

Harry Fuchs

**Spektral hochaufgelöste Untersuchung von
Pikosekundenimpulsen aus modengekoppelten
Hochleistungsdiodenlaser Oszillator-
Verstärker-Systemen mit der Methode des
Frequency Resolved Optical Gating**

**Spektral hochaufgelöste Untersuchung von
Pikosekundenimpulsen aus modengekoppelten
Hochleistungsdiodenlaser Oszillator-
Verstärker-Systemen mit der Methode des
Frequency Resolved Optical Gating**

Harry Fuchs

Dissertation

D386

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Kaiserslautern
zur Verleihung des akademischen Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
genehmigte Dissertation

Betreuer: Prof. Dr. Richard Wallenstein
Zweitgutachter: Prof. Dr. René Beigang

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 02.09.2005

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2005

Zugl.: (TU) Kaiserslautern, Univ., Diss., 2005

ISBN 3-86537-682-7

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2005

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-682-7

Für Anikó, Lennard und Henry

Abstract

Spectral high resolution investigation of picosecond pulses from mode-locked high-power diode-laser master-oscillator power-amplifier systems with the method of Frequency Resolved Optical Gating.

The aim of this work was the investigation of the temporal, spectral and spatial properties of mode-locked radiation, emitted by high-power diode-laser master-oscillator power-amplifier (MOPA) systems. These diode-laser systems are of special interest as a basis for compact sources of visible laser radiation based on efficient frequency conversion in periodically poled nonlinear optical crystals with quasi-phase matching.

The used MOPA-systems typically consist of three stages: One single stripe oscillator, followed by a single stripe preamplifier and finally a high-power-amplifier. These high-power-amplifiers with a tapered geometry of the active area are the key components of the MOPA systems. The temporal, spectral and spatial quality of their emitted radiation depends critically on both, the amplifier geometry and the operation conditions of the MOPA system. In order to identify an optimal amplifier geometry, detailed investigations of the spatial and spectral beam quality of different tapered amplifier structures were carried out. In the course of these investigations, a diode-laser MOPA system was demonstrated, emitting continuous near-infrared radiation with average output powers up to 3.4 W, containing as much as 75 % of the total optical power in a diffraction-limited beam.

The generated powerful laser radiation of high spatial quality is well suited for nonlinear frequency conversion. This was demonstrated by frequency-doubling the infrared output power of the MOPA-system in a 30 mm long periodically poled crystal of potassium titanyl phosphat (pp-KTP). In this configuration as much as 370 mW of continuous blue laser radiation at 460 nm were generated, corresponding to a conversion slope efficiency of 3.2 %/W or a conversion efficiency of 10.9 %. This is the highest power in the blue spectral range achieved by single-pass frequency-doubling of radiation, emitted by a continuous wave diode laser system.

However, a further improvement in the conversion efficiency can be achieved by frequency doubling ultrashort optical pulses with high peak powers. In order to generate mode-locking picosecond pulses, the injection current of the diode laser oscillator was modulated with a radio-frequency-signal (RF). The RF frequency was adapted to the round-trip time of the external cavity. The generated picosecond pulses were amplified in a two-stage amplifier-system yielding mode locked radiation with average output powers in the multi-watt regime.

The amplification of picosecond pulses in semiconductor optical amplifiers, however, changes the tempo-spectral properties of the radiation. The strong coupling between charge carrier density and refractive index causes nonlinear phase changes during the amplification, resulting in dyna-

mic frequency changes. The main goal of this thesis was the complete characterization of the amplified pulses. The most important point was to determine the influence of individual system parameters on amplitude and phase of the amplified optical pulses. An established method to characterize the temporal and spectral properties of ultrashort pulses is the method of Frequency Resolved Optical Gating. With this method the pulses are resolved in a two-dimensional spectrogram by spectral resolution of the autocorrelation. On the basis of the measured spectrogram, amplitude and phase of the pulses can be reconstructed. In this work a picosecond diode-laser MOPA-system, with typical spectral widths even in the range of 0.1 nm and pulse durations of more than 10 ps was examined in detail for the first time. The temporal scanning range was as large as 80 ps, whereas the spectral resolution was less than 2 GHz. Both temporal scanning range and spectral resolution are two orders of magnitude higher than in any previous FROG systems.

In the course of the investigations the influence of individual amplifier components on amplitude and phase of the amplified pulses was experimentally characterized for the first time. The measurements show an increasing asymmetry in the temporal amplitude shape at higher output power levels, i.e. a steep leading edge and a flat trailing edge of the pulse. These effects can be attributed to substantial gain depletion in the amplification stages. In addition the temporal phase changed from a parabolic to a cubic shape, with increasing saturation in the amplifier. The FROG analysis of systematically varied system parameters made it possible to identify optimal parameters for the amplification of picosecond pulses in diode laser amplifiers with minimal degradation of the tempo-spectral pulse quality.

Mode-locked 19 ps pulses with an average power of 2.7 W at a repetition rate of 4.3 GHz were generated with optimal spectral and temporal properties. By single-pass frequency-doubling of these pulses in a 20 mm long pp-KTP crystal, as much as 550 mW of blue laser radiation at 460 nm was generated, corresponding to a conversion slope efficiency of 7.6 %/W and a conversion efficiency of 20.3 %. To date, this is the highest power in the blue spectral range generated by single-pass frequency-doubling of a diode-laser MOPA-system. The diode laser system with subsequent frequency conversion, demonstrated and characterized in the present work, is a powerful, compact, and efficient source of visible radiation with a high spatial, temporal and spectral quality. The results of this work show the potential of such systems for numerous applications and point the way to increase the visible output power into the Watt region.

The experimentally achieved information on amplitude and phase of the amplified pulses have contributed substantially to a better comprehension of the physical processes inside the active semiconductor components. This allows a systematic optimization of the used semiconductor elements. Furthermore, theoretical models can be examined by the detailed experimental results, measured with high spectral resolution.

Publikationen

Zeitschriftenbeiträge

1. A. Robertson, H. Fuchs, U. Ernst, and R. Wallenstein, Universität Kaiserslautern, Germany, V. Scheuer and T. Tschudi, Institut für Angewandte Physik, Technische Hochschule Darmstadt, „*Prismless femtosecond Cr:forsterite laser*”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. **17**, No. 4 April 2000.
2. O. Casel, H. Fuchs, M. A. Tremont, D. Woll and R. Wallenstein, Technische Universität Kaiserslautern, „*Broadband InGaAs tapered diode laser sources for optical coherence radar and coherence tomography*”, Appl. Phys. Lett., vol. **86**, No. 191101, April 2005.
3. D. Woll, M. A. Tremont, H. Fuchs, O. Casel, and R. Wallenstein, Technische Universität Kaiserslautern, „*Intensity-modulated blue light generated by frequency doubling of wavelength-modulated high-power diode-laser radiation*”, Appl. Phys. Lett., vol. **86**, No. 151101, April 2005.
4. O. Casel, D. Woll, M. A. Tremont, H. Fuchs, R. Wallenstein, Technische Universität Kaiserslautern, E. Gerster, P. Unger, Universität Ulm, M. Weyers, M. Zorn, Ferdinand-Braun-Institut, Berlin „*Blue 498 nm picosecond pulses generated by intracavity frequency doubling in a passively mode-locked optically pumped semiconductor disk laser*”, zur Veröffentlichung eingereicht bei Appl. Phys. B, April 2005.

Internationale Tagungsbeiträge

1. M.A. Tremont, H. Fuchs, O. Casel, and R. Wallenstein, „*Compact visible laser systems based on frequency doubled diodes*”, LEOS 2002 invited paper, vol. **2**, p. 442, 2002.
2. S. Zelt, H. Fuchs, J.-P. Meyn, and R. Wallenstein, „*Efficient generation of blue light by second harmonic generation in MgO doped near-stoichiometric LiTaO₃*”, in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America Washington D. C., 2003)
01.06.-06.06.2003 in Baltimore, Maryland, USA.

3. M.A. Tremont, H. Fuchs, O. Casel, and R. Wallenstein, „*Investigation of active mode-locking of a DBR-diode laser in an external resonator*”, in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America Washington D. C., 2004), Paper CThL5
16.05.-21.05.2004 in San Francisco, California, USA.
4. O. Casel, H. Fuchs, M.A. Tremont, and R. Wallenstein, „*Multi-watt cw broadband light sources for optical coherence radar and coherence tomography based on InGaAs tapered laser amplifiers*”, in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America Washington D. C., 2004), Paper CMJ3
16.05.-21.05.2004 in San Francisco, California, USA.
5. H. Fuchs, O. Casel, M.A. Tremont, L. Frieß and R. Wallenstein, „*Amplitude and phase measurement of 20 ps pulses from a mode-locked high-power InGaAs diode laser MOPA system using frequency-resolved optical gating*”, in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America Washington D. C., 2004), Paper CTuP9
16.05.-21.05.2004 in San Francisco, California, USA.

Nationale Tagungsbeiträge

1. H. Fuchs, A. Robertson, U. Ernst, M.A. Tremont, R. Wallenstein, Universität Kaiserslautern, V. Scheuer T. Tschudi Institut für Angewandte Physik, Technische Hochschule Darmstadt, „*Kompakter KLM Cr⁴⁺: Forsterit Femtosekundenlaser mit GTI-Spiegeln zur Dispersionskompensation*”, DPG Frühjahrstagung Berlin, 2001.
2. S. Zelt, H. Fuchs, J.-P. Meyn, and R. Wallenstein, „*Periodische Domäneninversion in MgO: LiTaO₃ zur Erzeugung von blauer 455 nm Strahlung*”, DPG Frühjahrstagung Hannover, 2003.
3. O. Casel, M.A. Tremont, H. Fuchs, and R. Wallenstein, „*Resonatorinterne Frequenzverdopplung von optisch angeregten InGaAs Halbleiterscheibenlasern in den blau-grünen Spektralbereich*”, DPG Frühjahrstagung München, 2004.

Sonstige Veröffentlichungen

1. R. Wallenstein, H. Fuchs, A. Robertson, U. Ernst, M.A. Tremont, Abschlusspräsentation des BMBF- Verbundprojektes „ *Grundlegende Untersuchungen zu neuen Konzepten für Ultrakurzpuls-Laser, Teilvorhaben: Diodengepumpte durchstimmbare Femtosekunden-Lasersysteme*“, 27.03.2001 Freiburg i. Brsg.
2. H. Fuchs, A. Robertson, U. Ernst, R. Knappe, R. Wallenstein, Abschlussbericht BMBF-Projekt „*Grundlegende Untersuchungen zu neuen Konzepten für Ultrakurzpuls -Laser, Teilvorhaben: Diodengepumpte durchstimmbare Femtosekunden- Lasersysteme*“, FKZ 13 N 7209/ 0, Juni 2001.
3. M.A. Tremont, H. Fuchs, O. Casel, P. Haag, R. Wallenstein, Abschlusspräsentation des BMBF Verbundprojektes „ *MISTRAL, Teilvorhaben: Erforschung von neuen Konzepten für miniaturisierte Strahlquellen aus Hochleistungshalbleiterlasern für den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich*“, 27.01.2004 Regensburg.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Physikalische Grundlagen der Halbleiter-Laser	5
2.1.1	Vertikale Struktur	8
2.1.2	Laterale Struktur	8
2.1.3	Theorie der Halbleiter-Verstärker	11
2.2	Erzeugung Ultrakurzer Lichtimpulse	15
2.2.1	Prinzip der Modenkopplung	15
2.2.2	Aktive Modenkopplung in Diodenlasern	18
2.3	Nichtlineare Optik	20
2.3.1	Polarisation	20
2.3.2	Frequenzverdopplung	21
2.3.3	Die gekoppelten Amplitudengleichungen	22
2.3.4	Phasenanpassung durch Doppelbrechung	25
2.3.5	Quasiphasenanpassung	27
2.3.6	Physikalische Eigenschaften von KTP	28
2.3.7	Frequenzverdopplung mit gaußschen Strahlen	30
2.3.8	Frequenzkonversion ultrakurzer Lichtimpulse in dispersiven Medien	32
3	Untersuchung im kontinuierlichen Betrieb	35
3.1	Einstreifen- Diodenlaser in Littrow-Anordnung	36
3.2	Charakteristik des Einstreifenverstärkers	41
3.3	Untersuchung der verwendeten Hochleistungsverstärker	44
3.3.1	Leistungskennlinien	44
3.3.2	Spektrales ASE- und Verstärkungsprofil	48
3.3.3	Räumliche Strahlqualität	52
3.3.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	56

4	Erzeugung von Impulsen in Hochleistungsdiodenlaser MOPA Systemen	59
4.1	Modengekoppelter Oszillator in Littrow-Anordnung	60
4.2	Verstärkung in den Multiwatt-Bereich	63
5	Methoden zur Charakterisierung von Impulsen	67
5.1	Grenzen herkömmlicher Verfahren	68
5.2	Theoretische Grundlagen von FROG	70
5.2.1	Beschreibung von Impulsen durch Spektrogramme	70
5.2.2	Die Methode des Frequency Resolved Optical Gatings	71
5.2.3	Experimentelle Erzeugung von FROG-Signalen	72
5.2.4	Methoden für <i>multishot</i> -Aufbauten	74
5.2.5	Rekonstruktion des E-Feldes	81
5.2.6	Algorithmen zur Auswertung von FROG-Signalen	84
5.2.7	Optimale Abtastrate zur Aufnahme von FROG-Signalen	85
6	Experimentelle Erzeugung der Spektrogramme	87
6.1	Impulsabtastung durch Überlagerung	87
6.2	Erzeugung der zweiten Harmonischen	88
6.3	Detektion des FROG-Signals	89
6.3.1	Das Spektrometerkonzept	90
6.3.2	Experimentelle Realisierung des Spektrometers	92
6.3.3	Kalibrierung des Spektrometers	93
6.3.4	Experimentelle Bestimmung des Auflösungsvermögens	94
6.3.5	Aufnahme des Spektrogramms	95
6.3.6	Übersichtsdarstellung des realisierten FROG-Aufbaus	97
7	Experimentelle Ergebnisse bei unterschiedlichen Systemparametern	99
7.1	Variation der Impulsform	103
7.1.1	Modulationsfrequenz 4,304 GHz	104
7.1.2	Modulationsfrequenz 4,307 GHz	108
7.1.3	Modulationsfrequenz 4,29 GHz	112
7.2	Kalibrierung durch Streakkamera-Messung	115
7.3	Einfluss des Trapezverstärker-Stromes	117
7.4	Einfluss der Eingangsleistung	121
7.5	Einfluss des Vorverstärkers	125
7.6	Einfluss der Repetitionsrate	129
7.7	Impulse eines DBR-Oszillators	138
7.8	Zusammenfassende Interpretation der FROG-Messungen	142

8	Frequenzverdopplung mit Diodenlaser-MOPA-Systemen	147
8.1	Frequenzverdopplung kontinuierlicher Strahlung	148
8.1.1	Experimenteller Aufbau des MOPA-Systems	148
8.1.2	Ergebnisse im kontinuierlichen Betrieb	150
8.2	Frequenzverdopplung modengekoppelter Strahlung	152
8.2.1	Experimenteller Aufbau des MOPA-Systems	152
8.2.2	Optimierung der Systemparameter	152
8.2.3	Ergebnisse im modengekoppelten Betrieb	154
8.2.4	Zusammenfassung und Ausblick	155
9	Zusammenfassung	157
A	III-V Halbleiter	161
B	KTP-Sellmeierkoeffizienten	163
C	KNbO₃ Kristallparameter	165
	Literaturverzeichnis	167

Kapitel 1

Einleitung

Die optischen Technologien haben sich seit der ersten Realisierung eines Lasers durch Maiman [Mai60] rasant weiterentwickelt und gelten mittlerweile als Schlüsselkomponenten in vielen Bereichen der Wissenschaft und Technik des 21. Jahrhunderts [OSE98, AOT00].

Strahlquellen auf Basis von Diodenlasern zeichnen sich durch herausragende technologische Eigenschaften aus. Aufgrund ihrer hohen Effizienz von bis zu aktuell 70% [Las04], ihrer kompakten Bauweise und der geringen Herstellungs- und Betriebskosten haben sie sich in vielfältigen Anwendungsgebieten, wie beispielsweise der Materialbearbeitung und der Laser-Messtechnik oder im Bereich der Unterhaltungselektronik (CD und DVD) bewährt. Weitere Vorteile liegen in der großen Verstärkungsbandbreite von typischerweise etwa 30 nm [Fou94] und der hiermit ermöglichten Durchstimmbarkeit sowie in der Modulierbarkeit bis in den GHz-Bereich. Damit eröffnen sich für diese Systeme weite Anwendungsfelder im Bereich der optischen Nachrichtentechnik, der Sensortechnik sowie der Spektroskopie [Dem93].

Seit der Entwicklung der ersten GaAs-Halbleiter-Laser im Jahre 1962 [Hal62, Nat62, Hol62] konnte die Ausgangsleistung immer weiter, bis in den Multiwatt-Bereich, gesteigert werden und es wurden neue Wellenlängen-Bereiche erschlossen. Dazu haben insbesondere neue Materialien und grundlegende Verbesserungen in den Epitaxiestrukturen und -verfahren beigetragen.

