigem Übergang und hoher Frequenz ermöglicht höchste Frequenz-Stabilitäten, wie sie die heutigen Mikrowellen-Standards nicht zulassen. Allerdings benötigen die optischen Uhren einen Frequenzteiler, denn die hohen optischen Frequenzen sind zur Verteilung einer Zeitskala an Endabnehmer technisch nicht geeignet. Die optischen Uhren brauchen also ein „optisches Uhrwerk“, das die optischen Frequenzen wiederum auf das technisch notwendige Mikrowellen-Niveau herunterteilt. Die Frequenzteilung muss dabei so erfolgen, dass die Frequenzinstabilität des heruntergeteilten Signales im Wesentlichen gegeben ist durch den optischen Standard. Andernfalls ginge dessen Überlegenheit gegenüber den bestehenden Mikrowellen-Standards hinsichtlich der Stabilität wieder verloren. Das Phasenrauschen des Frequenzteilers muss also klein sein gegen das Phasenrauschen des optischen Standards.

Von großem Interesse sind auch experimentelle Tests einer etwaigen Änderung der Feinstruktur-Konstante α . Diese würde sich auf verschiedene optische Uhren unterschiedlich auswirken, d.h. die Frequenz der Uhren-Übergänge wäre abhängig von α . Ein hochgenauer Vergleich verschiedener optischer Uhren im Abstand von größenordnungsmäßig einem Jahr würde eine obere Grenze für eine etwaige Drift der Feinstrukturkonstanten liefern können. Auch für den Frequenzvergleich zwischen optischen Frequenzen ist ein keine zusätzliche Instabilität einführendes optisches Uhrwerk notwendig.

Die Funktionsweise eines phasenkohärenten Kammspektrums als optisches Uhrwerk zur Verbindung optischer Frequenzen mit Radio- und Mikrowellen-Frequenzen ist in Abb. 1.2 veranschaulicht. Es enthält als buntes Linienspektrum die einzelnen Kammlinien des Superkontinuums. Ihre Frequenzen bestimmen sich nach Gl. 4.2 als Summe aus einem ganzzahligen

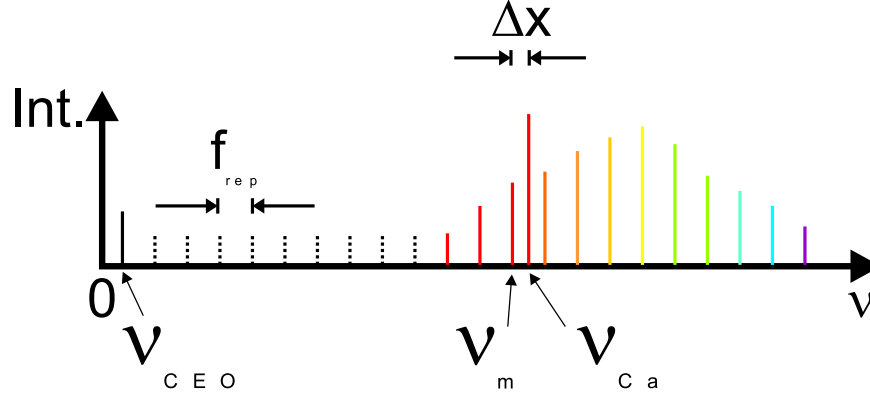


Abbildung 1.2: Nutzung eines Kammspektrums als Frequenzteiler zur phasenkohärenten Verbindung der optischen Frequenz (ν_{Ca}) mit einer Radiofrequenz (f_{rep})

gen Vielfachen der Repetitionsrate des Ultrakurzimpuls-Lasers und der Frequenzverschiebung ν_{CEO} . Zusätzlich eingezeichnet ist eine Linie mit der Frequenz ν_{Ca} . Die Schwebungsfrequenz Δx zwischen der m ten Kammlinie mit der Frequenz ν_m und der Linie mit der Frequenz ν_{Ca} beträgt

$$\Delta x = \nu_{Ca} - \nu_m.$$

Eine phasenstarre Anbindung der Frequenz ν_{Ca} an die Repetitionsrate f_{rep} geschieht durch Phasenkopplung von ν_{CEO} an Δx . Denn es gilt dann

$$\nu_{CEO} = \Delta x \Rightarrow f_{rep} = \frac{\nu_{Ca}}{m}.$$

D.h. die Impulsrepetitionsrate entspricht exakt dem m ten Teil der optischen Frequenz ν_{Ca} . Dies kann man sich anhand von Gl. 1.1 und Abb. 1.2 leicht klar machen.

Allerdings lautet die Voraussetzung dafür, dass diese Sichtweise zulässig ist:

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep} \Rightarrow \phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot \phi_{rep} + \Phi_m,$$

wobei Φ_m eine willkürliche, *aber zeitunabhängige* Integrationskonstante ist. Diese Voraussetzung ist nicht trivialerweise erfüllt, da das verwendete Superkontinuum bei seiner Erzeugung in der mikrostrukturierten Faser z.B. aufgrund nichtlinearer Laufzeit-Effekte u.U. frequenzabhängige und unkorrelierte Phasenmodulationen aufgeprägt bekommen könnte. Damit wäre eine Angabe der *Momentanfrequenz* der Linien des Superkontinuums nicht mehr möglich allein durch Angabe der zwei Radiofrequenzen ν_{CEO} und f_{rep} . Eine gewisse Unschärfe, d.h. eine Instabilität der Linienfrequenzen, müsste dann berücksichtigt werden. Im Extremfall könnte sich diese Instabilität als für Anwendungen begrenzend herausstellen.

Diese Arbeit zeigt aber, dass ein in einer mikrostrukturierten Faser generiertes Superkontinuum als optisches Uhrwerk dienen kann, um beliebige optische Frequenzen mit Radiofrequenzen mit sehr hoher Stabilität phasenstarr zu verbinden [29]. Als begrenzend für die erreichbare Stabilität erweist sich die Umsetzung von Laser-Leistungsrauschen in Phasenrauschen im Superkontinuum. Bei dem verwendeten Titan-Saphir-Laser mit einem Intensitätsrauschen von

ca. 10^{-3} (innerhalb der für Messungen benötigten Verfolgungsbandbreite der Regelkreise von größenordnungsmäßig 100 kHz^2) liegt die erreichbare (Kurzzeit-)Stabilität aller Linien im Superkontinuum im Bereich unter 10^{-15} für Mittelungsdauern von 1 s. Damit kann die Stabilität aller derzeit verfügbaren optischen Frequenz-Standards auf Radiofrequenzen übertragen werden.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die Behandlung der Phasenkohärenz-Eigenschaften von in mikrostrukturierten Fasern erzeugten Superkontinuum-Spektren in den Kapiteln 2 bis 4 gliedert sich folgendermaßen: Zunächst wird der Zusammenhang zwischen den Beschreibungen von modengekoppelten Lasern in der Zeit- und der Frequenzdomäne dargestellt. Dabei werden in Kapitel 2 die Voraussetzungen entwickelt für die Ausbildung periodischer Impulszüge bestehend aus ultrakurzen Impulsen. Anschließend erfolgt in Kapitel 3 die Beschreibung des diese Voraussetzungen berücksichtigenden Femtosekundenlasers und seine Charakterisierung hinsichtlich der für die Anwendung als Kammgenerator wichtigen Eigenschaften. In Kapitel 4 wird die Phasenkohärenz des in einer mikrostrukturierten Faser spektral verbreiterten Kammspektrums untersucht. Ein Selbst-Phasen-Modulations-(Keim)-Signal wird identifiziert als Quelle für die hohe beobachtete Kohärenz. Deren Grenzen aufgrund des Leistungsrauschens des verwendeten Titan-Saphir-Lasers werden bestimmt. Anschließend werden Messungen zum Leistungsrauschen im Superkontinuum vorgestellt. Damit liegt dann eine vollständige Charakterisierung des Superkontinuums vor.

In Kapitel 5 wird eine neue Anwendung des Superkontinuums als Lichtquelle für kohärente Anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS) mit Heterodyn-Detektion des CARS-Signales vorgestellt.

Kapitel 6 behandelt die „Spin-off-Entwicklung“ eines optischen Samplingverfahrens für ultrakurze Lichtimpulse.

1.4 Heterodyn-CARS mit Superkontinuum-Spektren

Anschließend an die Behandlung der Phasenkohärenz des Superkontinuums wird eine neue Anwendungsmöglichkeit für phasenkohärente Superkontinuum-Spektren vorgestellt: Aufgrund der hohen beobachteten Kohärenz eignen sich die Linien im Kammspektrum sehr gut, um für kohärente Anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS) eingesetzt zu werden.

Durch spektrale Filterung werden Impulse aus dem Superkontinuum erzeugt, deren Trägerfrequenzen so gewählt werden, dass ihre Frequenz-Differenz der sog. Stokes-Verschiebung einer Raman-aktiven Substanz entspricht, deren Konzentration in einer zu untersuchenden Probe bestimmt werden soll. Die längerwelligen Impulse werden als Stokes-Impulse, die anderen als Pump-Impulse bezeichnet. Bei Einstrahlung des durch Pump- und Stokes-Impulse

²Die Frequenzen Δx , f_{rep} und ν_{CEO} werden mit Photodioden detektiert. Deren (elektrische) Signale werden anschließend mit sog. Phasenverfolgungsoszillatoren (engl.: phase tracking oscillator) gefiltert: Ein frequenzabstimmbarer rauscharmer Oszillator wird an das Photodioden-Signal phasengekoppelt. Abhängig vom Phasenrauschen des Photodioden-Signals ist die (Phasen-)Verfolgungsbandbreite, d.h. die Bandbreite der Phasenkopplung, so zu wählen, dass sicher gestellt ist, dass zwischen Photodioden-Signal und Verfolgungs-Oszillator keine Periodensprünge (cycle slips) auftreten. Die Phase des Verfolgungs-Oszillators entspricht dann der Phase des Photodiodensignales, ist aber weniger verrauscht. Der Phasen-Verfolgungs-Oszillator wirkt als schmalbandiges Mitlauffilter für die Photodioden-Signale.

erzeugten Differenz-Frequenz-Feldes in eine Probe wird in dieser kohärente sog. Anti-Stokes-Strahlung erzeugt. Dieses *kohärente* Anti-Stokes- bzw. CARS-Signal tritt in einem der Stokes-Verschiebung entsprechenden Frequenzabstand auf der kurzwelligen Seite der Pump-Impulse auf. Durch Schwebungs-Detektion (Heterodyn-Detektion) des CARS-Signales mit einem dritten aus dem Superkontinuum herausgefilterten Anti-Stokes-Impuls kann inkohärenter Hintergrund, (der nicht zum Schwebungssignal beiträgt), unterdrückt werden³. Mit diesem Verfahren lässt sich gegenüber Homodyn-Detektion, bei der die Hintergrund-Unterdrückung allein durch spektrale Filterung eingeführt wird, eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses um mehrere Größenordnungen erreichen.

Ein genereller Vorteil von CARS mit gefilterten Superkontinua wäre, dass aufgrund ihrer großen spektralen Breite von größenordnungsmäßig 200 THz fast alle Raman-Übergänge mit *einer* Lichtquelle zugänglich würden. (Typische Raman-Übergangsfrequenzen liegen im Bereich bis größenordnungsmäßig 100 THz.) Konventionelle Ansätze benötigen für Heterodyn-Detektion wenigstens drei Laser. Das mit ihnen zugängliche Differenz-Frequenz-Intervall ist außerdem nicht vergleichbar mit dem aus dem Superkontinuum erzeugten, da die Laser i.A. nicht über derartig große Frequenzbereiche abstimbar sind.

1.5 Optisches Sampling mit ultrakurzen Impulsen

Am Ende der Arbeit wird die Entwicklung eines optischen Sampling-Verfahrens beschrieben, das es erlaubt, sub-100 fs-Auflösungen bei der Messung des zeitlichen Intensitätsverlaufs ultrakurzer Impulse zu erreichen. Es beruht auf Kreuzkorrelation von Impulsen aus synchronisierten Impulszügen. Demonstriert wird das Verfahren mit einem Titan-Saphir-Laser, dessen Impulse eingesetzt werden, um die eines Erbium-Faser-Lasers abzutasten. Weiterhin wird davon ausgehend ein universell einsetzbarer optischer Zeitdiskriminator beschrieben, mit dem modengekoppelte Laser synchronisiert werden können mit Stabilitäten im Sub-Trägerperioden-Bereich. Als Anwendungsmöglichkeit war die Ausdehnung von Kammspektren auf selbst bei Verbreiterung in mikrostrukturierten Fasern nicht zugängliche Spektral-Bereiche vorgesehen, indem Impulslaser verschiedener Trägerwellenlängen phasenstarr im Optischen gekoppelt werden. Die gleiche Zielsetzung liegt z.B. [4] zugrunde: Ein Ti:Saphir-Laser und ein Cr:Forsterit-Laser werden synchronisiert, um ein Spektrum von 570 nm bis $1.45\mu\text{m}$ zu erzeugen. [35] beschreibt ebenfalls Arbeiten, in denen ein bei 1550 nm emittiertes Kammspektrum einer modengekoppelten Laserdiode phasenstarr an ein selbstreferenziertes Ti:Sa-Kammspektrum gekoppelt wird. Die großen Fortschritte, die zwischenzeitlich insbesondere mit Faserlaser-Kammgeneratoren zur Erzeugung selbstreferenzierter Kammspektren erzielt werden konnten ([37], [81], [90], [38]), lassen allerdings als wahrscheinlichere Verwendungsmöglichkeit Pump-Probe-Experimente mit synchronisierten Lasern erscheinen, d.h. Zeitdomänen-Anwendungen der synchronisierten Laser.

³Zu diesem Zweck wird z.B. der Anti-Stokes-Impuls frequenzversetzt, so dass die Schwebung zwischen CARS-Signal und Anti-Stokes-Impuls in der Radiofrequenz-Domäne auftritt.

Kapitel 2

Impulszüge in Frequenz- und Zeitbild

Kammgenerator bzw. modengekoppelter Ultrakurz-Impuls-Laser sind synonyme Beschreibungen des gleichen Gerätes in der Frequenz- bzw. in der Zeitdomäne.

Die Verknüpfung beider Domänen bildet die Fourier-Transformation. Der durch sie gegebene Zusammenhang soll in diesem Kapitel veranschaulicht werden, so dass in den folgenden Kapiteln die für Erklärungsmodelle jeweils geeignetere Domäne gewählt werden kann.

2.1 Die Fourier-Transformation

$$\mathcal{F}\{f(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{-i\omega t\} f(t) dt = \tilde{f}(\omega) \quad (2.1)$$

$$\mathcal{F}^{-1}\{\tilde{f}(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i\omega t\} \tilde{f}(\omega) d\omega = f(t) \quad (2.2)$$

Diese Transformationsvorschrift stellt den Zusammenhang zwischen der Frequenzdomäne und der Zeitdomäne her. In Abb. 2.1 sind zunächst die Extrema in beiden Domänen dargestellt, um die Reziprozität der Darstellung in den beiden Domänen zu verdeutlichen.

Die Fourier-Transformation \mathcal{F} eines streng monochromatischen Wellenzuges ohne zeitliche Begrenzung liefert ein deltaförmiges Frequenzspektrum, d.h. eine unendlich schmale Linie in der Frequenzdomäne¹. Ein deltaförmiges Ereignis in der Zeitdomäne wiederum liefert ein unendlich ausgedehntes Frequenzspektrum. Die *Breiten* in den beiden durch die Fouriertransformation miteinander verknüpften Domänen sind also entgegengesetzt proportional:

$$\tau_p \propto \frac{1}{\Delta\omega} \quad (2.3)$$

Ebenso verhalten sich *Abstände* in beiden Domänen. Abb. 2.2 zeigt eine streng periodische Abfolge deltaförmiger Ereignisse in der Zeitdomäne, was einem unendlich ausgedehnten Spektrum deltaförmiger Einzellinien in der Frequenzdomäne entspricht. Die Darstellung in beiden

¹In starker Näherung wird ein derartiges Signal von einem lange eingeschalteten Single-Frequency-Laser geliefert.

Domänen ist somit einfach: Für die Zeitdomäne gilt

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_n) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - n \cdot T_{rep}); n \in \mathbb{Z}. \quad (2.4)$$

Die entsprechende Beschreibung in der Frequenzdomäne liefert

$$\tilde{f}(\omega) = \sum_{n=0}^{+\infty} \delta(\omega - \omega_n) = \sum_{n=0}^{+\infty} \delta(\omega - n \cdot \delta\omega) = \sum_{n=0}^{+\infty} \delta(\omega - n \cdot \frac{2\pi}{T_{rep}}); n \in \mathbb{Z}. \quad (2.5)$$

D.h. eine zeitliche Periodizität äußert sich als Periodizität der Verteilung im Frequenzraum. Der Abstand im Zeitraum ist dabei der Kehrwert des Abstandes im Frequenzraum.

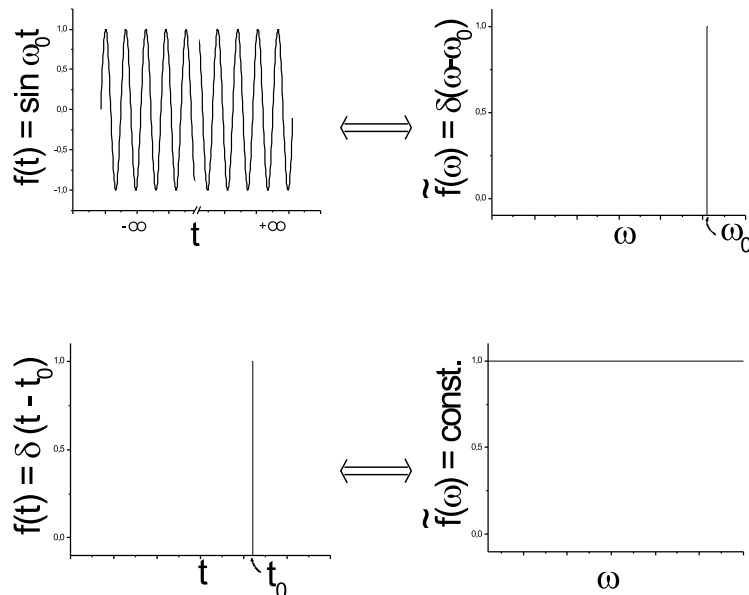


Abbildung 2.1: Darstellung eines deltaförmigen Impulses in der der Zeit- und der Frequenzdomäne

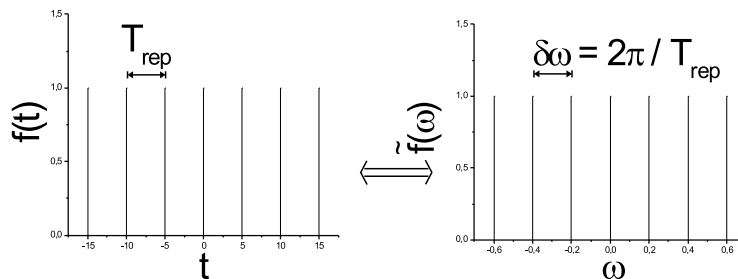


Abbildung 2.2: Darstellung eines Zuges deltaförmiger Impulse in der Zeit- und der Frequenzdomäne

2.2 Fourier-Transformation realer Impulszüge

In der Realität sind unendlich kurze Impulse bzw. unendlich breite Spektren nicht verfügbar; obige Beispiele dienen lediglich der Illustration der prinzipiellen Zusammenhänge. Für tatsächliche Anwendungen sind die in Abb. 2.3 dargestellten Verhältnisse typisch.

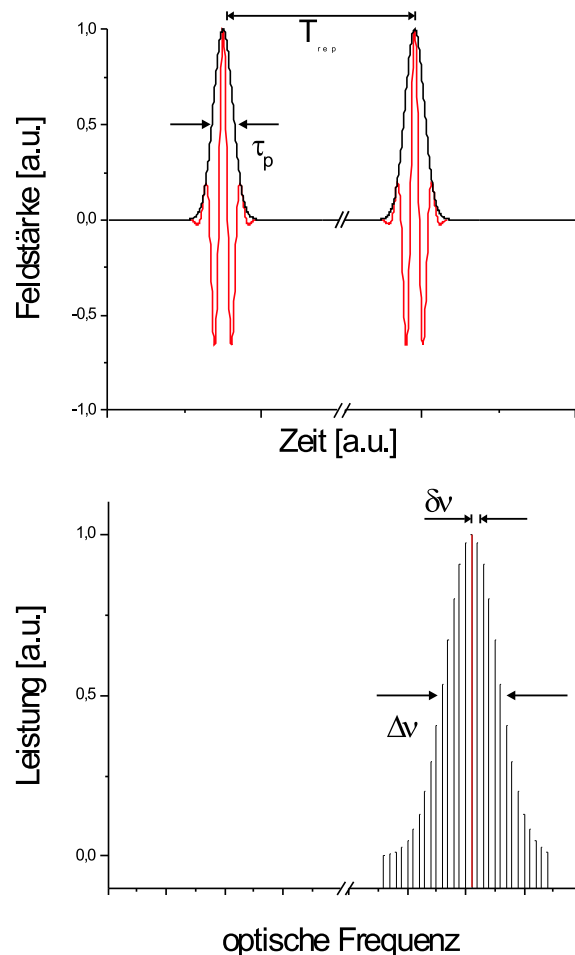


Abbildung 2.3: Zusammenhang zwischen Darstellung eines gaußförmigen Impulses in der Zeit- und Frequenzdomäne; Impulsdauer (FWHM): τ_p

Im oberen Teil der Abbildung sind zwei aufeinander folgende Lichtimpulse dargestellt, wobei die Beschreibung in der Zeitdomäne erfolgt. Die sog. Trägereinhüllende moduliert periodisch die Feldstärke eines *kohärenten* optischen Trägersignals. Diese Kohärenz des Trägers ist Voraussetzung für die Erzeugung eines optischen Kammspektrums, wie es im unteren Teil der Abbildung zu sehen ist. Durch periodische Modulation (beispielsweise durch Chopping) eines inkohärenten Signals kommt es nicht zu der im Folgenden dargestellten Ausbildung eines *optischen* Kammspektrums: So erzeugte Impulszüge weisen keine kammförmigen, sondern kontinuierliche Spektren im Optischen auf. Schon anschaulich ist klar, dass beispielsweise Chopping einer superlumineszenten Leuchtdiode nicht die spektrale Zusammensetzung der von der Diode emittierten Strahlung ändert, also gleichsam die Kammstruktur im

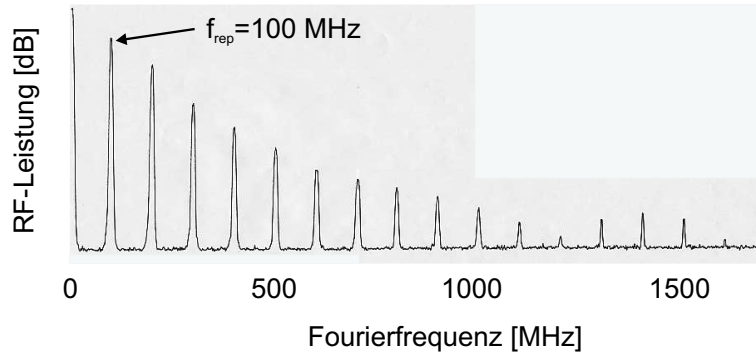


Abbildung 2.4: Fourierfrequenz-Kammspektrum im *Basisband* von mit einer Wiederholrate von 100 MHz auftretenden Lichtimpulsen. Im *Optischen* tritt diese Kammstruktur nur auf, wenn die Impulse durch periodische Modulation eines *kohärenten* Trägers entstehen.

Optischen nachträglich einführt. Es kommt lediglich zur Ausbildung eines „Fourierfrequenz-Kammspektrums“ in der Basisband-Domäne wie es Abb. 2.4 zeigt. Hierbei handelt es sich um die Fourieranalyse des Ausgangssignals eines Photodetektors, der den Impulszug detektiert.

Bei zeitlich periodischer Modulation der Feldstärke eines kohärenten Trägers hingegen kommt es zur Ausbildung eines kohärenten² Impulszuges, der in der Zeitdomäne beschrieben wird durch eine Impulswiederkehrzeit T_{rep} und eine Impulsdauer τ_p . In der Frequenzdomäne entspricht dies der Erzeugung eines optischen Kammspektrums, wobei die Trägerwellenlänge der Impulse die Zentralwellenlänge ihres optischen Spektrums ist. Der Kehrwert der Impulswiederkehrzeit, d.h. die Impulsrepetitionsrate, definiert den Kammlinienabstand $\delta\nu$ (vgl. Gl. 2.4):

$$\frac{1}{T_{rep}} = f_{rep} = \delta\nu \quad (2.6)$$

Die Breite des Kammspektrums $\Delta\nu$ ist proportional zum Kehrwert der Impulsdauer (vgl. Gl. 2.3):

$$\frac{1}{\tau_p} \propto \Delta\nu \quad (2.7)$$

Die Breite der Impulse τ_p ist deutlich kürzer als die Impuls-Wiederkehrzeit T_{rep} , bleibt aber endlich. Somit ergibt sich bei Fourier-Transformation nach dem im Abschnitt 2.1 Dargestellten bzw. aus (2.7) auch eine endliche spektrale Breite der Impulse. Der genaue Zusammenhang zwischen Impulsdauer τ_p und spektraler Breite $\Delta\nu$ berücksichtigt zusätzlich zur Impulsdauer auch die Form der Impulse, d.h. ihre zeitliche Struktur ($E(t)$ bzw. $I(t)$). Verschiedene Impulsdauern bei gleicher spektraler Breite äußern sich in der Frequenzraumdarstellung als unterschiedliche spektrale Phasengänge, sog. chirp.

Tab. 2.1 kann entnommen werden wie für einige exemplarisch ausgewählte Impulsformen die Halbwertsbreiten in Zeit- und Frequenzraum-Darstellung (FWHM) zusammenhängen. Die Tabelle enthält für die jeweilige Impulsform das sog. Zeit-Bandbreite-Produkt. Dieses besagt - ähnlich der Heisenbergschen Unschärfe-Relation - welche Mindestdauer Impulse bei gegebener spektraler Breite haben. Die Darstellung eines bandbreitenbegrenzten Impulses

²Unter Kohärenz ist in diesem Zusammenhang Phasenverfolgbarkeit der einzelnen Linien des Kammspektrums zu verstehen. Dies wird in Kapitel 4 erläutert.

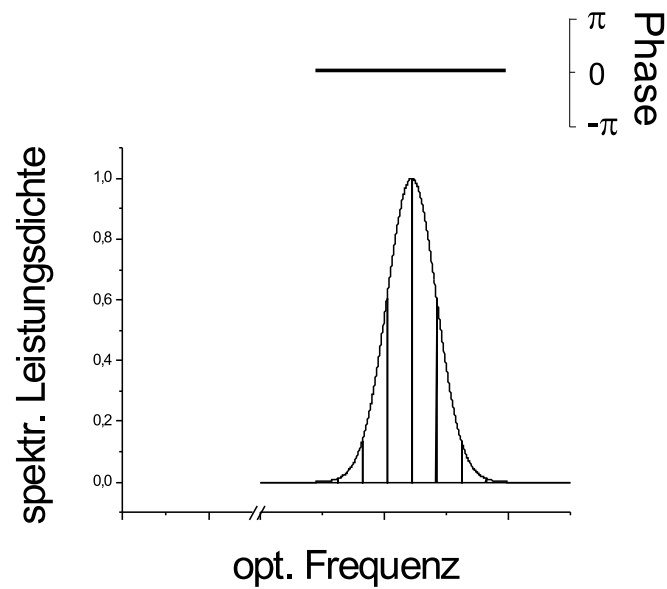


Abbildung 2.5: Frequenzraumdarstellung eines bandbreitenbegrenzten Impulses

$I(t)$ mit $x \equiv t/\xi$	τ_p/ξ	$\Delta\nu \cdot \tau_p$
Gauss $I(t) = \exp\{-x^2\}$	$2\sqrt{\ln 2}$	0.441
Hyperbel-Sekans $I(t) = \operatorname{sech}^2(x)$	1.763	0.315
Lorentz $I(t) = \frac{1}{1+x^2}$	2	0.221

Tabelle 2.1: Zeit-Bandbreite-Produkt für ausgewählte Impulsformen

in der Frequenzdomäne ist in Abb. 2.5 zu sehen. Sie ähnelt den vorherigen, enthält aber zusätzlich die Information über die Phase. Für bandbreitenbegrenzte Impulse ist die Phase konstant. Es kommt zur Ausbildung kürzestmöglicher Impulse, da die Spektralkomponenten der Impulse nur in einem sehr kurzem Zeitfenster konstruktiv interferieren und sich überall sonst gegenseitig auslöschen. Wenn die Phase über das Spektrum nicht mehr konstant ist, so liegen keine bandbreitenbegrenzten Impulse mehr vor, sondern gechirpte Impulse. Bei dieser Art Impulse interferieren die spektralen Komponenten aufgrund der relativen Phasenverschiebungen nicht mehr perfekt, d.h. es kommt im Intensitätsmaximum der Impulse nicht mehr zu einer gleichzeitigen konstruktiven Interferenz aller Spektralkomponenten. Abhängig vom Zeitpunkt der Impulsbetrachtung verschiebt sich der spektrale Schwerpunkt der konstruktiven Interferenz, so dass sich die (Momentan-)Trägerfrequenz der Impulse während der Impulsdauer ändert. Analog interferieren die Komponenten außerhalb des Impulsmaximums nicht mehr bestmöglich destruktiv; gechirpte Impulse sind deshalb länger als bandbreitenbegrenzte. Abb. 2.6 zeigt den Unterschied zwischen einem bandbreitenbegrenzten Impuls (A) und einem gechirpten Impuls (B).

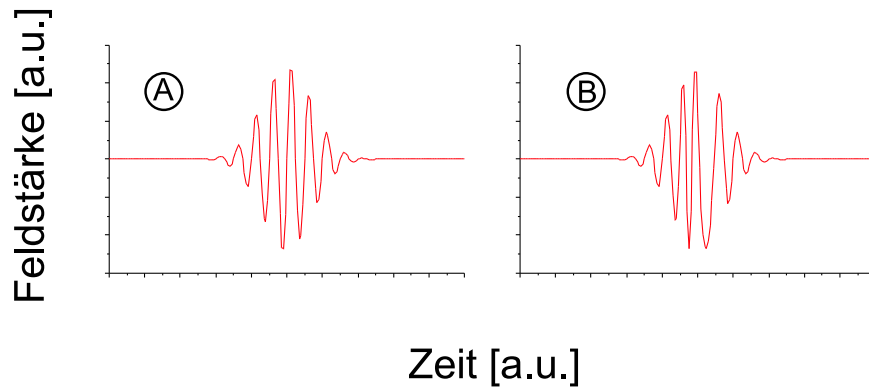


Abbildung 2.6: Unterschied zwischen bandbreitenbegrenztem Impuls (A) und gechirptem Impuls (B): Bei gleicher Impulsdauer ist die spektrale Breite des gechirpten Impulses größer als die des bandbreitenbegrenzten. Im gechirpten Impuls kommen kürzer- und längerwellige Komponenten vor.

Existiert keine definierte Phasenbeziehung der Spektralkomponenten in der Frequenzdomäne mehr, so kommt es auch nicht mehr zur Ausbildung von regelmäßigen Impulsen, sondern lediglich zu Intensitätsrauschen.

2.3 Modenkopplung und Dispersion

Eine feste Phasenbeziehung zwischen den Linien eines Kammspektrums und Ausbildung eines regelmäßigen Impulszuges bedingen einander. Die geforderte definierte Phase zwischen Linien eines Spektrums wird durch die sogenannte Modenkopplung eingeführt. Sie schließt willkürliche Phasenfluktuationen zwischen benachbarten Moden, d.h. Linien³ aus. Es existiert

³Der synonyme Gebrauch der Begriffe *Moden* und *Linien* ist angemessen, da es sich bei dem betrachteten *Linien*spektrum um das *Modenspektrum* eines breitbandigen Resonators handeln wird. (Aus diesem Sprachgebrauch ergeben sich im weiteren Textverlauf an keiner Stelle Widersprüche.)

eine Vielzahl von Verfahren für aktive und passive Modenkopplung (siehe z.B. [71]), welche sich insbesondere in ihrer sog. spektralen Reichweite unterscheiden. Diese bestimmt, über welchen Spektralbereich das jeweilige Verfahren eine feste Phasenbeziehung der einzelnen Moden erzwingt. Das im Zuge dieser Arbeit verwendete Kerr-Linsen-Modenkopplungsverfahren mit seiner Reichweite von einigen hundert THz wird im nächsten Kapitel genauer erläutert. Zunächst soll noch auf eine weitere Voraussetzung zur Ausbildung eines regelmäßigen Impulszuges eingegangen werden.

Nach dem bisher Gesagten führt eine durch Modenkopplung erzwungene feste Phase innerhalb eines Kammspektrums durch periodische konstruktive Interferenz der Kammlinien zu Impulsen, d.h. zur Ausbildung eines regelmäßigen Impulszuges. Dabei bilden sich bandbreitenbegrenzte Impulse, wenn die Phase über das Spektrum konstant ist. Dies ist in dieser verkürzten Darstellung allerdings nur im (dispersionsfreien) Vakuum richtig. In dispergierenden Medien führt der Unterschied zwischen Phasen- und Gruppenlaufzeit dazu, dass die Phasenbeziehung der Moden zueinander bei Ausbreitung im Medium frequenzabhängig ist. Dies kann man leicht sehen, wenn man die spektrale Phase $\Phi(\omega)$ als Potenzreihe um die Trägerfrequenz ω_0 entwickelt:

$$\Phi(\omega) = \Phi(\omega_0) + \Phi'(\omega_0) \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{\Phi''(\omega_0)}{2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Phi'''(\omega_0)}{6} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.8)$$

Diese Entwicklung ist zulässig, solange die Frequenzabhängigkeit der Phase gering ist. Der erste Term ist eine beliebige relative Phase im Ursprung. Die erste Ableitung beschreibt die Gruppenlaufzeit, d.h. um wieviel ein Impuls verzögert wird gegenüber Ausbreitung im dispersionslosen Vakuum. Die zweite Ableitung ist die Gruppenlaufzeitdispersion. Ihr Einfluss auf einen Impuls ist am leichtesten zu verstehen, wenn zur Beschreibung die Zeitdomäne gewählt wird: Dazu stelle man sich einen breitbandigen Impuls als aus mehreren spektral schmalen Subimpulsen zusammen gesetzt vor. (Deren Felder interferieren an einem bestimmten Ort gleichzeitig zu einem Impuls, der kürzer ist als der kürzeste der Subimpulse.) Aufgrund der vorhandenen Gruppenlaufzeitdispersion sind die Gruppenlaufzeiten der Subimpulse verschieden. Dies führt somit dazu, dass der von den Subimpulsen gebildete Impuls „zerfließt“. Er wird zeitlich breiter, denn seine Konstituenten entfernen sich mit zunehmender Ausbreitungsdauer weiter voneinander. Sie können also nicht mehr wie vorher an einem Ort gleichzeitig interferieren. Für stabile Ausbreitung kürzestmöglicher Impulse ist die Gruppenlaufzeit-Dispersion also durch geeignete Maßnahmen zu kompensieren. Nur dann kommt es zur Ausbildung eines regelmäßigen Zuges ultrakurzer Impulse, die auch bei Ausbreitung nicht länger werden und beispielsweise in einem Resonator umlaufend verstärkt werden können.