Eine oft verwendete Methode zur Steigerung der Ausgangsleistung eines Halbleiter-Lasers ist die Vergrößerung der Emitterfläche. Bei Einstreifenemittern führt dies jedoch mit zunehmender lateraler Verbreiterung zur Strahlfilamentierung und somit zu inhomogenen optischen Leistungsverteilungen im Halbleiter-Material. Dabei treten so genannte *hotspots* auf, die zu einer Degradation des Halbleiter-Materials beitragen und schließlich eine Zerstörung des Halbleiter-Lasers verursachen können. Daher kann die Ausgangsleistung durch Verbreiterung des Emitterstreifens über 200 μm hinaus nicht weiter signifikant

gesteigert werden [Die00].

Höhere optische Ausgangsleistungen sind durch monolithische Integration vieler (20-70) Emittier in so genannten Diodenlaser-Barren erreichbar. Die Einzelemittier sind dabei sowohl optisch als auch elektrisch voneinander getrennt und können mit jeweils moderaten Ausgangsleistungen betrieben werden, wodurch sich die Lebensdauer entscheidend erhöht und Gesamtausgangsleistungen bis 100 W erreicht werden [Dai97a]. Solche Systeme eignen sich aufgrund ihrer Kompaktheit, der hohen Konversionseffizienz von elektrischer zu optischer Energie sowie einer Lebensdauer von bis zu 10.000 h in hervorragender Weise zur optischen Anregung von Festkörper-Laserkristallen und haben blitzlampengepumpte Systeme weitgehend ersetzt [Had95, Bot96].

Die geringe räumliche Strahlqualität mit hohen Beugungsmaßzahlen ($M^2 \gg 1$) schränkt die Anwendung solcher Systeme in der nichtlinearen Optik stark ein. So erfordert beispielsweise die Frequenzkonversion oder das Pumpen von optisch parametrischen Oszillatoren (OPO's) eine exzellente räumliche Strahlqualität, um möglichst hohe Intensitäten und somit Konversionswirkungsgrade zu erzielen [Die00]. Des Weiteren werden auch für die direkte Materialbearbeitung und *free-space* Kommunikation Strahlquellen mit hervorragender räumlicher Strahlqualität benötigt [Loo95, Lam95].

Eine sehr gute Strahlqualität ($M^2 \leq 1,5$) bei gleichzeitig hohen Ausgangsleistungen bieten die so genannten Trapezlaser bzw. Trapezverstärker. Bei diesen Komponenten weitet sich die aktive Zone in lateraler Richtung mit Zunahme der optischen Leistung von einer anfangs streifenförmigen Geometrie trapezförmig auf, um so die optische Leistungsdichte während der Verstärkung zu begrenzen. Dies verhindert eine signifikante Degradation der räumlichen Strahlqualität sowie eine Zerstörung der Austrittsfläche. Der Trapezwinkel wird dabei dem Beugungswinkel beim Übergang vom Einstreifen-Wellenleiter in die Trapezzone angepasst und beträgt typischerweise 6° . Somit verbreitert sich die aktive Zone solcher Komponenten lateral entlang der Ausbreitungsrichtung von anfangs wenigen Mikrometern bis zu mehreren $100 \mu\text{m}$.

Seit Mitte der 90er Jahre [Meh94] finden solche Trapezverstärker zunehmend in Oszillator-Verstärker-Systemen Verwendung wobei die in den Hochleistungstrapezverstärker injizierte Strahlung des Oszillators unter Erhaltung der hohen spektralen und räumlichen Strahlgüte verstärkt wird. Somit werden hohe räumlich-spektrale Leistungsdichten bei Ausgangsleistungen bis zu 5 W erreicht [Hag98]. Aufgrund dieser Eigenschaften besitzen solche Systeme ein hohes Potential im Bereich der nichtlinearen Optik, um mittels Frequenzkonversion spektrale Bereiche zu erschließen, in denen Halbleiter-Laser nicht direkt emittieren bzw. bei der Direktmission keine hohen Leistungen erreicht werden können [Wol01].

Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten und untersuchten Diodenlaser Oszillator-Verstärker-Systeme (*Master-Oscillator Power-Amplifier*, MOPA) im Materialsystem InGaAs emittieren im Wellenlängenbereich um 920 nm. Durch die nichtlineare Frequenzverdopplung kann somit Laserstrahlung im blauen Spektralbereich nahe 460 nm erzeugt werden. Direkt emittierende Diodenlaser in diesem Wellenlängenbereich auf Gallium-Nitrid-Basis [Nak00] sind zwar mittlerweile kommerziell erhältlich [Top04], allerdings ist deren optische Ausgangsleistung auf wenige 10 mW beschränkt. Wesentlich höhere optische Leistungen im sichtbaren Spektralbereich werden durch nichtlineare Frequenzkonversion infraroter Strahlung erzielt. Laser-Systeme in diesem Spektralbereich eignen sich z.B. für die Laserkühlung [Hän75], *fast DNA screening* [OSE98], die holographische Datenspeicherung [Bie01], die Drucktechnik [Goy99] und die Displaytechnologie [Ruf99].

Der Konversionswirkungsgrad nichtlinearer Prozesse ist in hohem Maße Intensitätsabhängig. Neben der örtlichen Steigerung der Intensität aufgrund einer sehr guten Strahlqualität und somit Fokussierbarkeit lassen sich bei moderaten mittleren Ausgangsleistungen hohe Spitzenintensitäten erzeugen, indem die Strahlung im Form von kurzen Impulsen emittiert wird. Mit aktiver Modenkopplung durch die Modulation der Verstärkung lassen sich in Diodenlasern Impulse im Pikosekundenbereich erzeugen.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Charakterisierung von neuartigen Hochleistungs-Trapez-Verstärkern verschiedener Geometrien und Hersteller bezüglich der räumlichen Strahlqualität, des Sättigungsverhaltens sowie der Ausgangsleistung. Des Weiteren werden die zeitlichen und spektralen Eigenschaften der erzeugten und verstärkten Pikosekundenimpulse insbesondere im Hinblick auf die effiziente Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich untersucht. Die bisher höchste durch Frequenzkonversion von modengekoppelter Strahlung aus Diodenlaser MOPA-Systemen erreichte optische Leistung im blauen Spektralbereich beträgt 250 mW [Wol02].

Im Gegensatz zu der Verstärkung von kontinuierlicher Strahlung, bei der die spektralen Eigenschaften der injizierten Oszillatorstrahlung erhalten bleiben, werden die zeitlichen und spektralen Eigenschaften bei der Verstärkung von Impulsen signifikant modifiziert. Die Kopplung von Ladungsträgerdichte und Brechungsindex verursacht während der Verstärkung nichtlineare Phasenänderungen, die mit dynamischen Frequenzänderungen einhergehen. Die experimentelle Messung und Analyse dieser Änderungen sowie deren Auswirkungen im Hinblick auf eine effiziente Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich sind ein Schwerpunkt dieser Arbeit.

Die vollständige Charakterisierung der verstärkten Impulse beinhaltet die Untersuchung, wie die einzelnen Systemparameter Amplitude und Phase der verstärkten Impulse sowohl zeitlich als auch spektral verändern. Anhand dieser Messungen sollen Systemparameter

identifiziert werden, welche die Erzeugung optimaler Impulse für die Frequenzkonversion ermöglichen.

Die Analyse der Impulse erfolgt mit der Methode des *Frequency Resolved Optical Gating (FROG)* [Tre97]. Hierbei werden die Impulse durch spektrale Auflösung der Autokorrelation zeitlich-spektral erfasst. Anhand der gemessenen Spektrogramme lassen sich Amplitude und Phase der Impulse eindeutig rekonstruieren. Die mit dieser Methode gemessene maximale Impulsdauer betrug bisher 2 ps mit einer spektralen Breite von 12 nm [Ric97]. Für die messtechnische Erfassung dieser Impulse genügt ein Auflösungsvermögen von 1 nm. Kommerziell erhältliche Messgeräte sind ausschließlich zur Analyse von spektral breitbandigen Impulsen ≥ 1 nm konzipiert und besitzen ein maximales Auflösungsvermögen von 0,1 nm [Pho05]. Impulse aus modengekoppelten Diodenlaser MOPA-Systemen haben jedoch typische Impulsdauern von wenigen zehn Pikosekunden mit spektralen Breiten um 0,1 nm und stellen somit wesentlich höhere Anforderungen an die spektrale Auflösung und den zeitlichen Abtastbereich des Messsystems.

Zusammenfassend besteht das Ziel dieser Arbeit in der erstmaligen Erfassung der vollständigen Impulseigenschaften eines modengekoppelten Diodenlaser Oszillator-Verstärker-Systems durch Bestimmung von Amplitude und Phase der Impulse. Der Einfluss einzelner Systemkomponenten und -parameter wird insbesondere im Hinblick auf eine effiziente Frequenzverdopplung in den blauen Spektralbereich eingehend analysiert. Die durch diese Messungen gewonnenen Informationen über den Verlauf von Amplitude und Phase innerhalb der verstärkten Impulse liefern zudem wichtige Beiträge zur Überprüfung theoretischer Modelle und tragen somit zu einem besseren Verständnis der physikalischen Prozesse im Halbleitermaterial bei.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen an Hochleistungs-Diodenlaser Oszillator-Verstärker-Systemen (MOPA) im Materialsystem InGaAs durchgeführt. Halbleiterlaser dieses Materialsystems emittieren Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich von 800 - 1100 nm [Die00]. Die MOPA-Systeme bestehen aus mehreren verschiedenen Halbleiterkomponenten, deren Bauformen und physikalische Eigenschaften in Abschnitt 2.1 beschrieben werden. Diese Laser-Systeme konnten sowohl im kontinuierlichen Modus (cw, *continuous wave*), als auch modengekoppelt betrieben werden. Die Erzeugung von Impulsen durch das Verfahren der aktiven Modenkopplung wird in Abschnitt 2.2 erläutert. Abschließend werden in Abschnitt 2.3 die theoretischen Grundlagen der nichtlinearen Optik sowie Verfahren zur effizienten Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich beschrieben. Dabei werden vor allem die bei der Frequenzkonversion von Impulsen dominanten physikalischen Effekte erläutert.

2.1 Physikalische Grundlagen der Halbleiter-Laser

Halbleiter sind Festkörpermaterialien, deren elektrische Leitfähigkeit zwischen derjenigen von Metallen und Isolatoren liegt. Durch die periodische Kristallstruktur dieser Materialien entstehen Energiebänder mit erlaubten Zuständen, aber auch Bandlücken in denen keine Energiezustände für Elektronen existieren. Ein wichtiges Charakteristikum eines Halbleiters ist seine Energiebandlücke E_g zwischen dem obersten besetzten Energieniveau im Valenzband und dem untersten unbesetzten Energieniveau im Leitungsband. Diese Bandlückenenergie liegt bei gängigen Halbleitern zwischen 0,1 eV und 3 eV (s. Anhang A). Damit wird der gesamte Spektralbereich vom Infrarot bis zum nahen UV abgedeckt. Die halbleitende Eigenschaft beruht auf der Anregung von Elektronen aus dem Valenzband über die Bandlücke hinweg in das Leitungsband. In diesem Band können sich die

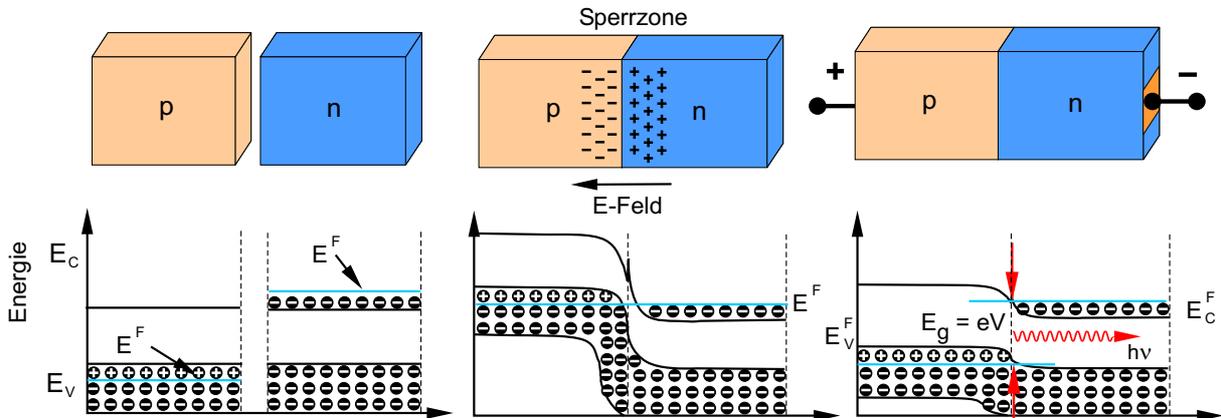


Abbildung 2.1: p-n-Übergang: Ohne Kontakt ist in den p- und n-dotierten Materialien die Lage der Fermi-niveaus unterschiedlich (links). Eine Kontaktierung führt zur Angleichung der Fermi-niveaus (Mitte). Das Anlegen einer Spannung führt zu einer Aufspaltung in die Quasi-Fermi-niveaus E_C^F und E_V^F (rechts).

Elektronen nahezu frei bewegen und somit zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Die thermische Anregung sowie die Anregung von Elektronen durch elektromagnetische Strahlung stellen die am häufigsten genutzten Möglichkeiten dar. Ferner kann durch gezielte Dotierung mit Fremdatomen, den so genannten Donatoren (n-Dotierung) und Akzeptoren (p-Dotierung), die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters über mehrere Größenordnungen gezielt eingestellt werden.

Die n-Dotierung erfolgt bei einem Wirtskristall aus Atomen der IV. chemischen Hauptgruppe durch das Einbringen von Fremdatomen der V. Gruppe mit 5 Valenzelektronen. Somit steht das überschüssige Elektron, welches für die kovalente Bindung im Wirtsgitter nicht benötigt wird, durch eine geringe Energiezufuhr dem Leitungsband zum Ladungstransport zur Verfügung. Bei der Dotierung mit Atomen der III. Gruppe, welche nur 3 Valenzelektronen besitzen, sog. Akzeptoren, erfolgt der Ladungstransport durch Löcher.

Bringt man einen p-dotierten und einen n-dotierten Halbleiter in Kontakt, so führt dies zu einem Diffusions-Strom von Elektronen aus dem n-dotierten in den p-dotierten Bereich. Gleichzeitig diffundieren Löcher in die umgekehrte Richtung (Abb. 2.1 Mitte).

Ohne äußere Potentialdifferenz führt die Ladungsträgerdiffusion zu einer Angleichung der Fermi-niveaus der unterschiedlich dotierten Halbleiter zu einem gemeinsamen Fermi-niveau E^F .

Liegt an dem p-n-Übergang eine elektrische Spannung in Durchlassrichtung an, so führt dies zu einer Aufspaltung des gemeinsamen Fermi-niveaus in zwei Quasi-Fermi-niveaus E_C^F

und E_V^F . Dadurch wird die Potentialbarriere erniedrigt und es fließt ein Strom von Elektronen aus der n-Region bzw. ein Strom von Löchern aus der p-Region in den p-n-Übergang, in dem diese rekombinieren. Die Quasi-Ferminiveaus liegen dann innerhalb des Leitungs- bzw. Valenzbandes, d.h. es liegt eine Besetzungsinversion vor.

Die Lichtemission in Halbleitern erfolgt aus der Übergangszone zwischen n-dotiertem und p-dotiertem Bereich durch eine strahlende Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband und Löchern aus dem Valenzband. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung wird durch die Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband eingeschränkt.

$$E_g \leq h\nu \leq E_C^F - E_V^F \quad (2.1)$$

mit

- E_g = Energielücke zwischen den Bändern
- ν = Frequenz des emittierten Lichts
- h = plancksches Wirkungsquantum
- E_C^F = Quasi-Ferminiveau des Leitungsbandes
- E_V^F = Quasi-Ferminiveau des Valenzbandes

Von großer Bedeutung für die Optoelektronik sind die so genannten III-V Verbindungshalbleiter (siehe Anhang A, Abb. A.1) ¹. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass das Leitungsbandminimum wie das Valenzbandmaximum im Impulsraum an der gleichen Stelle lokalisiert sind. Halbleiter, in denen Elektronen ohne eine Änderung ihres Impulses, d.h. ohne phononische Streuprozesse, die Bandlücke überwinden können, werden als direkte Halbleiter bezeichnet. Für optoelektronische Anwendungen eignen sich direkte Halbleiter ausgezeichnet, da keine Wechselwirkung mit Phononen benötigt wird und die Übergangswahrscheinlichkeit für strahlende Rekombination um ca. drei Größenordnungen höher ist im Vergleich zu einem indirekten Halbleiter [Gro77].

In dem verwendeten Materialsystem InGaAs beträgt die Bandlücke $E_g = 1,34$ eV. Die Emissionswellenlänge von Diodenlasern aus diesem Materialsystem lässt sich durch Änderung des Indium-Gehalts über einen Bereich von etwa 800 bis 1080 nm einstellen.

¹Wie die meisten III-V Halbleiter kristallisieren auch die hier verwendeten ternären Verbindungshalbleiter InGaAs in der Zinkblendestruktur (siehe Anhang A, Abb. A.2). Diese besteht aus zwei um ein Viertel der Raumdiagonalen gegeneinander verschobenen kubisch flächenzentrierten Gittern (face center cubic, fcc). Atome der Gruppe III besetzen dabei das eine Untergitter, während das andere ausschließlich von Atomen der Gruppe V besetzt ist.

2.1.1 Vertikale Struktur

Bei den ersten Halbleiter-Lasern besaßen die für den p-n-Übergang verwendeten Materialien, mit Ausnahme der Dotierung, die gleiche Zusammensetzung (sog. *homojunctions*). Bei diesen Typen verhinderte die sehr hohe Schwellstromdichte bei Raumtemperatur einen kontinuierlichen Betrieb. Die Schwellstromdichte gibt die Stromdichte an, bei der die Lasertätigkeit einsetzt und das breite Spektrum der Spontanemission in ein schmales Spektrum kondensiert. Oberhalb der Schwelle ist die Strahlung auch wesentlich stärker räumlich gerichtet. Für GaAs beträgt die Schwellstromdichte bei Raumtemperatur beispielsweise 100 kA/cm^2 . Um die Schwellstromdichte herabzusetzen, wurden Konzepte entwickelt, um die Ladungsträgerkonzentration innerhalb der aktiven Schicht zu erhöhen.

Dies wird durch die so genannte *Doppel-Heterostruktur* (Abb. 2.2) erreicht. Sie besteht aus einer Schichtstruktur mit zwei Übergängen aus verschiedenen Materialien. Dies führt zur Ausbildung von Potentialbarrieren sowohl für die injizierten Elektronen als auch für die Löcher, so dass ein Diffundieren über die aktive Zone hinaus verhindert wird. Da die Konzentration innerhalb der aktiven Schicht stark erhöht wird, hat dies eine drastische Reduktion der Laserschwelle um zwei Größenordnungen gegenüber der Homo-Struktur zur Folge [Kne95]. Zudem kann diese Schicht-Struktur zur Ausbildung eines dielektrischen Wellenleiters (typ. $0,5 \mu\text{m}$) genutzt werden, wodurch die vertikale Ausdehnung der Laserintensität eng begrenzt wird.

Eine weitere Reduktion der Schwellstromdichte um einen Faktor 2-3 wird durch spezielle **Quantenfilm-Strukturen** erreicht. Bei diesen Halbleiter-Strukturen ist die Dicke der aktiven Schicht ($< 30 \text{ nm}$) in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen, und die injizierten Ladungsträger erfahren Quanteneffekte ähnlich einem Teilchen im Potentialtopf. Diese Halbleiterlaser zeichnen sich weiterhin durch eine geringe Temperaturabhängigkeit des Schwellstromes und eine hohe Lebensdauer von $> 10^5 \text{ h}$ aus [Kne95].

2.1.2 Laterale Struktur

Um die aktive Zone auch in lateraler Richtung zu begrenzen und somit die Ladungsträgerkonzentration weiter zu erhöhen, wird die wirksame Elektrodenfläche auf der Oberseite auf einen streifenförmigen Bereich von unter $10 \mu\text{m}$ Breite begrenzt. Daraus resultiert ein gewinngeführter (*gain-guiding*) Diodenlaser, der die Laseremission im Grundmode ermöglicht.

Eine weitere Verbesserung der optischen Wellenführung wird durch elektrisch sperrende Schichten seitlich des aktiven Bereiches erzielt. Somit wird der elektrische Stromfluss auf

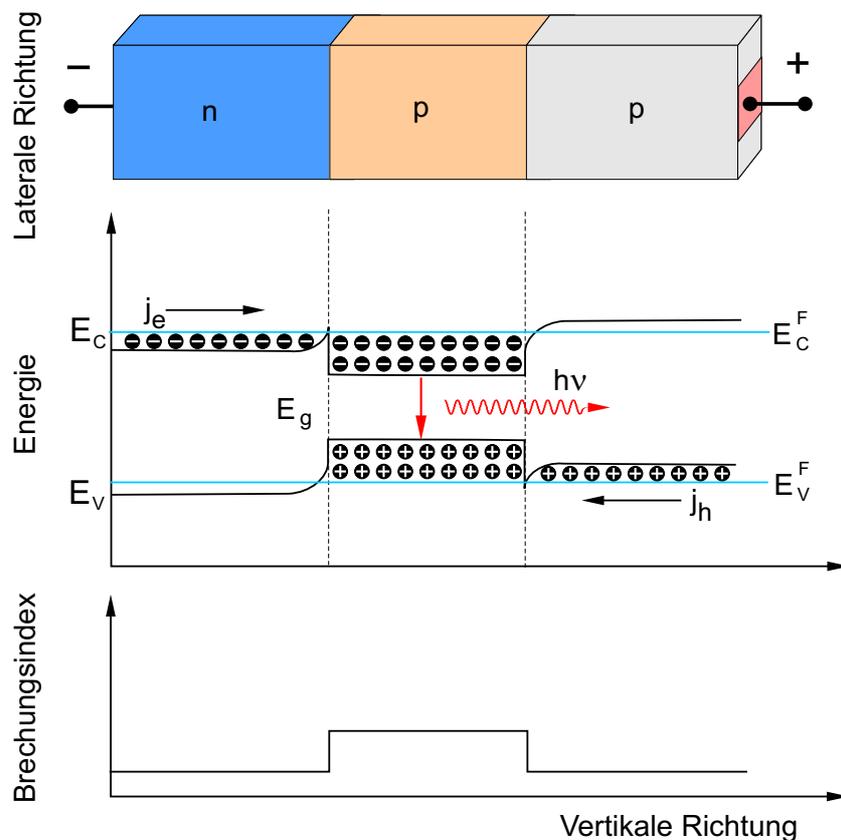


Abbildung 2.2: Darstellung des Bandkantenverlaufs für einen p-p-n Doppelhetero-Übergang mit Vorwärtsspannung. Im Übergangsbereich der mittleren Schicht entsteht eine Ladungsträgerkonzentration. Aus dem Verlauf des Brechungsindex (unten) resultiert ein dielektrischer Wellenleiter, in dem die optische Welle geführt wird.

die aktive Zone konzentriert. Darüber hinaus kann auch eine laterale Wellenleiterstruktur aufgrund unterschiedlicher Brechungsindizes verschiedener Materialien realisiert werden (*index-guiding*). Diese indexgeführte Diodenlaser-Struktur ist wesentlich aufwendiger in der Herstellung, besitzt aber Vorteile wie geringen Schwellstrom, reduzierte Spontanemission und höhere Strahlqualität.

Die maximale Ausgangsleistung von Diodenlasern ist in der Regel durch die optische Zerstörschwelle der Austrittsfacette begrenzt. Innerhalb einer $< 1 \mu\text{m}$ dicken Randschicht an der Austrittsfläche treten verstärkt nichtstrahlende Rekombinationsprozesse auf [Tan91, Ing93]. In dieser Schicht wird Strahlung absorbiert, was zu einer lokalen Erhöhung der Temperatur und zu einer Absenkung der Bandlücke führt. Dies wiederum erhöht die Absorption weiter und führt zu einem sich selbstverstärkenden Prozess. Eine zu hohe Leistungsdichte, oberhalb $5 \text{ MW}/\text{cm}^2$ führt im Dauerstrichbetrieb somit zu einer

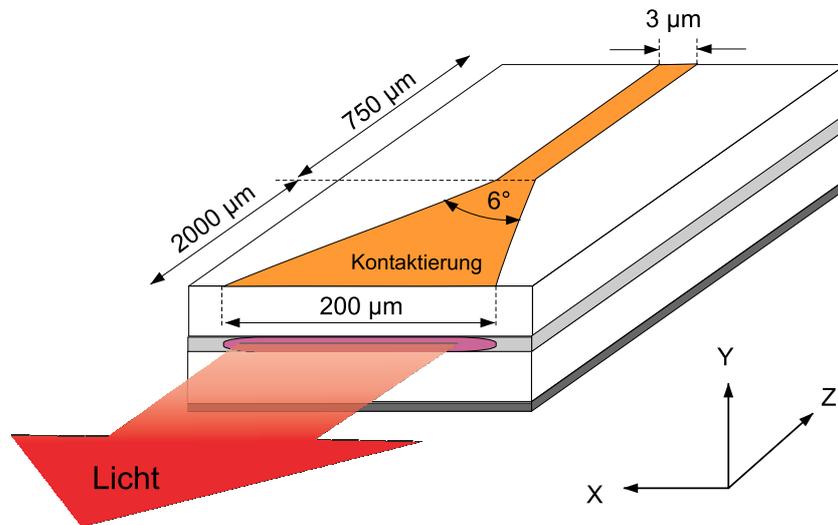


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Hochleistungs-Diodenlasers mit trapezförmiger Geometrie. Die trapezförmige Kontaktierung ruft eine gewinngeführte Strahlpropagation (*gain guiding*) hervor. Die Darstellung ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht maßstabsgerecht.

Zerstörung der Austrittsfacette (*Catastrophical Optical Facet Damage*, COFD). Bei einem typischen Einstreifen-Diodenlaser mit einer Dicke der aktiven Schicht von 1 - 2 µm [Fou94] und einer Breite von 3 - 5 µm wird diese Grenze bereits bei etwa 150 mW erreicht.

Durch Verbreiterung der aktiven Zone in lateraler Richtung (*broad area diode laser*) auf Emitterbreiten bis mehrere hundert Mikrometer [Car94, Bot94] kann die maximale Ausgangsleistung erheblich gesteigert werden. Dabei verschlechtert sich jedoch die räumliche und die spektrale Strahlqualität aufgrund des Anschwingens höherer transversaler Moden sowie einer Zunahme der spektralen Breite der emittierten Strahlung. Weitere Leistungssteigerungen bis zu mehreren hundert Watt werden durch die Anordnung von Einzelemitttern in Diodenlaserarrays oder -barren erreicht [Car94, Die00, Bri97, Muh98]. Die dabei generierte höhere optische Ausgangsleistung geht jedoch mit einer weiteren Verschlechterung der Strahlqualität einher. Insbesondere bei Anwendungen in der nichtlinearen Optik resultiert eine Abnahme der räumlichen und spektralen Leistungsdichte in einer drastischen Reduzierung der Konversionseffizienz (s. Kap. 2.3).

Die Idealkombination einer guten Strahlqualität in Verbindung mit der hohen Ausgangsleistung eines Breitstreifen-Lasers wird mit einer trapezförmigen Geometrie der aktiven Zone erreicht. In Abbildung 2.3 ist ein Hochleistungs-Diodenlaser-Trapez laser schematisch dargestellt.

Die trapezförmige Kontaktierung ruft eine gewinngeführte Strahlpropagation (*gain guiding*) hervor. In einer vorgelagerten Einmoden-Wellenleitersektion wird die optische Leistung zunächst erhöht, so dass die Verstärkung im Trapezbereich gesättigt wird. Der Öffnungswinkel des Trapezbereiches ist dem Divergenzwinkel des am Übergangsbereich gebeugten Strahlungsfeldes angepasst. Durch die Führung des Strahlungsfeldes im Einmoden-Wellenleiter und die Anpassung der lateralen Geometrie an die Aufweitung des Strahlungsfeldes im Trapezbereich wird ein nahezu beugungsbegrenzter Strahl emittiert.

Durch den großen Brechungsindexunterschied zwischen Halbleitermaterial ($n \approx 3,5$) und Luft besitzen die Facetten eine Fresnelreflektivität von ca. 30%. Je nach Beschichtung der Endfacetten kann das Halbleiterelement als Laser oder Verstärker benutzt werden. Für den Aufbau als Trapezlaser wird die Rückfacette hochreflektierend und die Austrittsfacette mit einer Antireflexbeschichtung ($< 10^{-4}$) versehen. Bei der Verwendung als Verstärker werden beide Facetten antireflexbeschichtet.

Eine allgemeine und detaillierte Beschreibung verschiedener lateraler und vertikaler Strukturierungen von Halbleiter-Lasern ist bei Diehl, Ebeling, Fouckhardt und Kneubühl zu finden [Die00, Ebe92, Fou94, Kne95].

2.1.3 Theorie der Halbleiter-Verstärker

Die mit Einstreifen-Diodenlasern erzielten optischen Ausgangsleistungen können im Dauerstrichbetrieb mehr als 100 mW betragen. Bei modengekoppelten Diodenlasern betragen hingegen die mittleren optischen Leistungen aufgrund des Betriebs nahe der Laserschwelle typischerweise nur einige Milliwatt. Für viele Anwendungen, wie beispielsweise die effiziente Frequenzkonversion oder das synchrone Pumpen von optisch parametrischen Oszillatoren (OPO), reichen diese geringen Leistungen jedoch nicht aus. Durch die Verwendung von Halbleiter-Verstärkern kann die Leistung der gepulsten Strahlung bis in den Multiwatt-Bereich erhöht werden. Solche mehrstufigen Systeme werden als Oszillator-Verstärker-Systeme (*Master Oscillator Power Amplifier*, MOPA-System) bezeichnet. Wichtige Eigenschaften optischer Halbleiter-Verstärker werden nachfolgend beschrieben.

Im Halbleitermaterial des Verstärkers erzeugt ein zeitlich konstanter elektrischer Strom eine Besetzungsinversion. Durch die Injektion optischer Strahlung aus einem Diodenlaseroszillator wird diese Inversion abgebaut und die Strahlung somit verstärkt. Die emittierte Strahlung ist gegenüber der injizierten spektral breitbandiger aufgrund der Spontanemission, bzw. der verstärkten Spontanemission (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE) im Verstärker.

Die Gewichtung der spektral verschiedenen Leistungsanteile der emittierten Strahlung hängt von den Materialparametern, der Verstärkergeometrie, der Anregungsstromstärke und insbesondere von der Leistung und der zeitlichen Dynamik der eingekoppelten Oszillatorstrahlung ab.

Die gesamte optische Verstärkerleistung P_{ges} setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$P_{ges} = P_{sig} + P_{spont} \quad (2.2)$$

wobei

$$\begin{aligned} P_{spont} &= \text{Spontanemission und verstärkte Spontanemission (ASE)} \\ P_{sig} &= \text{Verstärkte Oszillatorstrahlung} \end{aligned}$$

Die Gewichtung der beiden Leistungsanteile hängt von der Höhe der injizierten Oszillatorleistung ab. Der funktionale Zusammenhang lässt sich über das folgende phänomenologische Modell beschreiben [Wol01]:

$$P_{sig} = P_{osz} + P_{ver}^{max} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{P_{osz}}{P_{ver}^{sätt}}\right) \right] \quad (2.3)$$

mit

$$\begin{aligned} P_{osz} &= \text{injizierte optische Leistung der Oszillatorstrahlung} \\ P_{ver}^{max} &= \text{maximale optische Ausgangsleistung des Verstärkers (Sättigungsleistung)} \\ P_{ver}^{sätt} &= \text{Eingangsleistung, bei Emission von 63\% (= } 1 - e^{-1} \text{) der Sättigungsleistung} \end{aligned}$$

und

$$P_{spont} = P_{se} + P_{ase}^{max} \cdot \exp\left(-\frac{P_{osz}}{P_{ase}^{sätt}}\right) \quad (2.4)$$

mit

$$\begin{aligned} P_{se} &= \text{Spontanemission} \\ P_{ase}^{max} &= \text{maximale ASE-Ausgangsleistung ohne Einkopplung} \\ P_{ase}^{sätt} &= \text{Eingangsleistung, die zur Abnahme der ASE um den Faktor } e^{-1} \text{ führt.} \end{aligned}$$

In Abbildung 2.4 sind in einem typischen Kennlinienverlauf in Abhängigkeit von der in den Verstärker injizierten optischen Leistung der Verlauf der Gesamtausgangsleistung P_{ges} , der Leistung der Signalstrahlung P_{sig} und die Leistung P_{spont} aufgetragen.