Die vorstehend diskutierte Gruppenlaufzeitdispersion stellte einen Einfluß auf die Impulsdauer dar. Sie betraf also in erster Linie Anwendungen in der Zeitdomäne, d.h. solche, die ausschließlich an „kurzen Impulsen“ als solchen interessiert sind. Im Folgenden soll jetzt auf den ebenfalls mit Ausbreitung in dispergierenden Medien verbundenen Unterschied zwischen Phasen- und Gruppenlaufzeit eingegangen werden. Der sich daraus ergebende Einfluss auf die Impulse betrifft dabei im Wesentlichen Anwendungen in der Frequenzdomäne, wie sie den Schwerpunkt der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen bilden.

Die Folge der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit von Phase und Gruppe kann sowohl in der Zeit- als auch der Frequenzdomäne gut veranschaulicht werden (siehe Abb. 2.7 obere bzw. untere Darstellung). In der Zeitdomäne führt die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Phase und Gruppe dazu, dass aufeinander folgende Impulse nicht *exakt* identisch sind, da sich Phase und Gruppe, d.h. Impulseinhüllende, für unterschiedliche Impul-

se unterschiedlich „überlagern“. Dies ist bei genauer Betrachtung im oberen Teil von Abb. 2.7 zu sehen. Beim Impuls zur Zeit $t = 1 T_{rep}$ ist das Feld umgekehrt verglichen mit den Impulsen bei $t = 0$ und $t = 3 T_{rep}$. Anders formuliert: Das elektrische Feld rutscht von Impuls zu Impuls bzgl. der Einhüllenden. Abhängig vom Unterschied zwischen Gruppen- und Phasenlaufzeit variiert die Rate mit der das Feld durchrutscht, so dass sich auch das Zeitintervall ändert, innerhalb dessen ein exakt identischer Impuls entsteht⁴.

Der untere Teil von Abb. 2.7 zeigt die zugehörige Darstellung im Frequenzraum. Sie geht daraus hervor, dass eine Fourieranalyse der Impulse zusätzlich zur periodischen Wiederholung der Impulse auch die Tatsache widerspiegeln muss, dass nur jeder zweite Impuls exakt gleich ist. Dies bedeutet, dass das Spektrum der Impulse eine Komponente enthalten muss, die (im betrachteten Beispiel) der halben Wiederholrate entsprechen muss. Diese Komponente tritt auf als Verschiebung des Kammspektrums der Impulse um exakt diesen Betrag bzgl. des Frequenz-Ursprungs. Da diese Frequenz zurückzuführen ist auf den Unterschied zwischen der Geschwindigkeit der Einhüllenden und der Phase, wird sie häufig ν_{CEO} genannt (carrier-envelope-offset). Mit ihr lässt sich die Frequenz ν_m der m ten Linie des Kammspektrums mathematisch sehr leicht beschreiben:

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot \delta\nu = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep} = f_0 + m \cdot f_{rep}^5 \quad (2.9)$$

⁴Ist ν_{CEO} ein irrationaler Bruchteil der Impulswiederholrate, so reproduzieren sich die Impulse streng genommen nie exakt.

⁵Führt man als Notation für optische Frequenzen den Buchstaben ν und für Fourierfrequenzen f ein, so ist nur die letzte Form der Formulierung konsequent: Da die Ursache für die Verschiebung des Spektrums einem „Basisband“-Phänomen, entspringt, ist die Bezeichnung als f_0 analog zu f_{rep} - wie sie in der Literatur auch häufig zu finden ist - angemessen. Dennoch hat auch die mittlere der drei Beschreibungsweisen als die intuitiv am leichtesten zugängliche ihre Berechtigung: Die Verschiebung des optischen Spektrums wird mit einer optischen Frequenz assoziiert und somit ν_{CEO} genannt. Diese Bezeichnung wird im Weiteren ausschließlich verwendet. Die erste Version soll lediglich die Kammartigkeit im Optischen betonen und wird i.A. nicht benutzt.

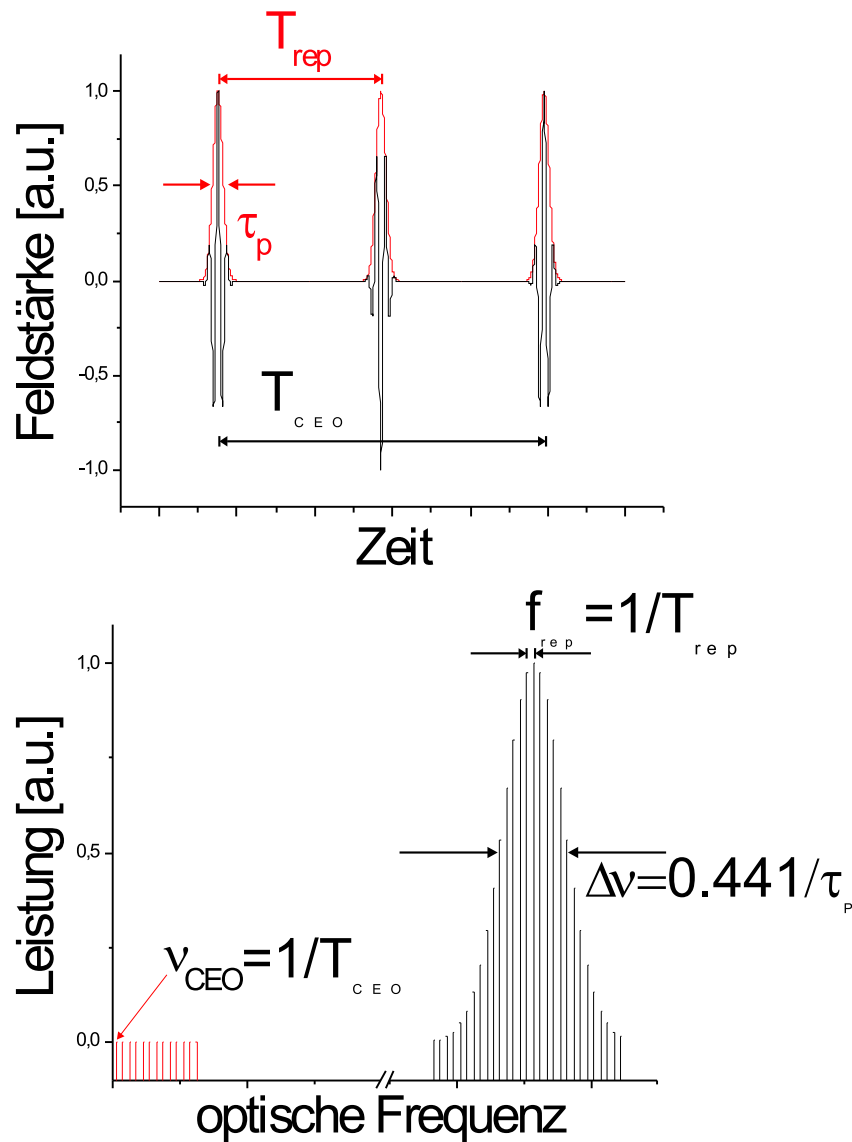


Abbildung 2.7:

Zusammenhang zwischen Darstellung eines gaußförmigen Impulses in der Zeit- und Frequenzdomäne unter Berücksichtigung der Bewegung des Maximums des elektrischen Feldes bzgl. dem Maximum der Einhüllenden von Impuls zu Impuls. Die Periodendauer dieser Bewegung entspricht im gezeigten Beispiel zwei Impulswiederkehrzeiten. Die inverse Periodendauer dieses sog. Träger-einhüllenden-Schlupfes äußert sich als Verschiebung des zugehörigen Kammspektrums in der Frequenzdomäne, d.h. einem nicht verschwindenden ν_{CEO} .

Kapitel 3

Ein modengekoppelter Laser als Kammgenerator

In diesem Kapitel wird eingegangen auf den für die Experimente verwendeten modengekoppelten Laser zur Erzeugung ultrakurzer Impulse bzw. den Kammgenerator zur Erzeugung phasenkohärenter Kammspektren wie sie durch Gl. 2.9 beschrieben werden.

Aus den vorstehenden Erläuterungen lassen sich die Anforderungen ableiten, die an einen Laser zu stellen sind, der zur Erzeugung kurzer Pulse bzw. breiter optischer Kammspektren dienen soll:

- Der Laser muß ein möglichst breites Emissionsspektrum aufweisen, d.h. die Verstärkungsbreite muss sich über einen möglichst breiten optischen Spektralbereich erstrecken.
- Über diesen Spektralbereich muss die Gruppenlaufzeitdispersion möglichst gut kompensiert werden können.
- Es muss ein geeigneter Modenkopplungsmechanismus zur Verfügung stehen, mit dem die Laser-Moden möglichst über den gesamten Spektralbereich des Verstärkungsmediums phasengekoppelt werden können.

Alle diese Voraussetzungen kann ein Kerr-Linsen-modengekoppelter Titan-Saphir-Laser (kurz: Ti:Sa-Laser) erfüllen, wie er schematisch in Abb. 3.1 dargestellt ist. Ausgehend von dieser Skizze wird die Erzeugung kurzer Impulse erläutert. Der logische Aufbau wird dabei umgekehrt sein gegenüber dem im ersten Kapitel. Dort wurde aus der Zeitdomänenarstellung durch Fourieranalyse die Verteilung im Frequenzraum bestimmt. Im Folgenden wird aus dem Frequenzspektrum eines Resonators durch Fouriersynthese der regelmäßige Impulszug eines modengekoppelten Lasers entwickelt.

3.1 Aufbau des Titan-Saphir-Femtosekunden-Lasers

Bei dem verwendeten Laser handelt es sich um einen sog. Stehwellenresonator. Im Fokus zweier gekrümmter gechirpter Spiegel (M1, M2) befindet sich ein Ti:Sa-Kristall (TC) als laseraktives Medium. Sobald diesem mittels des Pumplasers (PL) genügend Leistung zugeführt wird, beginnt er mit Überschreiten der Laserschwelle stimuliert zu emittieren¹. Zwischen dem Endspiegel (EM) und dem Auskoppelspiegel (OC) baut sich deshalb ein Ensemble von Stehwellen

¹Der Resonatorspiegel M1 ist bei der Pumpwellenlänge von 532 nm transparent

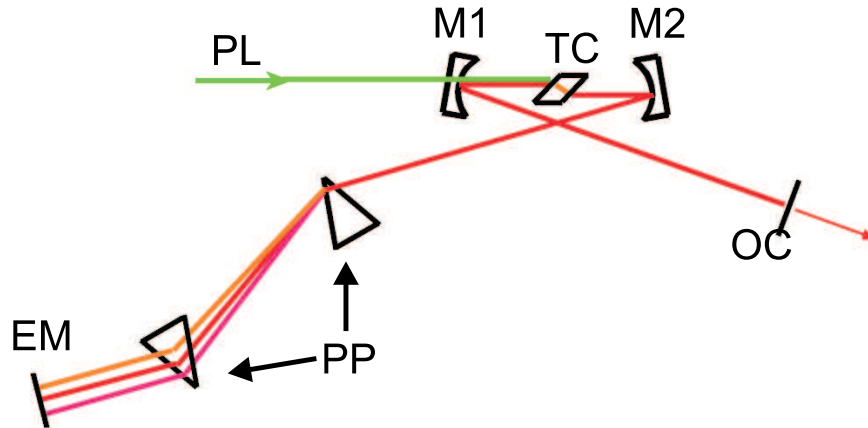


Abbildung 3.1: Schema des verwendeten Titan-Saphir-Lasers mit einer Resonatorlänge von 1.5 m. Daraus ergibt sich ein longitudinaler Modenabstand bzw. eine Repetitionsrate von 100 MHz (siehe Text).

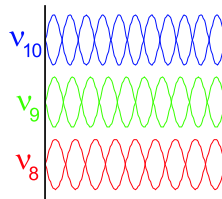


Abbildung 3.2: Stehwellen in einem Resonator

auf, wie es exemplarisch in Abb. 3.2 dargestellt ist. Weisen die Stehwellen eine feste Phasenbeziehung zueinander auf, wie sie durch einen geeigneten Modenkopplungs-Mechanismus erzwungen wird, so führt die Interferenz dieser Stehwellen zu einer periodischen Modulation, d.h. es bildet sich bei geeigneter Dispersionskontrolle durch das Prismenpaar (PP) und die geschirpten Spiegel ein regelmäßiger Impulszug aus. Dies ist in Abb. 3.3 exemplarisch dargestellt durch Addition der drei Resonatormoden ν_8 , ν_9 und ν_{10} . Während eine feste Phasenbeziehung der Moden Voraussetzung für Entstehung eines regelmäßigen Impulszuges ist, muss die Phase zur Ausbildung kürzestmöglicher Impulse konstant sein. Nur dann existiert ein Zeitpunkt, an dem *alle* beteiligten Resonatormoden konstruktiv interferieren. Außerdem löschen sich die Moden im Zeitbereich zwischen den Zeitpunkten konstruktiver Interferenz gegenseitig aus. Dies ist in Abb. 3.3 noch nicht der Fall, da das interferierende Spektrum (mit lediglich drei Linien) noch sehr schmal ist. Weiterhin sind die Impulse aus dem gleichen Grund noch sehr lang, d.h. das Verhältnis von Impulsdauer zu Impulswiederkehrzeit ist mit ungefähr eins noch sehr groß. In der Frequenzraumdarstellung entspricht das elektrische Feld in einem Stehwellenresonator also einem Linienspektrum, dessen Linienabstand $\delta\nu$ gegeben ist durch die Resonatorlänge L :

$$\delta\nu = \frac{c}{2L}, \quad (3.1)$$

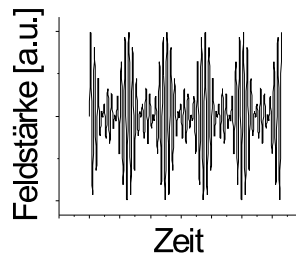


Abbildung 3.3: Durch Interferenz der Stehwellen entstehende Impulse

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Wie oben beschrieben entstehen die Impulse durch Interferenz phasengekoppelter Resonatormoden. Die resultierenden Impulse können auch als periodische Intensitätsmodulation aufgefasst werden. Die Frequenz dieser Modulation ist die Schwebungsfrequenz der interferierenden Resonatormoden. Deren Frequenzabstand beträgt nach Gl. 3.1 100 MHz für den verwendeten Laser mit einer Resonatorlänge von 1.5 m. Die Impulswiederholrate ist also durch die geometrischen Abmessungen des Resonators vorgegeben. Die Impulsdauer hängt hingegen von der Anzahl der interferierenden Moden und deren Phasenbeziehung ab. D.h. die Verstärkungsbandbreite, die Moden-(Phasen)-Kopplung und die die Moden-Phasenbeziehung bei Ausbreitung beeinflussende Dispersion bestimmen die Impulsdauer. Auf diese Punkte wird im Folgenden eingegangen.

3.1.1 Titan-Saphir als breitbandiges Verstärkungsmedium

Ein mit Ti^{3+} -Ionen dotierter Saphir-Kristall ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) ist ein sogenanntes vibronisches Lasermedium: Es existiert eine starke Kopplung zwischen den vibronischen Niveaus und den elektronischen Niveaus der aktiven Ti^{3+} -Ionen. Dies führt zu breiten Absorptions- und Emissionsspektren, wie sie in Abb. 3.4 dargestellt sind.

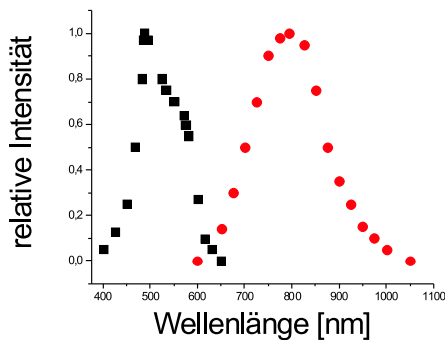


Abbildung 3.4: Absorptionsspektrum (eckig) und Emissionsspektrum (rund) von Titan:Saphir

Der Abb. 3.4 kann ebenfalls entnommen werden, dass effizientes Pumpen mit einer Wellenlänge von 532 nm möglich ist, so dass i.b. ein frequenzverdoppelter Neodym-Yttrium-Vanadat-Laser ($\text{Nd}:\text{YVO}_4$) als Pumpquelle eingesetzt werden kann. Dieser Laser zeichnet sich durch hohe Strahlqualität (TEM_{00} , $M^2 \leq 1.1$) und hohe Leistungsstabilität aus ($\text{RIN} \leq 0.1\%$ bis zu Fourierfrequenzen von 100 kHz, siehe Abb. 3.5). Beides wird für stabilen Betrieb eines Ti:Sa im Modenkopplungsregime benötigt. Das Emissionsband des Ti:Sa erstreckt sich von ca. 660 nm bis 1050 nm, wobei das Emissionsmaximum bei 795 nm liegt. Abhängig von der Impulsform (siehe Tab. 2.1) erlaubt die spektrale Breite von ca. 170 THz die Erzeugung von Impulsen mit einer Dauer von minimal 3.9 fs [44]. Nach anfänglichen Impulsdauern im Bereich von 100 fs ([56], [74] und [45]), sind jetzt Dauern im Bereich um 10 fs und darunter [95], [42] routinemäßig realisierbar. Da die Trägerfrequenz von etwa 380 THz Periodendauern des Trägers von unter 2.7 fs entspricht, handelt es sich bei diesen Impulsen um sog. „few-cycle-Impulse“. D.h. das elektrische Feld

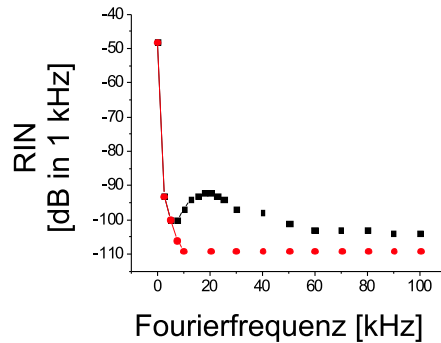


Abbildung 3.5: Relatives Intensitätsrauschen des frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Pumplasers (0 dB \equiv 100 % Leistungsmodulation)

führt während der Impulsdauer nur noch wenige Oszillationen durch². Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Impulse waren mit Dauern im Bereich von ca. 25 fs stets deutlich länger.

3.1.2 Saphir als nichtlineares Medium für Kerr-Linsen-Modenkopplung

Saphir ist als Wirtskristall aufgrund seiner hohen Licht- und Hitzebeständigkeit insbesondere zur Erzeugung der benötigten ultrakurzen Impulse gut geeignet³. Die Impulsleistung im Resonator liegt für typische Ti:Sa-Ultrakurzimpuls laser mit mittleren Ausgangsleistungen von ca. 100mW und Impulsdauern von wenigen 10 fs im Bereich einiger MW. Damit ergeben sich im Kristall Spitzenintensitäten im Bereich von vielen MW pro mm², da für eine ausreichende Verstärkung und die Kerr-Linsen-Modenkopplung der Laserstrahl in den Kristall fokussiert werden muss, d.h. im Kristall liegt sowohl der zeitliche als auch der räumliche Fokus des Laserstrahls [10]. Dies ergibt sich aus dem Funktionsprinzip des Kerr-Linsen-Modenkopplens wie es in Abb. 3.6 dargestellt ist. Die Abb. 3.6 veranschaulicht den sog. transversale Kerr-Effekt. Auf dessen Kombination mit einem intensitätsabhängigen Verlustmechanismus beruht die Modenkopplung im eigentlichen Sinne: Unter der Annahme eines beispielsweise gaußförmigen (transversalen) Intensitätsprofils des Laserstrahles, steigt im strahlachsennahen Bereich aufgrund der Nichtlinearität des Mediums der Brechungsindex n :

$$n(I) = n + n_2 \cdot I. \quad (3.2)$$

Es kommt somit zu Ausbildung einer Linse, die den Strahl fokussiert. Diese Fokussierwirkung steigt mit zunehmender Intensität, welche wiederum für kurze Impulse höher ist. Somit

²Hier beginnt die „slowly-varying-envelope-approximation“ (SVEA), d.h. die Beschreibung des Impulses als ein durch eine langsam variierende Impulseinhüllende moduliertes Trägersignal, zu versagen. Das „Durchrutschen“ des Trägers unter der Einhüllenden gewinnt dann auch für die Ultrakurzzeit-Laserphysik, d.h. Anwendung kurzer Impulse in der Zeitdomäne, an Bedeutung. Die Suche nach sog. trägerphasenabhängiger Physik ist derzeit Gegenstand intensiver Forschungsbemühungen. Einen umfangreichen Überblick über dieses Gebiet bietet z.B. [7]; in [3] wird über die Lichtphasen-abhängige Photoelektronen-Emission einer Goldoberfläche berichtet.

³Kürzestmögliche Impulse werden einerseits für bestmögliches Funktionieren des im Folgenden beschriebenen Modenkopplungsverfahrens benötigt. Sie sind jedoch insbesondere erforderlich zur Erzeugung von phasenkohärenten Superkontinua. Auf diesen Zusammenhang wird in Kapitel 4 gesondert eingegangen.

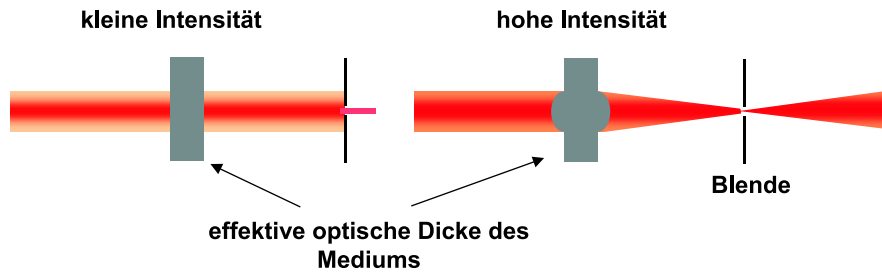


Abbildung 3.6: Ausbildung einer Kerrlinse in einem nichtlinearen Medium bei hohen Intensitäten

eröffnet sich hier die Möglichkeit, die Ausbildung hoher Intensität, d.h. kurzer Impulse, zu unterstützen, indem man die Verluste für den fokussierten Strahl verringert. Eine Möglichkeit dies zu tun, ist die Einführung einer Apertur, die Teile des unfokussierten Strahles abblockt [8]. Eine andere ist das sog. „gain-guiding“, bei dem die Fokussierung genutzt wird, um einen besseren räumlichen Überlapp zwischen Pumpstrahl und Laserstrahl zu erzeugen. Dieses Verfahren wurde im für diese Arbeit verwendeten Ti:Sa-Laser eingesetzt⁴.

Die Nichtlinearität führt neben einer Fokussierung auch zu spektraler Verbreiterung. Dies ist auf die Intensitätsabhängigkeit der instantanen Phasenverschiebung Φ nach Propagation im Kerr-Medium der Länge L_k zurückzuführen:

$$\Phi(t) = -k [n + n_2 I(t)] L_k \quad (3.3)$$

Bei Einführung einer nichtlinearen Phasenverschiebung Φ_2 ergibt sich aus

$$\Phi_2(t) = -k \cdot n_2 I(t) \cdot L_k \quad (3.4)$$

die instantane Frequenzverschiebung zu

$$\omega_2(t) = \dot{\Phi}_2(t) = -k \cdot n_2 \dot{I}(t) \cdot L_k. \quad (3.5)$$

In Abb. 3.7 wird auf diesen günstigen Nebeneffekt der Kerr-Nichtlinearität eingegangen. Mit zunehmender Verkürzung der durch das Medium laufenden Impulse setzt der sog. longitudinale Kerr-Effekt (oder auch Selbst-Phasen-Modulation) ein. Aufgrund der Ortsabhängigkeit der Intensität wird der Brechungsindex ebenfalls ortsabhängig. Somit sehen die intensitätsschwächeren Flanken der Impulse einen niedrigeren Brechungsindex als das Impulsmaximum. An der ansteigenden Flanke kommt es dabei wegen ansteigender Intensität zu langsamerer Ausbreitung der Flanke, d.h. es setzt eine Rotverschiebung der Impulsflanke ein. Auf der abfallenden Flanke erfolgt die Ausbreitung entsprechend schneller als im Impulsmaximum, was sich in einer Blauverschiebung äußert. Diese Selbstphasenmodulierung der Impulse ist vorteilhaft: Sie vergrößert die spektrale Breite der Impulse, d.h. erzeugt zusätzliche Spektralkomponenten, die zur weiteren Verkürzung der Impulse eingesetzt werden können.

⁴In vielen Fällen wird die Modenkopplung durch resonatorinterne sättigbare Absorber unterstützt, siehe z.B. [80] oder [11].

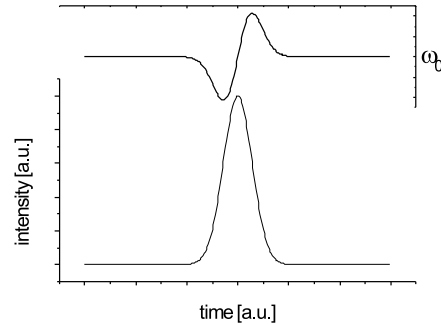


Abbildung 3.7: Selbstphasenmodulation eines Impulses erzeugt zusätzliche Frequenzkomponenten

3.1.3 Kompensation der Dispersion des Saphir-Kristalles

Wie im ersten Kapitel dargestellt wurde, muss die Gruppenlaufzeitdispersion für stabile Erzeugung kurzer Impulse kompensiert werden. Dies bedeutet, dass die positive Gruppenlaufzeitdispersion des Ti:Sa-Kristalles durch Einführung negativer Gruppenlaufzeitdispersion auszugleichen ist. Im verwendeten Resonator geschieht dies auf zwei Weisen: Durch sog. gechirpte Spiegel wird negative Dispersion eingeführt. In geeignet aufgebauten dielektrischen Vielschicht-Systemen hängt die Eindringtiefe, d.h. der Ort der reflektierenden Schicht, von der Wellenlänge ab. Dabei dringen langwellige Spektralkomponenten tiefer in die Schicht ein, so dass sich für sie ein entsprechend längerer optischer Weg ergibt als für die kurzwelligen Spektralanteile. Da der Saphirkristall dagegen kurzwellige Komponenten stärker verzögert, lässt sich für einen Umlauf die Gesamtgruppenlaufzeitdispersion kompensieren. Zusätzlich existiert ein resonatorinternes Prismenpaar, das ebenfalls negative Gruppenlaufzeitdispersion einführt. Der Effekt beruht dabei auf einer wellenlängenabhängigen Resonatorgeometrie und ist in Abb. 3.8 enthalten. Die optische Weglänge der Prismenstrecke ist wellenlängenabhängig. Im hier dargestellten Fall ist sie für die längerwelligen Komponenten größer, d.h. die Dispersion des Prismenpaares ist negativ. Durch Verschieben der Prismen entlang ihrer Winkelhalbierenden kann die Glasmenge im Strahlengang verstellt werden, ohne die Strahlgeometrie dabei zu verändern. Dies erlaubt eine Feineinstellung des Unterschiedes zwischen Phasen- und Gruppenlaufzeit, d.h. hier kann ν_{CEO} eingestellt werden⁵. Die Summe der negativen Dispersion der gechirpten Spiegel und des Prismenpaares gleicht die positive Dispersion des Ti:Sa-Kristalles aus.

3.2 Impulsdauer des Titan-Saphir-Lasers

Die Dauer der Impulse des Titan-Saphir-Lasers wurde per Intensitäts-Autokorrelation bestimmt (siehe Abb. 3.9). Die Impulsdauer ist mit 25 fs deutlich länger als durch die Bandbreitenbegrenzung vorgegeben wird, d.h. die Impulse weisen einen starken Chirp auf. Dass es sich nicht um bandbreitenbegrenzte Impulse handelt, ist auch schon aus den starken Vor-

⁵Der Einfluss der Veränderung der Glasmenge im Strahlengang auf die Träger-Einhüllenden-Schlupfrate ist so groß, dass die mit Strahlrichtungsfuktuationen verbundene Fluktuation der Menge durchlaufenen Glases als hauptsächliche Ursache für das Rauschen von ν_{CEO} identifiziert werden konnte [32]. Ein eingehende Untersuchung findet sich in [93].

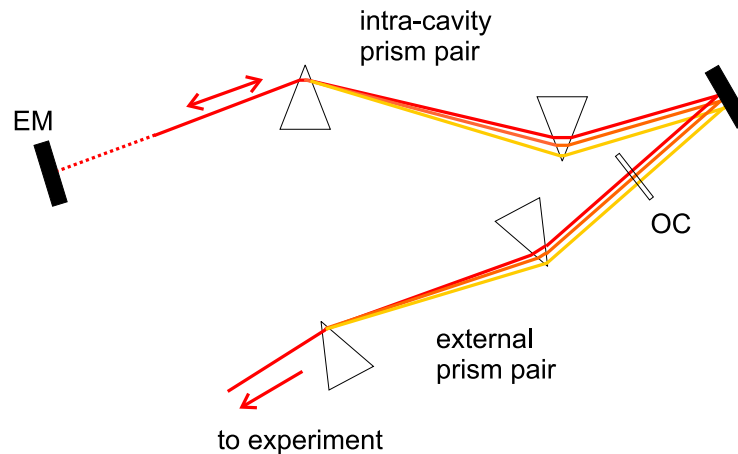


Abbildung 3.8: Schema der Dispersionskontrolle mittels Prismenpaaren; die resonatorinternen dienen (zusammen mit nicht gezeigten gekrümmten Spiegeln) zur Kompensation der positiven Dispersion (des nicht gezeigten Ti:Sa-Kristalles) auf der Strecke zwischen Endspiegel (EM) und Auskoppelspiegel (OC). Mittels der externen Prismen kann der Dispersionsbeitrag des Auskoppelspiegels ausgeglichen werden. Außerdem kann überkompensiert werden, um die positive Dispersion von Linsen o.ä. auf dem Weg zum Experiment ebenfalls auszugleichen.

und Nachläufern der Impulse erkennbar. Eine genaue Bestimmung der Impulsform wäre anhand numerischer Anpassung an eine interferometrische Autokorrelation, frequenz aufgelöstes optisches Abtasten (FROG, siehe z.B. [17]), mittels einer Leuchtdiode [65] oder für kürzeste Impulse -mit Periodendauern nahe der Trägerperiode- per SPIDER [24], möglich. Dies wurde nicht durchgeführt, denn die genaue Impulsform spielt im Folgenden keine Rolle. Nur eine Größenordnung für die Impulsdauer ist für die Argumentation notwendig.

3.3 Intensitätsrauschen des Titan-Saphir-Lasers

Abb. 3.10 zeigt das relative Intensitätsrauschen des Titan-Saphir-Lasers, d.h. die Rauschleistungsdichte (S_p) als Funktion der Fourierfrequenz (f). Es spiegelt im Wesentlichen das Intensitätsrauschen des verwendeten Pumplasers wider (offene Kreise). Im Fourierfrequenzbereich bis 100 kHz, der für die im Folgenden beschriebenen Anwendungen relevant ist, errechnet sich das Leistungsrauschen daraus zu ca. 0.1%:

$$\begin{aligned}
 RIN^{100 \text{ kHz}} &= \sqrt{\int_0^{100 \text{ kHz}} S_p(f) df} \times 100 \% \\
 &\leq \sqrt{-90 \text{ dB/kHz} \cdot 100 \text{ kHz}} \times 100\% = \sqrt{-70 \text{ dB}} \times 100 \% \\
 &= -35 \text{ dB} \times 100 \% = 0.03 \% \approx 0.1 \%
 \end{aligned}$$

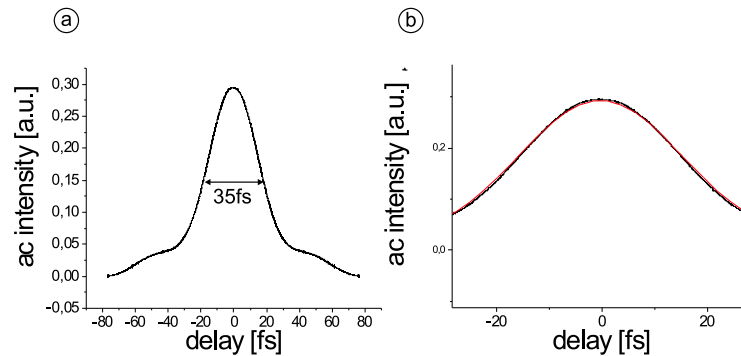


Abbildung 3.9: Figur a zeigt die Intensitätsautokorrelation der Impulse des Titan-Saphir-Lasers. Bei Annahme eines gaußförmigen Profils ergibt sich aus der Breite der Autokorrelation eine Impulsdauer von ca. 25 fs. (Figur b zeigt zusätzlich in rot einen Gaußfit für den zentralen Bereich der Impulse.)

3.4 Rauschen der spektralen Leistungsdichte

Zusätzlich zum (integralen) Intensitätsrauschen über das gesamte Impulsspektrum wurde spektral aufgelöst im Maximum und in den Halbwertspunkten der spektralen Intensitätsverteilung das relative Intensitätsrauschen bestimmt. Es sind keine signifikanten Unterschiede feststellbar. D.h. es kann davon ausgegangen werden, dass allein die Intensität rauscht; die spektrale Zusammensetzung der Impulse rauscht dagegen nicht. Somit kann die Impulsdauer als in guter Näherung konstant angesehen werden.

Bei genauem Vergleich mit der Rauschmessung von Abb. 3.10 fällt ein Unterschied von ca. 10 dB im Rauschleistungspegel auf. Dieser Unterschied liegt im Rahmen der täglichen Streuung des Rauschens des Titan-Saphir-Lasers abhängig von der Justage. Diese Streuung ist in der obigen Angabe des Leistungsrauschens mit ca. 0.1 % berücksichtigt.