Bei den bisher beschriebenen Größen handelt es sich um zeitlich gemittelte Leistungen ohne Berücksichtigung der zeitlichen Dynamik. Bei der Verstärkung von gepulster Oszillatorstrahlung muss die zeitliche Dynamik der Spontanemission und der verstärkten Spontanemission berücksichtigt werden. Zwischen der Emission zweier Impulse kommt es zu einem Anstieg der Emission von spektral breitbandiger Spontanemission und verstärkter Spontanemission. Untersuchungen von Beier [Bei99], Schumacher [Sch00] und

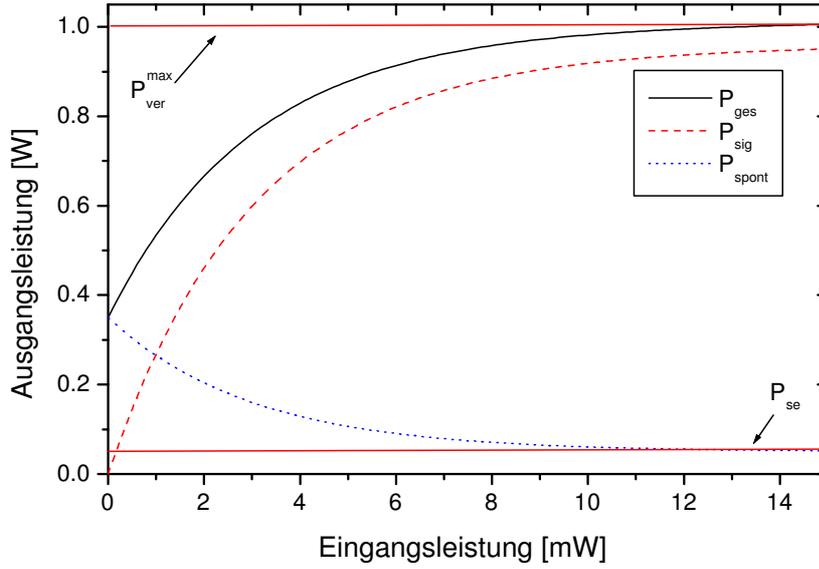


Abbildung 2.4: Berechneter Verlauf der Kennlinien eines optischen Halbleiter-Verstärkers mit einer Sättigungsleistung P_{ver}^{max} von 0,95 W, einer maximalen ASE Ausgangsleistung P_{ase}^{max} von 0,35 W und einer Spontanemission P_{se} von 0,05 W. Die Eingangsleistung, bei der die Verstärkung auf 63% $P_{ver}^{sätt}$ angestiegen, bzw. die ASE-Leistung um 63% gefallen ist, $P_{ase}^{sätt}$ ist hier gleich hoch und beträgt 3 mW.

Woll [Wol01] haben gezeigt, dass bei konstantem Injektionsstrom der zeitliche Verlauf der emittierten ASE-Leistung für hohe Repetitionsraten durch einen sigmoidalen Anstieg beschrieben werden kann:

$$P_{ASE}(I, t) = P_{se}(I) + P_{ase}^{max}(I) \cdot \exp\left(-\frac{T_{eff}(I)}{t}\right) \cdot \left[1 + \left(\frac{T_{eff}(I)}{t}\right)\right] \quad (2.5)$$

mit

$$T_{eff}(I) = \text{effektive Wiederaufbauzeit der ASE.}$$

Für den Fall einer kleinen Impulsrepetitionsrate gegenüber der inversen Aufbauzeit der Inversion, nimmt die Verstärkung mit zunehmender Ausgangspulsenergie linear ab [Han89]. Liegen die Impulsrepetitionsrate und die inverse Aufbauzeit in der gleichen Größenordnung, so nimmt die Verstärkung mit zunehmender mittlerer Ausgangsleistung und sinkender Repetitionsrate ab. Die beschriebene Gewinnsättigung führt zur Selbstphasenmodulation in den Impulsen. Eine ausführliche Beschreibung dieses Phänomens findet sich bei Agrawal [Agr89]. Die Auswirkungen der Impulsdauer auf die Verstärkungseigenschaften eines optischen Halbleiter-Verstärkers wurden von Uskov [Usk92] untersucht. Dabei zeigte sich, dass unter Beibehaltung der mittleren Eingangsleistung bei Impulsdauern unter 10 ps die Verstärkung mit abnehmender Impulsdauer sinkt.

Lee und Delfyett [Lee91] beschreiben die Verstärkungseigenschaften optischer Halbleiterlaser bei der Injektion von gepulster Signalstrahlung und Spontanemission anhand eines Ratengleichungsmodells. Nach diesem Modell steigt mit zunehmender Impulsrepetitionsrate das Verhältnis der Signalleistung zur Gesamtleistung an und erreicht für Frequenzen oberhalb von 10 GHz einen Sättigungswert. Dieser Wert entspricht dem Verhältnis der Leistungsanteile in der Eingangsstrahlung. Weiterhin nimmt bei konstanter Eingangsleistung und Impulsrepetitionsrate das Verhältnis von Signalleistung zur Gesamtleistung mit zunehmender Anregungsstromstärke aufgrund der ansteigenden Spontanemission ab.

Eine umfassende theoretische Beschreibung eines optischen Halbleiter-Verstärkers, welche die vielfältigen Wechselwirkungsprozesse zwischen Ladungsträgern, Photonen und Phononen und zusätzlich die Geometrie der aktiven Zone berücksichtigt, wurde von Gehrig [Geh99] entwickelt. In dem Modell der gekoppelten Maxwell-Bloch-Gleichungen werden die zeitliche und räumliche Dynamik der Ladungsträger und Lichtfelder unter Berücksichtigung von optisch nichtlinearen und thermischen Wechselwirkungen beschrieben.

Messtechnisch konnten die Auswirkungen der vielfältigen Wechselwirkungsprozesse bei der Impulspropagation auf die Amplitude und Phase der verstärkten Impulse bisher nicht erfasst werden. Ein Ziel dieser Arbeit ist die Realisierung einer geeigneten Messanordnung zur vollständigen Analyse der verstärkten Impulse (s. Kapitel 5.2).

2.2 Erzeugung Ultrakurzer Lichtimpulse

2.2.1 Prinzip der Modenkopplung

In einem Laser, dessen aktives Medium ein breites Verstärkungsprofil besitzt, können zahlreiche longitudinale Moden mit einem Frequenzabstand $\Delta\nu = c/2L$ (L = optische Resonatorlänge) simultan oszillieren (Abb. 2.5). Die Anzahl der oszillierenden Moden ist von der Breite des Frequenzbereichs $\Delta\nu_g$, in dem die Verstärkung des Lasermaterials größer als die Oszillatorverluste ist, abhängig. Im Allgemeinen besteht zwischen den einzelnen Moden keine feste Phasenbeziehung. Gelingt es jedoch mit geeigneten Hilfsmitteln eine feste Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Moden herzustellen, so kommt es durch Interferenz zur Ausbildung eines Impulszuges (Abb. 2.5). Diesen stationären Zustand eines Lasers bezeichnet man als Modenkopplung. Die elektrische Feldamplitude $E_{ges}(t)$ dieser elektromagnetischen Welle als Funktion der Zeit kann als Summe der Amplituden der einzelnen Moden beschrieben werden. Für den Fall von $2n+1$ aufeinanderfolgenden Moden erhält man [Kne95]:

$$E_{ges}(t) = \sum_{q=-n}^n E_0 \exp(2\pi i[(\nu_0 + q\Delta\nu_{q,q+1})t + q\phi]) . \quad (2.6)$$

Angenommen wurde hierbei, dass alle Moden die gleiche Amplitude E_0 besitzen. Die Phase der zentralen Mode wurde einfachheitshalber gleich Null gesetzt. ν_0 ist die Frequenz der zentralen Mode und ϕ ist die konstante Phasendifferenz benachbarter Moden: $\phi_{q+1} - \phi_q = \phi$. Der Frequenzunterschied benachbarter Moden beträgt: $\Delta\nu_{q,q+1} = \frac{c}{2L}$. Die Summation in Gleichung (2.6) lässt sich analytisch ausführen und man erhält für $2n+1$ gekoppelte Moden gleicher Amplitude E_0 und konstanter Phasendifferenz ϕ :

$$E(t) = A(t) \exp(2\pi i\nu_0 t) \quad (2.7)$$

mit

$$A(t) = E_0 \cdot \frac{\sin[(2n+1)(2\pi\Delta\nu_{q,q+1}t + \phi)/2]}{\sin[(2\pi\Delta\nu_{q,q+1}t + \phi)/2]} . \quad (2.8)$$

$E(t)$ entspricht einer zeitabhängigen Amplitude $A(t)$, die mit einer sinusförmigen Trägerwelle der Frequenz ν_0 moduliert ist. Als Resultat der Phasenkopplung interferieren die Moden im Resonator und die Laserstrahlung wird in Form kurzer Impulse der Dauer $\Delta\tau_p$ im Zeitabstand $T = \frac{2L}{c}$ emittiert. Gleichung 2.7 beschreibt einen stark idealisierten Impuls mit einer in der Zeit t linearen Phase $\Phi(t) = 2\pi i\nu_0 t$. Die Zeit T entspricht genau der Umlaufzeit im Resonator. Somit kann das Oszillationsverhalten des Lasers als einzelner Impuls, welcher innerhalb des Resonators umläuft, dargestellt werden. Die Halbwertsbreite der Impulse kann aus (2.8) abgeschätzt werden:

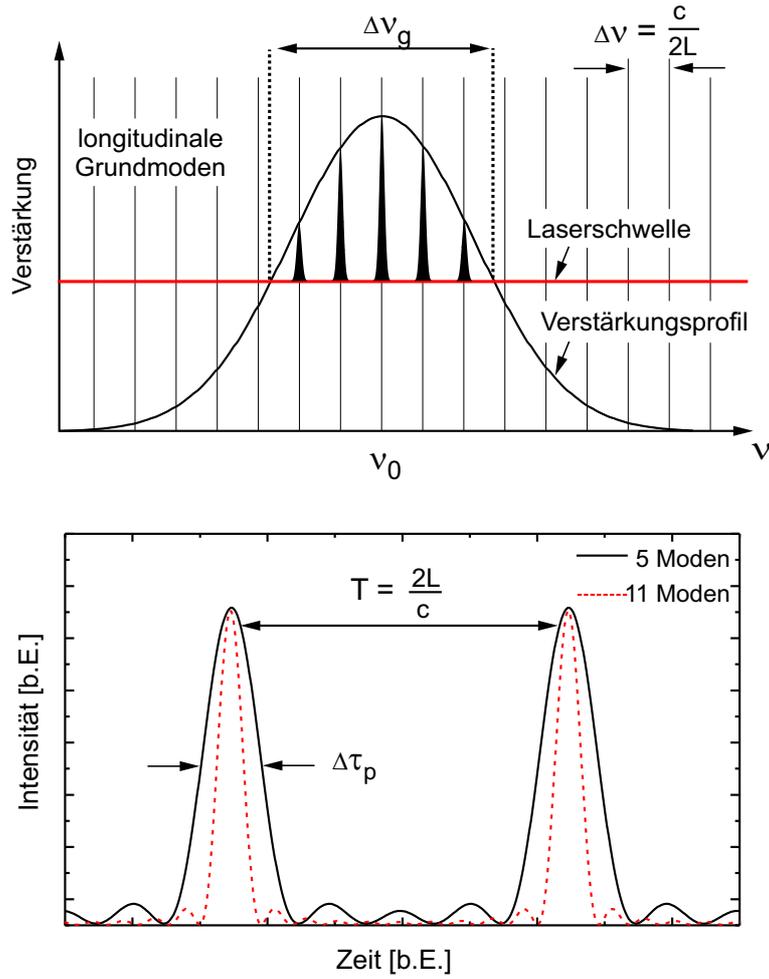


Abbildung 2.5: Modenspektrum gekoppelter Moden oberhalb der Schwelle (oben) und zeitlicher Intensitätsverlauf für Impulse mit 5, bzw. 11 gekoppelten Moden (unten).

$$\Delta\tau_p = \frac{1}{(2n+1)\Delta\nu_{q,q+1}}. \quad (2.9)$$

Für einen konstanten Frequenzunterschied benachbarter Moden ($\Delta\nu_{q,q+1} = \text{konstant}$) folgt, je größer die Anzahl der gekoppelten longitudinalen Moden, desto kürzer sind die erzeugten Laserimpulse. Da die zeitliche und spektrale Charakteristik eines Impulses über die Fouriertransformation miteinander verknüpft sind [Die85], ist sowohl eine Darstellung im Zeit- als auch im Frequenzraum möglich. Das komplexe Spektrum, d.h. die Fouriertransformation von $E(t)$,

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)e^{i\omega t} dt$$

mit $\omega = 2\pi\nu_0$ ist eine äquivalente Darstellung des Impulses. Es lässt sich analog zum komplexen E-Feld im Zeitraum in eine spektrale Amplitude $A(\omega)$ und eine spektrale Phase $\Phi(\omega)$ zerlegen.

$$E(\omega) = A(\omega)e^{i\Phi(\omega)} \quad (2.10)$$

Die Verstärkungsbandbreite ist durch das aktive Medium vorgegeben und somit die minimale Impulsdauer im Idealfall durch die Bandbreite begrenzt. Die durch Modenkopplung erzeugten Spitzenleistungen sind gegenüber dem Fall statistisch verteilter Phasen, bei dem sich die Gesamtleistung aus der Summe der einzelnen Leistungen ergibt, um den Faktor $(2n+1)$ erhöht. Die Eigenschaften eines ultrakurzen Laserimpulses werden in Gleichung (2.8) durch die Annahme gleicher Amplituden und mit einer in t linearen Phase $\phi(t) = 2\pi i\nu_0 t$ stark idealisiert dargestellt [Her84, Sve98]. Im Allgemeinen wird für die Impulsdauer τ_p eines bandbreitebegrenzten Laserimpulses von folgender Gleichung ausgegangen:

$$\tau_p \geq \frac{k}{\Delta\nu_p}. \quad (2.11)$$

Dabei ist $\Delta\nu_p = \frac{c}{\lambda^2}\Delta\lambda$ die volle Halbwertsbreite des Impulsspektrums und k repräsentiert einen von der Impulsform abhängigen Faktor. In Tabelle 2.1 ist der Faktor k für verschiedene Impulsformen dargestellt.

Impulsform	Rechteck	Gauß	sech ²
k	0,886	0,441	0,3148

Tabelle 2.1: Proportionalitätskonstante k für verschiedene Impulsformen

Ist die Bandbreite der Verstärkung der begrenzende Faktor, so gilt in Gleichung 2.11 das Gleichheitszeichen. In diesem Fall wird der Impuls als fourierlimitiert bezeichnet. Im Allgemeinen sind die meisten Impulse frequenzmoduliert, d.h. $\tau_p\Delta\nu_p > k$. Durch unabhängige Messung der Impulsdauer und des Spektrums können unter Annahme einer bestimmten Impulsform Aussagen bezüglich der Frequenzmodulation des gemessenen Impulses getroffen werden. Die Unsicherheit ist jedoch sehr groß, da die wahre Impulsform meist nicht exakt bekannt ist. Techniken, welche eine vollständige Analyse der erzeugten Impulse ermöglichen, werden in Kapitel 5.2 ausführlich dargestellt.

Die Techniken zum Herstellen einer festen Phasenbeziehung zwischen den oszillierenden Moden lassen sich in drei verschiedene Arten unterteilen [Vas95, Sie86, Fre95]:

- **aktive Modenkopplung** Die Modulation der Verstärkung im Diodenlaser erfolgt durch ein externes Hochfrequenzsignal.
- **passive Modenkopplung** Die Modulation der Verluste erfolgt über einen direkt in die Diode integrierten oder durch einen sättigbaren Absorber in einem externen Resonator.

- **hybride Modenkopplung** Diese Technik ist eine Kombination aus aktiver und passiver Modenkopplung. Während beispielsweise der Gewinn aktiv moduliert wird, erfolgt zur Unterstützung der Impulsformung zusätzlich eine Modulation der Verluste durch einen sättigbaren Absorber.

2.2.2 Aktive Modenkopplung in Diodenlasern

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Systeme mit aktiver Modenkopplung untersucht. Deshalb beschränkt sich folgende Beschreibung auf solche Systeme. Ein übliches Verfahren zur aktiven Modenkopplung in Diodenlasern ist die Modulation der Verstärkung mit einer Frequenz, die dem longitudinalen Modenabstand $\Delta\nu$ im Laserresonator entspricht (Abb. 2.5). Durch die Modulation sind alle Moden oberhalb der Schwelle über die Modulationsseitenbänder ihrer Nachbarn phasenstarr miteinander gekoppelt [Lau89]. Aufgrund der geringen Abmessungen in Diodenlaserchips mit typischen Chipgrößen im Bereich von $250\ \mu\text{m}$ - $1000\ \mu\text{m}$ ergeben sich Modulationsfrequenzen im Bereich von 100 GHz. Die Erzeugung derart hoher Modulationsfrequenzen stößt auf technische Schwierigkeiten. Deshalb werden aktiv modengekoppelte Diodenlaser meist in einem einige Zentimeter langen externen Resonator mit Modulationsfrequenzen von 0,3 bis 20 GHz betrieben [Vas95].

Ein weiterer wichtiger Grund für den Betrieb in einem externem Resonator mit Puls-Repetitionraten von wenigen GHz ist das Erreichen maximaler Impulsenergien. Typische Werte für die intrinsische Lebensdauer der freien Ladungsträger in Halbleitermaterialien betragen einige hundert Pikosekunden [Agr89]. Somit werden in Resonatoren mit einigen Zentimetern Länge die höchsten Werte der Impulsenergien erreicht.

Die technische Realisierung dieses Verfahrens basiert auf einem durch die Laserdiode fließenden Gleichstrom, der die Diode bis knapp unterhalb der Schwelle anregt und einem überlagerten sinusförmigen Hochfrequenzsignal. Durch eine geschickte Wahl von Modulationstiefe und Gleichstromanteil kann erreicht werden, dass der Laser in einem sehr kurzen Zeitfenster die Schwelle überschreitet. Dies führt zur Ausbildung kurzer optischer Impulse. Bei Halbleitermaterialien beträgt die intrinsische Bandbreite der Verstärkung typischerweise etwa 30 nm [Fou94]. Mit aktiver Modenkopplung wurden Impulse einer Dauer von 2,7 ps erzeugt [Vas95]. Durch hybride Modenkopplung konnte Delfyett mit Diodenlasern Impulse mit einer Dauer von 200 fs experimentell erzeugen [Del92]. Unter Ausnutzung der gesamten Verstärkungsbandbreite sollte die Erzeugung von Impulsen mit einer Dauer unter 50 fs möglich sein.

Die aktive Modenkopplung in Diodenlasern kann mit der so genannten Mastergleichung der Modenkopplung theoretisch beschrieben werden [Kel96]:

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = \left[g + \frac{g}{\Omega^2} \frac{d^2}{dt^2} - l - M(1 - \cos \omega_M t) \right] A(t, T) \quad (2.12)$$

mit

$$\begin{aligned} T_R &= \text{Resonatorumlaufzeit} \\ A(t, T) &= \text{Impulseinhüllende} \\ g, l &= \text{Verstärkung, Verluste pro Umlauf} \\ \frac{g}{\Omega^2} \frac{d^2}{dt^2} &= \text{Verstärkungsdispersion} \\ 2M, \omega_M &= \text{Modulationstiefe, Modulationsfrequenz der Verstärkung} \end{aligned}$$

Gleichung 2.12 beschreibt die Änderungen der Impulseinhüllenden $A(t, T)$ durch die verschiedenen Parameter bei einem einmaligen Umlauf im Laserresonator. Die Herleitung der Mastergleichung erfolgte unter Annahme eines lorenzförmigen Verstärkungsprofils mit einer spektralen Breite von 2Ω und einer Zentralfrequenz von ω_0 . Die Veränderung der Impulseinhüllenden $A(t, T)$ über Zeiträume von einigen Resonatorumläufen wird mit der Variablen T beschrieben, wohingegen instantane Änderungen durch die Zeitvariable t berücksichtigt sind. Zur Lösung dieser Gleichung sind Eigenlösungen mit Eigenwert λ_n gesucht:

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = \lambda_n A(t, T). \quad (2.13)$$

Solche Differentialgleichungen 2. Ordnung lassen sich durch Gauß-Hermit-Polynome lösen. Für den Spezialfall $\lambda = 0$ ergibt sich für die Einhüllende des Impulses ein Gauß-Profil mit der Intensität:

$$|A(t)|^2 = |A_0|^2 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right). \quad (2.14)$$

Die Dauer eines Impulses mit solchem Intensitätsprofil beträgt bei der FWHM-Breite (full width half maximum):

$$\Delta t_p = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \tau = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\omega_M \Omega_g}} \sqrt[4]{\frac{2g}{M}}. \quad (2.15)$$

Bei aktiv modengekoppelten Festkörperlasern lässt sich die theoretisch vorhergesagte Impulsform tatsächlich beobachten. Die experimentell beobachtbaren Impulsformen bei Diodenlasern weichen jedoch in der Regel von den erwarteten Impulsformen deutlich ab. Erweiterte Modelle zur Modenkopplung in Diodenlasern berücksichtigen daher dynamische Effekte im Halbleitermaterial wie die Deformation der sinusförmigen Verstärkungsmodulation aufgrund der Wechselwirkungen zwischen Photonen und Ladungsträgern sowie die Sättigung der Verstärkung, bzw. der Verluste während der Impulspropagation [Vas95]. Außerdem ist aufgrund der hohen Verstärkung in Diodenlasern die Annahme einer minimalen Änderung des Impulses während eines Resonatorumlaufs stark idealisiert. Berechnungen zu diesen Modellen lassen sich nur numerisch mit Finite-Elemente-Methoden [Hel90] oder Transmission-Line-Modellen [Low89] durchführen.

2.3 Nichtlineare Optik

In der nichtlinearen Optik wird im Gegensatz zur klassischen linearen Optik die Frequenzerhaltung nicht mehr gewährleistet. Bei Laserlicht und insbesondere gepulstem Laserlicht ist die Intensität der Strahlung so hoch, dass die Antwortfunktion innerhalb eines Mediums nicht mehr linear ist. Dies eröffnet die Möglichkeit, kohärente Strahlung in andere Wellenlängenbereiche zu konvertieren. Dadurch lassen sich auch mit Diodenlasern Wellenlängenbereiche erschließen, in denen keine direkte Emission möglich ist. In manchen Bereichen existieren bereits direkt emittierende Diodenlaser, oft ist jedoch deren Lebensdauer und die Höhe der optischen Ausgangsleistung sehr begrenzt.

Der erste experimentelle Nachweis einer Frequenzverdopplung ist P. A. Franken im Jahr 1961 in Quarz gelungen [Fra61]. Optisch nichtlineare Experimente zur Frequenzkonversion von Strahlung aus Diodenlasern wurden erstmals 1983 von Miller durchgeführt [Mill83].

Der mittlere und ferne Infrarot-Bereich kann durch optisch parametrische Verstärkung [Sch97], bzw. Differenzfrequenzmischung [Sim93] und der sichtbare und ultraviolette durch Frequenzvervielfachung [Zim95] und Frequenzmischung [KanY95] erreicht werden.

Die Entwicklung von Diodenlasern welche im Blauen Spektralbereich emittieren ist in den letzten Jahren stark fortgeschritten. Mittlerweile sind Diodenlaser im Blauen mit Leistungen bis 50 mW und Lebensdauern im Bereich > 1000 h kommerziell erhältlich [Top04].

Momentan lassen sich jedoch höhere Leistungsklassen nur über die nichtlineare Optik erschließen. Die theoretischen Grundlagen dieser physikalischen Prozesse werden nachfolgend kurz erläutert.

2.3.1 Polarisation

Durchläuft ein Strahlungsfeld ein dielektrisches Medium, so erfolgt eine Auslenkung der Valenzelektronen der jeweiligen Atome oder Moleküle aus ihrer Gleichgewichtslage. Diese temporär erzeugten Dipole erzeugen ein Polarisationsfeld. Die Polarisation \vec{P} ist eine Funktion der elektrischen Feldstärke \vec{E} und lässt sich in einer Taylorreihe entwickeln:

$$\vec{P} = \vec{P}_l + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \quad (2.16)$$

$$= \vec{P}_l + \vec{P}_{nl} \quad (2.17)$$

$$= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E}. \quad (2.18)$$

ε_0 = Dielektrizitätskonstante im Vakuum

$\chi^{(m)}$ = Frequenzabhängige Suszeptibilität m-ter Ordnung, Tensor (m+1)-ter Stufe

Im Bereich der linearen Polarisation, d.h. für hinreichend schwache Felder, ist nur der erste Term der Reihenentwicklung von Bedeutung. Durch $\chi^{(1)}$ werden Effekte wie Absorption (Imaginäranteil des Brechungsindex) und Brechung (Realteil des Brechungsindex) beschrieben. Für größere Feldstärken, insbesondere in fokussierten Laserstrahlen, müssen Terme höherer Ordnung berücksichtigt werden. $\chi^{(2)}$ -Prozesse sind nichtlineare Wechselwirkungen 2. Ordnung. Es handelt sich dabei um Dreiwellenwechselwirkungen wie Summen- und Differenzfrequenzbildung, optisch parametrische Prozesse oder Frequenzverdopplung, die für die Erzeugung neuer spektraler Anteile verantwortlich sind [Koe92]. $\chi^{(3)}$ -Prozesse sind Vierwellenmischprozesse wie die Frequenzverdreifung, die Zweiphotonenabsorption, die stimulierte Raman- und Brillouinstreuung oder der Kerreffekt und treten erst bei noch höheren Intensitäten in Erscheinung. Eine detaillierte Darstellung der nichtlinearen Optik findet man bei Zernike und Midwinter [Zer73] oder Shen [She84]. Im Folgenden wird der für diese Arbeit relevante optische Prozess der Frequenzverdopplung näher betrachtet.

2.3.2 Frequenzverdopplung

Bei der Beschreibung von Dreiwellen-Mischprozessen ergibt sich aus Gleichung 2.16 für die Komponenten des $\vec{P}^{(2)}$ -Anteils

$$P_i^{(2)}(\omega_3) = \varepsilon_0 g \sum_{j,k} \chi_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2). \quad (2.19)$$

Im Fall der Frequenzverdopplung ($\omega_1 = \omega_2$) ist der Entartungsfaktor g , der die Anzahl der unterscheidbaren Permutationen der Frequenzen ω_1 und ω_2 angibt, $g = 1$. Für alle anderen nichtlinearen Prozesse ist $g = 2$.

Die Suszeptibilität $\chi^{(2)}$ ist ein Tensor 3. Stufe mit 27 Komponenten. Da die Reihenfolge der Felder E_j und E_k physikalisch beliebig ist, gilt:

$$\chi_{ijk} = \chi_{ikj} \quad (2.20)$$

und somit reduziert sich die Zahl der unabhängigen Komponenten auf 18. Für Kristalle welche als verlustfrei betrachtet werden, gilt die Kleinman-Symmetrie [Kle62], was bedeutet, dass der Tensor symmetrisch und reell ist:

$$\chi_{ijk} = \chi_{jki} = \chi_{kij}, \quad \chi_{ijk} = \chi_{ijk}^*. \quad (2.21)$$

Im verlustfreien Fall erhält man also 9 weitere Nebenbedingungen, die allerdings nicht unabhängig von Gleichung 2.20 sind. Zusammen mit weiteren Nebenbedingungen aus der Kristallsymmetrie lässt sich die Anzahl der freien Komponenten deutlich reduzieren.

Die Beschreibung der nichtlinearen Polarisation für einen SHG-Prozess allgemein (d.h. ohne Kleinman- und Kristallsymmetrien) ergibt sich aus Gleichung 2.19 zu

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)}(2\omega) \\ P_y^{(2)}(2\omega) \\ P_z^{(2)}(2\omega) \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

mit $d_{ijk} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}$ und $d_{ijk} \rightarrow d_{il}$ gemäß

1	1	2	3	4	5	6
jk	11	22	33	23,32	13,31	12,21.

Zur Vereinfachung von Gleichung 2.22 wird bei festgelegter Polarisations- und Ausbreitungsrichtung der beteiligten elektromagnetischen Wellen ein effektiv wirksamer nichtlinearer Koeffizient d_{eff} angegeben, bei dem die Summation für die gegebene Kristallorientierung bereits ausgeführt ist. Die Beschreibung des nichtlinearen Konversionsprozesses vereinfacht sich durch den skalaren Kopplungskoeffizienten d_{eff} zu

$$P(2\omega) = \varepsilon_0 d_{eff} E(\omega)^2. \quad (2.23)$$

2.3.3 Die gekoppelten Amplitudengleichungen

Die zeitliche und räumliche Entwicklung der beteiligten elektromagnetischen Felder während der Propagation durch einen nichtlinearen Kristall wird durch einen Dreiwellenmischprozess theoretisch beschrieben. Aus den Maxwellgleichungen für Medien mit folgenden Eigenschaften:

1. nichtmagnetisch d.h. relative Permeabilität $\mu = 1$
2. nichtleitend d.h. Leitfähigkeit $\sigma = 0$
3. ohne freie Ladungsträger d.h. Ladungsträgerdichte $\rho = 0$

wie sie für optisch nichtlineare Medien häufig sind, ergibt sich die Wellengleichung einer elektromagnetischen Welle im nichtlinearen Medium:

$$\Delta \vec{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2} - \mu_0 \frac{d^2 \vec{P}_{nl}}{dt^2} \quad (2.24)$$

mit

- ε_0 = dielektrizitätskonstante im Vakuum
- ε = Dielektrizitätstensor
- μ_0 = Permeabilitätskonstante des Vakuums.

In der Lösung von Gleichung 2.24 treten durch die nichtlineare Polarisation im Gegensatz zur linearen Optik zusätzliche Terme auf, die Summen und Differenzen der beteiligten Frequenzen enthalten. Das Auftreten von Linearkombinationen der beteiligten Felder führt zu einer Kopplung untereinander. Betrachtet man nur den nichtlinearen Anteil 2. Ordnung der Polarisation $\vec{P}^{(2)}$, so lassen sich, unter der Voraussetzung von unendlich ausgedehnten ebenen Wellen, gekoppelte Differentialgleichungen für die Dreiwellenwechselwirkung herleiten. Die Wellen lassen sich durch folgende Gleichungen beschreiben:

$$\vec{E}_i(z, t) = A_i(z)e^{-i(\omega_i t - k_i z)} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.25)$$

mit

$$k_i = \text{Beträge der Wellenvektoren } k_i = \frac{n_i \omega_i}{c} = \frac{2\pi n_i}{\lambda}$$

$$\omega_i = \text{Kreisfrequenzen}$$

$$A_i = \text{komplexe Amplituden der Wellen.}$$

Nimmt man an, dass sich über die Distanz von der Größenordnung einer Wellenlänge λ die Amplituden A_i der elektromagnetischen Welle nur wenig ändern, ("slowly varying amplitude approximation") gilt

$$\left| \frac{d^2 A_i(z)}{dz^2} \right| \ll \left| k \frac{dA_i(z)}{dz} \right| \quad (2.26)$$

Mit dieser Näherung ergeben sich mit den Gleichungen 2.24 und 2.25 die so genannten Amplitudengleichungen der Dreiwellenwechselwirkung:

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} d_{eff} A_3(z) A_2^*(z) e^{i\Delta k z} \quad (2.27)$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = i \frac{\omega_2}{n_2 c} d_{eff} A_3(z) A_1^*(z) e^{i\Delta k z} \quad (2.28)$$

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{n_3 c} d_{eff} A_1(z) A_2(z) e^{-i\Delta k z} \quad (2.29)$$

mit der Wellenvektordifferenz, bzw. Phasenfehlanpassung

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2. \quad (2.30)$$

Aus den Amplitudengleichungen kann für optimale Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) die wichtige Manley-Rowe-Beziehung abgeleitet werden:

$$\frac{1}{\omega_1} \frac{d}{dz} (n_1 |A_1|^2) = \frac{1}{\omega_2} \frac{d}{dz} (n_2 |A_2|^2) = \frac{1}{\omega_3} \frac{d}{dz} (n_3 |A_3|^2). \quad (2.31)$$

Diese Beziehung kann so interpretiert werden, dass bei der Vernichtung eines Photons mit der Frequenz ω_3 genau ein Photon mit der Frequenz ω_1 und eines mit der Frequenz ω_2

erzeugt wird. In diesem Sinn kann $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ als Energieerhaltung und die vektorielle Phasenbeziehung $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ als Impulserhaltung der beteiligten Photonen interpretiert werden. Die gekoppelten Amplitudengleichungen können für den Spezialfall der Frequenzverdopplung ($\omega_1 = \omega_2$ und $\omega_3 = 2\omega_1$) analytisch gelöst werden. Für die Leistung der zweiten Harmonischen folgt [Yar75]:

$$P_{2\omega} = \tanh^2 \left[K^{\frac{1}{2}} l \left(\frac{P_\omega}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta k l}{2} \right) \right] P_\omega \quad (2.32)$$

mit

l = Länge des nichtlinearen Kristalls

A = Querschnittsfläche des fundamentalen Strahls

K = nichtlineare Kopplungskonstante $K = \frac{2\omega^2}{\pi \varepsilon_0 c^3} \frac{d_{eff}^2}{n_{2\omega} n_\omega^2}$.

Für kleine Konversionseffizienzen, d.h. einer vernachlässigbaren Abnahme der Amplitude der erzeugenden Wellen ($\frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{dA_2(z)}{dz} = 0$) gilt [Yar75]:

$$P_{2\omega} = K l^2 \frac{P_\omega^2}{A} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k l}{2} \right). \quad (2.33)$$

Gleichung 2.33 wird maximal für $\Delta k = 0$. In diesem Falle gilt Impulserhaltung und man spricht von Phasenanpassung. Die geringere Ausgangsleistung für $\Delta k \neq 0$ kann wie folgt erklärt werden.