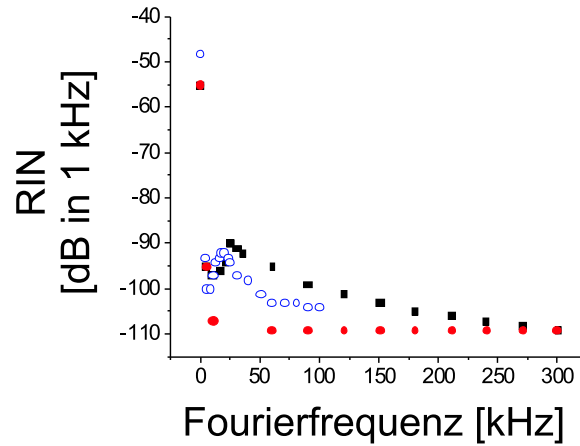


Abbildung 3.10: Relatives Intensitätsrauschen des Titan-Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Fourierfrequenz (geschlossener Kasten), zum Vergleich sind das Pumplasergeräusch (offene Kreise) und das Schrotrauschen (geschlossene Kreise) mit eingezeichnet; (0 dB \equiv 100 % Leistungsmodulation)

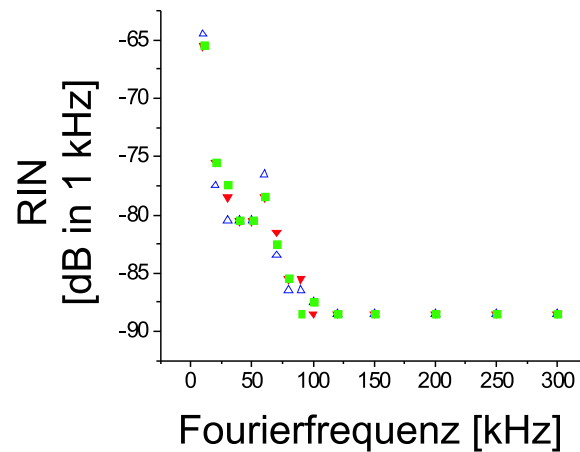


Abbildung 3.11: Relatives Intensitätsrauschen des Titan-Saphir-Lasers in Abhängigkeit von der Fourierfrequenz gemessen im Maximum der spektralen Leistungsdichte (geschlossener Kreis), im kurzwelligen Halbwertspunkt (offenes Dreieck) und im langwelligen Halbwertspunkt (geschlossenes Dreieck); (0 dB \equiv 100 % Leistungsmodulation).

Kapitel 4

Charakterisierung des Kammspektrums

Die nun folgende Beschreibung des Kammspektrums des modengekoppelten Ti:Sa-Lasers wird ausschließlich in der Frequenzdomäne erfolgen, da die Mehrzahl der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sich auf Anwendungen beziehen, die von der Linienartigkeit des Impulsspektrums Gebrauch machen: D.h. sie nutzen in der einen oder anderen Form die Tatsache, dass das Kammspektrum ein Ensemble von phasengekoppelten Moden ist, deren Frequenz bestimmt ist durch die Gl. 2.9.

4.1 Intensitätsrauschen zwischen den Kammlinien

Die Erläuterungen in Kapitel 2 sind dahingehend idealisiert, dass die Modenkopplung durch die Kerr-Linsen-Modenkopplung als perfekt angesehen und verstärkte Spontanemission im Laser als verschwindend angenommen wird. Abweichungen von dieser Idealisierung würden sich als Abweichungen vom idealisierten Impulszug äußern: In der Zeitdomänen-Beschreibung würde die Intensität zwischen den Impulsen nicht Null sein, d.h. ein zeitlich konstanter Hintergrund auftreten. In der Frequenzdomänen-Beschreibung träte als Abweichung vom idealen Kammspektrum Leistung zwischen den Kammlinien auf. Zur Bestimmung der Linienartigkeit des Kammspektrums wurde die Leistung zwischen den Linien des Kammspektrums bestimmt. Mit einem in 50 Ω -Technik ausgeführten Detektor wurde die Repetitionsrate detektiert, und im Bereich bis 40 MHz eine Fourieranalyse des Ausgangssignales durchgeführt. Die gleiche Messung wurde mit einem inkohärenten Strahler gleicher Intensität ohne technisches Rauschen (Taschenlampe) wiederholt, um für die gewählte Intensität das zugehörige Schrotrauschen zu bestimmen. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 4.1. Für Fourierfrequenzen bis 40 MHz existiert keine Abweichung zwischen dem Schrotrauschen und dem Untergrund des Linienspektrums, d.h. die Modenkopplung darf idealisiert werden und es existiert keine (breitbandige) verstärkte Spontanemission. Deshalb lässt sich hieraus eine obere Schranke angeben für den relativen Leistungsanteil, der im Kammspektrum zwischen den Linien emittiert wird. Der Diodenstrom betrug bei der Messung 6 mA. Bei einer Breite des Kammspektrums von ca. 40 THz ergibt sich bei einem Linienabstand von 100 MHz also ein Strom von ca. 15 nA pro Linie, also ein Fluss \mathcal{S}_{line} von ca. 1.5×10^{10} Photonen (pro Sekunde)¹. Das Schrotrauschen ent-

¹Es handelt sich hierbei um eine überschlägige Rechnung. Die Quanteneffizienz (Elektronen pro einfallendes Photon) des Detektors wird als ungefähr 1 angenommen, und die mittlere Energie der einfallenden Photonen

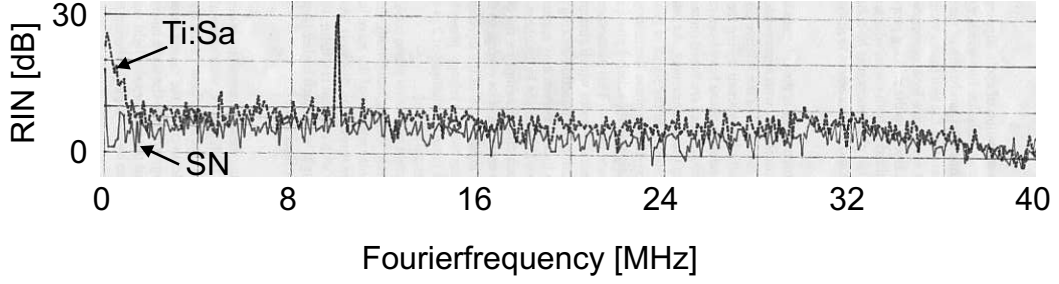


Abbildung 4.1: RIN des modengekoppelten Ti:Saphir-Lasers für Fourier-Frequenzen bis 40 MHz und zugehöriges Schrotrauschen (SN) sind gleich (Photostrom $I_{ph} = 6$ mA); die Spitze bei 10 MHz geht auf Störsignal der 10 MHz-Normalfrequenz im Labor zurück

spricht im Fourierfrequenzbereich bis 100 MHz $S_{SN}=100 \times 10^6$ Photonen (pro Sekunde). Da das Kammspektrum zwischen den Linien nicht vom Schrotrauschen abweicht, kann aus dem Verhältnis der Photonenzahlen der Linie und des Vakuums (im betreffenden Intervall) der Leistungsanteil der zwischen den Linien emittierten Spektralkomponenten berechnet werden:

$$\frac{S_{SN}}{S_{line}} \lesssim 1 \times 10^{-3} \quad (4.1)$$

Der Ti:Sa-Laser emittiert also ein praktisch schrotrauschlimitiertes Linienspektrum, bei dem nicht mehr als ein Promille der Leistung zwischen den Linien auftritt.

4.2 Bestimmung der Absolutfrequenzen des Linienspektrums

Die mathematisch einfache Beschreibung des Linienspektrums durch Gl. 2.9 erfordert neben Kenntnis der Repetitionsrate f_{rep} auch eine Bestimmung der Frequenzverschiebung ν_{CEO} . Die Repetitionsrate ist technisch leicht messbar; sie liegt beim verwendeten Laser im Bereich von ca. 100 MHz. ν_{CEO} hingegen ist weniger leicht zugänglich². In [82] wurden mehrere Verfahren zur Messung dieser Frequenz vorgestellt³. Das am weitesten verbreitete ist das sog. Selbstreferenzierungs-Verfahren, wie es in Abb. 4.2 dargestellt ist: Ein über eine Oktave breites Kammspektrum enthält per definitionem Komponenten, deren Frequenzen mit ν_m und ν_{2m} beschrieben werden können. Demnach lautet nach Gl. 2.9 die Frequenz der jeweiligen Linie ν_m bzw. ν_{2m} :

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep} \quad (4.2)$$

$$\nu_{2m} = \nu_{CEO} + 2m \cdot f_{rep} \quad (4.3)$$

wird als 1 eV genähert. Damit ergibt sich für 15 nA Photostrom die angegebene Photonenzahl von 15×10^{10} (pro Sekunde).

² ν_{CEO} ist zwar mit einer Basisband-Eigenschaft verknüpft (nämlich dem Wandern des Maximums der Trägereinhüllenden bzgl. des Feldmaximums), aber diese Frequenz kann im Basisband *nicht* detektiert werden: Alle erhältlichen Detektoren sind um Größenordnungen zu langsam, um den Feldverlauf aufzulösen. Mathematisch gesehen handelt es sich damit bei Detektoren im Bereich optischer Frequenzen um Integratoren für $I(t)=E^2(t)$. Sie sind unempfindlich für optische Phasen.

³Interferometrische Verfahren wie z.B. in [43] oder [54] sind für Anwendungen in der Frequenzmetrologie nicht geeignet, da sie keine Phasenverfolgung von ν_{CEO} erlauben.

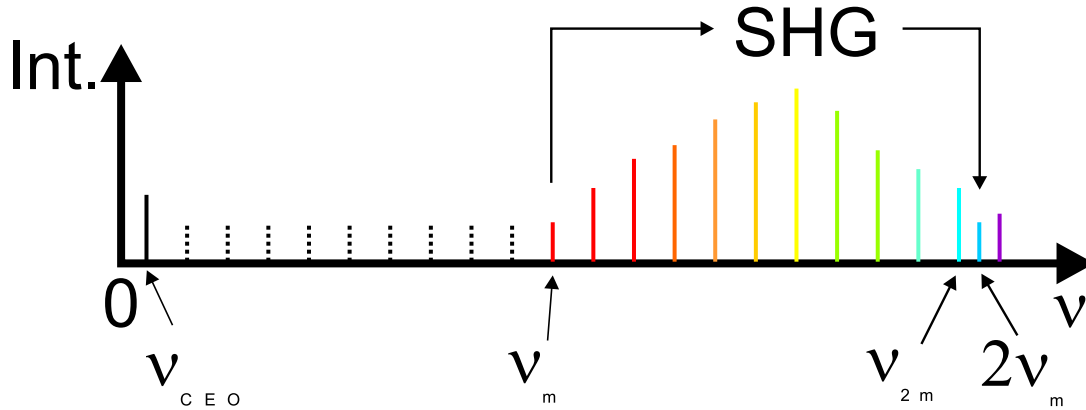


Abbildung 4.2: Durch Frequenzverdopplung (SHG) aus niederfrequenten Komponenten ν_m erzeugte Linien mit Frequenzen $2 \cdot \nu_m$ schweben mit Linien der Frequenz ν_{2m} . Dabei entspricht die Schwebungsfrequenz der Frequenzverschiebung des Kammspektrums ν_{CEO} .

Frequenzverdopplung der langwelligen Komponenten des Spektrums erzeugt Linien mit der Frequenz $2\nu_m$:

$$2 \cdot \nu_m = 2 \cdot \{\nu_{CEO} + m \cdot f_{rep}\} = 2 \cdot \nu_{CEO} + 2 \cdot m \cdot f_{rep} \quad (4.4)$$

Subtraktion der Gl. 4.3 von Gl. 4.4 liefert die gesuchte Frequenz ν_{CEO} als Differenz der Frequenzen ν_{2m} und $2 \cdot \nu_m$:

$$\nu_{CEO} = 2 \cdot \nu_m - \nu_{2m} \quad (4.5)$$

Die Gl. 4.5 ist trotz ihrer mathematischen Schlichtheit nicht ohne weiteres als Messvorschrift experimentell zu realisieren: Die einfache Entwicklung von Gl. 4.5 beruht auf einem oktavenbreiten Spektrum. Mit den für die Messung von ν_{CEO} benötigten Linienleistungen können aber von derzeitigen Lasern noch keine solchen Spektren erzeugt werden: Die spektrale Breite der Impulse des Ti:Sa-Lasers lässt sich zwar unter Ausnutzung der Selbstphasenmodulation im Saphir-Kristall über dessen Verstärkungsbandbreite hinaus vergrößern. Allerdings ist dies nicht soweit möglich, als dass das dadurch verbreiterte Kammspektrum in seinen Flanken genügend Intensität aufwiese, um den Frequenzverdopplungsschritt für die langwelligen Komponenten des Kammspektrums durchführen zu können.

D.h., um das oben beschriebene Selbstreferenzieren des Kammspektrums durchführen zu können, muss dieses vorher auf über einer Oktave verbreitert werden. Bei dieser Verbreiterung zusätzlich zu erzeugende Spektralkomponenten auf der langwelligen und kurzwelligen Flanke des Kammspektrums müssen jedoch so erzeugt werden, dass das entstehende Gesamtspektrum weiterhin durch Gl. 2.9 beschreibbar bleibt. D.h. die Spektralverbreiterung äußert sich einzig in einer Verbreiterung des Wertebereiches der Linienordnungszahl m . Die Kammartigkeit bleibt hiervon unberührt, so dass eine Beschreibung des Kammspektrums weiterhin *in allen* Spektralbereichen möglich ist allein durch Angabe der Verschiebung des Kammspektrums bzgl. dem Frequenzsprung (ν_{CEO}) und den Linienabstand $\delta\nu=f_{rep}$.

Hier soll im Vorgriff auf das nachstehende Unterkapitel festgestellt werden, dass mit der in [62] vorgestellten mikrostrukturierten Quarzglas-Faser ein Medium zur Verfügung steht, mit dem die spektrale Verbreiterung der Impulse in der geforderten Weise resonatorextern durchgeführt werden kann. Der eine mikrostrukturierte Faser (MSF) zur Spektralverbreite-

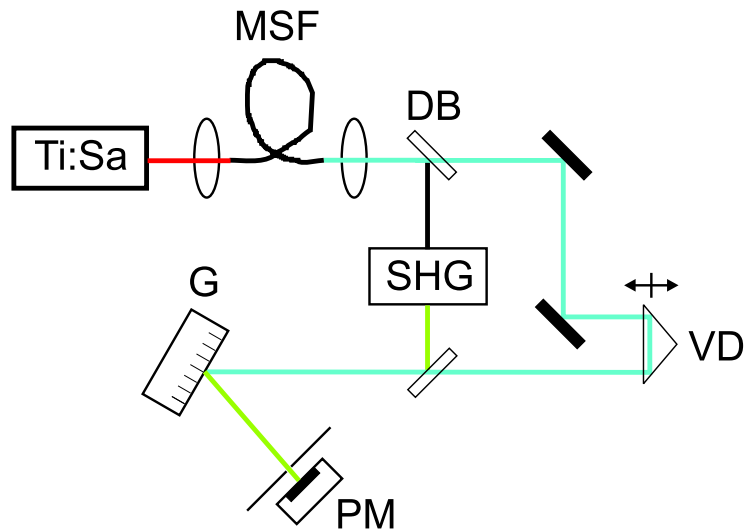


Abbildung 4.3: Aufbau des f-2f-Interferometers zur Messung der Frequenzverschiebung ν_{CEO} ; (Details siehe Text)

rung enthaltende Aufbau zur Messung von ν_{CEO} gemäß Gl. 4.5 ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die aus dem Ti:Sa-Laser kommenden Impulse mit einer Trägerwellenlänge im tiefroten sichtbaren Bereich werden fokussiert in eine MSF eingekoppelt. Bei Propagation in der Faser werden sowohl im kürzerwelligen sichtbaren Spektralbereich als auch im nahen Infrarot neue Kammlinien generiert, wobei die Breite des entstehenden Spektrums eine Oktave übersteigt. Aus dem hinter dem Faserausgang kollimierten Strahl werden nahinfrarote Komponenten durch einen dichroitischen Spiegel (DB) herausgefiltert und in einem nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt (SHG). Anschließend werden die frequenzverdoppelten mit den sichtbaren Komponenten des Superkontinuums rekombiniert, d.h. räumlich überlagert. Mit der Verzögerungsstrecke (VD) wird für die frequenzverdoppelten Komponenten auch zeitlicher Überlapp mit den sichtbaren Anteilen des Superkontinuums hergestellt. Im spektralen Überlappungsbereich zwischen frequenzverdoppelten Komponenten und Superkontinuum entsteht dann ein Schwebungssignal mit der Frequenz ν_{CEO} . Der Spektralbereich, in dem diese Schwebung auftritt, wird durch Kombination eines Gitters (G) mit einer Irisblende (PH) herausgefiltert, so dass das Schwebungssignal ν_{CEO} mit einem Photomultiplier (PM) schrottrauschbegrenzt detektiert werden kann⁴. Das typische Erscheinungsbild des Schwebungssignales ist im oberen Teil von Abb. 4.4 als Ausschnitt der Anzeige eines RF-Spektrumanalysators zu sehen. Die Intensität des Schwebungssignales hängt ab vom zeitlichen Überlapp zwischen den Impulsen aus frequenzverdoppelten Komponenten $2\nu_m$ und den Impulsen aus fundamentalen Komponenten ν_{2m} . Dies zeigt der untere Teil der Abb. 4.4. Die Verzögerung der fundamentalen Impulse bei 532 nm gegenüber den durch Frequenzverdopplung entstandenen kann über einen Bereich von 250 fs verstellt werden, ohne dass das Schwebungssignal um mehr als 3 dB einbricht.

⁴Dies stellt einen Unterschied zu den Arbeiten am JILA und NIST dar, bei denen sich impulsenergieabhängiges Zusatzrauschen bemerkbar machte. In Übereinstimmung mit [2] kann dieser Unterschied darauf zurückgeführt werden, dass an der PTB die Superkontinuums-erzeugung mit vergleichsweise niedriger Impulsenergie erfolgt, so dass im generierten Superkontinuum (ebenso wie in den eingekoppelten Impulsen, s.o.) kein Zusatzrauschen detektiert werden konnte.

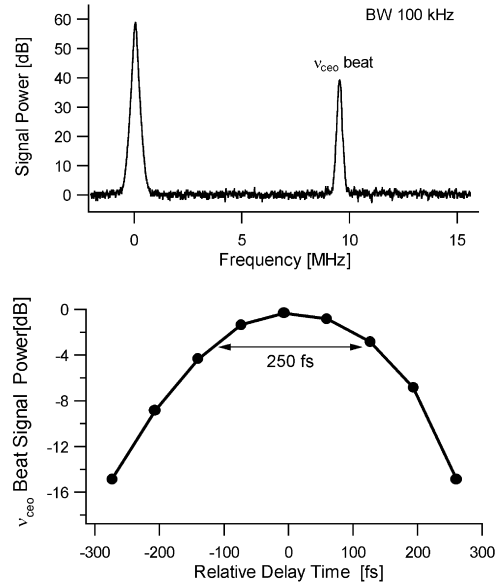


Abbildung 4.4: Der oberen Teil zeigt das Schwebungssignal ν_{CEO} detektiert mit einem RF-Spektrumanalysator. Im unteren Teil ist die Schwebungsintensität als Funktion der zeitlichen Verschiebung im f-2f-Interferometer gezeigt. (Erklärung siehe Text)

D.h. die Halbwertsbreite der Impulse oder des Chirps der Impulse⁵, die das Schwebungssignal generieren, beträgt in der Frequenzdomäne $(250 \text{ fs})^{-1} \sim \mathcal{O}(\text{THz})$. Es tragen somit bei einem Linienabstand von 100 MHz größenordnungsmäßig 10^4 Linienpaare zur Erzeugung des ν_{CEO} -Schwebungssignals bei. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ca. 30-40 dB in 100 kHz erlaubt elektronische Phasenverfolgung dieses Signales [86], so dass die instantane Phase des Signales ν_{CEO} stets innerhalb von 0.1 Radiant bekannt ist. In Kombination mit einer Phasenverfolgung der Repetitionsrate ist somit das Kammspektrum vollständig charakterisiert; die Frequenz jeder einzelnen Kammlinie mit der Ordnungszahl m setzt sich zusammen aus einer gemeinsamen Frequenzverschiebung ν_{CEO} und dem m -fachen der Repetitionsrate. Da die zugehörige Gl. 2.9 von fundamentaler Bedeutung ist, sei sie hier nochmals erwähnt:

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep}$$

⁵Die zweite Alternative gilt für den Fall, dass die überlagerten fundamentalen und frequenzverdoppelten Impulse gechirpt sind. Dann liegt auch bei zeitlichem Überlapp nicht automatisch spektraler Überlapp vor. Durch richtiges Einstellen der relativen Verzögerung müssen die Zeitfenster der fundamentalen und frequenzverdoppelten Impulse überlagert werden, bei denen spektraler Überlapp herrscht, so dass das Schwebungssignal zustande kommt.

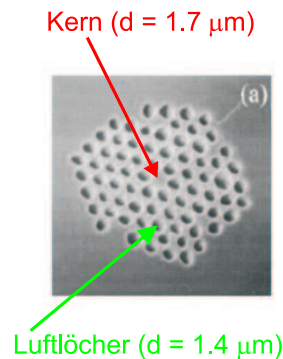


Abbildung 4.5: Querschnitt der Mikrostruktur-Glasfaser; entnommen aus [63]

4.3 Superkontinuum-Erzeugung in Mikrostruktur-Glasfasern

Das für das Selbstreferenzierungs-Verfahren benötigte Kammspektrum kann in einer sog. Mikrostruktur-(Glas)faser (MSF) oder auch photonischen Kristalfaser (PCF) erfolgen [62], [63], [88]. Durch geeignete regelmäßige Anordnung von Luftlöchern um den Glasfaserkern (siehe Abb. 4.5) kann die positive Gruppenlaufzeitdispersion des Quarzglas durch einen negativen Beitrag des Wellenleiters kompensiert werden. Insbesondere kann die Wellenlänge, bei der die Gruppenlaufzeitdispersion verschwindet, auf diese Weise frei gewählt werden⁶.

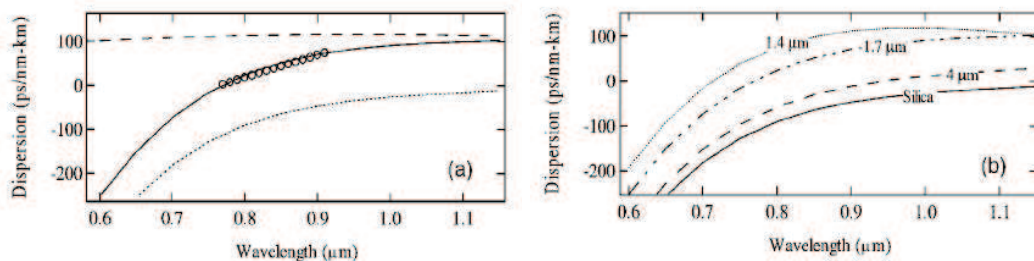


Abbildung 4.6:

- Berechnete Gruppenlaufzeit-Dispersion (GVD) der Wellenleiterstruktur der Mikrostruktur-Glasfaser (gestrichelt), GVD von Quarzglas (gepunktet), Gesamt-GVD der Faser (durchgezogen) und gemessene GVD (Kreise),
- Abhängigkeit der Wellenlänge verschwindender GVD vom Kerndurchmesser einer Mikrostruktur-Glasfaser, zum Vergleich ist die GVD für Quarzglas wiederum mit eingezeichnet; entnommen aus [62]

Den Einfluss verschiedener Kerndurchmesser auf die Wellenlänge verschwindender Gruppenlaufzeit-Dispersion zeigt Abb. 4.6. Für eine Faser mit ca. $1.7 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser verschwindet die Dispersion bei ca. 770 nm . Dabei ist sie für kleinere Wellenlängen negativ (Bereich normaler Dispersion) und für größere Wellenlängen positiv (Bereich anomaler Dispersion).

⁶[97] beschreiben die Möglichkeit die GVD eines Fasertapers durch Immersion in verschiedenen Flüssigkeiten zu variieren.

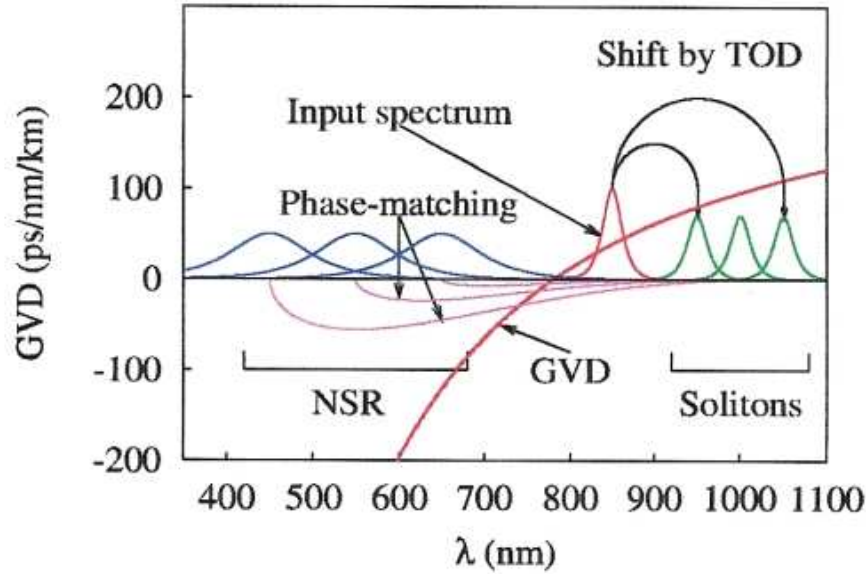


Abbildung 4.7: Schema der Superkontinuumserzeugung nach [33] und [40]

Werden ultrakurze Impulse mit einer Trägerwellenlänge im Bereich der anomalen Dispersion in die Mikrostrukturfaser eingekoppelt, so kommt es aufgrund der hohen Intensitäten zu starken nichtlinearen Wechselwirkungen. Diese bewirken, dass nach wenigen cm der Propagation in der Faser die Impulse spektral sehr stark verbreitert werden (siehe Abb. 4.7): Zunächst entsteht durch die Wechselwirkung von Selbstphasenmodulation (aufgrund der Nichtlinearität n_2) und der anomalen Gruppenlaufzeitdispersion ein Soliton N ter Ordnung mit

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 \tau_p^2}{|\beta_2|}.$$

Dabei sind γ die Nichtlinearität, P_0 die Pulsspitzenleistung, τ_p die Dauer der eingekoppelten Impulse, und β_2 die Gruppenlaufzeitdispersion (bei der Trägerwellenlänge). Dieses Soliton ist in Abb. 4.7 rot dargestellt. Die Dispersion dritter Ordnung (TOD) und nichtlineare Effekte wie Raman-Streuung und Self-Steepening wirken als Störung des Solitons und führen zu dessen Aufspaltung. Unter Aussendung phasenangepasster nichtsolitonischer Strahlung im kurzwelligen Spektralbereich (blau eingezeichnet) zerfällt das Soliton höherer Ordnung in fundamentale rotverschobene Solitonen ($N=1$, grün eingezeichnet). Dieses verschiebt sich aufgrund der Raman-Selbstverschiebung mit zunehmender Propagationslänge weiter ins Infrarot [47]. Die Grenzen für die Rotverschiebung sind u.U. eine zweite Nullstelle für die Gruppenlaufzeitdispersion oder sich verschlechternde Führungseigenschaften der Faser bei größeren Wellenlängen (und als letzte Grenze die OH-Absorption im Quarzglas).

Wichtig und konterintuitiv ist, dass die Ordnung des anfänglich geformten Solitons proportional zur Impulsdauer ist. Die erreichbare spektrale Breite bei der Superkontinuumserzeugung ist nicht maximal bei kürzesten Impulsen.

Die numerischen Simulationen für Superkontinuum-Erzeugung basieren i.A. auf der Lösung der verallgemeinerten nichtlinearen Schrödingergleichung für die Impulshüllende $A(z,t)$. Die Rechnungen nutzen also die „slowly varying envelope approximation“ (SVEA), welche

den Intensitätsverlauf $A(z,t)$ vom mit ω_0 oszillierenden elektrischen Feld separiert:

$$\mathbf{E}(z, t) = A(z, t) \exp\{-i\omega_0 t - k(\omega_0)z\} \quad (4.6)$$

Die Entwicklung von $A(z,t)$ wird beschrieben durch:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \quad (4.7)$$

$$- \left(\sum_{n=2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} \right) A - \quad (4.8)$$

$$- i\gamma \left[(1 - f_R) \left(|A|^2 A - \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(|A|^2 A \right) \right) \right] - \quad (4.9)$$

$$- i\gamma \left[f_R \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_0^\infty h_R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \right] \quad (4.10)$$

Die Terme der rechten Seite der Gleichung beschreiben:

- (4.7) : Verlust, mit Absorptionskoeffizient α ,
- (4.8): Dispersion n ter Ordnung β_n ,
- (4.9): Selbstphasenmodulation und Self-Steepening,
- (4.10): Raman-Antwort.

f_R ist der relative Beitrag der verzögerten Raman-Antwort, der die Suszeptibilität dritter Ordnung als instantan annimmt. Die Verzögerung der Raman-Antwort wird genähert analytisch durch $h_R(t)$ berücksichtigt. Eine numerische Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung erfolgt mittels eines adaptiven split-step-Fourier-Algorithmus. Auf diese Weise kann bisher die Superkontinuumserzeugung in Mikrostrukturfasern hinsichtlich der spektralen Energiedichte im Superkontinuum und im Hinblick auf die zeitliche Evolution der Impulsgestalt in guter Übereinstimmung mit dem Experiment reproduziert werden (siehe neben den oben genannten Publikationen [40] und [33] z.B. [25], [12], [19] oder [89]). Es wurde der Einfluss der Polarisation der Pumpimpulse auf die Superkontinuum-Erzeugung untersucht [60]. Weiterhin wurde die Modenstruktur des Superkontinuums untersucht und der Einfluss des Chirps der eingekoppelten Impulse experimentell bestimmt [21]. Hierfür wurde in [98] auch eine numerische Simulation geliefert. Auch wurden die Modelle an Mikrostrukturfasern für Kontinuumserzeugung im Infrarotbereich bestätigt [28]. Von großer Wichtigkeit für die Simulationen ist eine genaue Kenntnis der Faserdispersion, d.h. der β_n . Außer der Gruppenlaufzeitdispersion β_2 , für die z.B. in [26], [59] und [62] Messverfahren beschrieben werden, sind die β_n messtechnisch nicht zugänglich, so dass immer eine gewisse Unsicherheit bzgl. der genauen Faserdispersion bleibt.

Für die Anwendung im Bereich der Frequenzmetrologie ist jedoch nicht die gut simulierbare spektrale Leistungsdichte, sondern die Phasenkohärenz im Superkontinuum⁷ von übergeordneter Bedeutung [15], [18]. I.b. zu etwaigem Phasenrauschen im Superkontinuum können im Rahmen der bisherigen Simulationen keine Aussagen gemacht werden.

⁷Was in diesem Zusammenhang unter Phasenkohärenz zu verstehen ist, wird im nächsten Abschnitt erläutert.

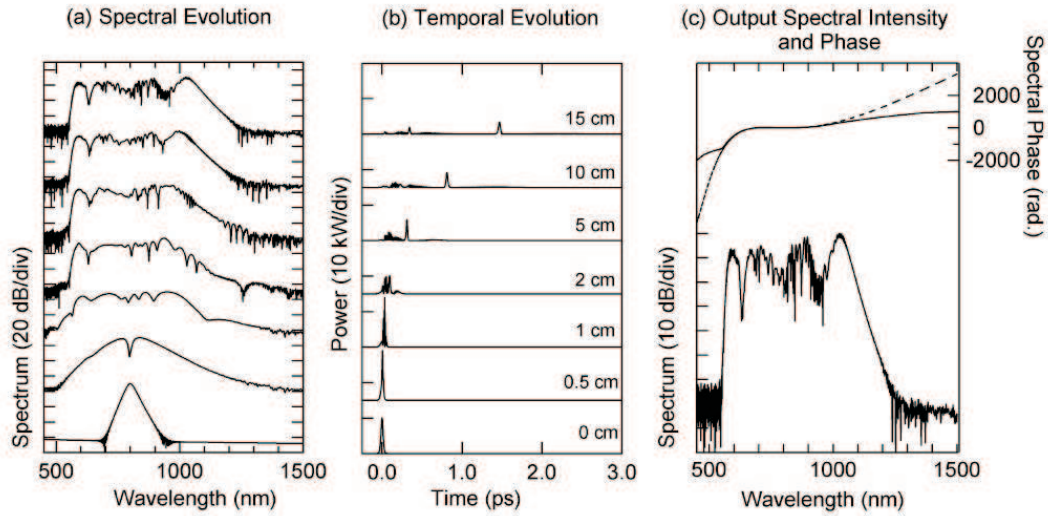


Abbildung 4.8: Superkontinuum-Erzeugung in 15 cm Mikrostruktur-Glasfaser mit 30-fs-Impulsen (10 kW Spitzenleistung) @ 800 nm: spektrale (a) und zeitliche (b) Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Faserlänge; Spektrum und optische Phase am Ausgang einer 15 cm langen Faser (c); entnommen aus [12]

Anmerkung: Die Beschreibung der Impulse durch die SVEA ist für kürzeste Impulse mit Dauern von annähernd einer Trägerperiode unzulässig. J. Herrmanns Berechnungen stützen sich deshalb auf numerische Lösung der Wellengleichung für Impulsausbreitung in nichtlinearen Medien ([39]):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Delta_{\perp}\right)\mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2}\mathbf{E} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{P}, \quad (4.11)$$

wobei $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ gilt und \mathbf{P} die Polarisation des Mediums ist. (Dieses Modell liefert selbstverständlich für Impulse, die mittels des SVEA beschrieben werden können, keine anderen Ergebnisse.)