Die induzierte Polarisation 2. Ordnung breitet sich innerhalb des Mediums mit der Phasengeschwindigkeit $v_\omega = c/n(\omega)$ der elektromagnetischen Welle aus. Diese Polarisationswelle erzeugt ihrerseits eine elektromagnetische Welle mit der Frequenz 2ω , die sich mit der Phasengeschwindigkeit $v_{2\omega} = c/n(2\omega)$ ausbreitet. Im allgemeinen unterscheiden sich die Phasengeschwindigkeiten der Fundamentalstrahlung v_ω und der zweiten Harmonischen $v_{2\omega}$. Entlang der Propagationsstrecke innerhalb des nichtlinearen Mediums bildet sich eine \sin^2 -förmige periodische Zu- und Abnahme der Leistung der zweiten Harmonischen durch konstruktive und destruktive Interferenz (s. Abb. 2.7). Nach der so genannten Kohärenzlänge

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_\omega}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (2.34)$$

erreicht die Oberwellenintensität ihr 1. Maximum. Anschließend erfolgt eine Rückkonversion der erzeugten Strahlung in die Fundamentale bis die Intensität wieder auf ein Minimum bei $L = 2l_c$ abgefallen ist. Typische Kohärenzlängen für die Frequenzkonversion von nahinfraroter Strahlung liegen in der Größenordnung von $1 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$. Ein effizienter Energietransfer ist nur dann möglich, wenn die Dispersion $dn/d\omega$ zwischen beiden Wellen minimiert wird, d.h. $n_{Fund} = n_{SHG}$, bzw. $l_c \rightarrow \infty$. In diesem Fall spricht

man von Phasenanpassung. Phasenanpassung kann durch zwei unterschiedliche Verfahren erreicht werden. Zum einen können doppelbrechende Materialien verwendet werden, man spricht in diesem Fall von Phasenanpassung durch Doppelbrechung und zum anderen kann die Technik der Quasiphasenanpassung verwendet werden. Da beide Techniken in dieser Arbeit Verwendung finden, werden sie nachfolgend kurz erläutert.

2.3.4 Phasenanpassung durch Doppelbrechung

In anisotropen Medien ist die Phasengeschwindigkeit nicht nur von der Frequenz sondern auch von der Richtung des Wellenvektors \vec{k} sowie der Polarisation der Strahlung abhängig. Die Doppelbrechung in optisch ein- und zweiachsigen Kristallen bietet somit die Möglichkeit einer Anpassung der Phasengeschwindigkeiten von fundamentaler und frequenzverdoppelter Welle [Gio62, Mak62].

Die Phasenanpassungsbedingung für eine effiziente Frequenzkonversion lautet:

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_3 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = 0. \quad (2.35)$$

Betrachtet man eine rein kollineare Geometrie (kollineare Phasenanpassung) so folgt die Bedingung:

$$\frac{n_3}{\lambda_3} - \frac{n_2}{\lambda_2} - \frac{n_1}{\lambda_1} = 0, \quad (2.36)$$

woraus für den Spezialfall der Frequenzverdopplung ($\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_\omega$ und $\lambda_3 = \lambda_{2\omega} = \frac{\lambda_\omega}{2}$)

$$n_{2\omega} = n_\omega \quad (2.37)$$

folgt.

In Abbildung 2.6 sind für einen negativ einachsigen Kristall die räumlichen Verhältnisse der Brechungsindexellipsoide für die ordentlich und außerordentlich polarisierten Strahlen dargestellt. Bezüglich der z-Achse herrscht Rotations-Symmetrie. In Richtung dieser Achse ist der Brechungsindex unabhängig von der Polarisationsrichtung. Solche Ausbreitungsrichtungen werden als optische Achsen bezeichnet.

Die Ausbreitungsrichtung \vec{k} einer elektromagnetischen Welle spannt mit der optischen Achse die so genannte Hauptebene auf. Wellen, deren Polarisationsrichtung in dieser Ebene liegt, werden als außerordentlich polarisierte Wellen bezeichnet (extraordinary wave). Für die außerordentlich polarisierten Wellen sind die Brechungsindizes $n_e(\omega)$ und $n_e(2\omega)$ vom Winkel θ zwischen optischer Achse (z) und Ausbreitungsrichtung \vec{k} abhängig.

Für die ordentlich polarisierten Wellen (ordinary Wave), deren Polarisationsrichtung senkrecht auf der Hauptebene steht, sind die Brechungsindizes $n_o(\omega)$ und $n_o(2\omega)$ unabhängig von der Ausbreitungsrichtung. Phasenanpassung ist für den Winkel θ gegeben, für den

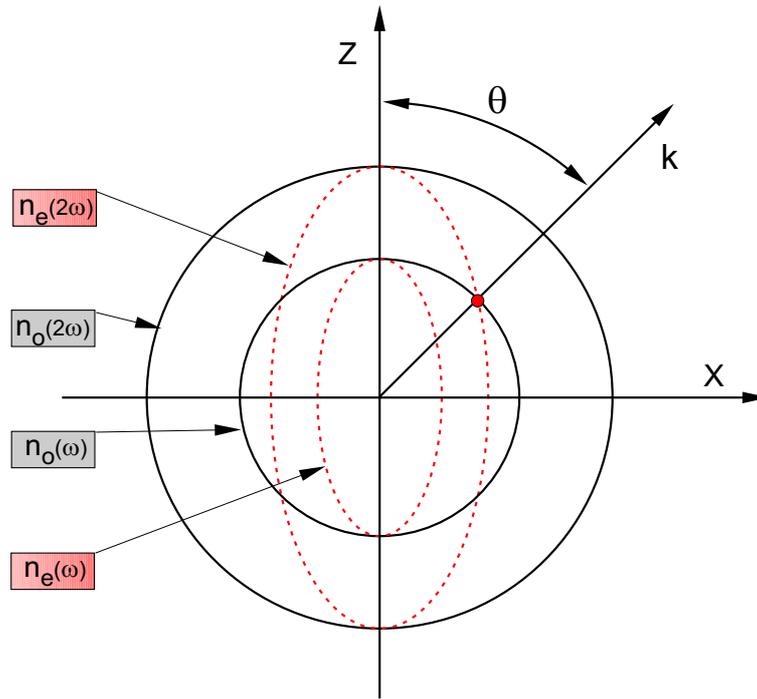


Abbildung 2.6: Abhängigkeit des Brechungsindex von der Ausbreitungsrichtung und Polarisation. Brechungsindex-Ellipsoide für die Fundamentalarstrahlung ($n_o(\omega)$ und $n_e(\omega)$) und die zweite Harmonische ($n_o(2\omega)$ und $n_e(2\omega)$) eines optisch negativ ($n_o > n_e$) uniaxialen Kristalls.

der Brechungsindex $n_o(\omega)$ gleich dem von $n_e(2\omega)$ ist. Für eine außerordentlich polarisierte elektromagnetische Welle, die sich unter einem Winkel $0^\circ < \theta < 90^\circ$ zu einer optischen Achse ausbreitet, ist die dielektrische Verschiebung \vec{D} nicht mehr parallel zum elektrischen Feld \vec{E} . Zwischen dem Wellenvektor \vec{k} ($\perp \vec{D}$) und der Energieflussrichtung \vec{S} (Pointingvektor, $\perp \vec{E}$) existiert daher ein Winkel ϱ (walk-off-Winkel). Im Fall negativ uniaxialer Kristalle gilt:

$$\tan(\varrho) = \frac{1}{2} n_e(\theta)^2 (n_e^{-2} - n_o^{-2}) \sin(2\theta). \quad (2.38)$$

Die Energieflüsse der ordentlich und der außerordentlich polarisierten Wellen laufen auseinander und beschränken somit die Wechselwirkungslänge der Strahlen und damit die Effizienz des Konversionsprozesses. Diese Art der Phasenanpassung unter einem Winkel zwischen $0^\circ < \theta < 90^\circ$ nennt man kritische Phasenanpassung.

Für Phasenanpassungswinkel von $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 90^\circ$ kann bei verschiedenen Kristallen durch eine Änderung der Temperatur Phasenanpassung erreicht werden. Voraussetzung hierfür ist eine entsprechende Differenz der Temperaturgradienten der Brechungsindizes für ordentliche und außerordentliche Wellen. In diesem Fall tritt kein „walk-off“-Winkel auf und man spricht von nichtkritischer Phasenanpassung.

Bei nichtkritischer Phasenanpassung sind die Akzeptanzbreiten für die Wellenlänge, Tem-

peratur und Winkel etwa eine Größenordnung höher als bei kritischer Phasenanpassung, weshalb diese Art der Phasenanpassung bevorzugt wird.

2.3.5 Quasiphasenanpassung

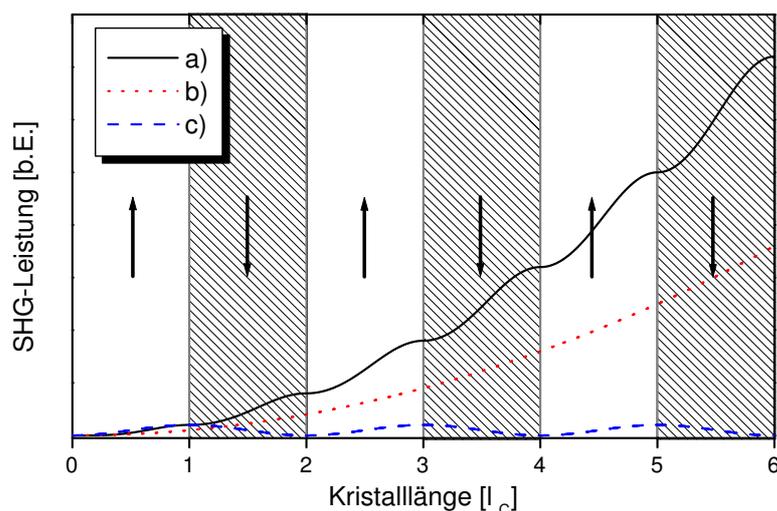


Abbildung 2.7: Intensität der Frequenzverdoppelten Strahlung in Abhängigkeit von der durchlaufenen Strecke im nichtlinearen Medium für drei Fälle: a) Quasiphasenanpassung (QPM), b) Phasenanpassung mittels Doppelbrechung und c) keine Phasenanpassung.

Bei der Phasenanpassung durch Doppelbrechung kann die Phasenanpassungsbedingung oft nur für bestimmte Wellenlängenkombinationen, die von den Kristalleigenschaften vorgegeben sind, erfüllt werden. Außerdem wird bei kritischer Phasenanpassung mit zunehmender Kristalllänge, durch den „walk-off“-Winkel und die geringer werdende Winkelakzeptanz, die Konversionseffizienz beeinträchtigt. Des Weiteren ist die Ausbreitungsrichtung im Kristall festgelegt, so dass im allgemeinen nicht die größte Komponente des nichtlinearen Suszeptibilitätstensors $\chi^{(2)}$ ausgenutzt werden kann.

In Abschnitt 2.3.3 ist diskutiert worden, dass Phasenfehlanspassung zu einer oszillierenden Zu- und Abnahme der Leistung der zweiten Harmonischen entlang der Propagationsstrecke im nichtlinearen Medium führt (Abb. 2.7). Nach der Kohärenzlänge l_c ist das Maximum der Konversion erreicht (Gleichung 2.34).

Bei der Quasiphasenanpassung (*Quasi-Phasematching*, QPM) wird im Abstand von l_c die relative Phase zwischen der Polarisation und der Fundamentalstrahlung um $180^\circ (\pi)$ geändert [Sut96, Han99]. Dadurch ergibt sich im Mittel ein Anstieg der Konversions-

effizienz, wie er in Abbildung 2.7 dargestellt ist ². Die Idee der Quasiphasenanpassung wurde bereits 1962 von Armstrong et. al. vorgeschlagen [Arm62]. Quasiphasenanpassung ist weniger effizient als optimale Phasenanpassung mit $\Delta k = 0$. Da bei der Technik der Quasiphasenanpassung die Dispersion zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen nicht vollständig kompensiert ist, ergibt sich eine geringere Konversionseffizienz im Gegensatz zu einer optimalen Phasenanpassung durch Doppelbrechung. Die effektive Nichtlinearität ist in diesem Fall:

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{ij}. \quad (2.39)$$

Im Allgemeinen wird bei der Quasiphasenanpassung jedoch eine höhere Nichtlinearität erreicht, da im Gegensatz zur Phasenanpassung durch Doppelbrechung die größte Komponente des Suszeptibilitätstensors $\chi^{(2)}$ ausgesucht werden kann.

2.3.6 Physikalische Eigenschaften von KTP

Die in dieser Arbeit verwendeten periodisch gepolten Kalium-Titanyl-Phosphat (KTiOPO_4) Kristalle (kurz pp-KTP) sind Ferroelektrika. Diese besitzen eine singuläre polare Achse (z-Achse) und daher kein Inversionszentrum, so dass sie eine optische Nichtlinearität $\chi^{(2)}$ aufweisen. Durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes kann die Polarisation in einzelnen Bereichen (Domänen) dieser Kristalle umgeordnet werden, so dass Bereiche mit entgegengesetzter Polarisation entstehen. In diesen Bereichen ist somit das Vorzeichen der nichtlinearen Polarisation invertiert. Ist die Anordnung der Domänen periodisch mit einer Periodenlänge, die der doppelten Kohärenzlänge $\Lambda = 2l_c$ entspricht, so wird die Phasenfehlanpassung nach jeder Kohärenzlänge l_c wieder auf Null gesetzt. In Abbildung 2.8 ist der prinzipielle Aufbau eines solchen Kristalls schematisch dargestellt.

In vergleichenden Untersuchungen von Woll [Wol01] zeichnete sich pp-KTP gegenüber anderen periodisch gepolten Materialien in besonderer Weise aus. Bei den in dieser Arbeit eingesetzten nichtlinearen Kristallen handelt es sich ausschließlich um periodisch gepoltes KTP der Firma Raicol Crystals Ltd. Die Herstellung dieser Kristalle erfolgte mit dem Flux-Verfahren, bei dem der Kristall bei Atmosphärendruck gezüchtet wird. Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber dem Hydrothermalverfahren, welches derzeit auch eingesetzt wird ist dass wesentlich größere Volumina realisierbar sind.

²Ein Anstieg der Konversionseffizienz ist auch bei einer Änderung der Phase nach einem Vielfachen der Kohärenzlänge möglich. Der Vorteil dieser Quasiphasenanpassung höherer Ordnung ist die einfachere technische Realisierung der Polungsperioden. Die effektive Nichtlinearität nimmt jedoch mit zunehmender Ordnung der QPM ab.

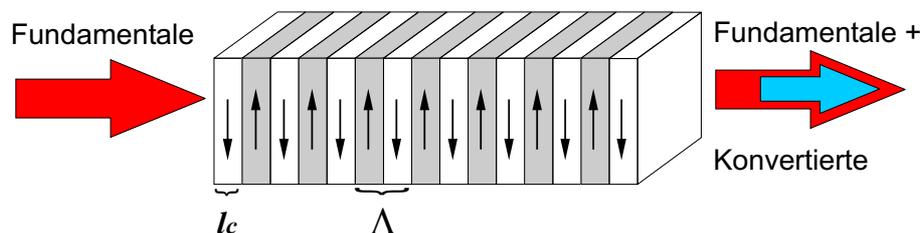


Abbildung 2.8: Aufbau eines Kristalls mit periodischer Polung (Polungsperiode Λ) für quasiphasenangepasste Frequenzkonversion. Das Vorzeichen des nichtlinearen Koeffizienten wird jeweils nach einem ganzzahligen Vielfachen der Kohärenzlänge l_c invertiert. Die Richtung der Polarisierung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

Beim Hydrothermalverfahren wird der Kristall mittels eines Keims, welcher sich in einer wässrigen Lösung aus Titandioxid und Kaliumphosphat befindet, gezüchtet. Durch die extremen Umgebungsanforderungen, mit hohen Temperaturen bei 600 °C und einem Druck um 1800 bar, können mit diesem Verfahren nur kleine Volumina hergestellt werden.

Dem Vorteil der großen Volumina bei der Herstellung mittels Flux-Verfahren steht eine hohe ionische Leitfähigkeit entgegen, wodurch die periodische Polung in einem externen elektrischen Feld erschwert wird. Dieses Problem wird durch die Technik des kryogenen Polens umgangen. Bei einer Temperatur von ca. 170 K kann ohne vorherigen dielektrischen Durchbruch die Koerzitivfeldstärke von ca. 2 kV/mm erreicht werden.

KTP besitzt eine Transparenz, welche sich vom nahen UV- bei 0,35 μm bis in den mittleren Infrarot-Bereich bei 4,5 μm erstreckt [Ris03]. Der hohe nichtlineare Koeffizient von d_{33} von $18,5 \pm 1,9$ pm/V entspricht einem d_{eff} von $11,8 \pm 1,2$ pm/V für eine optimale Phasenanpassung in erster Ordnung und zeichnet KTP als besonders interessantes Kristallmaterial für die Frequenzkonversion aus [Van92].

Die Absorption des Kristallmaterials ist mit 0,1 %/cm bei 1064 nm bis 1 %/cm bei 532 nm sehr niedrig, sodass keine thermischen Effekte bei der Frequenzverdopplung zu erwarten sind [Skl03]. Die Zerstörschwelle beträgt 500 MW/cm² [Ris03]. Die Impulsenergiedichte der im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Impulse lag unterhalb von 50 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ und lag somit um Größenordnungen unter dem kritischen Wert von 5 J/cm². Die Brechungsindizes in z-Richtung können mittels der Sellmeiergleichungen in Anhang B bestimmt werden und betragen für die Fundamentale $n_z(920 \text{ nm}) = 1,8372$ und für die zweite Harmonische $n_z(460 \text{ nm}) = 1,9204$ [Fan87]. Daraus ergibt sich eine Polungsperiode von $\Lambda = 5,5 \mu\text{m}$ für die Quasiphasenanpassung bei 920 nm in erster Ordnung. Die Bandbreitenakzeptanz beträgt 0,18 nm cm bei 920 nm.