4.4 Phasenkohärenz im Superkontinuum

Phasenkohärenz soll im weiteren Verlauf der Arbeit im folgenden Sinne verstanden werden: Ein Kammspektrum wird dann als phasenkohärent bezeichnet, wenn jede einzelne Linie des Kammspektrums phasenverfolgt werden kann. Die sich daraus ergebenden Forderungen sind in Abb. 4.9 angedeutet. Der Phasor des elektrischen Feldes einer Kammlinie ist als Pfeil in der komplexen Ebene dargestellt. Die Länge dieses Phasors repräsentiert die Feldstärke, der polare Winkel die instantane Phase⁸.

Die Phasorspitze „verschmierendes“ additives Rauschen kann in Intensitätsrauschen und Phasenrauschen zerlegt werden. Intensitätsrauschen (AM) äußert sich in dieser Darstellung als Rauschen der Länge des Phasors. Das Phasenrauschen (PM) der betreffenden Linie läßt in dieser Beschreibung den polaren Winkel fluktuieren. Bei vorhandener AM oder PM bleibt

⁸Dies bedeutet, dass der Phasor sich mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot \nu$ der jeweiligen Linie, die er repräsentiert, in der komplexen Ebene dreht.

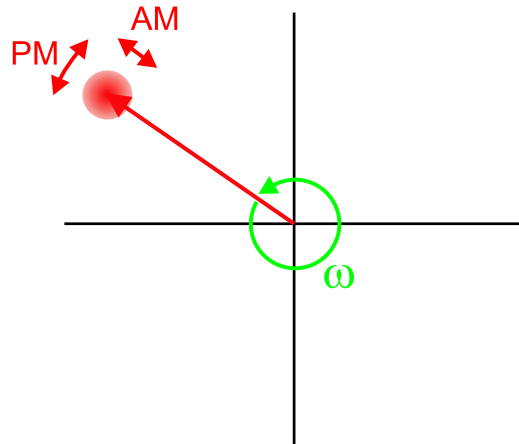


Abbildung 4.9: Phasenkohärenz im Sinne von Phasenverfolgbarkeit: Begrenzte Intensitäts- bzw. Phasenfluktuationen (AM bzw. PM) lassen eindeutige Bestimmung der Phase zu (siehe Text).

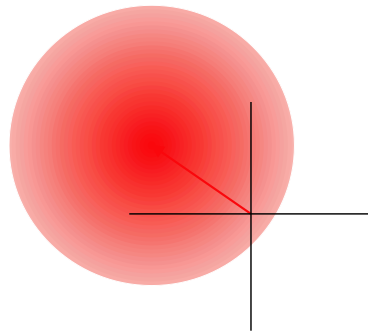


Abbildung 4.10: Verlust der Phasenverfolgbarkeit der Linie durch zu großes Rauschen

die Eigenschaft, trotz dieser unscharfen Spitze phasenverfolgbar zu sein, für den Phasor so lange erhalten, wie die Fluktuationen nicht so groß werden, dass der Phasor aufgrund von AM oder PM einen Nulldurchgang hat. Die durch AM und PM gebildete Gaußglocke für den Aufenthaltsort der Phasorspitze beschreibt dann bei Berücksichtigung der Drehung mit ω einen *Ringwall* um den Ursprung des Koordinatensystems, wobei in dessen Ursprung die Aufenthaltsdichte für die Phasorspitze verschwindet. Die Phasordarstellung eines inkohärenten Signals ist in Abb. 4.10 zu sehen. Das Rauschen ist so groß, dass der Phasor mit nicht verschwindender Wahrscheinlichkeit die Länge Null hat. Die Phasenverfolgbarkeit ist verloren.

Da additives Rauschen weißes Rauschen ist, existiert eine optimale Bandbreite zur Verfolgung des Phasors. Erhöhung der Verfolgungsbandbreite über diesen Wert hinaus überträgt dann nur noch additives Rauschen in den Phasenverfolgungskreis.

Zu den Abb. 4.9 und 4.10 ist anzumerken, dass die Amplituden für Amplitudenrauschen und Phasenrauschen willkürlich als gleich groß gewählt wurden; in der Realität sind sie i.A. verschieden.

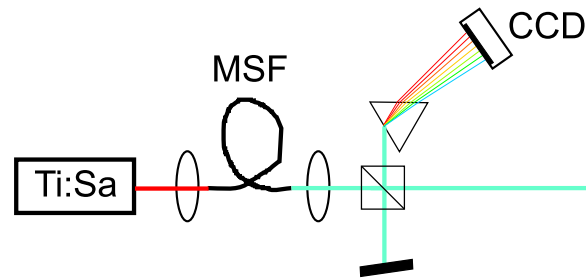


Abbildung 4.11: Michelson-Interferometer für Test der Impuls-zu-Impuls-Interferenzfähigkeit. Der Armlängenunterschied entspricht der Ti:Sa-Resonator-Umlaufstrecke, so dass aufeinander folgende Impulse interferieren. Das Prisma erlaubt, die Interferenzfähigkeit spektral aufgelöst zu untersuchen (vgl. Abb. 4.12).

4.4.1 Phasenkohärenz im verbreiterten Kammspektrum

Damit die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Selbstreferenzierung eines Kammspektrums funktionieren kann, muss es auch in seinen Flanken aus phasenverfolgbaren Einzellinien bestehen. Dabei dürfen die Phasen benachbarter Kammlinien nur wenig unterschiedlich sein. Dies erklärt sich daraus, dass das in Abb. 4.4 gezeigte ν_{CEO} -Schwungungssignal die konstruktive Interferenz von ca. 1×10^4 Modenpaaren ist. D.h. für den Photostrom $I_{det}(\nu_{CEO})$ bei der Detektion des Schwungungssignales ν_{CEO} gilt:

$$I_{det}(\nu_{CEO}) \propto \sum_{m=0}^{1 \times 10^4} \{ \mathbf{E}(\nu_{2m}) \cdot \mathbf{E}^*(2 \cdot \nu_m) \}$$

Im Extremfall statistischer Phase zwischen benachbarten Linien würden sich die Interferenzen gegenseitig auslöschen, so dass kein makroskopisches Schwungungssignal mit der Frequenz ν_{CEO} zustande käme.

Im Ti:Sa-Laser schließt die Kerr-Linsen-Modenkopplung Phasenfluktuationen benachbarter Moden praktisch aus: $\frac{\delta\nu}{\nu} \leq 3 \times 10^{-17}$ [85]. Für das Selbstreferenzieren ist es jedoch notwendig, dass diese Modenkopplung auch auf die bei Verbreiterung in einer mikrostrukturierten Faser erzeugten Komponenten übertragen wird. Ein notwendiges Kriterium dafür, dass auch in den Flanken des Superkontinuums Phasenkohärenz vorliegt, ist, dass aufeinander folgende spektral verbreiterte Impulse über ihre gesamte spektrale Breite interferieren können. Läge diese Interferenzfähigkeit nicht vor, so stellten die Impulse in den spektralen Flanken keine periodische Modulation eines *kohärenten Trägers* mehr dar. Die notwendige Voraussetzung der Impuls-zu-Impuls-Interferenzfähigkeit wurde mittels des in Abb. 4.11 gezeigten Interferometers getestet. Es handelt sich um ein Michelson-Interferometer mit verschiedenen langen Armen. Der Weglängenunterschied beträgt eine Ti:Sa-Resonator-Umlaufzeit, so dass aufeinander folgende Impulse im Ausgang interferieren ([75], [51]). Der Strahlengang ist jedoch durch Kippen des Reflektionsspiegels eines Armes leicht dejustiert, so dass im Interferometer *Strahlrichtungen* mit konstruktiver und destruktiver Interferenz existieren. Der daraus folgende richtungsabhängige Hell-Dunkel-Kontrast im Ausgang des Interferometers wird bei spektraler Auflösung mittels eines Prismas zum stehenden Interferenz-Streifenmuster, wie es Abb. 4.12 zeigt.

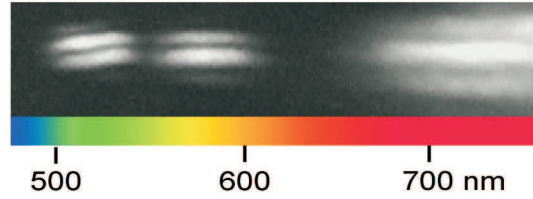


Abbildung 4.12: Stehendes Impuls-zu-Impuls-Interferenzstreifenmuster im Ausgang des Michelson-Impuls-zu-Impuls-Interferometers

Es ist in sämtlichen Spektralbereichen des generierten Superkontinuums ein Streifenkontrast sichtbar, d.h. die Impuls-zu-Impuls-Interferenzfähigkeit ist auch bei Wellenlängen beobachtbar, die erst bei der spektralen Verbreiterung in der Faser erzeugt wurden⁹.

4.4.2 Phasenkohärenz isolierter Spektralkomponenten des Superkontinuums

Die beobachtete Impuls-zu-Impuls-Interferenzfähigkeit konnte mit einem Fabry-Perot-Interferometer auch für nicht kontinuierliche Spektren gezeigt werden, wie sie in der mikrostrukturierten Faser ebenfalls erzeugt werden können. Das in Abb. 4.13 abgebildete Spektrum zeigt im nahinfraroten Bereich einen solitären Impuls und im sichtbaren sog. nichtsolitonische Strahlung (NSR). Sie entsteht als spektral disjunkte Komponente auf der kurzwelligen Seite der solitären Strahlung. Solche Spektren können erzeugt werden durch spektrale Einschränkung der in die Mikrostrukturfasern eingekoppelten Impulse auf den nahinfraroten Bereich [34]. Die Spiegel des in Abb. 4.14 gezeigten Fabry-Perot-Interferometers sind dielektrische Spiegel, die nur im Spektralbereich der NSR reflektieren. Somit laufen zwischen den Endspiegeln lediglich die NSR-Anteile der Impulse um. Die Länge des Interferometers entspricht dem Abstand der eingekoppelten Impulse. Die Wirkungsweise des Interferometers kann am leichtesten in der Frequenzdomäne veranschaulicht werden. Dabei wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit angenommen, dass das Spektrum der eingekoppelten Impulse um eine halbe Repetitionsrate verschoben ist bzgl. des Frequenzsprungs ($\nu_{CEO} = \frac{1}{2} f_{rep}$). Analog zum Ti:Sa-Resonator stellt das Interferometer einen Resonator für die NSR dar. D.h. der freie Spektralbereich Δ_{FSR} des Interferometers entspricht der Repetitionsrate, die durch die Länge des Interferometers vorgegeben ist.

$$\Delta_{FSR} = f_{rep} = \frac{2L_{FPI}}{c}$$

Für dieses Interferometer wird wiederum o.B.d.A. die Verschiebungsfrequenz zu $\nu_{CEO} = \frac{1}{2} f_{rep}$ gesetzt¹⁰. Dieser Fall wird im Folgenden als ν_{CEO} -Resonanz bezeichnet. Ein Interferometer

⁹[5] zeigt ähnliche Ergebnisse für die Interferenzfähigkeit zweier in 2 mm CaF₂ durch nichtlineare Effekte erzeugte Kontinua, wobei die Kontinua mit zwei Impulsen generiert werden, die an einem Strahlteiler aus einem einzelnen Impuls entstanden.

¹⁰Da die Verschiebungsfrequenz aus dem Unterschied zwischen Gruppen- und Phasenlaufzeit resultiert, kommt auch einem mit (dispergierender) Luft gefüllten Interferometer eine Verschiebungsfrequenz zu. Diese zu $\nu_{CEO} = \frac{1}{2} f_{rep}$ zu setzen, vereinfacht die Argumentation im Folgenden deutlich, ohne dabei physikalische

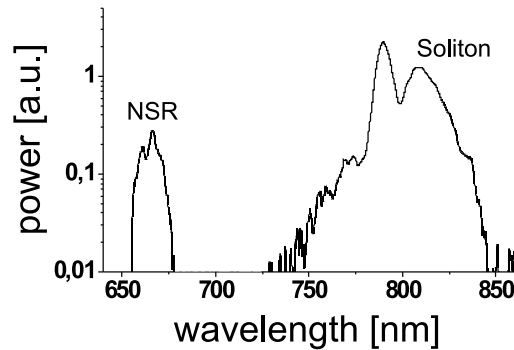


Abbildung 4.13: Spektrum mit kurzweiliger nichtsolitonischer Strahlung (NSR) als disjunkter Spektralkomponente eines verarbeiteten Spektrums mit IR-Soliton

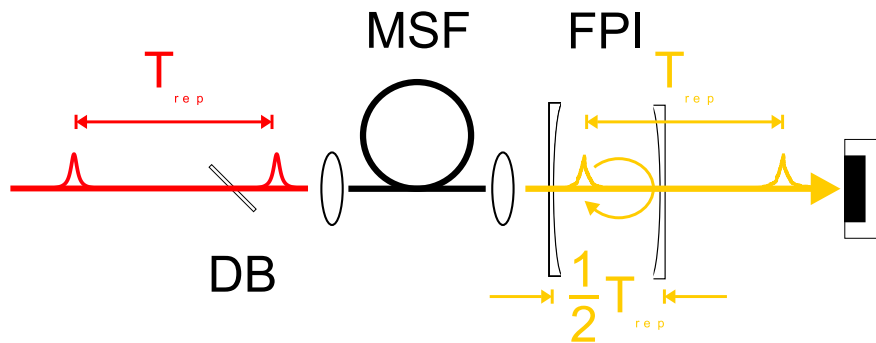


Abbildung 4.14: Test auf Impuls-zu-Impuls-Interferenzfähigkeit zum Beweis der Phasenkohärenz der NSR-Pulse mit einem Fabry-Perot-Interferometer (FPI). Die beobachtete Kohärenz im Spektralbereich der nichtsolitonischen Strahlung stammt nicht direkt aus dem Ti-Sa-Laser, denn ein dichroitischer Strahlteiler (DB) verhindert die Einkopplung betreffender Spektralkomponenten in die MSF.

kann auch als Filter aufgefasst werden, was der herkömmlichen Sichtweise entspricht: Fabry-Perot-Etalons werden häufig als Filter eingesetzt. Die Frequenzabhängigkeit der Transmission eines Mehrstrahlinterferometers, d.h. die Filterwirkung in der Frequenzdomäne ist in den Abb. 4.15 und Abb. 4.16 als periodische Filterkurve in der Frequenzdomäne dargestellt: Das erste Transmission-Maximum der Filterkurve liegt nicht im Frequenzursprung, sondern überlappt mit der Verschiebungsfrequenz des Kammspektrums ν_{CEO} . Ausgehend vom ersten Maximum folgen dann in regelmäßigem Abstand weitere Maxima. Die Breite der Transmissions-Maxima $\Delta\nu_{tr}$ ergibt sich aus der Finesse des Interferometers ($\mathcal{F} \approx 100$):

$$\Delta\nu_{tr} \approx \frac{1}{100} \Delta_{FSR} \approx 1 \text{ MHz}$$

Diese sind voneinander getrennt durch den freien Spektralbereich, dessen Breite Δ_{FSR} - wie oben dargestellt - dem Kehrwert der Interferometer-Umlaufdauer entspricht. Die Transmission

Vereinfachungen zu beinhalten.

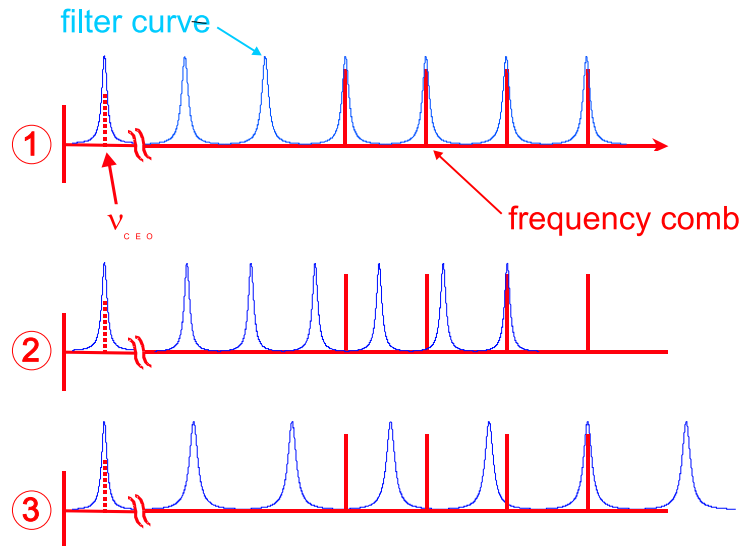


Abbildung 4.15: ν_{CEO} -Resonanz zwischen Kammspektrum und FPI: Bei richtiger Einstellung der Interferometerlänge überlappen Filterkurve und Kammspektrum perfekt (1). Die Transmission ist maximal. Ändern der FPI-Länge verringert die Transmission, da Filterkurve und Kamm nicht mehr ideal überlappen (2 und 3).

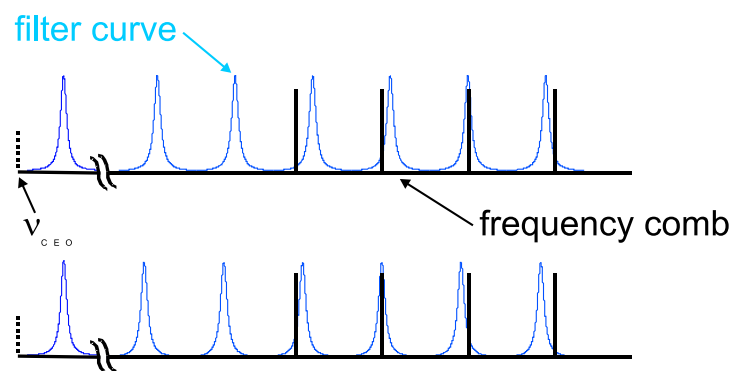


Abbildung 4.16: ν_{CEO} -Antiresonanz: Kamm und Filterkurve können nicht mehr ideal überlappen. Es existieren zwei alternative (suboptimale) Interferometerlängen zur Transmissions-Maximierung.

durch das Interferometer ist maximal, wenn der freie Spektralbereich des Interferometers der Repetitionsrate der Impulse exakt entspricht. Denn wie sich leicht einsehen lässt, fallen dann die Transmissionsmaxima des Filters und die Linien der Impulse exakt zusammen. Dies zeigt Figur 1 in Abb. 4.15. Variation der Länge des Interferometers lässt die Position der Transmissionsmaxima wandern (Figuren 2 und 3). Einer Längenänderung des Interferometers um das Verhältnis $\frac{f_{rep}}{\nu_{NSR}}$ entspricht eine Verschiebung der Maxima der Transmissionskurve in der Frequenzdomäne um eine Repetitionsrate, so dass die Kammlinien wiederum transmittiert werden, allerdings nicht mehr alle maximal: Aufgrund der Längenänderung des Interferometers hat sich auch der freie Spektralbereich geändert. Somit gibt es nur noch eine einzige Kammlinie mit der Ordnungsnummer m_0 , die exakt in einem der Maxima der Transmissionskurve liegt. Für alle anderen Linien mit der Ordnungszahl m_i ergibt sich gegenüber den Maxima der Transmissionskurve eine Verschiebung $\delta\nu_{res}(m_i)$, deren Größe abhängt vom Frequenzabstand der betrachteten Linie m_i zur Linie m_0 und dem Unterschied zwischen Kammlinienabstand und freiem Spektralbereich des Interferometers:

$$\delta\nu_{res}(m_i) = \{f_{rep} - \Delta_{FSR}\} \cdot (m_i - m_0) \quad (4.12)$$

Aus Gl. 4.12 folgt unmittelbar: Die durch das Interferometer transmittierte Intensität in den Transmissionsmaxima sinkt mit zunehmender Verstimmung des freien Spektralbereichs Δ_{FSR} gegenüber dem Kammlinienabstand f_{rep} . Denn mit zunehmender Verstimmung fallen zunehmend mehr Komponenten des Kammspektrums nicht mehr mit den Transmissionsmaxima zusammen. Damit werden sie nicht mehr durch das Fabry-Perot-Interferometer transmittiert, sondern stattdessen reflektiert.

Abb. 4.16 veranschaulicht die Wirkung des Fabry-Perot-Interferometers, wenn die Frequenzverschiebung des Kammspektrums und der Filterkurve um eine halbe Repetitionsrate gegeneinander verschoben sind, d.h. wenn die Frequenzverschiebung des Kammspektrums verschwindet, während das erste Transmissionsmaximum bei $\frac{1}{2}f_{rep}$ liegt (ν_{CEO} -Antiresonanz). Jetzt existiert keine Möglichkeit mehr, durch Einstellen der Interferometerlänge *exakten* Überlapp zwischen Kammspektrum und Filterkurve zu erreichen. Der Unterschied der Frequenzverschiebung des Kammspektrums und der Position des ersten Maximums der Filterkurve kann allein durch eine Verstellung des freien Spektralbereichs des Interferometers nicht so ausgeglichen werden, dass sich wieder perfekter Überlapp *aller* Kammlinien mit *allen* Maxima der Filterkurve ergibt. Stattdessen gibt es zwei leicht suboptimale Stellungen, für die bestmöglicher Überlapp gewährleistet ist.

Im unteren Teil von Abb. 4.17 ist für den ν_{CEO} -Resonanz-Fall die periodische Variation der Transmission des Interferometers mit der Längenänderung des Interferometers gezeigt. Diese periodische Transmissionsänderung ist nur erklärbar, wenn das Interferometer als Filter für ein Spektrum kohärenter Einzellinien aufgefasst wird. Dies wiederum bedeutet, dass die in das Interferometer eingekoppelten aufeinander folgenden Impulse nicht willkürlichen Phasenfluktuationen unterliegen, sondern im Interferometer ebenfalls konstruktiv interferieren. Die Impuls-zu-Impuls-Interferenzfähigkeit ist also auch für die nichtsolitonische Strahlung gegeben.

Der letztendliche Beweis für die Phasenkohärenz aufeinander folgender Impulse gelang jedoch durch Detektion der Verschiebungsfrequenz ν_{CEO} im Transmissions-Signal des Fabry-Perot-Interferometers. Dies ist im oberen Teil der Abb. 4.17 verdeutlicht: Im Fall der ν_{CEO} -Antiresonanz, d.h. bei Verschiebung des Pulskammspektrums um eine halbe Repetitionsrate, existieren jetzt zwei Längeneinstellungen, für die die Transmission (knapp) suboptimal ist.

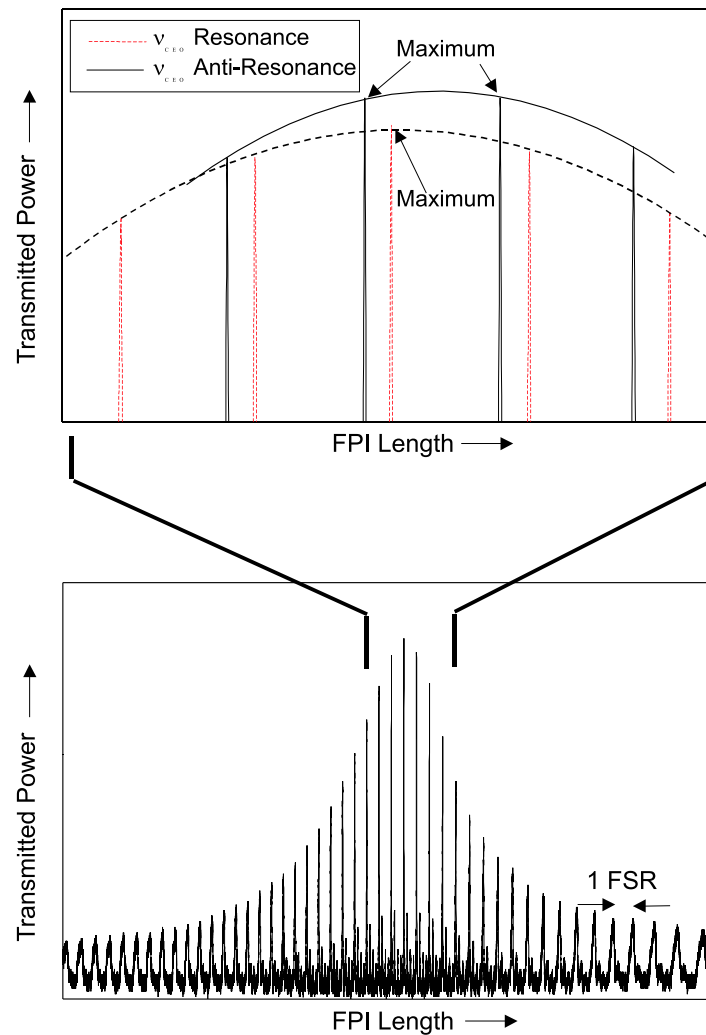


Abbildung 4.17: Im unteren Teil der Abbildung ist die Transmission des Fabry-Perot-Interferometers in Abhängigkeit von der Interferometerlänge gezeigt. Die Periodizität der Transmission beweist die Kammstruktur der Impulse (vgl. [64]). Der obere Teil zeigt einen Ausschnitt aus dem zentralen Bereich, wobei hier der Einfluss der Frequenzverschiebung ν_{CEO} sichtbar wird: Es existiert entweder ein zentrales Maximum (ν_{CEO} -Resonanz) oder zwei gleich hohe Mittenmaxima (ν_{CEO} -Antiresonanz); Details siehe Text.

Dieser Effekt ist in Abb. 4.17 zu sehen: Statt des einen Maximums (im Falle exakten Überlapps zwischen Transmissionsfilter und Kammspektrum), existieren jetzt zwei lokale Maxima aufgrund der unterschiedlichen ν_{CEO} -Verschiebung des Filters und dem Kammspektrum. Der Einfluss der ν_{CEO} -Frequenzverschiebung, welche nur für kohärente Impulszüge existiert, beweist, dass auch in spektral disjunkten Bereichen die Phasen der einzelnen Linien von der Phase der zusammenhängenden Impulszüge des Ti:Sa-Lasers definiert wird.

4.4.3 Phasenkohärenz durch Selbstphasenmodulations-Keim

Eine wesentliche Rolle bei der Übertragung der Phasenkohärenz auf die neu generierten Spektralkomponenten spielt die Selbstphasenmodulation [79] der hochintensiven Impulse auf den ersten Millimetern (l_{SPM}) Propagation in der mikrostrukturierten Faser. Auf dieser kurzen Wegstrecke ist die Selbstphasenmodulation noch der dominierende zu spektraler Verbreiterung führende Effekt. Der Selbstphasenmodulations-Phasenhub $\Delta\Phi_{nl}$ beträgt dabei wegen der hohen Intensität I_p der in die Faser fokussierten Femtosekundenimpulse einige rad:

$$\Delta\Phi_{nl} = n_2 \cdot I_p \cdot l_{SPM} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \approx 3 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}} \cdot \frac{15 \text{ kW}}{23 \times 10^{-9} \text{ cm}^2} \cdot 3 \text{ mm} \cdot \frac{2\pi}{800 \text{ nm}} \approx 3 \text{ rad}$$

Dabei wurde für die Berechnung der Impulsintensität die mittlere Leistung der Impulse durch die Modenfeldfläche der Mikrostrukturfaser mit $1.7 \mu\text{m}$ Durchmesser geteilt. Abb. 4.18 zeigt für verschiedene Phasenhübe die spektrale Leistungsdichte der dabei entstehenden verbreiterten Impulse. Sie sind berechnet für Impulse von 20 fs Dauer. Die Impulsform wurde als sech^2 -Profil angesetzt. Gauss- oder auch dreieckförmige liefern jedoch sehr ähnliche Ergebnisse: Der Einfluss der Impulsform betrifft im Wesentlichen die aus einer bestimmten Impulsenergie und -dauer resultierende Spitzenleistung. Wird diese für die verschiedenen Impulsformen verglichen, so ergeben sich Verhältnisse der Größenordnung eins. Solche Faktoren sind bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigbar. Deshalb stellt auch die Wahl eines sech^2 -Profils für die Impulsform keine unzulässige Näherung dar. In Abb. 4.18 ist zusätzlich die spektrale Leistungsdichte des Schrotrauschens als waagerechte Linien eingezeichnet. Durch Vergleich mit der Leistungsdichteverteilung des selbstphasenmodulierten Signals wird deutlich, dass der Rausch-Photonenfluss im Bereich einer Oktave um die Trägerfrequenz um Größenordnungen unter dem Fluss liegt, wie er durch die Impulse selbst erzeugt wird. Damit wird die Phase in diesem gesamten Spektralbereich von den Photonen des Kammspektrums der modengekoppelten 20 fs-Impulse des Ti:Sa-Lasers definiert: Alle Linien des erzeugten Superkontinuums haben bei Erzeugung des Superkontinuums mit ultrakurzen Impulsen eine definierte Phasenbeziehung zueinander. [16] leiten aus Simulationen die Forderung her, dass für die Frequenzmetrologie die Superkontinuum-Erzeugung mit Impulsen von weniger als 50 fs Dauer zu erfolgen hat.

Dass die Kammlinien im Superkontinuum eine feste Phasenbeziehung zueinander haben, macht noch keine Aussage über die optische Phase der einzelnen Linien bzw. behauptet, dass die Phase über das Spektrum nicht variiert. Die Spektralkomponenten des verbreiterten Spektrums treten zu verschiedenen Zeiten aus der Faser aus. Hinter der Faser existiert nicht *ein* bandbreitenbegrenzter Impuls, sondern es werden zeitlich verzögert mehrere Subimpulse mit verschiedenen Trägerwellenlänge emittiert. Dabei verlassen die Raman-verschobenen Solitonen die Faser zuerst (siehe z.B. [19]). Die Subimpulse können auch kürzer sein als die in die Faser eingekoppelten Pumpimpulse. D.h. es liegt eine starke Wellenlängenabhängigkeit der

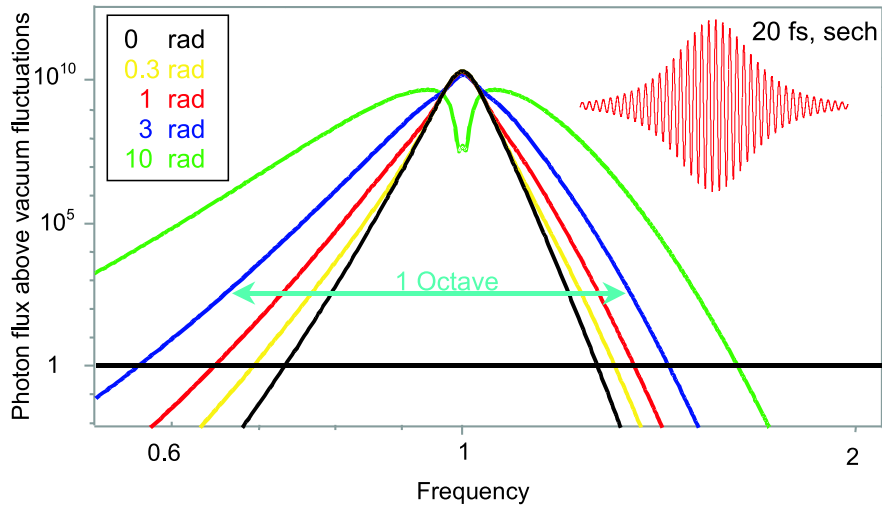


Abbildung 4.18: Frequenzspektrum eines durch Selbst-Phasen-Modulation spektral verbreiterten $sech^2$ -Impulses von 20 fs Dauer für verschiedene angenommene Phasenhübe

spektralen Phase vor. Abhängig von der Faserlänge l_{MSF} variiert die optische Phase nach Propagation durch die Faser über mehrere zehn rad ($l_{MSF}=8$ mm) [9] oder über viele hundert rad ($l_{MSF}=150$ mm); siehe Abb. 4.8. Arbiträre Phasenfluktuationen hingegen sind ausgeschlossen, d.h. benachbarte Moden im verbreiterten Kammspektrum weisen lediglich kleine und feste Phasenunterschiede zueinander auf. Die vom Ti:Sa-Laser eingeführte Phasenkopplung der Impulse bleibt erhalten. Damit ist die Voraussetzung für Selbstreferenzierbarkeit des phasenkohärenten oktavbreiten Spektrums erfüllt.

Anwendungen solcher Spektren werden nachstehend beschrieben. Die Betrachtungen werden - nach dem erbrachten Beweis der Phasenkohärenz des Superkontinuums - zu der Frage überleiten nach den Grenzen dieser Kohärenz:

Wie groß sind die Phasenexkursionen der einzelnen Linien im Kammspektrum, bzw.

Wie genau gilt die Gl. 2.9 auch für die Momentanfrequenz, d.h. darf aus der Mittenfrequenz ν_m auf die Entwicklung der instantanen Phase ϕ_m geschlossen werden? Innerhalb welcher Grenzen darf aus

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep}$$

auch gefolgert werden, dass

$$\phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot \phi_{rep}$$

zur Bestimmung der instantanen Phase der einzelnen Linie im Kammspektrum angewendet werden kann?

4.5 Phasenrauschen im Kammspektrum

Nachstehend wird auf zwei Anwendungen selbstreferenzierter Superkontinuumsspektren eingegangen. Aus diesen Darstellungen ergibt sich die Frage nach den Grenzen für die Phasenkohärenz in Superkontinuum-Spektren in intuitiv zugänglicher Form. Gleichzeitig erlauben die Ergebnisse der beschriebenen Experimente, obere Grenzen für die Phasenfluktuationen der Linien im Superkontinuum anzugeben. Zunächst wird auf eine *Absolutfrequenz*-Messung im Optischen eingegangen, danach auf eine *Frequenzverhältnis*-Messung.

4.5.1 Obere Grenze für Phasenrauschen ausgewählter Linien

Bei einer Absolutfrequenzmessung wird das Kammspektrum als Frequenzteiler eingesetzt, der es erlaubt, optische Frequenzen so zu teilen, dass sie mit einer Normalfrequenz phasenverglichen werden können. Die Stabilität, mit der dieser Phasenvergleich vorgenommen werden kann, wird letztendlich durch die Phasenstabilität der Linien des Kammspektrums begrenzt sein. Somit kann aus der erreichbaren Instabilität einer solchen Messung rückgeschlossen werden auf die Phasenstabilität der Linien des Kammspektrums. Hier wird eingegangen auf ein Experiment, bei dem die Frequenz des Uhrenüberganges im Ytterbium mittels eines Kammspektrums mit einer Normalfrequenz phasenverglichen wurde.

Bei einer Absolutfrequenzmessung wird die Schwebungsfrequenz Δx gemessen zwischen der m ten Mode des selbstreferenzierten Kammspektrums und einem Laser X, dessen Frequenz ν_x gemessen werden soll. Aus der Frequenz Δx lässt sich mit Gl. 2.9 die Frequenz ν_x des unbekanntes Lasers berechnen:

$$\nu_x = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep} + \Delta x \quad (4.13)$$

Der Aufbau für eine Absolutfrequenz-Messung ist in Abb. 4.19 gezeigt. Zu sehen ist im unteren Teil das f-2f-Interferometer zur Bestimmung der Kammverschiebung ν_{CEO} . Zur Messung der Schwebungsfrequenz Δx werden Kamm und Laser X mittels eines dichroitischen Strahlteilers überlagert. Die Frequenz des Schwebungssignales liegt dabei im Intervall $[0, \frac{f_{rep}}{2}]$, denn innerhalb eines Intervalls der Länge $\frac{f_{rep}}{2}$ um die Frequenz ν_x liegt entweder die m te oder die $(m-1)$ te Kammmode. Somit genügt zur Messung von ν_x ein Detektor, dessen obere Grenzfrequenz nicht deutlich jenseits der Repetitionsrate zu liegen braucht. Im beschriebenen Experiment lag sie bei 140 MHz bei einer Repetitionsrate f_{rep} von ca. 100 MHz. Das Signal-Rausch-Verhältnis bei der Detektion von Δx erlaubt ebenfalls, es ähnlich ν_{CEO} phasenzuverfolgen. Damit ist auch seine instantane Phase auf etwa ein Zehntel Radiant genau bekannt. Auf diese Weise wurde die Frequenz der Subharmonischen ν_x eines auf den $6s^2S_{1/2} - 5d^2D_{3/2}$ -Uhren-Übergang eines $^{171}\text{Ytterbium}$ -Einzelions stabilisierten Lasers X mit einem selbstreferenzierten Kammspektrum bestimmt, woraus die Frequenz des Yb- Uhrenübergangs folgt zu [77]

$$\nu(^{171}\text{Yb}^+) = 688\,358\,979\,309\,321 \pm 6 \text{ Hz}.$$

Abb. 4.20 zeigt die bei der Messung erreichte Stabilität, welche angegeben ist als Standard-Allan-Abweichung der fraktionalen Frequenzinstabilität. Diese Größe ist von der Messdauer abhängig, was sich wie folgt erklärt:

Oben wurde darauf hingewiesen, dass die instantane Phase der Schwebungsfrequenzen ν_{CEO} und Δx lediglich auf ein Zehntel Radiant genau bekannt ist. D.h. die Phase der Signale fluktuiert während der Messung innerhalb 0.1 rad. Die Messung wird in ihrer Stabilität

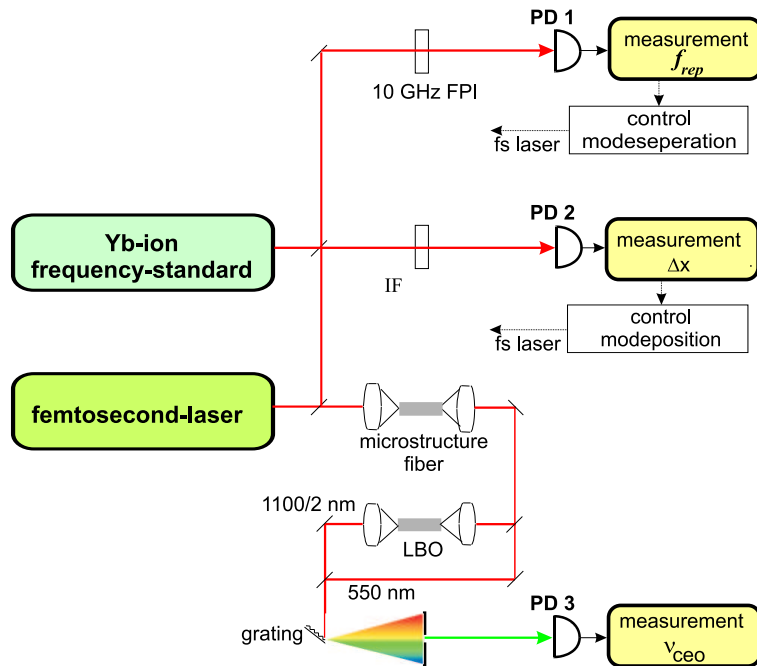


Abbildung 4.19: Aufbau für Absolutfrequenzmessung: PD1 detektiert die Verschiebungsfrequenz ν_{CEO} . PD2 detektiert die Schwebungsfrequenz Δx zwischen dem Kammspektrum des Ti:Sa-Lasers und einem auf den Uhrenübergang des Yb-Einzelions stabilisierten Lasers. PD3 detektiert eine Oberwelle der Repetitionsrate des Ti:Sa-Lasers, d.h. den Kammlinienabstand.

wenigstens nicht genauer werden können als durch diese Phaseninstabilitäten der Schwebungssignale ν_{CEO} und Δx vorgegeben. Die optischen Frequenzen der beteiligten Laser in der Größenordnung 344 THz entsprechen Kreisfrequenzen von ca. 2×10^{15} rad pro Sekunde. Eine Phasenexkursion von 0.1 rad stellt gegenüber den 2×10^{15} rad pro Sekunde eine relative Phasenabweichung von ca. 10^{-16} dar. Eine Phasenexkursion von 0.1 rad innerhalb einer Sekunde entspricht somit einer (gemittelten) fraktionalen Frequenzabweichung von ebenfalls ca. 10^{-16} . Dieser Wert wird in der Messung allerdings nicht erreicht. Dies bedeutet, dass die Messung offensichtlich nicht durch die Phasenexkursionen von ν_{CEO} und Δx begrenzt war.

Die begrenzende Größe ist in diesem Falle die Frequenz-Instabilität der Referenz für die Messung der Repetitionsrate gewesen: Die beschriebene Messung der Absolutfrequenz des Uhrenübergangs eines Ytterbium-Einzelionen-Frequenznormals kann nämlich auch aufgefasst werden als eine Frequenzverhältnismessung zwischen der Frequenz des Ytterbium-Uhrenübergangs und der Frequenz, mit der die Zeiteinheit Sekunde realisiert wird. Dazu ist das Kammspektrum als ein Frequenzteiler aufzufassen, mit dem optische Frequenzen phasenverfolgbar so durch einen Faktor geteilt werden, dass ein Phasenvergleich des (heruntergeteilten) Signals mit einer Normalfrequenz möglich ist. Der Teilungsfaktor ist dabei die Ordnungszahl m derjenigen Kammlinie, gegen welche die Schwebungsfrequenz Δx gemessen wird. Bei dem dann folgenden Phasenvergleich zwischen Normalfrequenz und (geteilter) optischer Frequenz begrenzt somit die Instabilität der Normalfrequenz die erreichbare Stabilität der Messung. Somit kann eine Absolutfrequenzmessung, d.h. eine Messung der Frequenz bzgl. der die Sekunde realisierenden Normalfrequenz, bestenfalls so genau werden, wie es den Phasenfluktuation der Normalfrequenz entspricht. Die Normalfrequenz wird im hier beschriebenen Fall von ei-

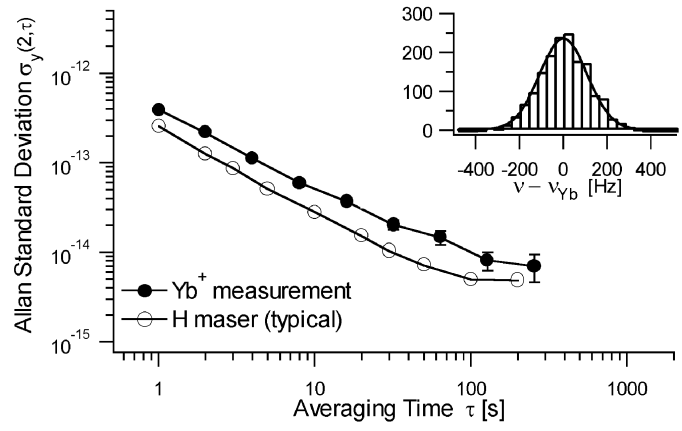


Abbildung 4.20: Allan-Standard-Abweichung der fraktionalen Frequenzabweichung $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ als Funktion der Mittelungsdauer. Das Inset zeigt das Histogramm der Frequenz-Messwerte bei einer Mittelungsdauer von 1 Sekunde.

nem Wasserstoff-Maser realisiert. Dessen fraktionale Frequenzabweichungen sind in Abb. 4.20 ebenfalls eingezeichnet. Sie liegt für eine Mittelungsdauer von einer Sekunde typischerweise ca. zwei bis drei Größenordnungen über der oben berechneten Instabilität, wie sie allein aus den Phasenfluktuationen der Schwebungssignale folgen würde. Deshalb muss bei einer Messung solange gemittelt werden, bis die mittlere Phaseninstabilität der Normalfrequenz ihr Optimum erreicht. Dies ist nur für ein begrenztes Mittelungszeitintervall von ca. 100 s bis 1000 s der Fall, wo die fraktionale Instabilität der Normalfrequenz das Niveau von etwa 10^{-14} erreicht. Für größere Mittelungsdauern nimmt die Instabilität der Normalfrequenz wieder zu, so dass auch durch längeres Mitteln bei der Frequenzmessung keine Steigerung mehr erreicht werden kann.

Zusammenfassen lassen sich die Erkenntnisse der Experimente zur Messung von Absolutfrequenzen in folgender Form:

Das in einer mikrostrukturierten Glasfaser mit ultrakurzen Impulsen generierte Superkontinuum kann als Intervallteiler für optische Frequenzen eingesetzt werden, um eine optische Frequenz mit einer HF-Normalfrequenz phasenvergleichen zu können. Die bei dieser Messung erreichbare Stabilität des Phasenvergleichs ist bei Realisierung der Normalfrequenz mittels eines Wasserstoff-Masers durch dessen Instabilität begrenzt. Für die Phasenstabilität der Einzellinien im Superkontinuum lässt sich daraus folgern:

Die Gl. 2.9

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep}$$

kann auch für die Phase geschrieben werden als

$$\phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot \phi_{rep}, \quad (4.14)$$

wobei mit verschiedenen Absolutfrequenzmessungen gezeigt werden konnte, dass diese Formulierung richtig ist, wenn Phasenexkursionen von ca. 100 rad gegenüber der durch Gl. 4.14 gemachten Vorhersage zugelassen werden.

Die fraktionalen Frequenzabweichungen der Linien im Kammspektrum sind für Mittlungsdauern von einer Sekunde also nicht größer als 10^{-13} . Dieser Wert konnte für viele andere Linien im Kammspektrum bestätigt werden (siehe Tab. 1.1).

4.5.2 Obere Grenze für Phasenrauschen in den Flanken des Kammspektrums

Wie im Vorangegangenen dargestellt wurde, ist bei Absolutfrequenzmessungen die Instabilität der Normalfrequenz begrenzend. Im Folgenden wird auf eine Messung eingegangen, bei der die Frequenzmessung nicht mehr bzgl. einer Normalfrequenz durchgeführt wurde. Stattdessen diente das Kammspektrum als Transferoszillator [83], um einen Phasenvergleich durchzuführen zwischen einer bestimmten Frequenz und seiner zweiten Harmonischen. Wichtig ist dabei, dass letztere tatsächlich durch (physikalische) Frequenzverdopplung der Fundamentalen erzeugt wurde. Dadurch ist sichergestellt, dass für diese beiden Signale die Gl. 4.14 uneingeschränkt gültig ist, d.h. dass sich Phasenexkursionen der Fundamentalen und seiner zweiten Harmonischen exakt wie 1:2 verhalten. Das Soll-Ergebnis dieser Messung ist somit bekannt, und bei der Messung auftretende Abweichungen von diesem Ergebnis ermöglichen direkt eine Aussage über die Grenzen der Anwendbarkeit von Gl. 4.14 zur Beschreibung des Kammspektrums, wobei allerdings Fluktuationen der optischen Weglänge im Aufbau bei der Messung zum Fehler beitragen. Gleichzeitig erfolgt eine Gleichtakt-Unterdrückung für *kollektive* Phasenmodulation des *gesamten* Superkontinuum-Kammspektrums. Der Einfluss einer solchen kollektiven Modulation wird im Abschnitt 4.6 dargestellt. Abb. 4.21 veranschaulicht diese Frequenzverhältnismessung anhand einer Darstellung in der Frequenzdomäne.

Der Aufbau dieses Experimentes ist schematisch in Abb. 4.22 dargestellt. Ein Nd:YAG-Laser mit interner Frequenzverdopplung emittiert sowohl eine Linie auf der Fundamentalen bei 1064 nm als auch eine bei 532 nm. Die Schwebungsfrequenzen beider Linien (Δ_i) mit dem Kammspektrum werden - genau wie bei der Absolutfrequenzmessung beschrieben - detektiert. Gleichzeitig wird das verwendete Kammspektrum selbstreferenziert und die Frequenzverschiebung ν_{CEO} von den beiden Linienschwebungsfrequenzen (Δ_i) mit Mischern subtrahiert. Es entstehen die Schwebungsfrequenzen ν_A bzw. ν_B , wie sie auch bei Messung mit einem Kammspektrum mit verschwindender Frequenzverschiebung ν_{CEO} auftraten. Die hinter den beiden Mischern auftretenden Phasenfluktuationen der Signale ν_A und ν_B müssen somit das Verhältnis der Ordnungszahlen der Kammlinien haben, gegen die die Schwebungen Δ_i gemessen wurden. Um einen Phasenvergleich dieser beiden Signale durchführen zu können, wird deshalb das (höherfrequente) Δ_B durch das Ordnungszahlverhältnis geteilt. Auswertung des so erzeugten Signales ν_C liefert die in Abb. 4.23 dargestellten Ergebnisse, welche wiederum als Standard-Allan-Varianz der fraktionalen Frequenzabweichung angegeben sind. Die fraktionale Frequenzabweichung ist dabei als *Messfehler* zu verstehen, der durch Phasenfluktuationen des verwendeten Kammspektrums eingeführt wurde. Wie der Abb. 4.23 entnommen werden kann, werden mit diesem Messverfahren tatsächlich die Instabilitäten erreicht, wie sie aus den Phasenfluktuationen von etwa 0.1 rad bei der Phasenverfolgung der Schwebungsfrequenzen Δ_i erwartet werden: besser als 10^{-15} für Mittelungsdauern von einer Sekunde. Zum Vergleich ist auch hier die Frequenz-Instabilität des Wasserstoff-Masers eingezeichnet. Bei längerer Mittelung kann die Mess-Instabilität bei der Frequenzverhältnismessung weiter abgesenkt werden, wobei für Mittelungsdauern über 100 s hinaus keine deutliche Verbesserung erzielt wird. Dies ist darauf zurückzuführen, dass auf diesen Zeitskalen Grenzen der Stabilität des Messauf-

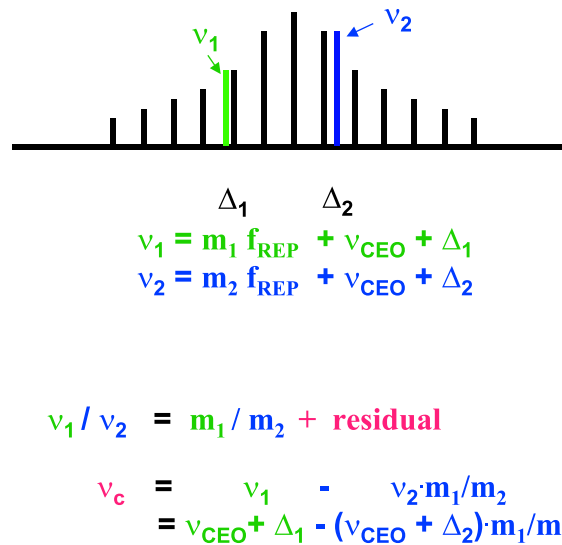


Abbildung 4.21: Frequenzraumdarstellung einer Frequenzverhältnismessung zwischen optischen Frequenzen innerhalb der Kammbreite.

Einfache algebraische Umformungen führen zu den angegebenen Gleichungen. Deren Aussage lautet in gedrängter Form: Das „residual“ beschreibt die Abweichung des Verhältnisses der optischen Frequenzen ν_i vom Verhältnis der Ordnungszahlen m_i der Kammlinien, gegen welche die Schwebungen Δ_i gemessen werden. Fluktuationen von ν_C repräsentieren somit Fluktuationen des gemessenen Frequenzverhältnisses. Für ein *exakt bekanntes* Frequenzverhältnis sind die Fluktuationen des Messwertes allein auf Fluktuationen des Kammspektrums zurückzuführen. Man erhält einen Grenzwert für die mit einem solchen Kammspektrum übertragbare Stabilität.

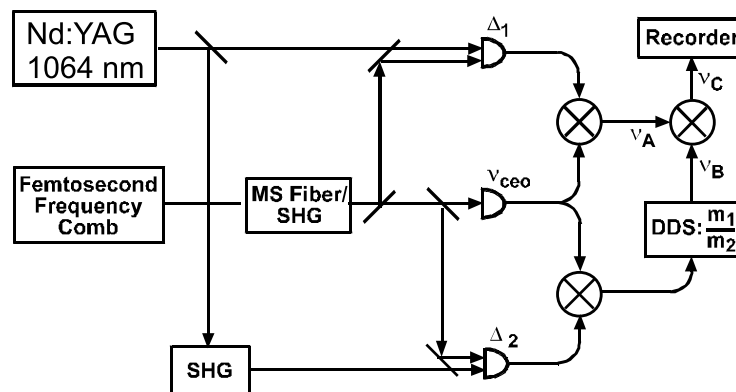


Abbildung 4.22: Schematischer Aufbau der Frequenzverhältnismessung mit einem selbstreferenzierten Kammspektrum

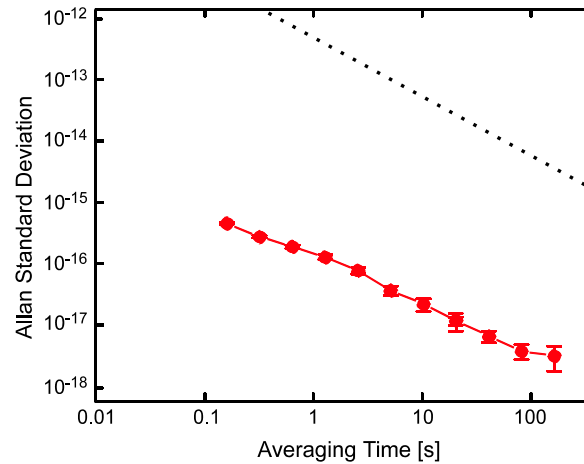


Abbildung 4.23: Stabilität der Frequenzverhältnismessung [78], typische Stabilität des Wasserstoffmasers (gestrichelt)

baus erreicht werden. (Einer Phasenverschiebung von einem Radiant im Optischen entspricht eine Weglängenvariation von etwa 100 nm. Dies liegt im Bereich thermischer Langzeitdriften der Aparatur im unklimateisierten Labor.) In einem vom Ansatz ähnlichen Experiment konnten die angegebenen Werte für die Instabilitäten bestätigt werden [99]. Im betreffenden Experiment wurde ein durch Summenfrequenzbildung erzeugtes Signal mit einem durch Frequenzverdopplung generierten phasenvergleichen. Dabei verhielten sich die Frequenzen der bei der Summenfrequenz-Erzeugung beteiligten Komponenten des Superkontinuums wie 2:1. So konnten die Phasenexkursionen des Summenfrequenz-Signals gegenüber einem aus Frequenzverdopplung *derselben* langwelligen Superkontinuumsanteile gewonnenen Signal durch Schwebung gemessen werden. Aus den Verhältnismessungen lassen sich folgende Schlüsse bzgl. der Phasenstabilität der Linien des Superkontinuums ziehen:

In Frequenzverhältnismessungen konnte gezeigt werden, dass die Gl. 4.14 zur Beschreibung der instantanen Phase der Linien im Kammspektrum bis zu fraktionalen Instabilitäten von besser als 10^{-15} für Mittelungsdauern von einer Sekunde Gültigkeit besitzt. Allerdings ist die Einschränkung zu machen, dass das beschriebene Experiment diese Aussage nur für die Linien in den Flanken des Superkontinuums bewiesen hat: Die Linien, deren Frequenzverhältnis bestimmt wurde, lagen in etwa im gleichen Spektralbereich wie diejenigen, die zum Selbstreferenzieren des Kammspektrums verwendet wurden. Deshalb kann an diesem Punkt die Gültigkeit der Gl. 4.14 mit Instabilitäten von 10^{-15} in einer Sekunde nur für den infraroten und den kurzwelligen Anteil des Superkontinuum-Kammspektrums als bewiesen gelten. Da jedoch die meisten potentiellen optischen Frequenz-Standards Übergangs-Frequenzen im zentralen Spektralbereich des Superkontinuums aufweisen (siehe Tab. 1.1), ist im zentralen Bereich des Superkontinuums die Gültigkeit von Gl. 4.14 noch zu prüfen, wenn ein Kammspektrum als Frequenzteiler einer optischen Normalfrequenz eingesetzt werden soll, welcher auch die Kurzzeitstabilität des betreffenden optischen Standards auf die heruntergeteilte Frequenz übertragen können soll.

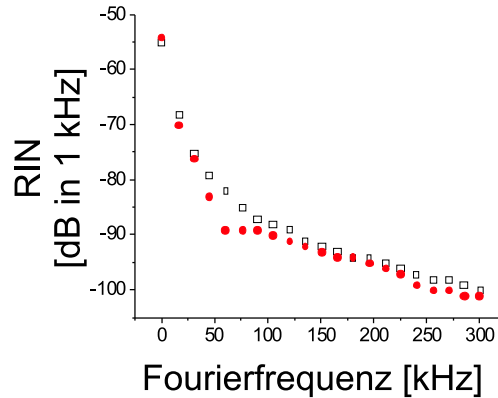


Abbildung 4.24: Leistungsrauschen vor (offen) und hinter der Faser (geschlossen); (0 dB \equiv 100 % Leistungsmodulation)

4.5.3 Obere Grenze für Phasenrauschen im gesamten Superkontinuum

Es konnte gezeigt werden, dass die Phase der einzelnen Linien des Superkontinuums durch den Impuls aus dem Ti:Sa-Laser vorgegeben wird: Durch Selbstphasenmodulation der hochintensiven Impulse auf den ersten Millimetern der Propagation in der MSF werden im gesamten Spektralbereich des sich erst später bildenden Superkontinuums Keimsignale mit definierter Phase generiert. Da die Phasenkopplung der Linien des vom Ti:Sa-Laser emittierten Spektrums mit Instabilitäten im Bereich von 10^{-17} für Mittelungsdauern von einer Sekunde sehr starr ist, kann das Phasenrauschen, das zu Instabilitäten in der Größenordnung von 10^{-15} für Mittelungsdauern von einer Sekunde führt, erst in der Mikrostrukturfaser erzeugt worden sein.

Es wird angenommen, dass die Mikrostrukturfaser ein nur sehr langsam veränderliches System darstellt. D.h. schnelle Fluktuationen jedweder Art in ihrem Ausgangsspektrum sind auf schnelle Fluktuation der eingekoppelten Impulse zurückzuführen und nicht auf Fluktuationen der Eigenschaften der Mikrostrukturfaser. Da Impulsdauerrauschen schon vorher ausgeschlossen werden konnte (siehe Kapitel 3), kommt als wesentliche Ursache für zusätzliches Phasenrauschen im Ausgangsspektrum der Faser eine Umsetzung von Impulsenergiegerauschen vor der Faser in Phasenrauschen hinter der Faser in Betracht. Starkes Rauschen der Einkopplung, was zu einer deutlichen Umsetzung von Strahlrichtungsrauschen in Rauschen der spektralen Leistungsdichte in der Faser führen könnte, kann ebenfalls ausgeschlossen werden: Zur Beurteilung wurde das Leistungsrauschen der Impulse vor und hinter der Faser gemessen. Die Messung hinter der Faser ist dabei mit so niedrigen Impulsenergien durchgeführt worden, dass keine spektrale Verbreiterung feststellbar war. Die MSF wurde gleichsam im „linearen Regime“ betrieben, sie diente lediglich als lineares Übertragungsglied von der Einkoppelfacetten zur Auskoppelfacetten. Die Abweichungen der Rauschleistungspegel vor und hinter der Faser sind vernachlässigbar, d.h. die Einkopplung kann als stabil bzw. rauscharm gelten (siehe Abb. 4.24). Damit muss das Intensitätsrauschen der Impulse als Ursache für Phasenrauschen im Kammspektrum gelten.

Der Aufbau des Experimentes zur Untersuchung der Umsetzung von Impuls-Intensitätsrauschen in Phasenrauschen im Kammspektrum ist in Abb. 4.25 schematisch dargestellt.

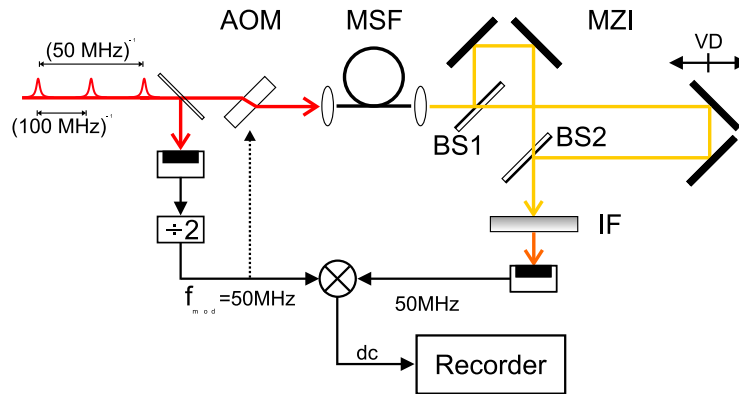


Abbildung 4.25: Aufbau zur Messung der Phasenmodulation im Kammspektrum aufgrund von Impuls-Intensitäts-Modulation: Ein balanciertes Mach-Zehnder-Interferometer demoduliert die Phasenmodulation bzgl. der Intensitäts-Modulationsfrequenz im Eingang der mikrostrukturierten Faser (siehe Text).

Die Impulse des Ti:Sa-Lasers passieren vor Einkopplung in die mikrostrukturierte Faser einen dünnen akkusto-optischen Modulator (AOM) aus Quarzglas, dessen Gruppenlaufzeit-Dispersion mittels der resonator-externen Prismen vorkompensiert wurde. Der AOM moduliert die Intensität der Impulse. Dabei beträgt die Modulationsfrequenz exakt die halbe Impulswiederholrate f_{rep} , so dass Impulse alternierender Intensität durch die Faser laufen. Nicht-lineare Effekte, die zu einer intensitätsabhängigen Laufzeit führen, werden sich hinter der Faser als alternierende Modulation der optischen Phase des Superkontinuums niederschlagen. Hinter der Faser werden die verbreiterten Impulse in ein balanciertes Mach-Zehnder-Interferometer eingekoppelt. Dieses Interferometer dient zur Detektion der mit der alternierenden Impulsintensität verbundenen alternierenden Phasenmodulation. Dies wird im folgenden Abschnitt erklärt.

Der Armlängenunterschied dieses Interferometers entspricht dem Impulsabstand. Auf dem Strahlteiler BS2 interferieren somit aufeinander folgende Impulse aus der Faser. Die Summe der Intensitäten der hier überlagerten Impulse ist dabei immer gleich, da immer ein dunkler Impuls und ein heller Impuls (des intensitätsmodulierten Impulszuges) überlagert werden. D.h. dieses Interferometer ist intrinsisch AM-balanciert. Dennoch tritt im Ausgang des Interferometers i.A. eine Intensitätsmodulation auf, wenn aufgrund der mit dem AOM eingeführten Intensitätsmodulation eine Phasenmodulation im Ausgangsspektrum auftreten sollte. Dies ist in Abb. 4.26 gezeigt. Die Interferometer-Armlängen-Differenz kann mittels des variablen Delays (VD) so eingestellt werden, dass die Felder der auf BS2 überlagerten Impulse konstruktiv (Position 1) oder destruktiv (Position 2) interferieren. Entsprechend ist die Transmission maximal bzw. minimal. Das Interferometer zeigt die übliche sinusförmige Diskriminatorcurve eines Zweistrahl-Interferometers (siehe Abb. 4.27).

In Abb. 4.26 sind Phasorbeschreibungen für alle vorkommenden Interferenz-Szenarios gezeichnet. Die Darstellung erfolgt analog zur Abb. 4.9 in einem mit der Linienfrequenz rotierenden Bezugssystem. Der linke Teil enthält die Beschreibung des Falles ohne Phasenmodulation (PM). Hier treten keine nichtlinearen Laufzeiteffekte in der Faser auf. In der rechten Darstellung ist eine Phasenmodulation berücksichtigt. Phasenmodulation der Felder äußert sich in

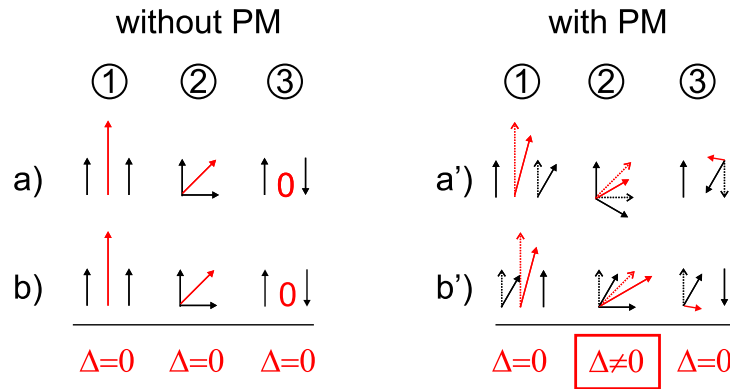


Abbildung 4.26: Phasorbeschreibung der Wirkungsweise des Mach-Zehnder-Interferometers zur Phasendemodulation. In Anwesenheit von Phasenmodulation ist im Ausgang des Interferometers eine Intensitätsmodulation feststellbar ($\Delta \neq 0$), wenn der Armlängenunterschied des Interferometers weder dem eines bright-fringe (1) noch dem eines dark-fringe-set-ups (3) entspricht (siehe Text).

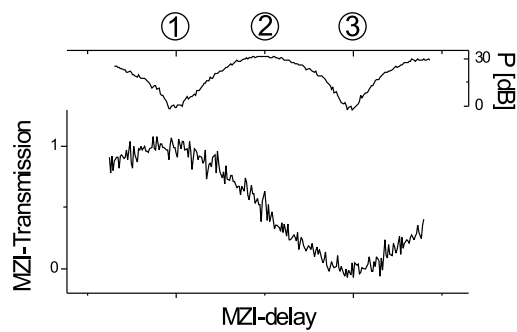


Abbildung 4.27: Untere Kurve: Transmission des Interferometers in Abhängigkeit von der Armlänge; obere Kurve: relative Leistung des Phasendemodulationssignales in Abhängigkeit von der Armlänge (siehe Text)

diesem Bild als Winkel-Auslenkung des Phasors (durchgezogen) bzgl. seiner ursprünglichen Position bei Abwesenheit von Phasenexkursionen (gestrichelt). Die Zeilen a und b, (bzw. a' und b'), behandeln jeweils eine der beiden möglichen Alternativen: Der hellere Impuls kann durch den langen Arm des Interferometers gelaufen sein oder durch den kurzen. Der Einfluss dieser Alternativen zeigt sich folgendermaßen: In der untersten Zeile ist die Differenz Δ der Summenphasoren von Szenario a und b (bzw. a' und b') berechnet. Ist diese Differenz ungleich Null, so bedeutet dies einen Intensitätsunterschied der Felder von Szenario a und b. Dieser Unterschied tritt mit der Szenario-Wechselfrequenz auf, d.h. mit der Intensitäts-Modulationsfrequenz der Impulse. Nur für Interferometerlänge 3 ist die Differenz zwischen den Szenarios a' und b' nicht Null: Für Stellung 1 bzw. 2 sind die Phasoren parallel bzw. antiparallel, so dass die betreffenden Felder sich addieren bzw. auslöschen. Dies ist unabhängig davon, ob nichtlineare Laufzeiteffekte existieren. In beiden Positionseinstellungen 1 und 2 bleibt eine Phasenmodulation der beiden interferierenden Felder ohne Folgen: Es besteht zwischen den Beträgen der Summenphasoren in Zeile a' und b' kein Unterschied. In Position 1 und 2 kann deshalb die Phasenmodulation nicht detektiert werden. Für Position 3 jedoch unterscheiden sich die Summenphasoren in ihrer Länge, je nachdem ob der helle Impuls den kurzen oder langen Arm das Interferometer durchlief. Diese Intensitätsmodulation kann mit einem resonanten Detektor phasensynchron bzgl. der Modulationsfrequenz detektiert werden. Dies erlaubt eine Bestimmung des Vorzeichens der Phasenmodulation zusätzlich zur Messung ihrer Größe.

Zusätzlich wurden unabhängige Messungen zur Bestätigung der Ergebnisse durchgeführt: Aus phasenverfolgten Schwebungssignalen des phasenmodulierten Kammspektrums mit Einzel frequenz-Lasern bei 1064 nm (Nd:YAG) und 633 nm (He-Ne) wurden die Übertragungsmaße für Intensität-zu-Phasen- modulation bei 1064 nm und 633 nm bestimmt. Außerdem wurde aus der Phasenmodulation des bei 532 nm gemessenen ν_{CEO} -Schwebungssignal die Phasenmodulation der Kammlinien bei 532 nm berechnet: Unter Verwendung der vorher bestimmten Phasenmodulation bei 1064 nm lässt sich auf die Phasenmodulation der Linien bei 532 nm schließen, da ν_{CEO} das Schwebungssignal zwischen den Kammlinien bei 532 nm und frequenzverdoppelten Linien bei 1064 nm ist. Der so ermittelte Wert wird in [22] auf wiederum gegenüber den hier beschriebenen Verfahren unabhängige Weise bestätigt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 4.28 dargestellt.

4.6 Ergebnis der Untersuchungen zum Phasenrauschen

Das mit ultrakurzen Impulsen eines modengekoppelten Titan-Spahir-Lasers in einer mikrostrukturierten Glasfaser generierte phasenkohärente Superkontinuum-Spektrum kann für alle derzeit verfügbaren optischen Uhren als Uhrwerk dienen. Dabei liegt die Grenze für die übertragbare Kurzzeitstabilität bei besser als 10^{-15} für Mittelungsdauern von 1 s.

Dies wird im Folgenden erklärt.