Mit dem Verfahren der kryogenen Polung können derzeit Kristalle mit einer Dicke von 1 mm und einer Breite von 2 mm über eine Länge von 30 mm unter Einhaltung der Polungshomogenität hergestellt werden.

Neben den hervorragenden Eigenschaften bezüglich der effizienten Frequenzkonversion sind auch nachteilige Eigenschaften zu erwähnen [Bou94]. Bei der blauinduzierten Infrarotabsorption (BLIIRA) führt die induzierte Absorption zu einer Reduktion der Konversionseffizienz und somit zu einer thermischen Destabilisierung. Des Weiteren ist der Effekt des so genannten *Gray Tracking* in der Literatur beschrieben. Hierbei findet entlang der Strahlachse eine irreversible Eintrübung durch das Lichtfeld der zweiten Harmonischen statt und führt somit zu einer geringeren SHG-Effizienz. Beide Phänomene zeigen erst Auswirkungen ab Intensitäten oberhalb von ca. 100 MW/cm². Die Leistungsdichten der im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Impulse liegen mit Impulsspitzenleistungsdichten von 2 MW/cm² um zwei Größenordnungen unter diesem Wert.

2.3.7 Frequenzverdopplung mit gaußschen Strahlen

In Abschnitt 2.3.3 ist mit Gleichung 2.33 eine Näherung der analytischen Lösung aus den gekoppelten Amplitudengleichungen für den Spezialfall der Frequenzverdopplung angegeben. Diese Näherung gilt für kleine Konversionseffizienzen, d.h. für eine vernachlässigbare Abnahme der Amplitude der erzeugenden Wellen. Des Weiteren wurden bei der Herleitung unendlich ausgedehnte ebene Wellen vorausgesetzt.

In realen Systemen muss aber von Strahlung mit einer gaußschen Feldverteilung ausgegangen werden. Gleichung 2.33 zeigt, dass die Leistung der zweiten Harmonischen auch von der Strahlquerschnittsfläche abhängt. In der Regel wird deshalb zur Erhöhung der Konversionseffizienz die Strahlung in das nichtlineare Medium fokussiert. Von Boyd und Kleinman [Boy68] wurde unter der Annahme einer gaußschen Feldverteilung in den gekoppelten Amplitudengleichungen 2.27 für den Fall vernachlässigbarer Intensitätsabnahme der beteiligten Felder, d.h. geringer Konversionseffizienz und Typ-I Phasenanpassung (oo→e, ee→o), folgende Näherungslösung angegeben:

$$P_{2\omega} = \frac{2 \omega^2}{\pi \varepsilon_0 c^3} \frac{d_{eff}^2}{n_{2\omega} n_{\omega}^2} l P_{\omega}^2 k_{\omega} h_m(\sigma, B\xi^{-\frac{1}{2}}\kappa, \xi, \mu) \quad (2.40)$$

$$= K l P_{\omega}^2 k_{\omega} h_m(\sigma, B\xi^{-\frac{1}{2}}\kappa, \xi, \mu) \quad (2.41)$$

mit

- $\sigma = \frac{1}{2} b \Delta k$ Phasenanpassungsparameter
 $B = \frac{1}{2} \varrho (l k_\omega)^2$ Doppelbrechungsparameter
 $\kappa = \frac{1}{2} \alpha b$ Absorptionsparameter
 $\xi = \frac{l}{b}$ Fokussierungsparameter
 $\mu = \frac{l-2f}{l}$ Parameter der Fokusposition
 $b =$ konfokaler Parameter
 $\varrho =$ „walk-off“-Winkel
 $\alpha =$ Absorptionskoeffizient
 $f =$ Abstand der Strahlteile zum Kristallanfang.

Für ebene Wellen zeigt Gleichung 2.33 eine quadratische Abhängigkeit der Leistung der zweiten Harmonischen von der Kristalllänge. Unter Berücksichtigung fokussierter gaußscher Strahlen steigt die Leistung der zweiten Harmonischen jedoch nur linear mit der Kristalllänge an. Die numerisch zu ermittelnde Strahlüberlappfunktion $h_m(\sigma, B\xi^{-\frac{1}{2}}\kappa, \xi, \mu)$ berücksichtigt die Auswirkung des „walk-off“-Winkels und die Strahldivergenz auf den Konversionsprozess. Bei vernachlässigbarer Absorption ($\kappa = 0$), einer optimalen Fokusposition in der Kristallmitte ($\mu = 0$) und einer optimierten Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) und damit auch ($\sigma = 0$) vereinfacht sich die Strahlüberlappfunktion und ist nur noch von B und ξ abhängig:

$$h_m(B, \xi) = h_m(0, B \xi^{-\frac{1}{2}}, 0, \xi, 0). \quad (2.42)$$

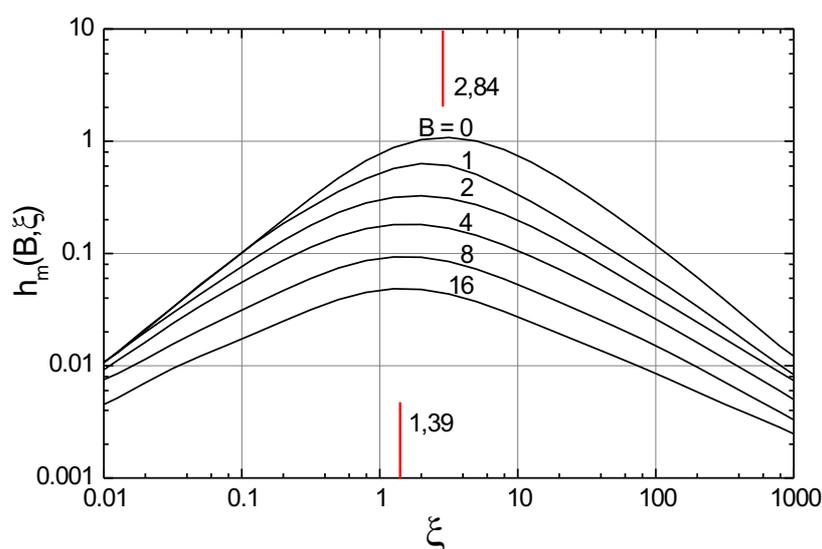


Abbildung 2.9: Überlappfunktion $h_m(B, \xi)$ für Typ I - Phasenanpassung in Abhängigkeit des Fokussierungsparameters ξ für verschiedene Werte des Doppelbrechungsparameters B [Boy68].

In Abbildung 2.9 ist die numerisch ermittelte Funktion $h_m(B, \xi)$ in Abhängigkeit vom Fokussierungsparameter ξ für unterschiedliche Werte des „walk-off“-Parameters B in einer doppellogarithmischen Darstellung aufgetragen. Für nichtkritische Phasenanpassung ($B = 0$) wird das absolute Maximum mit einem Wert von $h_m(B, \xi) = 1,068$ bei einem Fokussierparameter von $\xi = 2,84$ erzielt. Dies bedeutet, für eine optimale Kristalllänge von $L_{opt} = 2,84 \times b$ wird bei nichtkritischer Phasenanpassung die höchste Konversionseffizienz erreicht. Mit zunehmenden „walk-off“-Parameter B verkleinert sich das Maximum der Funktion $h_m(B, \xi)$. Dies bedeutet eine geringere Konversionseffizienz für kritische Phasenanpassung bei sonst gleichen Bedingungen.

2.3.8 Frequenzkonversion ultrakurzer Lichtimpulse in dispersiven Medien

Ultrakurze Lichtimpulse lassen sich sowohl im Zeitbild durch eine zeitabhängige Amplitude $A(t)$, als auch im Frequenzbild durch eine um die Mittenfrequenz ω_0 verteilte spektrale Amplitude $\tilde{A}(\omega)$ darstellen. Beide Darstellungen sind über die Fouriertransformation miteinander verknüpft. Die Intensitätsverteilung ist von der Art der Impulserzeugung abhängig. In der Regel ergeben sich in passiv modengekoppelten Systemen Laserimpulse mit sech²-förmiger Intensitätsverteilung und bei aktiver Modenkopplung eine gaußförmige Intensitätsverteilung.

Der Eintritt von ultrakurzen Lichtimpulsen in disperse Medien ($dn/d\omega \neq 0$) führt zu einer Beeinflussung der Impulsform und der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Mathematisch lassen sich diese Effekte auf die Dispersionsrelation zurückführen, welche die Abhängigkeit des Betrags des Wellenvektors \vec{k} von der Frequenz ω , bzw. der Wellenlänge λ angibt:

$$k_\omega = \frac{n(\omega)\omega}{c_0} \quad (2.43)$$

Die Dispersionsrelation kann in der Nähe der Zentralfrequenz als Potenzreihe nach der Frequenz ω entwickelt werden.

$$k_\omega = k_{\omega_0} + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.44)$$

$$= k_{\omega_0} + \beta^{(1)} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta^{(2)} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.45)$$

mit den Koeffizienten

$$\frac{1}{\beta^{(1)}} = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)^{-1} = \frac{c_0}{n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}} = v_g = \text{Gruppengeschwindigkeit} \quad (2.46)$$

$$\beta^{(2)} = \frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} = GVD = \text{Gruppengeschwindigkeitsdispersion} \quad (2.47)$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_g ist die Geschwindigkeit, mit der sich der Schwerpunkt eines Lichtimpulses innerhalb eines Mediums ausbreitet. Bei mehreren Impulsen mit unterschiedlichen Zentralfrequenzen führt der Geschwindigkeitsunterschied zu einem zeitlichen Auseinanderlaufen der verschiedenen Impulse. Ein Maß für das zeitliche Auseinanderlaufen (zeitlicher *walk-off*) zweier Lichtimpulse ist der Gruppengeschwindigkeitsunterschied (*GVM, group velocity mismatch*):

$$GVM(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{v_g(\lambda_1)} - \frac{1}{v_g(\lambda_2)}. \quad (2.48)$$

Der Gruppengeschwindigkeitsunterschied GVM wird in fs/mm angegeben. Der Laufzeitunterschied $t(\lambda_{1,2})$ bei einer Kristalllänge L ergibt sich dann zu:

$$t(\lambda_{1,2}) = L \cdot GVM(\lambda_1, \lambda_2). \quad (2.49)$$

Das Auseinanderlaufen von Lichtimpulsen aufgrund ihres Gruppengeschwindigkeitsunterschiedes ist ein limitierender Faktor der nichtlinearen Wechselwirkung, weil dadurch die Wechselwirkungslänge begrenzt wird.

Ein weiterer Faktor, der die Impulseinhüllende verändert, ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (*GVD, group velocity dispersion*). Da sich verschiedene Frequenzkomponenten mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten im Medium ausbreiten, führt dies zu einer linearen Frequenzmodulation (*chirp*). Ein Fourierlimitierter Impuls mit einer gaußförmigen Einhüllenden erfährt beim Durchlaufen eines dispersiven Mediums der Länge L eine zeitliche Verbreiterung gemäß:

$$\tau_{nach} = \tau_{vor} \sqrt{1 + 7.678 \left(\frac{|\beta^{(2)}|L}{\tau_{vor}^2} \right)^2}. \quad (2.50)$$

Berechnungen zeigen für Impulse einer Dauer von 10 ps bei einer Wellenlänge von 920 nm und einer *GVD*, die nach den Sellmeiergleichungen von Bierlein und Fan [Bie89, Fan87] (Anhang B) für KTP etwa 210 fs²/mm beträgt, dass die zeitliche Verbreiterung beim Durchlaufen eines 20 mm langen Kristalls vernachlässigt werden kann. Das Gleiche gilt für Impulse gleicher Dauer bei der halben Wellenlänge mit einer *GVD* von 910 fs²/mm. Eine merkliche Verbreiterung ist erst im Sub-Pikosekundenbereich feststellbar. Da im Rahmen dieser Arbeit nur Impulse einer Dauer > 10 ps erzeugt und charakterisiert wurden, zeigte dieser Effekt hier keine Auswirkungen.

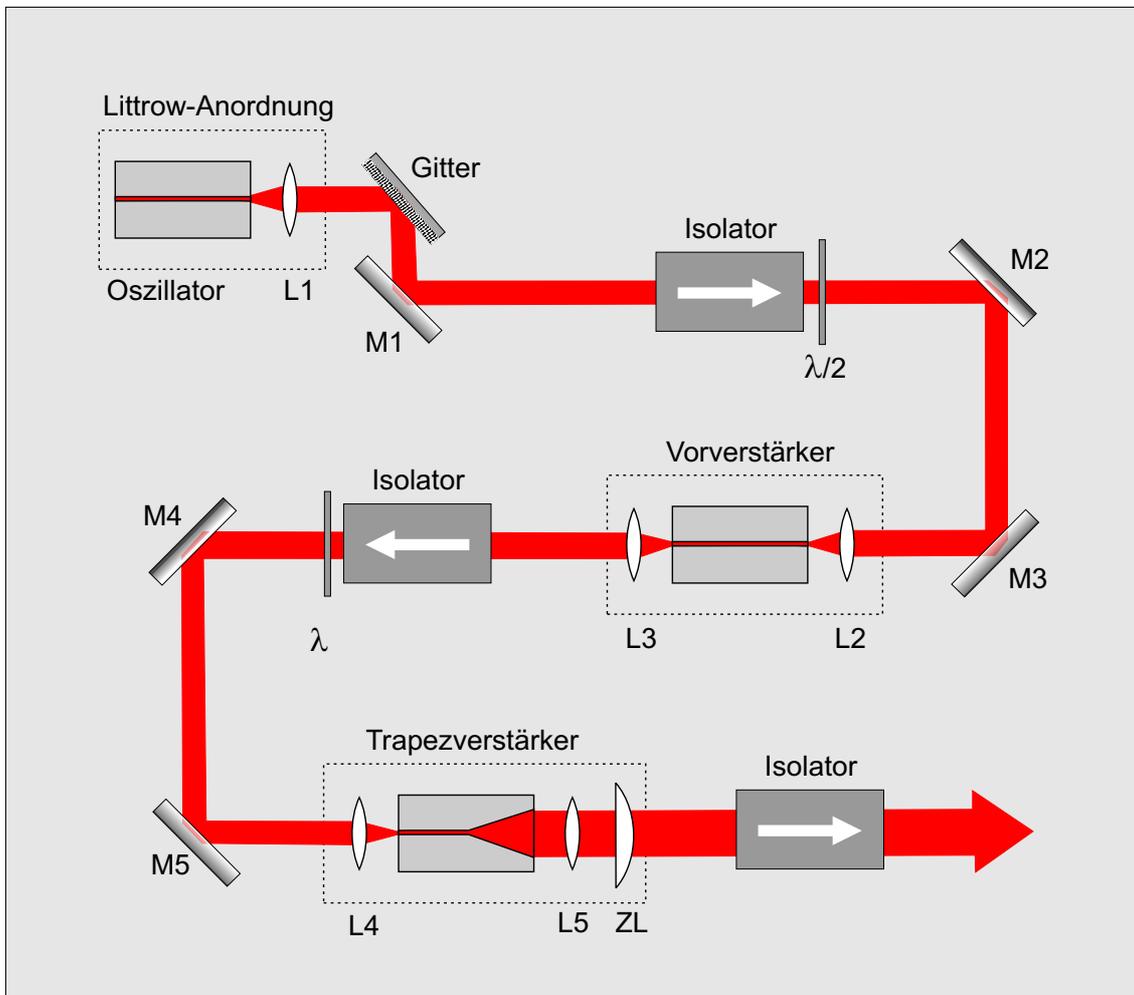


Abbildung 2.10: Darstellung des in dieser Arbeit verwendeten Oszillator-Verstärker-Systems (*Master-Oscillator Power-Amplifier*, MOPA). Bei diesem System wird die Strahlung aus dem Oszillator in Littrow-Anordnung in einem Einstreifen-Vorstärker soweit verstärkt, dass der nachfolgende Hochleistungs-Trapez-Verstärker in Sättigung betrieben werden kann.

Kapitel 3

Untersuchung der verwendeten Komponenten im kontinuierlichen Betrieb

In den nun folgenden Abschnitten werden die in dieser Arbeit verwendeten Halbleiter-Komponenten, die in der Realisierung von Hochleistungsdiodenlaser Oszillator-Verstärker-Systemen (Abb. 2.10) Verwendung fanden, beschrieben und charakterisiert. Die erste Stufe dieser Systeme bestand aus einem Einstreifen-Oszillator mit externem Resonator in Littrow-Anordnung (Abb. 3.1). Die optische Ausgangsleistung dieser Stufe konnte in der nachfolgenden Verstärkerstufe, bestehend aus einem Einstreifen-Verstärker, weiter erhöht werden. Insbesondere im gepulsten Betrieb, bei dem der Oszillator an der Schwelle betrieben wird, erfolgte hier eine Erhöhung der optischen Leistung von weniger als 1 mW in den Bereich mehrerer 10 mW.