Die Messwerte liegen innerhalb einer Standardabweichung von 5 rad pro Prozent Impulsenergieänderung auf einer Geraden. Diese Ergebnisse sind wie folgt zu interpretieren:

Für Anwendungen in der Frequenzmetrologie, werden heute Superkontinuum-Kammpektrem

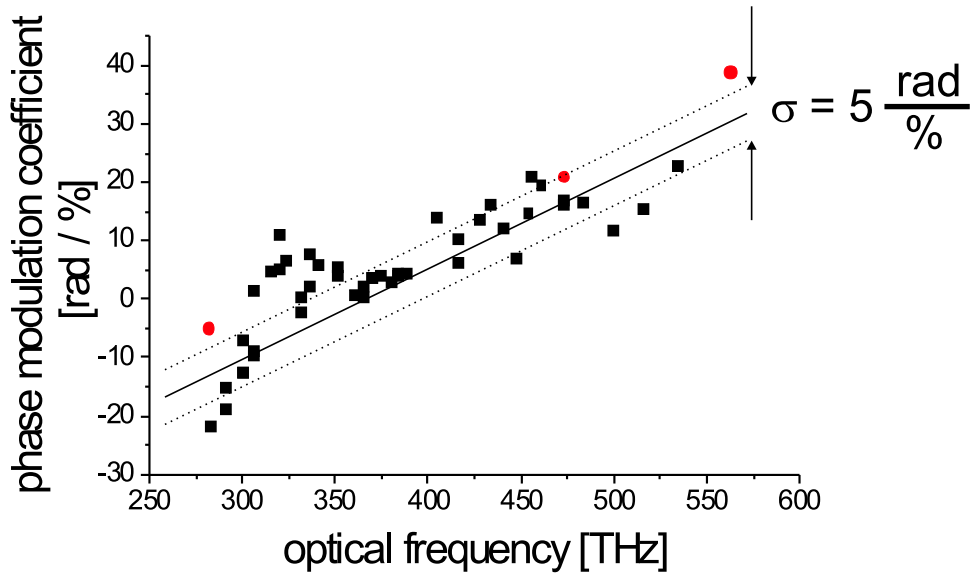


Abbildung 4.28: Frequenzabhängigkeit des Phasenmodulationskoeffizienten. Innerhalb einer Standardabweichung von 5 rad pro Prozent Impulsleistungsänderung liegen die mit dem Interferometer bestimmten Werte (eckig) auf einer Geraden, wie sie durch Gl. 4.4.3 vorgegeben wird. Die Messwerte der Kontrollmessungen mit Single-Frequency-Lasern sind auch eingezeichnet (rund).

bestehend aus phasenverfolgbaren Linien eingesetzt. Die Frequenzen ν_m der einzelnen Linien errechnen sich aus der Gl. 2.9:

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot f_{rep}$$

Diese Gleichung ist streng gültig, wenn sie zur Bestimmung der Mittenfrequenzen der Linien herangezogen wird. Wenn sie auch zur Bestimmung der Momentanfrequenzen Gültigkeit besitzt, so folgt aus ihr für die optische Phase der einzelnen Linie:

$$\phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot \phi_{rep}$$

Zur Berücksichtigung einer u.U. unkorrelierten Abhängigkeit der optischen Phase von der Impulsintensität ist diese Gleichung um einen impulsintensitäts- und linienordnungszahlabhängigen Beitrag $\delta\phi(I_p, m)$ zur Phase zu erweitern:

$$\phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot f_{rep} + \delta\phi(I_p, m) \quad (4.15)$$

$$\phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot f_{rep} + \left. \left(\frac{\partial\phi}{\partial I_p} \right) \right|_m \cdot dI_p \quad (4.16)$$

Für Anwendungen in der Frequenzmetrologie, die Kammspektren bestehend aus Linien mit hoher fraktionaler Kurzzeit-Stabilität benötigen, dürfen idealerweise keine *unkorrelierten* Phasenfluktuationen zwischen den Linien im Kammspektrum auftreten. Die drei einfachsten Alternativen hierfür sind:

- Das Übertragungsmaß für Umsetzung von Impulsenergie- in Phasenfluktuation verschwindet:

$$\left. \left(\frac{\partial \phi}{\partial I_p} \right) \right|_m = 0$$

In diesem Falle bleibt eine Impulsenergiefluktuation ohne Auswirkungen.

- Das Übertragungsmaß für Umsetzung von Impulsenergie- in Phasenfluktuation ist frequenz-, d.h. ordnungszahlunabhängig:

$$\left. \left(\frac{\partial \phi}{\partial I_p} \right) \right|_m = \left. \left(\frac{\partial \phi}{\partial I_p} \right) \right|_n, \forall m, n$$

Für diesen Fall wird sämtlichen Linien der gleiche Phasenbeitrag hinzuaddiert. Dies äußert sich als Verschiebung des *gesamten* Kammspektrums in der Frequenzdomäne, *ohne* dabei die Phasenbeziehung der Linien untereinander zu beeinflussen.

- Das Übertragungsmaß für Umsetzung von Impulsenergie- in Phasenfluktuation ist frequenzproportional:

$$\left. \left(\frac{\partial \phi}{\partial I_p} \right) \right|_m = (m - m_0) \cdot \left. \left(\frac{\partial \phi}{\partial I_p} \right) \right|_{m_0} \quad (4.17)$$

In diesem Fall wird der Phase ϕ_m jeder Linie ein frequenzproportionaler Beitrag hinzuaddiert.

Die in Abb. 4.28 dargestellten Ergebnisse der Messungen zeigen, dass der Koeffizient für die Übertragung von Impulsintensitätsmodulation in Phasenmodulation in guter Näherung frequenzproportional ist. Einsetzen von Gl. 4.17 für den Beitrag $\delta\phi(m)$ zur Phase in Gl. 4.15 liefert:

$$\delta\phi(m) = (m - m_0) \cdot \frac{\partial \phi}{\partial I_p} \cdot dI_p \quad (4.18)$$

Mit einer solchen frequenzproportionalen Phasenmodulation bleibt die einfache Struktur der Gleichung für die Phase der m ten Linie des Kammspektrums erhalten wie folgende Herleitung zeigt:

$$\phi_m = \phi_{CEO} + m \cdot \phi_{rep} \quad (4.19)$$

↓

$$\phi_{m-m_0} = \phi_{CEO} + (m - m_0) \cdot \phi_{rep} + (m - m_0) \cdot \frac{\partial \phi}{\partial I_p} \cdot dI_p \quad (4.20)$$

↓

$$\phi_{m-m_0} = \phi_{CEO} + (m - m_0) \cdot \left(\phi_{rep} + \frac{\partial \phi}{\partial I_p} \cdot dI_p \right) \quad (4.21)$$

↓

$$\phi_{m'} = \phi_{CEO} + m' \cdot \phi'_{rep} \quad (4.22)$$

Der Übergang von Gl. 4.19 zu Gl. 4.20 berücksichtigt den intensitäts- und ordnungszahl-abhängigen Beitrag zur Phase und ersetzt die Ordnungszahl m durch $(m - m_0)$. Gl. 4.21

entsteht durch Ausklammern und kann durch Übergang auf eine Ordnungszahl m' und eine Phase ϕ'_{rep} vereinfacht werden (Gl. 4.22). Diese Form ist äquivalent zu Gl. 4.19.

Die beobachtete frequenzproportionale Umsetzung von Leistungsrauschen der Pumpimpulse in Phasenrauschen im Superkontinuum ändert nichts an der Möglichkeit, die Phase *jeder einzelnen* Kammlinie mit der Ordnungszahl m allein als Summe der Phase ϕ_{CEO} und einem m -fachen der Repitionsphase ϕ_{rep} zu bestimmen (Gl. 4.19).

Die Gl. 4.19 für die Phase der m -ten Linie ist vom Typ $y = ax + b$. Dies stellt eine Näherung dar, die in Abb. 4.28 als durchgezogene Gerade eingezeichnet ist. Aber gegenüber dieser linearen Näherung treten sehr geringe Abweichungen auf: Die Standardabweichung der Messwerte in Abb. 4.28 beträgt fünf rad pro Prozent Leistungsänderung (gestrichelt). Damit ergibt sich bei einem Leistungsrauschen des Ti:Sa-Lasers von größenordnungsmäßig einem Zehntel Prozent (im relevanten Fourierfrequenzbereich, siehe Kapitel 3) eine mögliche Abweichung der Phase einer Linie von der aus der linearen Näherung bestimmten Phase von einem halben Radiant.

Die Kreisfrequenz z.B. des optischen ^{40}Ca -Frequenz-Standards beträgt

$$\omega_{Ca} = 2\pi \cdot \nu_{Ca} \approx 2.9 \times 10^{15} \text{ rad/s.}$$

Bei Mittelung über die Dauer $\tau_{av} = 1$ s bedeutet somit eine durch 0.1%-Laserleistungsrauschen verursachte Phasenabweichung im Superkontinuum von $\Delta\phi_{SC} = 0.5$ rad eine mittlere fraktionale Frequenzabweichung von typisch

$$\frac{\Delta\phi_{SC}}{\omega_{Ca}} \cdot \frac{1}{\tau_{av}} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = 1.7 \times 10^{-16}$$

Dies übertrifft die Stabilität der derzeitigen optischen Uhren [92].

Ein selbstreferenzierter Femtosekundenlaser kann als kurzzeitstabiles optisches Uhrwerk dienen, wie in [53] kürzlich auch experimentell gezeigt wurde.

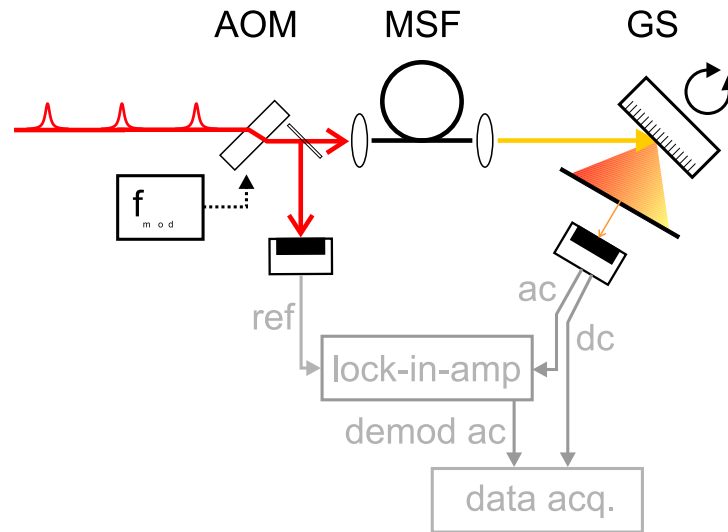


Abbildung 4.29: Aufbau zur Messung des Übertragungsmaßes für Pulsleistungsschwankungen: Leistungsschwankungen im Ausgangsspektrum der Faser werden bzgl. der vor der Faser eingeführten Leistungsmodulation durch ein Gitterspektrometer spektral aufgelöst demoduliert, um die relative Leistungsmodulation hinter der Faser mit der relativen Leistungsmodulation vor der Faser vergleichen zu können.

4.7 Leistungsrauschen im Superkontinuum

Zur vollständigen Charakterisierung des Superkontinuums wurde die Frequenzabhängigkeit des Übertragungsmaßes von Impulsleistungsschwankungen auf die spektrale Leistungsverteilung gemessen. Der für diese Messungen verwendete Aufbau ist schematisch in Abb. 4.29 gezeigt. Die Impulse werden mit einem akkusto-optischen Modulator leistungsmoduliert. Der Modulationshub beträgt dabei ein Prozent. Nach Propagation durch die Faser wird die spektrale Leistungsverteilung mit einem Gitterspektrometer gemessen (Gleichstrom-Signal des Detektors). Die Wechselstrom-Komponente der spektralen Leistungsdichte wird mit einem Lock-In-Verstärker demoduliert. Der Quotient aus demodulierter Leistungsschwankung und spektraler Leistungsdichte ergibt eine relative Leistungsmodulationstiefe, die mit der vor der Faser eingeführten verglichen werden kann bzgl. ihrer Größe und ihrem Vorzeichen. So können Spektralbereiche identifiziert werden, in denen eine Impulsenergiesteigerung zu höheren Leistungen im Superkontinuum führt und andersherum. Die Information kann zusammengefasst werden durch Angabe einer vorzeichenbehafteten „Verstärkung“ $g(\lambda)$. Bei den Messungen stellt sich heraus, dass das Übertragungsmaß stark frequenz- und leistungsabhängig ist (siehe Abb. 4.30). Ähnliche Werte für die frequenzabhängige Verstärkung des Rauschens der Impulsleistung der in die Mikrostruktur-Faser eingekoppelten Impulse sind in [14] und [57] dokumentiert. Gegenüber der dort beschriebenen Analyse des relativen Intensitätsrauschens in verschiedenen Spektralbereichen des Superkontinuums, hat das hier angewendete Verfahren den Vorteil, dass es erlaubt, die Entwicklung des Spektrums bei Leistungsänderung zu beobachten. Dieser Vorteil ergibt sich aus der phasensynchronen Detektion der spektralen Leistungsdichte-Modulation im Superkontinuum bzgl. der vor der Faser eingeführten Impulsenergie-Modulation.

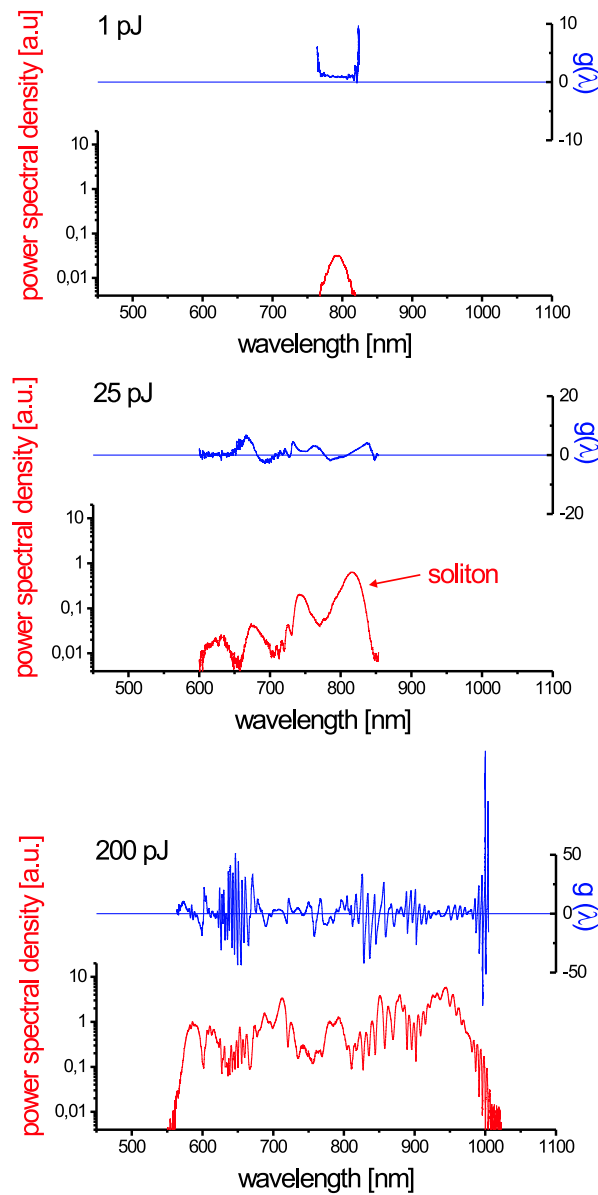


Abbildung 4.30: Wellenlängenabhängigkeit des Übertragungsmaßes für Leistungsschwankungen auf das Superkontinuum ($g(\lambda)$) für verschiedene Pulsenergien: Mit steigender Impulsleistung wird die Wellenlängenabhängigkeit größer und es können in isolierten Spektralbereichen Verstärkungen bis zu einem Faktor der Größenordnung 100 auftreten.

Bei niedrigen Pulsenergien (1 pJ) verhält sich die Mikrostrukturfaser wie ein lineares Medium: Die spektrale Verbreiterung ist vernachlässigbar und vor der Faser eingeführte Leistungsmodulation wird wellenlängenunabhängig auf das Ausgangsspektrum übertragen¹¹. Mit steigender Energie setzt die spektrale Verbreiterung ein. Es kommt zur Ausbildung von Solitonen, die sich bei steigender Impulsenergie zu größeren Wellenlängen verschieben. Dies ist am Übertragungsmaß zu erkennen: Auf der kurzwelligen Flanke des Solitons sinkt mit steigender Impulsenergie die spektrale Leistungsdichte im Superkontinuum. Im Maximum des Solitons beträgt das Übertragungsmaß eins, d.h. lediglich die vor der Faser eingeführte Leistungsmodulation ist sichtbar. Auf der langwelligen Flanke steigt die spektrale Leistungsdichte. Bei Impulsenergien um 200 pJ kommt es zur Ausbildung des sehr breiten Superkontinuums. Hier ist eine starke Wellenlängenabhängigkeit des Übertragungsmaßes zu verzeichnen, wobei in einzelnen Spektralbereichen Verstärkungsfaktoren in der Größenordnung 100 zu beobachten sind. In diesen Bereichen muss also selbst bei Verwendung eines Lasers mit lediglich einem Zehntel Prozent Leistungsrauschen mit Schwankungen der spektralen Leistungsdichte im Superkontinuum von bis zu zehn Prozent gerechnet werden¹². Dies ist für Anwendungen zu berücksichtigen, in denen eine fluktuierende Leistungsdichte im Spektrum zum Fehler beitragen kann. Leistungs- (und Phasenrauschen) im Superkontinuum werden letztlich auch die Stabilität begrenzen bei der Impulserzeugung durch Rekompensation verbeiteter Spektren [48].

¹¹Dies beweist, dass der AOM ausschließlich die Leistung der Impulse moduliert und dabei deren spektrale Zusammensetzung unverändert lässt

¹²Diese Werte ergeben sich für über viele Einzelimpulse gemittelte Superkontinuum-Impulse. Bei einer Betrachtung der Leistungsmodulation zwischen *einzelnen* aufeinanderfolgenden Superkontinuum-Impulsen zeigen [96], [27] und [23], dass eine Impuls-zu-Impuls-Feinstruktur des generierten Superkontinuums existiert. Da die zugehörige Fourierfrequenz dieser Modulation der Impulswiederholrate entspricht, liegt sie jedoch weit außerhalb des für Anwendungen relevanten Frequenzbereiches ($\mathcal{O}(100 \text{ kHz})$). Für Anwendungen ist die durch Mittelung über viele Einzelimpulse ermittelte Verstärkung relevant.

4.8 Mögliche Ursachen für die Phasenmodulation

Der frequenzproportionale Phasenmodulations-Koeffizient für Intensitätsmodulation kann mit den derzeitigen Modellen für die Superkontinuum-Erzeugung nicht erklärt werden. Aufgrund der Komplexität der die Impulsausbreitung beeinflussenden Prozesse kann hier lediglich eine Plausibilitätsbetrachtung erfolgen.

Die einfachste Möglichkeit, die Frequenz-Proportionalität des Phasenmodulationstransfers zu erklären, wäre die Annahme, daß die Phasenmodulation auf die Nichtlinearität der Faser zurückzuführen sei. Damit ergäbe sich bei einer Intensitätsänderung ΔI der Impulse aufgrund der damit verbundenen Brechungsindexänderung Δn "automatisch" eine frequenzproportionale Zusatzphase $\Delta\phi_m$ für die m te Linie im Superkontinuum:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_m &= \frac{2\pi}{\lambda_m} \cdot \Delta n \cdot l_{prop} \\ &= \frac{2\pi}{c} \cdot \nu_m \cdot \Delta n \cdot l_{prop} \\ \Rightarrow \Delta\phi_m &\propto \nu_m\end{aligned}\tag{4.23}$$

Dieses Modell könnte unter Zuhilfenahme der Tatsache, dass die (kurzwelligen) Impulse der nichtsolitonischen Strahlung auch nach Propagation durch die Faser Dauern von wenigen zehn Femtosekunden aufweisen (vgl. Abb. 4.8) u.U. auch die beobachtete Größe des Effektes ($\frac{\partial\phi}{\partial I} \cdot \frac{1}{I} \sim \mathcal{O}(10 \text{ rad pro Prozent})$) erklären. Der Verlust an Spitzenleistung der Impulse würde durch die Länge der Faser "ausgeglichen". Mit diesem Ansatz lässt sich jedoch ein wichtiger experimenteller Befund nicht erklären: Die Phasenmodulation im Spektralbereich der anomalen Gruppenlaufzeit-Dispersion der Faser ist *negativ* (und vom Betrage her in etwa gleich).

Dies könnte hingegen folgendermaßen erklärt werden. Wie im vorherigen Kapitel erwähnt kann mit der Messung des Übertragungsmaßes für Umsetzung von Pumpimpuls-Leistungsrauschen in Rauschen der spektralen Leistungsdichte im Superkontinuum die Entwicklung des Spektrums bei Leistungsänderung direkt beobachtet werden.

I.b. kann so die Solitonen-Frequenzverschiebung ([87], [13], [50]) aufgrund von Intrapuls-Raman-Streuung gemessen werden. Abb. 4.31 zeigt für eine Impulsenergie von 25 pJ eine (vergleichsweise) einfache Struktur des Übertragungsmaßes $g(\lambda)$. Im Bereich des Solitons wechselt $g(\lambda)$ das Vorzeichen. Im kurzwelligen Bereich nimmt bei Impulsenergiezunahme die Leistungsdichte im Spektrum ab ($g(\lambda) < 0$). Im Maximum ist $g(\lambda)=1$. Auf der langwelligen Seite steigt mit Zunahme der Impulsenergie auch die spektrale Leistungsdichte ($g(\lambda) > 0$). Ein sich mit zunehmender Impulsleistung zu größeren Wellenlängen verschiebendes Soliton zeigt exakt diese Eigenschaften.

Der Intensitätsmodulationshub betrug im betrachteten Fall ein Prozent, d.h. die Werte für $g(\lambda)$ repräsentieren die relative Intensitätsänderung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Durch Vergleich mit der Flankensteilheit der Spektralverteilung im Bereich des Solitons mit der beobachteten Intensitätsänderung lässt sich somit die ungefähre Verschiebung des Solitons bestimmen¹³. Mit der so bestimmten intensitätsabhängigen Verschiebung $\Delta\lambda_{sol}$ des Solitons

¹³Ohne Verschiebung betrüge die Intensitätsänderung über das gesamte Solitonen-Spektrum $g(\lambda)=1$, d.h. die Abweichungen von $g(\lambda)=1$ sind auf die Verschiebung des Solitons zurückzuführen.

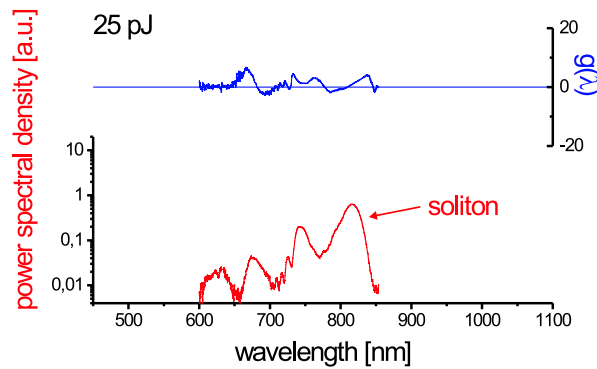


Abbildung 4.31: Bestimmung der Solitonen-Selbst-Frequenz-Verschiebung anhand des Übertragungsmaßes $g(\lambda)$

kann auch die zugehörige Phasenmodulation $\Delta\phi$ berechnet werden, die sich bei Ausbreitung auf einer Länge l in Quarzglas ergibt:

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \frac{2\pi}{\lambda_{sol}} \cdot \Delta n \cdot l \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_{sol}} \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} \right) \cdot \Delta\lambda_{sol} \cdot l\end{aligned}$$

Werden in diese Gleichung die beobachtete Verschiebung des Solitons um etwa $\Delta\lambda_{sol} \approx 1$ nm, die Phasendispersion von Quarzglas von $\frac{\partial n}{\partial \lambda} = -0.012/\mu\text{m}$ [1] und eine Faserlänge von $l=150$ mm eingesetzt, so ergibt sich eine Phasenmodulation von $\Delta\phi \approx -15$ rad. Dies entspricht in etwa den beobachteten Werten im äußersten langweiligen Bereich des Superkontinuums.

Kapitel 5

Ausblick: Superkontinuum für Heterodyn-CARS

5.1 CARS mit Superkontinuum-Spektren

Das phasenkohärente Superkontinuum-Kammspektrum ist ideal geeignet für spektroskopische Zwecke [69], i.b. als Quelle für die kohärente anti-Stokes Raman-Spektroskopie (CARS). CARS ist eine Methode zur quantitativen Untersuchung der chemischen Zusammensetzung einer Probe.

CARS nutzt die Polarisierbarkeit einer zu untersuchenden Substanz in einem Feld mit zwei Frequenzen. Wenn dieses Feld aus zwei kohärenten Feldern besteht, dem sog. Pumplicht mit der Frequenz ν_P und dem sog. Stokes-Licht mit der Frequenz ν_S , so erfolgt in der Substanz eine kohärente Phononen-Anregung. Entspricht dabei die Differenz $\Delta\nu$ der Frequenzen der beiden Felder der Frequenz der Phononen-Anregung der zu untersuchenden Substanz, so wird diese resonant angeregt. An dieser Anregung wird das Pumplicht mit der Frequenz ν_P inelastisch gestreut, was in der Emission von Licht mit den Frequenzen $\nu_P + \Delta\nu_S$ und $\nu_P - \Delta\nu_S$ resultiert. ($\Delta\nu_S$ wird deshalb Stokes-Verschiebung genannt.) D.h. aufgrund der Anregung des Mediums wird eine kurzwellige Spektralkomponente abgestrahlt, die *nicht* in die Probe eingestrahlt wurde. Dieses Licht wird Anti-Stokes-Licht genannt und ist ebenfalls kohärent. Aus seiner Intensität kann auf die Konzentration der betreffenden Raman-aktiven Substanz in der Probe geschlossen werden. Abb. 5.1 zeigt das Energieschema für CARS. Voraussetzung für

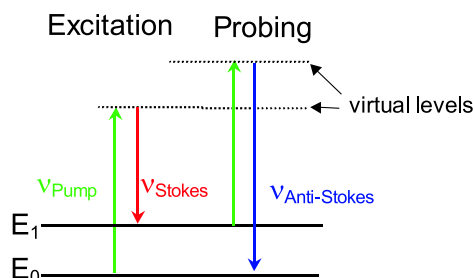


Abbildung 5.1: Niveau-Schema für CARS

das Funktionieren dieser Methode ist allerdings eine ausreichend hohe Intensität des anre-

genden Differenzfrequenzfeldes. Aus diesem Grund bieten sich gepulste Laser zur Erzeugung hochintensiver und kohärenter Pump- und Stokes-Strahlung an. Allerdings sind die Impulse der verwendeten beiden Laser dann zu synchronisieren, um zeitlichen Überlapp von Pump- und Stokes-Impulsen in der Probe zu erreichen. Abb. 5.2 zeigt schematisch den Aufbau eines CARS-Rastermikroskops mit zwei synchronisierten gepulsten Lasern.

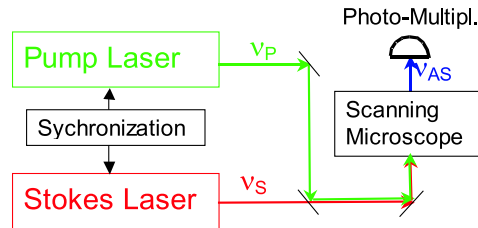


Abbildung 5.2: CARS-Rastermikroskopie mit synchronisierten Impuls-Lasern

Verwendung eines kohärenten Superkontinuum-Spektrums für CARS würde folgende Nachteile des in Abb. 5.2 gewählten Ansatzes vermeiden: Die Verwendung zweier Laser zur Erzeugung des anregenden Differenzfrequenzfeldes bedeutet eine Einschränkung des zugänglichen Differenzfrequenzfeldes, d.h. es muss zur Untersuchung verschiedener chemischer Substanzen (mit ihren verschiedenen Stokes-Verschiebungen) die Trägerfrequenz zumindest eines der beiden Impuls-Laser geändert werden. Noch strenger wird die Einschränkung, wenn zur Nutzung der Kohärenz des CARS-Signales dieses durch Schweben mit einem ebenfalls kohärenten Lokaloszillator detektiert werden soll. Diese sog. Heterodyn-Detektion erlaubt die Diskriminierung des CARS-Signales gegen (inkohärente) Hintergrundstrahlung gleicher Frequenz. Zu diesem Zweck müsste ein dritter Laser gefunden werden, der das kohärente Licht emittiert, gegen welches die Heterodyn-Detektion erfolgen kann. Verwendung eines phasenkohärenten Superkontinuum-Kammspektrums würde sowohl ein sehr großes Differenzfrequenz-Intervall zugänglich machen, als auch die Heterodyn-Detektion des entstehenden Stokes-Signales ermöglichen.

Das breite Superkontinuum-Spektrum beinhaltet eine Vielzahl von phasenkohärenten Linien, die sich über ein Frequenzintervall von größenordnungsmäßig 200 THz verteilen (900 nm-550 nm). Damit wird nicht nur ein breites Differenzfrequenz-Intervall zugänglich, sondern es kann sogar (abhängig von der Differenzfrequenz) gewählt werden, mit welchen Frequenzen ν_P und ν_S die Differenzfrequenz $\Delta\nu$ zur Anregung der Raman-aktiven Substanz erzeugt wird. *Gleichzeitig* steht zur Heterodyn-Detektion des Stokes-Signales mit den kurzwelligen Komponenten des Superkontinuum-Spektrums ein Satz phasenkohärenter Lokaloszillatoren zur Verfügung. Diesen Ansatz veranschaulicht Abb.5.3.

Aus dem phasenkohärenten Kammspektrum werden durch spektrale Filterung Impulse erzeugt mit der Pumpfrequenz ν_P und der Stokes-Frequenz ν_S . Der mit ihnen in der Probe generierte Anti-Stokes-Impuls wird mit einem ebenso durch spektrale Filterung gewonnenen Impuls mit der Frequenz ν_{AS} geschwebt. Das Prinzip eines Heterodyn-CARS-Spektrometers zeigt Abb. 5.4. Mit einem modengekoppelten Femtosekundenlaser wird in einer Mikrostrukturfaser ein phasenkohärentes Superkontinuum erzeugt. Aus diesem werden Impulse verschiedener Trägerfrequenzen an einem Gitter herausgefiltert. Für die einzelnen Impulse wird zeitlicher Überlapp in der Probe sichergestellt durch einstellbare Verzögerung. In einem der Strah-

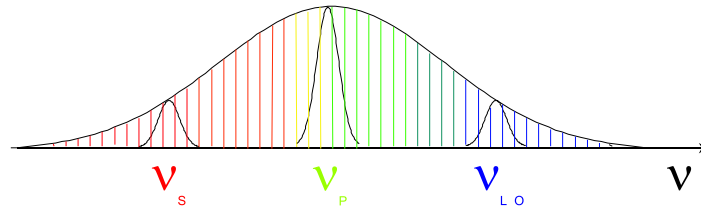


Abbildung 5.3: Aus dem Superkontinuum werden Stokes-Impuls (ν_S), Pump-Impuls (ν_P) und Lokal-Oszillator-Impuls (ν_{LO}) herausgefiltert.

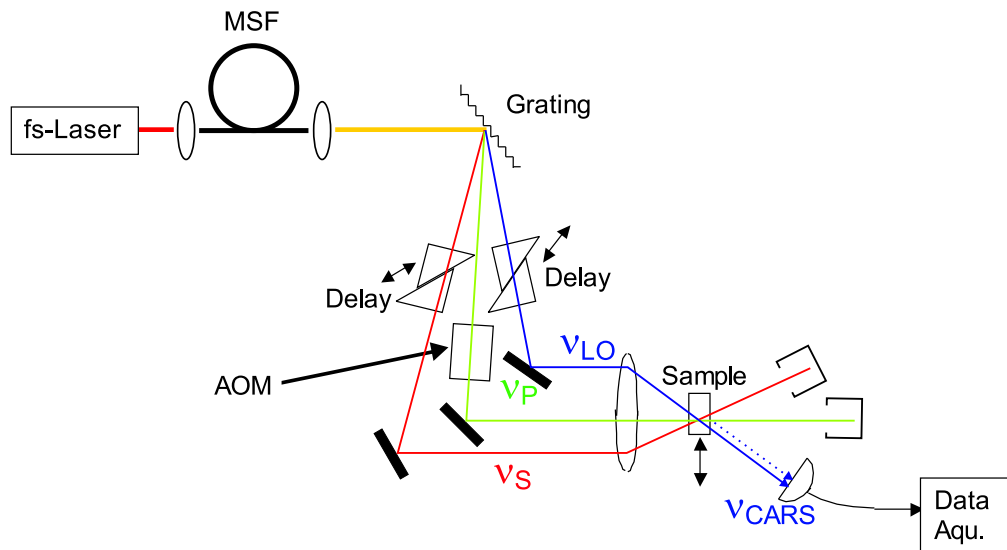


Abbildung 5.4: Aufbau eines Heterodyn-CARS mit phasenkohärentem Superkontinuum-Spektrum als Quelle; einzelne Spektralkomponenten dienen als Pump- und Stokes-Impulse; in der Probe entstehendes CARS-Signal wird mit einem aus dem Superkontinuum gefilterten Lokal-Oszillator-Impuls heterodyn detektiert.

längänge passieren die Impulse einen akkusto-optischen Modulator, welcher die Frequenz der ihn passierenden Impulse um eine Frequenz im MHz-Bereich versetzt. Diese Frequenz tritt als Schwebung auf beim Überlagern des CARS-Impulses mit dem Lokal-Oszillator-Impuls. Die Schwebung entsteht nur mit dem kohärenten Lokaloszillator, so dass die (inkohärente) Hintergrundstrahlung sehr stark unterdrückt werden kann: Da die vom AOM eingeführte Versetzungsfrequenz (abhängig vom verwendeten AOM-Treiberoszillator) nur geringe Phasenabweichungen aufweist, kann u.U. das Schwebungssignal mit Filterbandbreiten im Hz-Bereich gefiltert werden. Die mögliche (minimale) Filterbandbreite ergibt sich aus den maximalen Phasenfluktuationen $\Delta\Phi$ der Linien mit den Frequenzen ν_i im Superkontinuum (siehe Abb. 5.5). In Kapitel 4 wurden sie für das verwendete System aus Ti:Sa-Laser und Mikrostrukturfaser bestimmt zu $\Delta\Phi \sim 1$ rad. Für solche Phasenabweichungen beträgt die mögliche minimale Filterbandbreite $\Delta_{FBW,het} \sim$ einige Hz für Mittelungsdauern im Sekundenbereich¹. Damit er-

¹Streng genommen ist für Phasenabweichungen unter ein Radiant ein Filter infinitesimaler Breite möglich.

gibt sich durch die Heterodyn-Detektion des Anti-Stokes-Signales mit der Frequenz ν_{LO} eine Unterdrückung α des inkohärenten Hintergrundes um mehrere Größenordnungen gegenüber homodyner Detektion des CARS-Signales mit spektraler Filterung der Breite $\Delta_{FBW,hom} \sim$ einige GHz:

$$\alpha \approx \frac{\Delta_{FBW,het}}{\Delta_{FBW,hom}} \approx \frac{1 \text{ Hz}}{1 \text{ GHz}} \approx 1 \times 10^{-9} = -90 \text{ dB}$$

Dies ist insbesondere in Umgebungen mit starkem Hintergrund von Vorteil, wie z.B. beim Einsatz von CARS zur Analyse der Vorgänge in Brennräumen von Verbrennungsmotoren [55].

5.2 Instabilität jenseits von 10^{-16} in 1 s ?

Zur Bestimmung der minimalen Filterbandbreite bei der Heterodyn-Detektion des CARS-Signales wird in nächster Zeit ein Testexperiment durchgeführt. Die zweite Harmonische eines aus dem Superkontinuum herausgefilterten Subkammes (mit Mittenfrequenz ν_2) wird mit Licht geschwebt, das durch Summenfrequenz-Erzeugung aus zwei Subkammes (mit Mittenfrequenzen ν_1 und ν_2) generiert wurde. (Frequenzverdopplung und Summenfrequenz-Erzeugung erfolgen dabei in jeweils passend gewählten nichtlinearen Kristallen.) Das durch Frequenzverdopplung generierte Licht wird mit einem AOM um Δ_{AOM} frequenzversetzt. Somit tritt die Schwebung

$$\Delta\nu = \{2 \cdot \nu_2 + \Delta_{AOM}\} - \{\nu_1 + \nu_2\}$$

bei der AOM-Treiberfrequenz Δ_{AOM} (in der HF-Differenz-Frequenz-Domäne) auf. Die Phasenabweichungen zwischen dem AOM-Treiber-Signal und dem Differenzfrequenz-Signal zeigen, ob Phasen-Abweichungen zwischen der Summenfrequenz und der zweiten Harmonischen existieren, d.h. ob

$$2 \cdot \phi_2 = [\phi_1 + \phi_3] \quad (5.1)$$

gilt. Diese Gleichung impliziert, dass nicht nur für die Mitten-Frequenzen ν_i , sondern auch für die Momentanfrequenzen $\nu_i(t)$ gilt:

$$[\nu_1 + \nu_3] - 2 \cdot \nu_2 = [\nu_1(t) + \nu_3(t)] - 2 \cdot \nu_2(t) = 0 \quad \forall t. \quad (5.2)$$

Gl. 5.2 bedeutet, dass im Superkontinuum keine unkorrelierten Phasenabweichungen vorkommen; das HF-Schwebungssignal bei Δ_{AOM} würde durch ein Filter infinitesimaler Breite passen. Die letztlich doch zu erwartenden Phasenfluktuationen werden ab einer bestimmten minimalen Breite des HF-Filters den Pegel des Schwebungs-Signales bei Δ_{AOM} dämpfen. Die Filterbandbreite, bei der dies eintritt, wird es erlauben rückzuschließen, auf welchem Stabilitäts-Niveau (jenseits der 10^{-16} pro Sekunde Mittelungsdauer) unkorrelierte Phasenfluktuationen im Superkontinuum auftreten². Insbesondere erlaubt dieses Testexperiment mit gesteigerter Genauigkeit die Überprüfung der Daten für den Phasenmodulations-Transferkoeffizienten im Bereich, wo die gemessenen Punkten alle oberhalb der (sie berücksichtigenden) linearen Näherung liegen (siehe nachstehende Abb. 5.5).

²Eine andere Methode ist die Bestimmung der mittleren Phasenabweichungen zwischen AOM-Treiber-Signal und dem Schwebungssignal $\Delta\nu$.

$$[\nu_1(t) + \nu_3(t)] - 2\nu_2(t) = 0 \text{ für alle } t ?$$

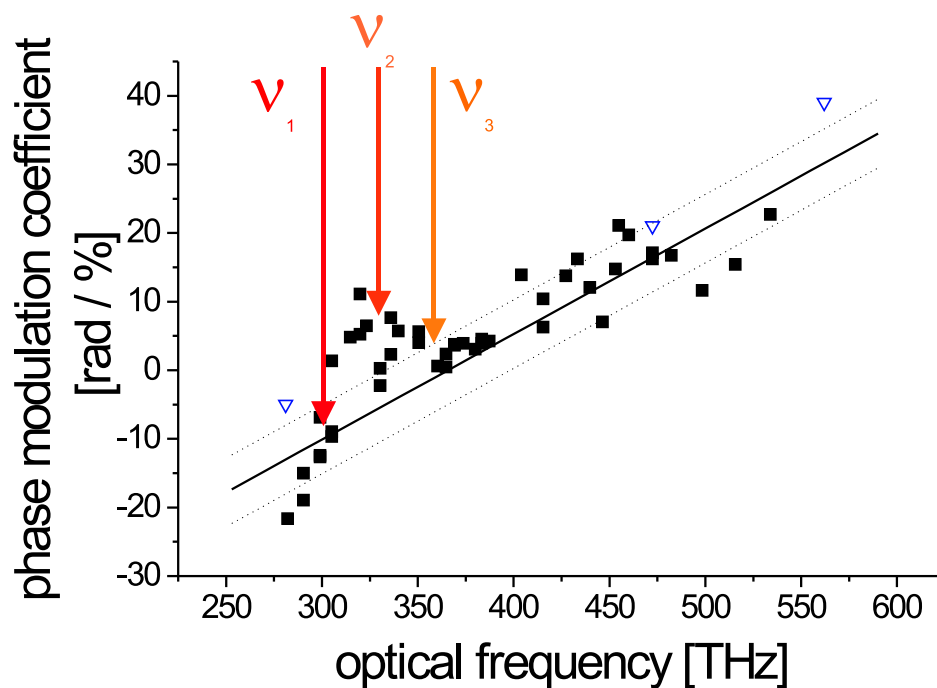


Abbildung 5.5: Testexperiment: Schwebung zwischen Summenfrequenz aus ν_1 und ν_3 und der mit einem AOM frequenzversetzten zweiten Harmonischen von ν_2 erlaubt, auf maximale Phasenfluktuationen im Superkontinuum bzw. minimale Filterbandbreite für das Heterodyn-CARS rückzuschließen.

Kapitel 6

Optisches Sampling ultrakurzer Impulse

Nachstehend wird die Entwicklung eines Verfahrens zum optischen Abtasten („Sampling“) ultrakurzer Impulse beschrieben. Dabei wird ausschließlich in der Zeitdomäne argumentiert; die optische Kammstruktur der Emissionsspektren der beteiligten Laser spielt eine untergeordnete Rolle.

Die beschriebenen Arbeiten wurden durchgeführt im Zusammenhang mit Untersuchungen bzw. Entwicklungen, um das Kammspektrum eines modengekoppelten Erbium:Faser-Laser phasenstarr an das (selbstreferenzierte) Kammspektrum eines Titan-Saphir-Lasers zu koppeln. Dies erfordert die Synchronisation der Impulszüge beider Laser mit einer Synchronisationsstabilität im Sub-Trägerperioden-Bereich. Bei Periodendauern der beteiligten Laser von typisch 3 fs, entspricht dies einem Zeitpunktrauschen (timing deviation) zwischen den Impulszügen von einigen 100 as (\approx Zehntel Perioden). Mit einem solchen System synchronisierter Laser kann dann die mit dem Titan-Saphir-Laser als Uhrwerk aus einem optischen Frequenzstandard erzeugte (Zeit)-Normalfrequenz mit den Impulsen des Er:Faser-Lasers über ein Telekom-Glasfaser-Netz verteilt werden. Die kurzen Impulse des Er:Faser-Lasers bieten eine gesteigerte Zeitauflösung gegenüber der bisher eingesetzten sinusförmigen Modulation zur Übertragung einer Normalfrequenz. Mit gleicher Zielsetzung wurde in [35] eine modengekoppelte Laserdiode mit einer Trägerwellenlänge bei 1550 nm an einen selbstreferenzierten Ti:Sa-Laser phasenstarr (im Optischen) gekoppelt. Allerdings ist nicht zuletzt wegen der Verwendung des Titan-Saphir-Lasers der technische Aufwand dieses Ansatzes hoch, und das Gesamtsystem ist in seiner Langzeit-Betriebsfestigkeit nicht mit der von Erbium:Faser-Lasern vergleichbar. Mit den Fortschritten zur spektralen Verbreiterung von Er:Faser-Laser-Kammspektren ([88], [46]) war die Entwicklung eines selbstreferenzierten Faser-Laser-Kammgenerators absehbar, wie sie zwischenzeitlich von mehreren Gruppen demonstriert wurde ([37], [81]; mit Phasenkopplung an externe Referenz: [90] und [38]). Damit erschien der Aufwand nicht mehr gerechtfertigt, so dass die Arbeiten mit synchronisierten Lasern für Anwendungen in der Frequenzdomäne eingestellt wurden. Die bis dahin entwickelten Verfahren sind für Anwendungen in der Zeitdomäne jedoch durchaus von Interesse. Auf sie wird im Folgenden eingegangen.

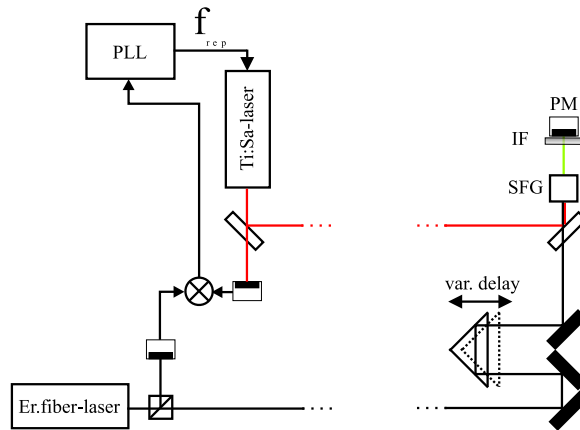


Abbildung 6.1: Prinzip-Schema eines einfachen optischen Sampling-Oszilloskopes

6.1 Sampling durch Kreuzkorrelation

Das optische Abtasten erfolgt dabei durch Kreuzkorrelation der Impulse zweier impulssynchronisierter Laser in einem nichtlinearen Kristall. Dieses Verfahren erlaubt es, sub-100-fs Auflösungen zu erreichen, obwohl lediglich langsame Detektoren verwendet werden. (Detektoren zur direkten Auflösung derartig schneller Vorgänge existieren nicht.) Im Gegensatz zu Verfahren, die auf Autokorrelations-Methoden beruhen, ist das hier beschriebene empfindlich für zeitliche Impuls-Asymmetrien.

Die Kreuzkorrelation transformiert die (schnelle) Intensitätsabhängigkeit der ultrakurzen Impulse $I(t)$ in eine Abhängigkeit der Intensität des Kreuzkorrelationssignales I_{KK} vom zeitlichen Abstand τ zwischen zwei Impulsen, die kreuzkorreliert werden:

$$I_{KK_{1,2}}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t - \tau) I_2(t) dt, \quad (6.1)$$

wobei I_1 und I_2 die Intensitäten der kreuzkorrelierten Impulse sind. Für konstant gehaltenen bzw. nur langsam variierenden zeitlichen Abstand der Impulse genügt somit auch ein langsamer Detektor, um die Funktion $I_{KK}(\tau)$ aufzunehmen, indem die Verzögerungszeit τ beispielsweise mittels einer verstellbaren Verzögerungsstrecke variiert wird. Die Verstellgeschwindigkeit ist dabei so gewählt, dass die resultierenden Intensitätsänderungen der Kreuzkorrelation auf Zeitskalen erfolgen, die lang sind verglichen mit der durch die obere Grenzfrequenz des Detektors vorgegebenen Zeitkonstante $\tau_{Det} \sim (f_{og})^{-1}$.

Die Verzögerungszeit zwischen den Impulsen beider Laser konstant halten bzw. sie definiert variieren zu können, erfordert die Synchronisation der Impulszüge der beiden Laser. Synchronisation soll in diesem Sinne verallgemeinert verstanden werden als *phasenstarre Kopplung der Repetitionsraten* der beiden Laser.

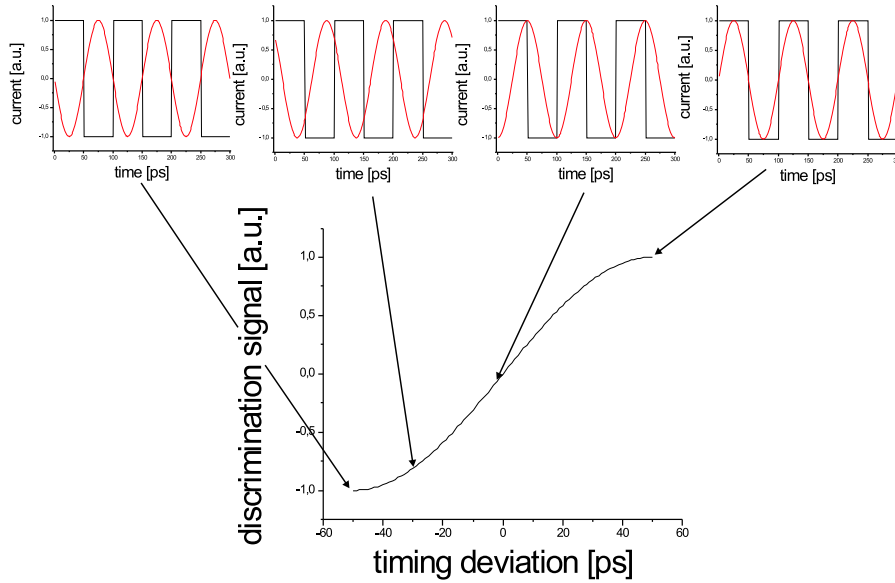


Abbildung 6.2: Bestimmung der Phasenabweichung zweier Repetitionsraten mittels eines doppelt balancierten Ring-Mischers: Eine Oberwelle der Repetitionsrate (bei 10 GHz) wird als (rechteckiges) LO-Signal verwendet, bzgl. dessen die relative Phasenlage der Oberwelle des anderen Repetitionsraten-Signales (HF) bestimmt wird. Abhängig von der Phasenlage der Signale ergibt sich am ZF-Ausgang des Mischers ein Fehlersignal, welches den Phasenstand der Repetitionsraten, d.h. die Zeitabweichung der Impulszüge widerspiegelt.

Das Diskriminatorsignal ist sinusförmig. Da die Periode der detektierten Oberwelle $(10 \text{ GHz})^{-1} = 100 \text{ ps}$ beträgt, ist die Periode des Diskriminationssignales 200 ps, wie man sich anhand der Skizze leicht klar macht. Die Steigung im Nulldurchgang beträgt damit 1 a.u. pro 100 ps. Im Falle eines Photostroms von $10 \mu\text{A}$ beträgt die Steigung des Diskriminationssignales im Nulldurchgang (Regelziel) also $0.1 \mu\text{A}$ pro Pikosekunde.

6.2 Ein optisches Sampling-Oszilloskop

6.2.1 Prinzip

Abb. 6.1 zeigt das Prinzip-Schema des optischen Sampling-Oszilloskopes zum optischen Abtasten ultrakurzer Impulse. Kernelemente sind zwei modengekoppelte Laser. (Der Ti:Sa-Laser liefert die abtastenden Impulse, während der Er:Faser-Laser die abzutastenden Impulse emittiert). Aus beiden Laserstrahlen wird an Strahlteilern ein Teil der Leistung ausgekoppelt für die Detektion von Oberwellen der Repetitionsrate mittels Photodioden. Die relative Phasenabweichung der Repetitionsrate eines der Laser bzgl. der des anderen wird in einem doppelt balancierten Mischer gemessen, dessen Ausgangssignal als Fehlersignal für einen Phasenstabilisierungskreis (PLL) dient. (Die Funktionsweise ist in Abb. 6.2 erläutert.)

Der PLL begrenzt die Repetitionsphasen-Abweichungen des Ti:Sa-Lasers gegenüber dem Er:Faser-Laser, stabilisiert also den zeitlichen Abstand zwischen den Impulsen beider Laser¹.

¹Die Synchronisationsstabilität, d.h. die Standard-Abweichung des Impuls-Zeitpunktrauschens, konnte mit Regelbandbreiten von einigen kHz auf ca. 1 fs begrenzt werden [30]. Dies ist für die Anwendung mehr als ausreichend, da die abzutastenden Impulse eine Dauer in der Größenordnung von 100 fs aufweisen.

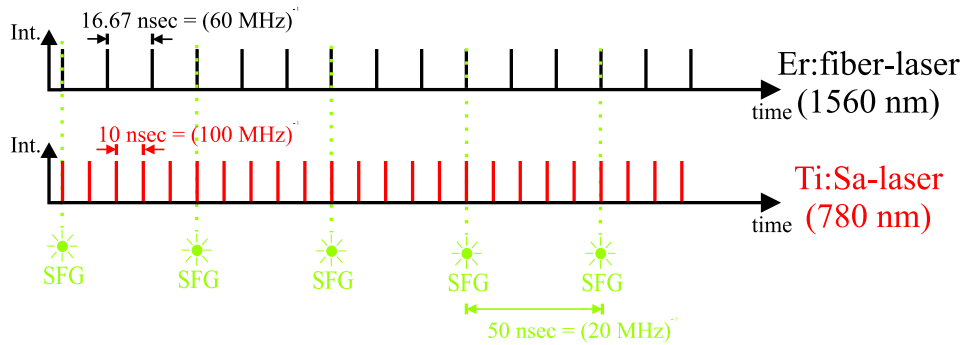


Abbildung 6.3: Kreuzkorrelation (SFG) von synchronisierten Impulszügen mit ganzrationalen Impulswiederholraten: Die Wiederholrate des Kreuzkorrelationssignales beträgt die kleinste gemeinsame Subharmonische der beiden Impulswiederholraten.

Durch geeignete Weglängenwahl für beide Strahlen und Überlagerung mittels eines dichroitischen Strahlteilers werden die Impulse der beiden Laser in einem nichtlinearen Kristall zeitlich und räumlich überlagert, d.h. kreuzkorreliert. Eine variable Verzögerungstrecke ermöglicht es, die Verzögerungszeit τ zu variieren, und somit die Aufnahme von $I_{KK}(\tau)$. Das aufgrund von Summenfrequenzerzeugung (SFG) im nichtlinearen Kristall entstehende Kreuzkorrelationssignal kann mit einem Photomultiplier (PM) detektiert werden. Die optische Frequenz dieses Signals von 570 THz ergibt sich aus den Trägerfrequenzen der kreuzkorrelierten Impulse ($\nu_{Ti:Sa} = 375 \text{ THz}$ und $\nu_{Er:FL} = 195 \text{ THz}$). Die deutliche spektrale Trennung der drei Signale erlaubt mit geeignet gewähltem Interferenzfilter (IF) vor dem Photomultiplier praktisch hintergrundfreie Detektion des Summenfrequenzsignals.

Der Ti:Sa-Laser emittiert Impulse von ca. 25 fs Dauer mit einem zeitlichen Abstand von 10 ns ($f_{rep}^{Ti:Sa} = 100 \text{ MHz}$). Diese Impulse werden eingesetzt, um den von einem Er:Faser-Laser emittierten Impulszug abzutasten, der aus Impulsen von größenordnungsmäßig 100 fs Dauer besteht, die mit einem zeitlichen Abstand von $16\frac{2}{3} \text{ ns}$ auftreten ($f_{rep}^{Er:FL} = 60 \text{ MHz}$). Bei diesem Repetitionsratenverhältnis von 5:3 tastet im Impuls-synchronisierten Fall jeder fünfte Impuls des Ti:Sa-Lasers eine bestimmte Stelle jedes dritten Impulses des Er:Faser-Lasers ab. Somit tritt das Kreuzkorrelationssignal mit einer Wiederholrate von 20 MHz bzw. einem zeitlichen Abstand von 50 ns auf (siehe Abb. 6.3). In Abb. 6.3 sind die Impulszüge der beiden Laser als senkrechte Linien in der Zeitdomäne dargestellt. Der unterschiedliche Abstand der Linien spiegelt die unterschiedlichen Wiederholraten der beiden modengekoppelten Laser wider. Immer, wenn ein Impuls des Ti:Sa-Lasers mit einem des Er:Faser-Lasers zeitlich überlappt, wird ein Kreuzkorrelations-Impuls bei der Summenfrequenz (SFG) erzeugt.

6.2.2 Experiment

Den Aufbau des eigentlichen Experiments zeigt Abb. 6.4. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber der Prinzipskizze in Abb. 6.1 ist der Wegfall der (mechanischen) variablen Verzögerungstrecke. Diese wird nicht mehr benötigt, da die Regelelektronik zur Repetitionsratenstabilisierung wie folgt modifiziert wurde. Das Fehlersignal für den PLL wird nicht mehr direkt durch Mischen der Repetitionsraten erzeugt. Stattdessen werden Oberwellen beider Repetiti-

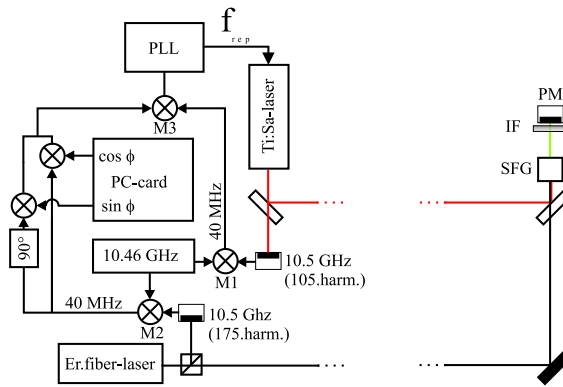


Abbildung 6.4: Schema des experimentellen optischen Sampling-Oszilloskopes; Details siehe Text

onsraten bei 10.5 GHz detektiert² und zunächst gegen einen gemeinsamen Lokal-Oszillator bei 10.46 GHz auf eine Zwischenfrequenz von 40 MHz gemischt. Hier ist jetzt im elektronischen Zweig des Er:Faser-Lasers ein PC-Karten kontrollierter I-Q-Phasenschieber realisiert: Das 40 MHz Zwischenfrequenz-Signal des Er:Faser-Lasers wird aufgespalten und eine Komponente um $\frac{\pi}{2}$ verzögert. Nachdem beiden Komponenten eine Sinus- bzw. Cosinus-Welle aus einem gleichspannungsfähigen Frequenzgenerator (PC-Karte) in getrennten Mischern zugemischt wurde, werden sie wieder zu einem Signal zusammengeführt. Bei eingeschaltetem Frequenzgenerator wandert die Phase der so entstandenen 40 MHz-Zwischenfrequenz (vor Mischer M3) mit konstanter Geschwindigkeit gegenüber der Phase vor dem I-Q-Phasenschieber (hinter Mischer M2). Bei Ausschalten des *gleichspannungsfähigen* Frequenzgenerators hält dieser seinen letzten Wert, die Phase bleibt stehen. So läßt sich eine *bei beliebigen Werten einstellbare* Phase zwischen den Repetitionsraten der beiden Laser einführen. Eine (mechanische) Verzögerungsstrecke erübrigt sich. Dieser völlige Verzicht auf bewegliche Bauteile bringt den Vorteil mit sich, dass beliebige Verzögerungsintervalle realisiert werden können, ohne dass ein Nachjustieren des optischen Aufbaus notwendig wird. In einem Testexperiment konnten der große Dynamikbereich des zeitlichen Auflösungsvermögens und die Empfindlichkeit für zeitliche Impulsasymmetrie gezeigt werden.

Abb. 6.5 zeigt das durchgeführte Experiment. Impulse des Er:Faser-Lasers werden in eine Ring-Kavität niedriger Finesse (bzw. ein sog. Gires-Tournois-Interferometer) eingekoppelt. Diese besteht aus einem teilreflektiven und zwei hochreflektiven Spiegeln. In dieser Ringkavität laufen die Impulse um und klingen dabei exponentiell aus, wobei die Umlaufzeit T_R klein ist gegen die Impulswiederkehrdauer des Er:Faser-Lasers. Die den Resonator verlassenden „Impuls-Echos“ füllen also den Zeitbereich zwischen den vom Er:Faser-Laser emittierten Impulsen. Da diese Füllimpulse in ihrer Intensität exponentiell abnehmen, ergibt sich so ein zeitlich unsymmetrischer Impulszug, welcher mit den Impulsen des Ti:Sa-Lasers abgetastet werden kann. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb.6.6 zu sehen. Zeitliche Details werden aufgelöst bis hinunter in den sub-100-fs-Bereich. Prinzipiell kann die Auflösung in den

²Der Grund für die Detektion einer Oberwelle der Repetitionsrate im Mikrowellenbereich ist rein technischen Ursprungs zur Erhöhung der Phasenstabilität des PLL und aus physikalischer Sicht ohne Belang. Eine Beschreibung des Prinzips findet sich bei [73].

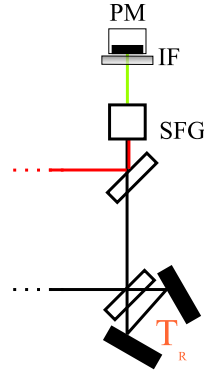


Abbildung 6.5: Erzeugung eines unregelmäßigen Impulszuges mit Ringkavität; Details siehe Text

10 fs-Bereich ausgedehnt werden, allerdings bedarf es dann einer wenigstens ebenso genauen Charakterisierung der Samplingimpulse³. Diese war hier nicht gegeben. Eine obere Grenze für den Zeit-Auflösungs-Bereich ergibt sich aus der Repetitionsrate der Samplingimpulse, bzw. (in verallgemeinerter Betrachtung) aus dem Verhältnis von Dauer des abzutastenden Impulses und Repetitionsrate des abtastenden Impulses. Dies wird aus Abb. 6.7 klar: Ab einer gewissen Impulslänge überlagern sich nicht mehr lediglich *ein* Abtastimpuls und *ein* bestimmter Zeitpunkt des abzutastenden Impulszuges. Im Extremfall tasten alle Impulse des Abtastlasers an verschiedenen Punkten den abzutastenden Impulszug ab. Die so aufgenommene Funktion $I_{KK}(\Delta\tau)$ ist nicht mehr eindeutig entfaltbar, es kommt zum sog. aliasing. Damit eignet sich das Verfahren nicht mehr zur Impulscharakterisierung. Dieser Fall tritt nicht ein, wenn die Impulsdauer τ_p der abzutastenden Impulse unterhalb der wie folgt zu berechnenden Schwelle $\Delta\tau_{max}$ liegt:

$$\tau_p \leq \Delta\tau_{max} = \tau_{p_1} \cdot \frac{f_{KK}}{f_{REP_2}} = \tau_{p_2} \cdot \frac{f_{KK}}{f_{REP_1}} \quad (6.2)$$

Dabei sind f_{REP_i} und τ_{p_i} die Repetitionsraten bzw. Impulsdauern der Impulszüge und f_{KK} die Wiederholrate des Kreuzkorrelationssignales.

³Für solche Auflösungen dürfen die Abtastimpulse nicht mehr als deltaförmig angenommen werden, so dass eine rigorose Entfaltung der Kreuzkorrelation notwendig wird.

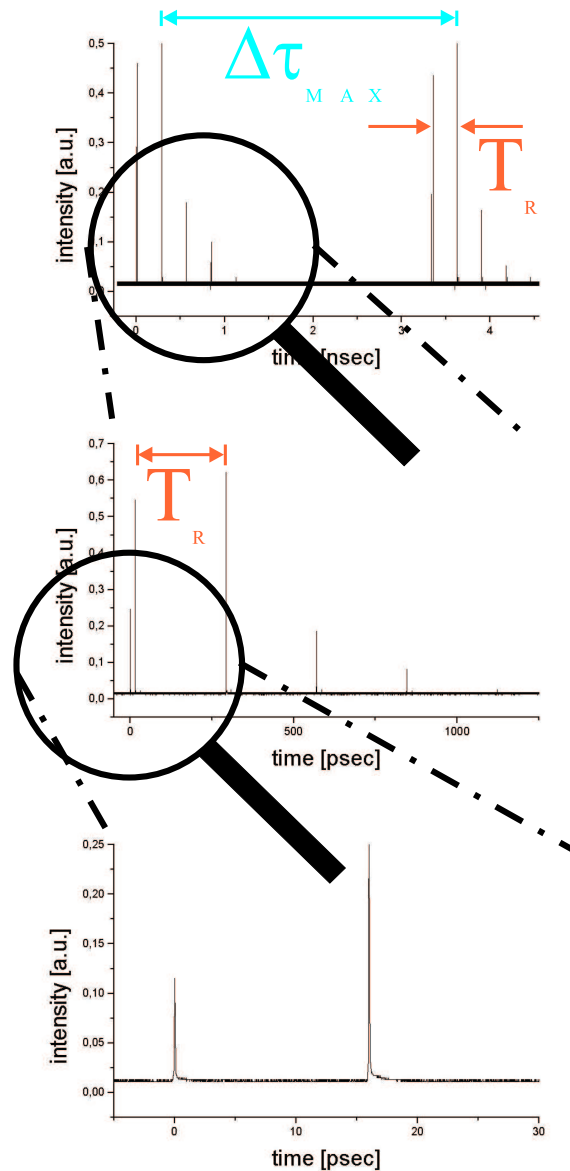


Abbildung 6.6: Der Dynamikbereich des zeitlichen Auflösungsvermögens des optischen Sampling-Oszilloskopes erstreckt sich von einigen Nanosekunden bis in den sub-100 fs-Bereich. Die untere Grenze ist gegeben durch die Genauigkeit, mit der die Struktur des Samplingimpulses bekannt ist. Die obere Grenze $\Delta\tau_{MAX}$ ist gegeben durch die Repetitionsperioden von Impuls- und Abtastimpulszug (siehe Text).

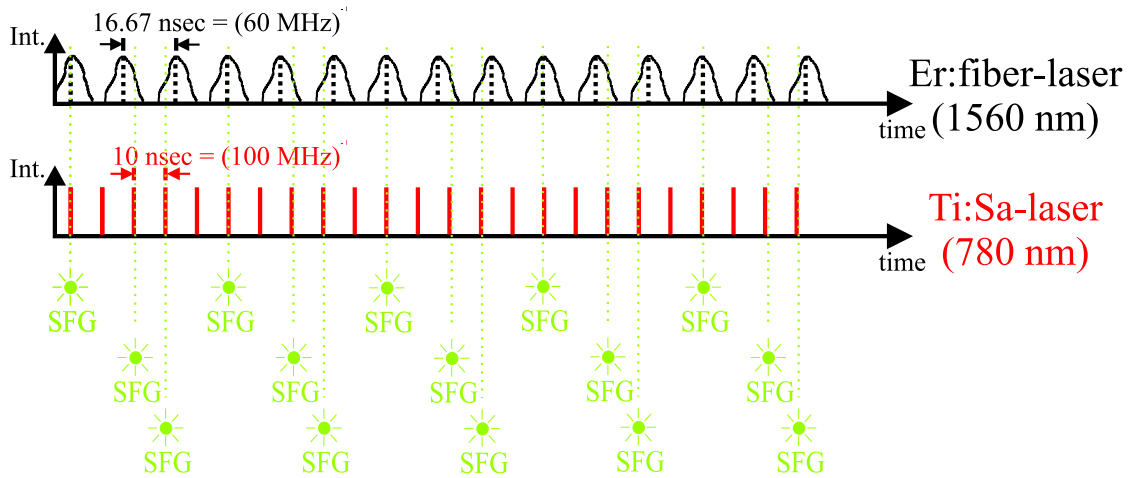


Abbildung 6.7: Abwandlung von Abb. 6.3 für lange abzutastende Impulse

6.3 Ein optischer Zeitdiskriminator für Impulssynchronisation

Ausgehend von den zuvor beschriebenen Arbeiten wurde ein Verfahren zur Impulssynchronisation entwickelt, mit dem Synchronisationsstabilitäten der Impulszüge in der Größenordnung von einigen 100 as erreicht werden. Ein ähnliches Verfahren wurde auch in [68] vorgestellt, allerdings ist der dort gewählte Ansatz weniger universell einsetzbar.

Die erreichbare Stabilität bei der Phasenkopplung der Repetitionsraten ist u.a. abhängig von der Steilheit des Fehlersignals im Nulldurchgang, d.h. im Regelziel. Die hier vorliegende Steigung definiert, mit welcher Schärfe relativer Phasengleichstand der beiden Repetitionsraten ausgezeichnet wird, d.h. die Steigung des Diskriminator-signalen bestimmt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Rauschquellen sind u.a. Dunkelstromrauschen der Photodioden und das Verstärkerrauschen. Mit Mikrowellen-tauglichen Photodioden können typischerweise einige kA Fehlersignalstrom pro Sekunde Zeitabweichung erreicht werden (siehe Abb. 6.2). Bei Verwendung der stets gleichen Regelelektronik für die Impulszug-Synchronisation stellt eine größere Steigung des Diskriminator-signalen in dessen Nulldurchgang einen direkten Gewinn an erreichbarer Synchronisations-Stabilität dar. Die mit mikrowellentauglichen Detektoren mögliche Steigung ist also im Folgenden mit der des optischen Diskriminator-s zu vergleichen.

Der in Abb. 6.8 dargestellte AM-balancierte optische Zeitdiskriminator stellt das optische Analogon dar zum vorstehend beschriebenen elektronischen Verfahren zur Erzeugung eines Zeitdiskriminierungssignals mit einem doppelt-balancierten RF-Mischer. Es basiert auf einer modifizierten Kreuzkorrelation zweier Impulszüge: In getrennten Strahlengängen werden zwei gegeneinander verzögerte Abtast-Impulszüge mit dem zu synchronisierenden Impulszug kreuzkorreliert. Die Verzögerung entsteht durch Einfügen geeignet gewählter Glasplatten unterschiedlicher Dicke in den Strahl. Der sich bei Dicken $d_1=105 \mu\text{m}$ und $d_2=160 \mu\text{m}$ ergebende optische Weglängenunterschied kann (mit $n_{\text{Glas}} \approx 1.5$) leicht berechnet werden:

$$\Delta l_{\text{opt}} = d_2 \cdot n_{\text{Glas}} - d_1 \cdot n_{\text{Glas}} - (d_1 - d_2) \cdot n_{\text{Luft}} \approx 30 \mu\text{m} \quad (6.3)$$

Einem optischen Weglängenunterschied von ca. $30 \mu\text{m}$ entspricht eine Zeitverzögerung von ca. 100 fs. d.h. in etwa der Halbwertsbreite der Impulse des Er:Faser-Lasers. Wie in Abb. 6.9

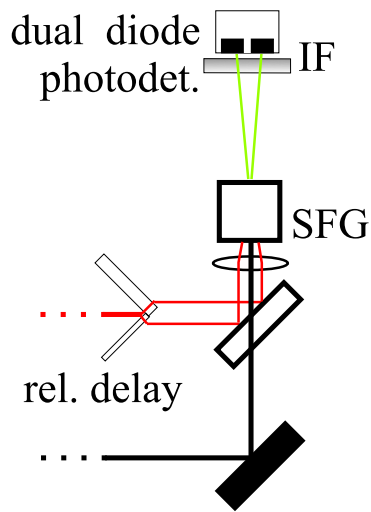


Abbildung 6.8: Schema des AM-balancierten optischen Zeitdiskriminators

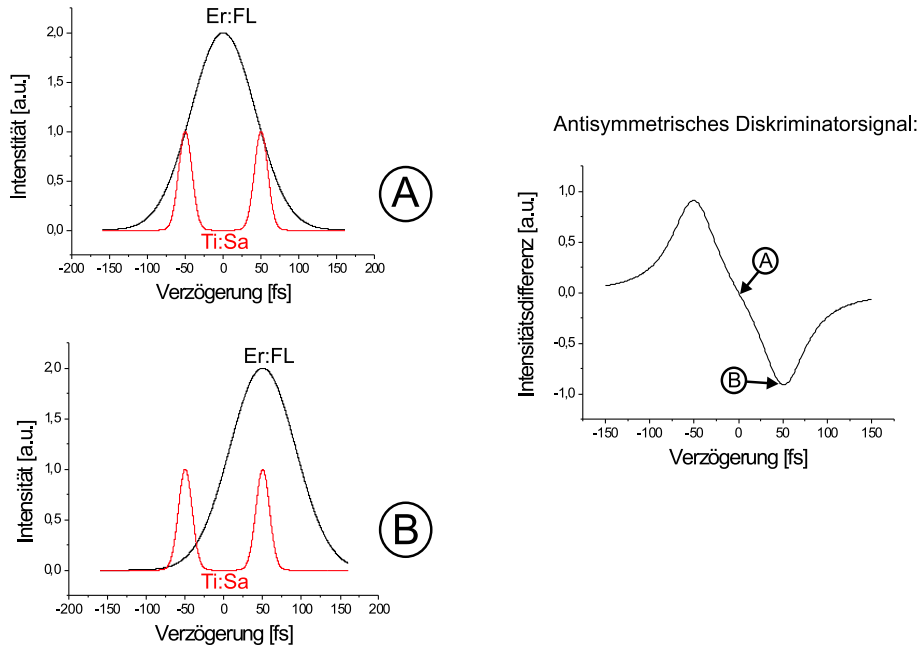


Abbildung 6.9: Abtasten eines Impulses mit einem Impulspaar: Abhängigkeit der Intensitätsdifferenz von der Verzögerung zwischen dem Ti:Sa-Impulspaar und dem Er:Faser-Laser-Impuls

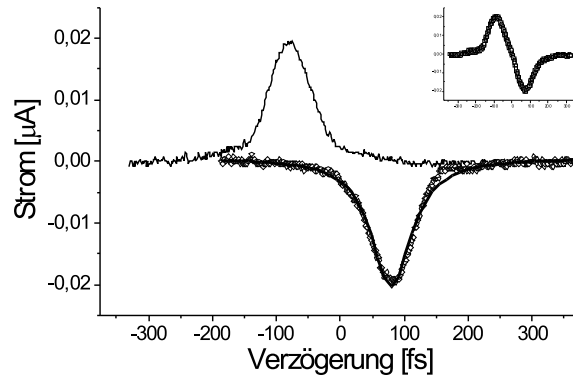


Abbildung 6.10: Strom der beiden (einzeln beleuchteten) Photodioden als Funktion der Verzögerung zwischen zeitlichem Schwerpunkt des Abtast-Impulspaares und dem abgetasteten Impuls. Das Signal für eine der beiden Dioden ist invertiert. Die Summe beider Kurven ergibt somit die Differenz beider Kreuzkorrelationen in Abhängigkeit von der zeitlichen Verschiebung, d.h. das benötigte antisymmetrische Fehlersignal (siehe oben rechts).

dargestellt, ergibt sich durch Differenzbildung der verzögerten Kreuzkorrelationen der Einzelstrahlen ein antisymmetrisches Diskriminationssignal⁴: Wenn der zeitliche Schwerpunkt des Abtastimpulspaares mit dem des abgetasteten Impulses zusammen fällt, so ist die Intensität in beiden Teilstrahlen gleich und die Differenz somit Null (Fall A). Im Fall B sind Impuls und Impulspaar gegeneinander verschoben, so dass ein deutlicher Intensitätsunterschied auftritt. Bei entgegengesetzter gleicher Verschiebung ergibt sich auch eine Vorzeichen-Umkehr für die Intensitätsdifferenz. Der Hub des Diskriminationssignales ist abhängig von der gewählten Verzögerungsdauer. Wie man sich anhand Abb. 6.10 leicht klar machen kann, wird die maximale Steilheit im Nulldurchgang erreicht, wenn die Verzögerung in etwa der Halbwertsbreite der Impulse entspricht. Strenggenommen ist dies abhängig von der Impulsgestalt, d.h. ihrer Flankensteilheit. Für alle näherungsweise gauß- bzw. lorentzförmigen Impulse ist dies jedoch eine gute Näherung (Abb. 6.10 zeigt angefügt an das Kreuzkorrelationssignal ein Lorentzprofil.). Längere Verzögerungen können eingesetzt werden, um das Verzögerungszeit-Intervall zu verbreitern, in dem das Diskriminationssignal eindeutig definiert ist. Dies kann sinnvoll sein, um den Haltebereich einer auf diesem Diskriminationssignal basierenden Impuls-Synchronisierung zu vergrößern. Allerdings geschieht dies zu Lasten der Steilheit im Nulldurchgang, d.h. die erreichbare Stabilität der Impulssynchronisierung sinkt dabei. Die Verzögerung deutlich unter die Halbwertsbreite abzusenken, ist nicht sinnvoll: Ohne nennenswerten Gewinn an Steilheit wird der Haltebereich dabei kleiner (siehe Abb. 6.11).

Die Differenz der Kreuzkorrelationen ist unempfindlich gegen Intensitätsrauschen der Impulse (beider Laser), da sich dieses in beiden Strahlsegmenten gleich auswirkt. Somit ist dieser optische Mischer AM-balanciert. Die Steilheit im Nulldurchgang beträgt einige Megaampere pro Sekunde und stellt somit eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung gegenüber dem elektronisch erzeugten Diskriminationsverfahren dar.

Der in [68] gewählte Ansatz, die Gruppenlaufzeitdispersion in Quarzglas zu nutzen, um die relative Verzögerung zwischen zwei Impulzügen unterschiedlicher Trägerfrequenz einzuführen,

⁴Eine einfache Kreuzkorrelation ist symmetrisch bzgl. Verschiebungen der korrelierten Impulse gegeneinander und kann aus diesem Grund nicht zur Erzeugung eines Fehlersignals für einen PLL eingesetzt werden.

schränkt die Anwendbarkeit des Verfahrens ein. Von Nachteil ist die schwache Trägerfrequenzabhängigkeit der Gruppenlaufzeit, verglichen mit dem Laufzeitunterschied wie er durch Einführen von Glas erreicht werden kann:

$$n_g(\nu_1) - n_g(\nu_2) = \Delta n_g \ll \Delta n = n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \quad (6.4)$$

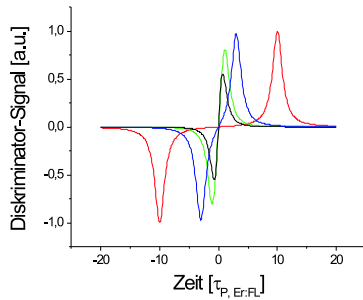


Abbildung 6.11: Diskriminatorsignal für verschiedene Abstände der Abtastimpulse (0,5, 1, 3, 10 Halbwertsbreiten der Er:FL-Impulse)

Zur Einführung gleicher Verzögerung muß bei Nutzung der Gruppenlaufzeitdispersion deshalb eine deutlich größere Menge dispergierendes Mediums eingeführt werden. Dabei ergibt sich neben der (benötigten) Impulsverzögerung aber auch (unerwünschte) Impulsverbreiterung. Letzteres führt also zu einer Absenkung der Intensität der Kreuzkorrelation, und damit auch zu einer Absenkung der Flankensteilheit des Zeitdiskriminators. Insbesondere für die Synchronisation von Lasern mit niedriger Leistung, für die die Funktionsfähigkeit des Diskriminators auf kurzen Impulsen beruht, ist das Verfahren weniger gut geeignet. Gänzlich ungeeignet ist es für die Synchronisation von Impulszügen gleicher Trägerwellenlänge.

Das wie beschrieben mit dem optischen Zeitdiskriminator erzeugte Fehlersignal wurde genutzt, um eine phasenstarre Kopplung der Repetitionsraten des Ti:Sa-Lasers und des Er:Faser-Lasers zu erreichen. Bei einer Regelbandbreite von ca. 30 kHz konnte das Timing-Rauschen der Impulszüge auf deutlich besser als 1 fs stabilisiert werden (siehe Abb. 6.12). Er stellt eine Verbesserung von etwa einer Größenordnung gegenüber den bisherigen Bestwerten für die Synchronisationsstabilität von 2-3 fs dar ([91], [49]). Dieser Wert wurde auf zwei Wegen ermittelt: Das Timingrauschen der Impulse wurde bestimmt aus dem Intensitätsrauschen ihrer Kreuzkorrelation. Außerdem wurde es (für niedrige Mittelungsdauern) errechnet aus dem Phasenrauschen des Zwischenfrequenz-Signals, welches auf obenstehend beschriebene Weise aus den Oberwellen der Repetitionsraten generiert wurde.

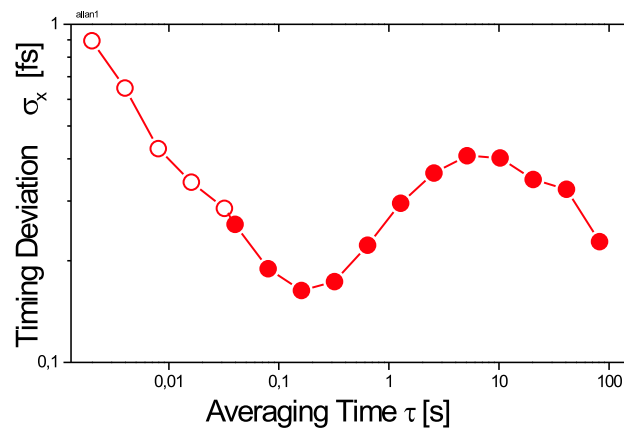


Abbildung 6.12: Mittlere Zeitabweichung zwischen den Impulszügen der zwei synchronisierten Ultrakurz-Impuls-Laser in Abhängigkeit von der Mittelungsdauer

Literaturverzeichnis

- [1] G.P. Agrawal: Nonlinear Fiber Optics (Academic Press, San Diego, 1995)
- [2] J.N. Ames, S. Ghosh, R.S. Windeler, A.L. Gaeta, S.T. Cundiff, “Excess noise generation during spectral broadening in a microstructure fiber“, *Appl. Phys. B* **77**, 279 ff. (2003)
- [3] A. Apolonski, P. Dombi, G.G. Paulus, M. Kakehata, R. Holzwarth, Th. Udem, Ch. Lemell, K. Torizuka, J. Burgdörfer, T.W. Hänsch, F. Krausz, “Observation of Light-Phase-Sensitive Photoemission from a Metal“, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 7, 073902 (2004)
- [4] A. Bartels, N.R. Newbury, I. Thomann, L. Hollberg, S.A. Diddams, “Broadband phase-coherent optical frequency synthesis with actively linked Ti:sapphire and Cr:forsterite femtosecond lasers“, *Opt. Lett.* **29**, 4, 403 ff. (2004)
- [5] M. Bellini, T.W. Hänsch, “Phase-locked white-light continuum pulses: toward a universal optical frequency-comb synthesizer“, *Opt. Lett.* **25**, 14, 1049 ff. (2000)
- [6] G. Bönsch, A. Nicolaus, U. Brand, “Wellenlängenbestimmung der Ca-Interkombinationslinie mit dem Michelson-Interferometer der PTB“, *PTB-Mitteilungen* **99**, 329 ff. (1989)
- [7] T. Brabec, F. Krausz, “Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics“, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 2, 545 ff. (2000)
- [8] T. Brabec, Ch. Spielmann, P.F. Curley, F. Krausz, “Kerr lens mode locking“, *Opt. Lett.* **17**, 18, 1292 ff. (1992)
- [9] Q. Cao, X. Gu, E. Zeek, M. Kimmel, R. Trebino, J. Dudley, R.S. Windeler, “Measurement of the intensity and phase of supercontinuum from an 8-mm-long microstructure fiber“, www.physics.gatech.edu/gcuo/RecentDev/fiber.pdf
- [10] I.P. Christov, V. Stoev, “Kerr-lens mode-locked laser model: role of space-time effects“, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 7, 1960 ff. (1998)
- [11] I.P. Christov, V.D. Stoev, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, “Absorber-assisted Kerr-lens mode locking“, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 10, 2631 ff. (1998)
- [12] S. Coen, A.H.L. Chau, R. Leonhardt, J.D. Harvey, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers“, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 4, 753 ff. (2002)
- [13] I.G. Cormack, D.T. Reid, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, P.St.J. Russell, “Observation of soliton self-frequency shift in photonic crystal fibre“, *Electr. Lett.* **38**, 4, 167 ff. (2002)

- [14] K.L. Corwin, N.R. Newbury, J.M. Dudley, S. Coen, S.A. Diddams, K. Weber, R.S. Windeler, "Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber", *Phys. Rev. Lett.* **90**, 11, 113904 (2003)
- [15] S.T. Cundiff, J. Ye, J.L. Hall, "Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers", *Rev. Sc. Instr.* **72**, 10, 3749 ff. (2001)
- [16] J.M. Dudley, S. Coen, "Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers", *Opt. Lett.* **27**, 13, 1180 ff. (2002)
- [17] J.M. Dudley, S.M. Boussem, D.M.J. Cameron, J.D. Harvey, "Complete characterization of a self-mode-locked Ti:sapphire laser in the vicinity of zero group-delay dispersion by frequency resolved optical gating", *Appl. Opt.* **38**, 15, 3308 ff. (1999)
- [18] J.M. Dudley, S. Coen, "Numerical Simulations and Coherence Properties of Supercontinuum Generation in Photonic crystal and Tapered Optical Fibers", *IEEE STQE*, **8**, 3, 651 ff. (2002)
- [19] J.M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R.S. Windeler, B.J. Eggleton, S. Coen, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 4, 765 ff. (2002)
- [20] M. Eichenseer, A.Y. Nevsky, Ch. Schwedes, J. von Zanthier, H. Walther, "Towards an indium single-ion optical frequency standard", *J. Phys. B: at. Mol. Opt. Phys.* **36**, 553-559 ff. (2003)
- [21] A.B. Fedotov, Ping Zhou, Yu.N. Kondratev, S.N. Bagayev, S. Shevandin, K.V. Dukelskii, V.B. Smirnov, A.P. Tarasevitch, D. von der Linde, A.M. Zheltikov, "The Mode Structure and Spectral Properties of Supercontinuum Emission from Microstructure Fibers", *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **95**, 5, 851 ff. (2002)
- [22] T.M. Fortier, J. Ye, S.T. Cundiff, R.S. Windeler, "Nonlinear phase noise generated in air-silica microstructure fiber and its effect on carrier-envelope phase", *Opt. Lett.* **27**, 6, 445 ff. (2002)
- [23] A. Gaeta, "Nonlinear propagation and continuum generation in microstructure optical fibers", *Opt. Lett.* **27**, 11, 924 ff. (2002)
- [24] L. Gallmann, D.H. Sutter, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, C. Iaconis, I.A. Walmsley, "Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction", *Opt. Lett.* **24**, 18, 1314 ff. (1999)
- [25] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, M. Kaivola, "Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers", *Opt. Exp.* **10**, 20, 1083 ff. (2002)
- [26] G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, K.P. Hansen, "Measurement of anomalous dispersion in microstructured fibers using spectral modulation", *Opt. Exp.* **12**, 5, 929 ff. (2004)
- [27] Xun Gu, Lin Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, A.P. Shreenath, R. Trebino, R.S. Windeler, "Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum", *Opt. Lett.* **27**, 13, 1174 ff. (2002)

- [28] J.M. Harbold, F.Ö. Ilday, F.W. Wise, T.A. Birks, W.J. Wadsworth, Z. Chen, “Long-wavelength continuum generation about the second dispersion zero of a tapered fiber“, *Opt. Lett.* **27**, 17, 1558 ff. (2002)
- [29] N. Haverkamp, H.R. Telle, “Complex intensity modulation transfer function for supercontinuum generation in microstructure fibers“, *Opt. Exp.* **12**, 4, 582 ff. (2004)
- [30] N. Haverkamp, H. Hundertmark, C. Fallnich, H.R. Telle, “Frequency stabilization of mode-locked Erbium fiber lasers using pump power control“, *Appl. Phys. B* **78**, 321 ff. (2004)
- [31] H.A. Haus, E.P. Ippen, “Group velocity of solitons“, *Opt. Lett.* **26**, 21, 1654 ff. (2001)
- [32] F.W. Helbing, G. Steinmeyer, U. Keller, R.S. Windeler, J. Stenger, H.R. Telle, “Carrier-envelope offset dynamics of mode-locked lasers“, *Opt. Lett.* **27**, 3, 194 ff. (2002)
- [33] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, G. Korn, “Experimental Evidence for Supercontinuum Generation by Fission of Higher-Order Solitons in Photonic Fibers“, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 17, 173901 (2002)
- [34] K.M. Hilligsoe, H.N. Paulsen, J. Thogersen, S.R. Keiding, J.J. Larsen, “Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers“, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 9, 1887 ff. (2003)
- [35] K. Holman, D.J. Jones, J. Ye, E. Ippen, “Orthogonal control of the frequency comb dynamics of a mode-locked laser diode“, *Opt. Lett.* **28**, 23, 2405 ff. (2003)
- [36] R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, “Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy“, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 11, 2264 ff. (2000)
- [37] F.-L. Hong, K. Minoshima, A. Onae, H. Inaba, H. Takada, A. Hirai, H. Matsumoto, T. Sugiura, M. Yoshida, “Broad-spectrum frequency comb generation and carrier-envelope offset frequency measurement by second-harmonic generation of a mode-locked fiber laser“, *Opt. Lett.* **28**, 17, 1516 ff. (2003)
- [38] H. Hundertmark, D. Wandt, C. Fallnich, N. Haverkamp, H.R. Telle, “Phase-locked carrier envelope offset frequency at 1560 nm“, *Opt. Exp.* **12**, 5, 770 ff. (2004)
- [39] A.V. Husakou, J. Herrmann, “Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers“, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 9, 2171 ff. (2002)
- [40] A.V. Husakou, J. Herrmann, “Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers“, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 20, 203901 (2001)
- [41] D.J. Jones, S.A. Diddams, J.K. Ranka, A. Stentz, R.S. Windeler, J.L. Hall, S.T. Cundiff, “Carrier-Envelope Phase Control of Mode-Locked Femtosecond Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis“, *Science* **288**, 635 ff. (2000)

- [42] I.D. Jung, F.X. Kaertner, N. Matuschek, D.H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheurer, M. Tilsch, T. Tschudi, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **22**, 13, 1009 ff. (1997)
- [43] M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, Y. Fujihira, T. Homma, H. Takahashi, "Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry", *Opt. Lett.* **26**, 18, 1436 ff. (2001)
- [44] V.P. Kalosha, M. Müller, J. Herrmann, S. Gatz, "Spatiotemporal model of femtosecond pulse generation in Kerr-lens mode-locked solid-state lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2, 535 ff. (1998)
- [45] U. Keller, G.W. 'tHooft, W.H. Knox, J.E. Cunningham, "Femtosecond pulses from continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **16**, 13, 1022 ff. (1991)
- [46] V.V.R.K. Kumar, A.K. George, W.H. Reeves, J.C. Knight, P.St.J. Russell, F.G. Omenetto, A.J. Taylor, "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation", *Opt. Exp.* **10**, 25, 1520 ff. (2002)
- [47] T.I. Lakoba, G.P. Agrawal, "Effects of third-order dispersion on dispersion-managed solitons", *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 9, 1332 ff. (1999)
- [48] S. Lako, J. Seres, P. Apai, J. Balazs, R.S. Windeler, R. Szipocs, "Pulse compression of nanojoule pulses in the visible using microstructure optical fiber and dispersion compensation", *Appl. Phys. B* **76**, 267 ff. (2003)
- [49] A. Leitenstorfer, C. Fürst, A. Laubereau, "Widely tunable two-color mode-locked Ti:sapphire laser with pulse jitter of less than 2 fs", *Opt. Lett.* **20**, 8, 916 ff. (1995)
- [50] X. Liu, C. Xu, W.H. Knox, J.K. Chandalia, B.J. Eggleton, S.G. Kosinski, R.S. Windeler, "Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber", *Opt. Lett.* **26**, 6, 358 ff. (2001)
- [51] F. Lu, W.H. Knox, "Generation of a broadband continuum with high spectral coherence in tapered single-mode optical fibers", *Opt. Exp.* **12**, 2, 347 ff. (2004)
- [52] H.S. Margolis, G. Huang, G.P. Barwood, S.N. Lea, H.A. Klein, W.R.C. Rowley, P. Gill, R.S. Windeler, "Absolute frequency measurement of the 674 nm $^{88}\text{Sr}^+$ clock transition using a femtosecond optical frequency comb", *Phys. Rev. A* **67**, 032501 (2003)
- [53] L.-S. Ma, Z. Bi, A. Bartels, L. Robertson, M. Zucco, R.S. Windeler, G. Wilpers, C. Oates, L. Hollberg, S.A. Diddams, "Optical Frequency Synthesis with Uncertainty at the 10^{-19} Level", *Science* **303**, 1843 ff. (2004)
- [54] M. Mehendale, S.A. Mitchell, J.-P. Likforman, D.M. Villeneuve, P.B. Corkum, "Method for single-shot measurement of the carrier envelope phase of a few-cycle laser pulse", *Opt. Lett.* **25**, 22, 1672 ff. (2000)
- [55] T. Nakada, T. Itoh, Y. Takagi, "Application of CARS to Development of High Compression Ratio Spark Ignition Engine", Society of Automotive Engineers, SAE 932644 (1993)

- [56] D.K. Negus, L. Spinelli, N. Goldblatt, G. Feugnet, "Sub-100 Femtosecond Pulse Generation by Kerr Lens Mode-locking in $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ", OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1991, Vol. 10, 120 ff.
- [57] N.R. Newbury, B.R. Washburn, K.L. Corwin, R.S. Windeler, "Noise amplification during supercontinuum generation in microstructure fiber", Opt. Lett. **28**, 11, 944 ff. (2003)
- [58] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T.W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, A. Clairon, "Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock", Phys. Rev. Lett. **84**, 24, 5496 ff. (2000)
- [59] D. Ouzounov, D. Homoelle, W. Zipfel, W.W. Webb, A.L. Gaeta, J.A. West, J.C. Fajardo, K.W. Koch, "Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses", Opt. Comm. **192**, 219 ff. (2001)
- [60] A. Proulx, J.-M. Menard, N. Ho, J.M. Laniel, C. Pare, "Intensity and polarization dependences of the supercontinuum generation in birefringent and highly nonlinear microstructure fibers", Opt. Exp. **25**, 11, 3338 ff. (2003)
- [61] T.M. Ramond, S.A. Diddams, L. Hollberg, A. Bartels, "Phase-coherent link from optical to microwave frequencies by means of the broadband continuum from a 1-GHz Ti:sapphire femtosecond oscillator", Opt. Lett. **27**, 20, 1842 ff. (2002)
- [62] J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz, "Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers", Opt. Lett. **25**, 11, 796 ff. (2000)
- [63] J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", Opt. Lett. **25**, 1, 25 ff. (2000)
- [64] J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, "Measuring the frequency of light with mode-locked lasers", Opt. Comm. **172**, 59 ff. (1999)
- [65] D.T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W.E. Sleat, W. Sibbett, "Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses", Opt. Lett. **22**, 4, 233 ff. (1997)
- [66] F. Riehle, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Zinner, T. Trebst, J. Helmcke, "The Optical Calcium Frequency Standard", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **48**, 2, 613 ff. (1999)
- [67] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A.G. Mann, S. Chang, A.N. Luiten, C. Salomon, "Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard", Phys. Rev. Lett. **82**, 23, 4619 ff. (1999)
- [68] T.R. Schibli, J. Kim, O. Kozucu, J.T. Gopinath, S.N. Tandon, G.S. Petich, L.A. Kolodziejewski, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, F.X. Kaertner, "Attosecond active synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation", Opt. Lett. **28**, 11, 947 ff. (2003)
- [69] S. Schiller, "Spectrometry with frequency combs", Opt. Lett. **27**, 9, 766 ff. (2002)

- [70] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner, "First phase-coherent frequency measurement of visible radiation", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18 ff. (1996)
- [71] A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, Mill Valley, California (1986)
- [72] J.E. Sharping, M. Fiorentino, A. Coker, P. Kumar, R.S. Windeler, "Four-wave mixing in microstructure fiber", *Opt. Lett.* **26**, 4, 1048 ff. (2001)
- [73] R.K. Shelton, L.-S. Ma, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, J.L. Hall, J. Ye, "Phase-Coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers", *Science* **293**, 1286 ff. (2001)
- [74] D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.* **16**, 1, 42 ff. (1991)
- [75] J. Stenger, H.R. Telle, "Kerr lens mode-locked laser for optical frequency measurement", *Proc. SPIE* 4269, 72 ff. (2001)
- [76] J. Stenger, T. Binnewies, G. Wilpers, F. Riehle, H.R. Telle, J.K. Ranka, R.S. Windeler, A.J. Stentz, "Phase-coherent measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser", *Phys. Rev. A* **63**, 0218202(R) (2001)
- [77] J. Stenger, C. Tamm, N. Haverkamp, S. Weyers, H.R. Telle, "Absolute frequency measurement of the 435.5-nm $^{171}\text{Yb}^+$ -clock transition with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser", *Opt. Lett.* **26**, 20, 1589 ff. (2001)
- [78] J. Stenger, H. Schnatz, C. Tamm, H.R. Telle, "Ultraprecise measurement of optical frequency ratios", *Phys. Rev. Lett.* **88**, 0703601 (2002)
- [79] R.H. Stolen, C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers", *Phys. Rev. A* **17**, 4, 1448 ff. (1978)
- [80] D.H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Mourier-Genoud, U. Keller, V. Scheurer, G. Angelow, T. Tschudi, "Semiconductor saturable absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two cycle regime", *Opt. Lett.* **24**, 9, 631 ff. (1999)
- [81] F. Tauser, A. Leitenstorfer, W. Zinth, "Amplified femtosecond pulses from an Er: fiber system: Nonlinear pulse shortening and self-referencing detection of the carrier-envelope phase evolution", *Opt. Exp.* **11**, 6, 594 ff. (2003)
- [82] H.R. Telle, G. Steinmeyer, A.E. Dunlop, J. Stenger, D.H. Sutter, U. Keller, "Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation", *Appl. Phys. B* **69**, 327 ff. (1999)
- [83] H.R. Telle, B. Lipphardt, J. Stenger, "Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements", *Appl. Phys. B* **74**, 1 ff. (2002)
- [84] Th. Udem, S.A. Diddams, K.R. Vogel, C.W. Oates, E.A. Curtis, W.D. Lee, W.M. Itano, R.E. Drullinger, J.C. Berquist, L. Hollberg, "Absolute Frequency Measurement of the Hg^+ and Ca Optical Clock Transitions with a Femtosecond Laser", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 22, 4996 ff. (2001)

- [85] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, “Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser“, *Opt. Lett.* **24**, 13, 881 ff. (1999)
- [86] A.J. Viterbi, “Phase-Locked Loop Dynamics in the Presence of Noise by Fokker-Planck Techniques“, *Proc. IEEE*, **51**, 1737 ff. (1963)
- [87] W.J. Wadsworth, J.C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre, P.St.J. Russell, “Soliton effects in photonic crystal fibers at 850 nm“, *Electr. Lett.* **36**, 1, 53 ff. (2000)
- [88] W.J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight, T.A. Birks, T.-P.M. Man, P.St.J. Russell, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source“, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 9, 2148 ff. (2002)
- [89] B.R. Washburn, S.E. Ralph, R.S. Windeler, “Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber“, *Opt. Exp.* **10**, 13, 575 ff. (2002)
- [90] B.R. Washburn, S.A. Diddams, N.R. Newbury, J.W. Nicholson, M.F. Yan, C.G. Jorgensen, “Phase-locked, erbium-laser-based frequency comb in the near infrared“, *Opt. Lett.* **29**, 3, 250 ff. (2004)
- [91] Z. Wei, Y. Kobayashi, Z. Zhang, K. Torizuka, “Generation of two-color femtosecond pulses by self-synchronizing Ti:sapphire and Cr:forsterite lasers“, *Opt. Lett.* **26**, 22, 1806 ff. (2001)
- [92] G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, J. Helmcke, F. Riehle, “Optical Clock with Ultracold Neutral Atoms“, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 230801 (2002)
- [93] S. Witte, R.T. Zinkstok, W. Hogervorst, K.S.E. Eikema, “Control and precise measurement of carrier-envelope phase dynamics“, *Appl. Phys. B* **78**, 5 ff. (2004)
- [94] L. Xu, Ch. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, T.W. Hänsch, “Route to phase control of ultrashort light pulses“, *Opt. Lett.* **21**, 24, 2008 ff. (1996)
- [95] L. Xu, G. Tempea, A. Poppe, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, A. Stingl, K. Ferencz, “High-power sub-10-fs Ti:sapphire oscillators“, *Appl. Phys. B* **65**, 151 ff. (1997)
- [96] Jing-Yuan Zhang, Chao-Kuei Lee, J.Y. Huang, Ci-Ling Pan, “Sub femto-joule sensitive single-shot OPA-XFROG and its application in study of white-light supercontinuum generation“, *Opt. Exp.* **12**, 4, 574 ff. (2004)
- [97] Rui Zhang, J. Teipel, Xinping Zhang, D. Nau, H. Giessen, “Group velocity dispersion of tapered fibers immersed in different liquids“, *Opt. Exp.* **12**, 8, 1700 ff. (2004)
- [98] Zhaoming Zhu, T.G. Brown, “Effect of frequency chirping on supercontinuum generation in photonic crystal fibers“, *Opt. Exp.* **12**, 4, 689 ff. (2004)
- [99] M. Zimmermann, C. Gohle, R. Holzwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, “Optical clockwork with an offset-free difference-frequency comb: accuracy of sum- and difference-frequency generation“, *Opt. Lett.* **29**, 3, 310 ff. (2004)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Im einzelnen danke ich

- Herrn Prof. Dr. Danzmann für die Übernahme des Referats und die entgegenkommende und unkomplizierte Art, meine Arbeit als “Doktorvater“ zu begleiten.
- Herrn Prof. Dr. Ertmer für die Übernahme des Koreferats und insbesondere für die äußerst hilfreiche hohe Flexibilität bei der Prüfungsterminvergabe.
- Harald Telle für die einzigartige Betreuung. Das stimulierende Umfeld, in dem die Grenze für die Möglichkeit, Neues zu lernen, einzig durch meine Auffassungsgabe bestimmt war, und in dem ich nie allein gelassen wurde, übertraf während der gesamten Zeit sämtliche Hoffnungen, mit denen ich diese Arbeit begann.
- Jörn Stenger für seine aufmunternde ruhige menschliche Art, mit der er die Wogen der Anfangsphase meiner Arbeit auf dem für mich völlig neuen Gebiet glättete.
- Carsten Fallnich für den bereitwillig gewährten Zugang zu den Möglichkeiten des Laser Zentrums Hannover, die es mir ermöglichten, auch mit einem Erbium-Faser-Laser zu arbeiten.
- Burghard Lipphardt dafür, dass er mit endloser Geduld jede erbetene Hilfestellung im Zusammenhang mit Mess- und Regeltechnik leistete und i.b. dafür, dass er während der Experimente gleichsam zu meiner Verfügung stand, wenn Elektronik „mal nicht so eben aus dem Regal gezogen werden“ konnte.
- Günther Steinmeyer für die Einladung an die ETH Zürich und die Beherbergung während meines Besuches; Florian Helbing für den Crash-Kurs „Betrieb und Justage eines Ti:Sa-Femtosekundenlasers“.
- Der gesamten Mannschaft der Abteilung Optik der PTB für die Offenheit und Hilfsbereitschaft, mit der jedem meiner Anliegen begegnet wurde und für die Möglichkeit auf die breite Erfahrung jederzeit zugreifen zu können.
- der DFG für die mit dem SFB 407 geschaffenen idealen Bedingungen zur Anfertigung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Adresse Peiner Straße 11, 38112 Braunschweig
Geburt **08. Mai 1972** in Hannover

Promotion **seit Januar 2001**
wissenschaftlicher Mitarbeiter
AG 4.53 – Mikrooptische Messtechnik
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Diplom **26. Mai 2000** Diplom-Physiker
Diplomarbeit „Entwicklung von Detektoren für einen Wasserstoff-Atomstrahl und für ultrakalte Neutronen“
Universität Heidelberg
Institut-Laue-Langevin, Grenoble
Frank-Laboratory of Neutron Physics, JINR Dubna

Studium **Oktober 1993 – Mai 2000**
Diplom-Physik
Universität Heidelberg

Abitur **23.06.1992**
Schulausbildung **1989-1992** Ratsgymnasium Goslar
1988-1989 Hilltop High School, Chula Vista/San Diego, CA, U.S.A.
1984-1988 Ratsgymnasium Goslar
1978-1984 Grundschule Othfresen / Orientierungsstufe Liebenburg