Die Verstärkung in den Multiwatt-Bereich erfolgte in Hochleistungs-Verstärkern, deren aktive Zone sich trapezförmig aufweitet. Untersucht wurden Trapezverstärker der Firmen: Spektra Diode Labs (SDL, San Jose, USA), Osram Opto-Semiconductor (Regensburg, D) und des Ferdinand Braun Instituts für Höchstfrequenztechnik (FBH, Berlin, D). Die Komponenten unterscheiden sich zum Teil in der Fertigungstechnik und auch in der Geometrie der aktiven Zone. Die vergleichenden Untersuchungen dieser Schlüsselkomponenten im Dauerstrichbetrieb liefert erste Auswahlkriterien, welche Komponenten für die nachfolgende Verstärkung von Pikosekundenimpulsen geeignet sind.

Sowohl die räumliche- und die spektrale Strahlqualität als auch die optische Ausgangsleistung sind entscheidende Kriterien für die Konversion in den sichtbaren Spektralbereich. Insbesondere die Methode von Woll [Wol01] zur Ermittlung der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich stellt hier eine verlässliche Methode zur Vorselektion dar.

3.1 Einstreifen- Diodenlaser in Littrow-Anordnung

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchung des verwendeten Oszillators im kontinuierlichen Betrieb dargestellt. Es handelt sich hierbei um einen Einstreifen-Diodenlaser der Firma Spectra Diode Labs (SDL BHS 896) im Materialsystem InGaAs mit einer Emissionswellenlänge im Bereich von ca. 900 bis 930 nm. Die aktive Resonatorlänge betrug $l_{Res} = 0,75$ mm. Während die Rückfacette hochreflektierend beschichtet war, wurde die Austrittsfacette zusätzlich mit einer hochwirksamen Antireflexbeschichtung versehen. Dies war notwendig, um die aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds zwischen Luft und Halbleitermaterial entstehende Fresnelreflektivität zu minimieren. Die Restreflektivität dieser Antireflexbeschichtung war weniger als 0,01 %. Zusätzlich erfolgte die Emission der Strahlung aus einem gewinkelten Wellenleiter (interner Winkel 5°) unter einem externen Winkel von 17° . Mit diesen Maßnahmen war der Betrieb in einem externen Resonator ohne die negativen Effekte von gekoppelten Resonatoren möglich. Bei dem so genannten *gekoppelten Fabry-Pérot Resonator Effekt* entsteht ein komplexes optische Spektrum aus Modenclustern, die eine komplette Ausnutzung der intrinsischen Verstärkungsbandbreite des Diodenlasers zur Impulserzeugung durch Modenkopplung verhindern.

Abbildung 3.1 zeigt den experimenteller Aufbau des Einstreifen-Diodenlasers mit gekrümmtem Wellenleiter im externen Gitterresonator und einem nachfolgenden optischen Isolator. Dieser Isolator (Typ Gsänger FR 920, 30 dB) war notwendig, um Reflexe von nachfolgenden Komponenten oder Diagnoseinstrumenten in den Oszillator zu vermeiden.

Die Stromversorgung des Diodenlasers erfolgte über eine DC-Stromquelle (ILX Lightwave LDX-362). Die Temperatur war mit einem Peltierelement in Verbindung mit einem tempe-

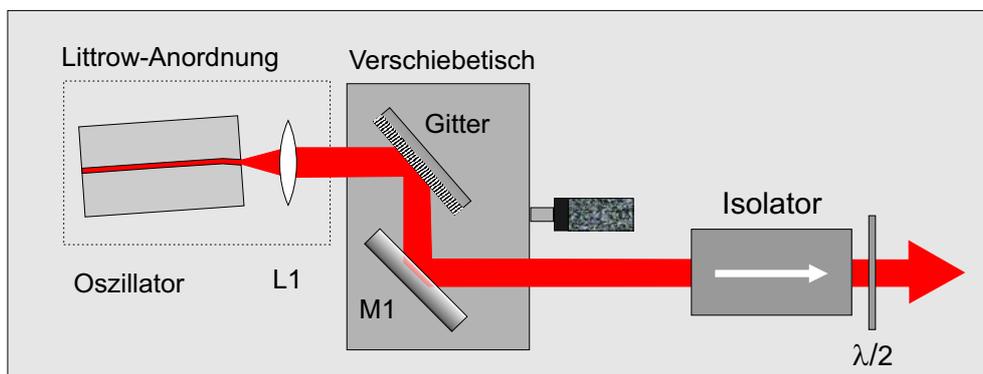


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau des Einstreifen-Diodenlasers mit gekrümmtem Wellenleiter im externen Gitterresonator in Littrow-Anordnung.

raturabhängigen Widerstand über einen thermoelektrischen Temperaturregler (Thorlabs TED 200) auf eine Halter-Temperatur von 20 °C stabilisiert. Die vom Oszillator emittierte Strahlung wurde mit einer sphärischen Linse L1 (Thorlabs C230 TM-B, $f = 4,6$ mm) kollimiert. Das drehbar gelagerte Beugungsgitter (Spektrogon, 10 mm x 25 mm, 1600 Linien/mm, Blacewellenlänge 900 nm) bildete mit der hochreflektierenden Rückfacette des Oszillators den externen Resonator in Littrow-Anordnung.

Bei dieser Anordnung wird die aus dem Oszillator auf das Gitter einfallende Strahlung in erster Ordnung wieder in den Oszillator reflektiert. Über die 0. Beugungsordnung erfolgt die Auskopplung der Strahlung. Ein mit dem Gitter auf einem Verschiebetisch angebrachter Umlenkspiegel (HR 920nm 45 °) erlaubte eine stufenlose Variation der Resonatorlänge ohne Strahlversatz. Durch diese Anordnung gewinnt man mehrere Vorteile. Zum einen ermöglicht die Drehung des Gitters eine einfache Wellenlängendurchstimmung in einem durch die Verstärkungsbandbreite begrenzten Bereich. Des Weiteren ist die zur Erzeugung von Impulsen notwendige Modulationsfrequenz aufgrund der Resonatorverlängerung in technisch besser beherrschbare Frequenzbereiche gerückt. Außerdem erfolgt über das Gitter eine für die Impulserzeugung mit Diodenlasern erforderliche spektrale Begrenzung.

Zunächst wurde der Oszillator ohne externen Resonator betrieben, um die Leistungskennlinien für verschiedene Temperaturen zu ermitteln. Die Aufnahme erfolgte mit einem kalorimetrischen Leistungsmessgerät (Melles Griot 13PEM001). In Abbildung 3.3 sind die gemessenen Kennlinien für drei unterschiedliche Halter-Temperaturen (10 °C, 20 °C, 30 °C) dargestellt. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt etwa 0,8 W/A und die Laserschwelle sinkt von 15 mA bei 30 °C auf 12 mA bei 10 °C. Mit einer Temperaturänderung erfolgt auch eine Änderung der zentralen Wellenlänge der spektral breitbandigen Strahlung. Für die Abhängigkeit von der Temperatur ergab sich ein Wert von 0,25 nm/K. Dies entspricht in etwa dem Wert von AlGaAs-Diodenlasern von 0,3 nm/K. Die Form und Breite des Spektrums dieser Emission entspricht dem in Abbildung 3.4 dargestellten breitbandigen ASE Untergrund für eine Rückkopplung am Rande des Verstärkungsbereichs.

Die spektralen Eigenschaften der emittierten Strahlung wurden mit einem Doppelgittermonochromator untersucht. Hierbei handelt es sich um ein Gerät der Firma ANDO (Modell AQ-6317B) mit einer Auflösung von 0,015 nm. Abbildung 3.2 zeigt die Feinstruktur des Spektrums der emittierten Strahlung aufgrund der Facetten-Restreflektivität. Der mittlere Abstand der Maxima beträgt $\Delta\lambda = 0,142$ nm. Mit $L_{opt} = \lambda^2/2\Delta\lambda = 2,89$ mm und $n = L_{opt}/L_{geo}$ folgt für eine geometrische Länge der aktiven Zone von 0,75 mm ein Wert von 3,85 für die Brechzahl des Halbleitermaterials ($n = 3,6$ für GaAs, [Kne95], $n = 3,4$ für InGaAs, [Geh99]).

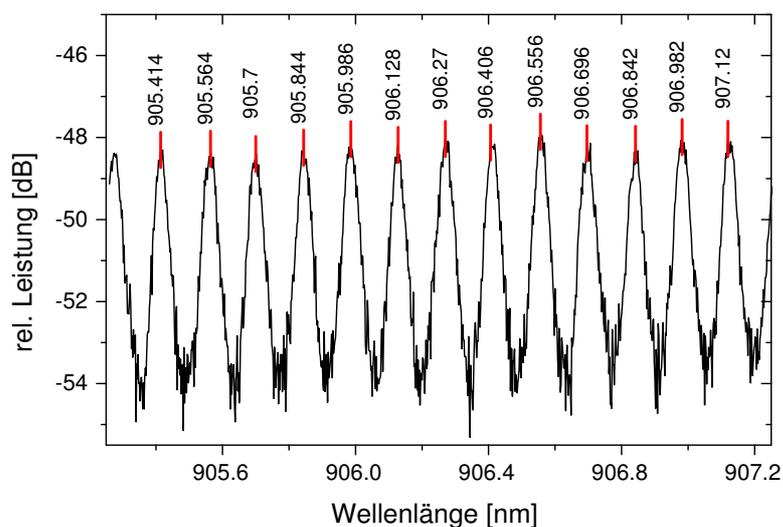


Abbildung 3.2: Feinstruktur des Spektrums der emittierten Strahlung aufgrund der Facetten- Restreflektivität. Der mittlere Abstand der Maxima beträgt $\Delta\lambda = 0,142$ nm. Die Detektion erfolgte mit einer spektralen Auflösung von 0,015 nm.

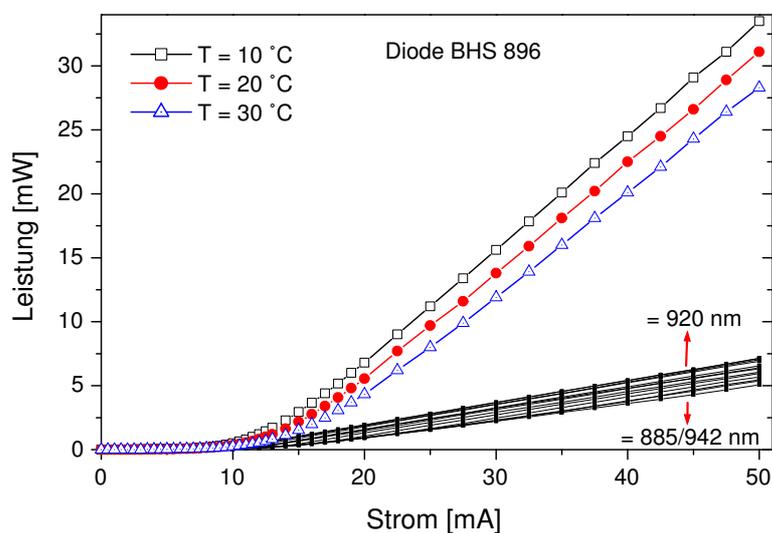


Abbildung 3.3: Leistungskennlinien des Diodenlasers (SDL BHS 896). Ohne Gitterrückkopplung für drei unterschiedliche Temperaturen. Mit Gitterrückkopplung in Littrow-Anordnung über einen Durchstimmbereich von 885 bis 942 nm.

Die Leistungskennlinien für den Oszillator in Littrow-Anordnung wie er in Abbildung 3.1 skizziert ist, sind in Abbildung 3.3 für einen Wellenlängenbereich von 845 bis 942 nm dargestellt. Gemessen wurde bei einer Halter-Temperatur von 20 °C. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt bei einer zentralen Wellenlänge von 920 nm etwa 0,17 W/A und sinkt für die Randbereiche auf Werte von 0,14 W/A. Die Laserschwelle steigt hingegen von 9 mA bei 920 nm auf Werte von 14 mA am Rande des Verstärkungsmaximums.

Durch die Rückkopplung ändern sich die spektralen Eigenschaften der emittierten Strahlung. Das Spektrum besteht zum einen aus einem schmalbandigen Anteil bei der durch die Gitterrückkopplung selektierten Wellenlänge. Zum anderen wird ein breiter Untergrund aus verstärkter Spontanemission emittiert. Die Unterdrückung der verstärkten Spontanemission ist abhängig von der Lage des Verstärkungsmaximums und der für die Rückkopplung selektierten Wellenlänge.

Abbildung 3.4 zeigt für einen Strom von 50 mA die Spektren bei drei unterschiedlichen Wellenlängen. Die Unterdrückung der verstärkten Spontanemission bei einem Betrieb am Rande des Verstärkungsbereiches beträgt nur etwa 15 bis 20 dB. Somit entfällt ein Großteil der emittierten Leistung auf die verstärkte Spontanemission. Wird hingegen eine Wellenlänge in der Nähe des Verstärkungsmaximums selektiert, so beträgt die Unterdrückung deutlich mehr als 40 dB.

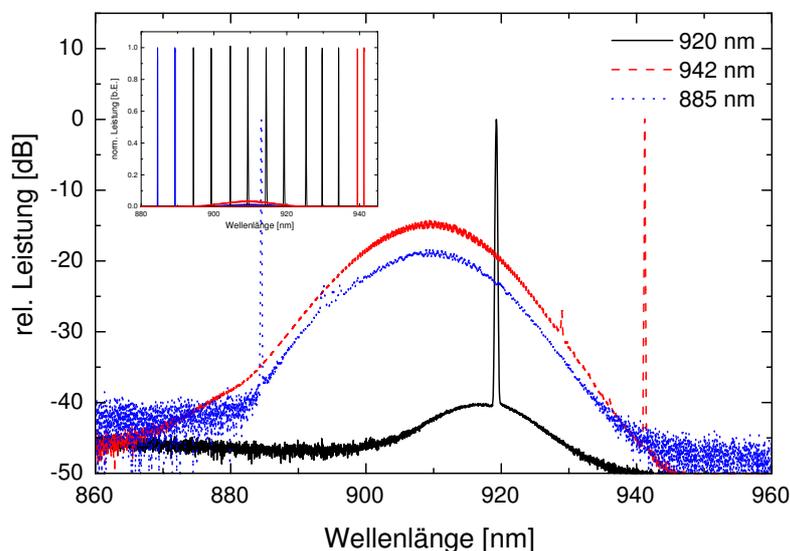


Abbildung 3.4: Halblogarithmische Darstellung optischer Spektren der vom Oszillator (SDL BHS 896) in Littrow-Anordnung emittierten Strahlung über einen Durchstimmbereich von 885 bis 942 nm für einen Strom von 50 mA und eine Halter-Temperatur von 20 °C. Kleines Diagramm: Lineare Darstellung in 5 nm Schritten. Die spektralen Auflösung betrug 0,1 nm.

Für eine nachfolgende Verstärkung der emittierten Strahlung und die anschließende Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich ist dies ein wichtiges Kriterium. Bei einer effizienten Konversion durch optisch nichtlineare Kristalle sollte die spektrale Leistungsdichte möglichst hoch und somit die emittierte Strahlung möglichst schmalbandig sein. Die spektrale Breite des schmalbandigen Anteils der emittierten Strahlung konnte durch den verwendeten Doppelgittermonochromator mit einer Auflösung von 0,015 nm nicht weiter aufgelöst werden. Messungen von Woll zeigten, dass typische Werte für solche Systeme im Bereich von einigen Megahertz liegen [Wol01].

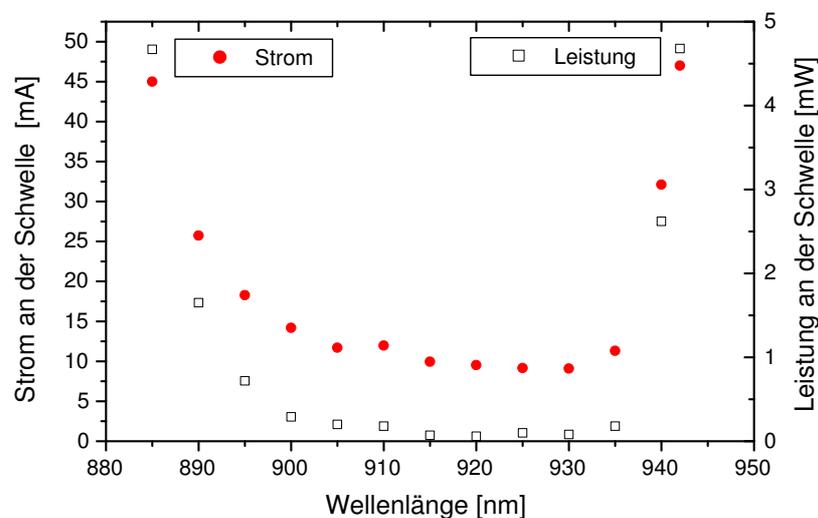


Abbildung 3.5: Oszillatorstrom und emittierte optische Leistung in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die Bedingung, dass der schmalbandige Anteil im Spektrum den breitbandigen Untergrund um 10 dB übersteigt. Ermittelt bei einer spektralen Auflösung von 0,1 nm.

Abbildung 3.5 zeigt die Abhängigkeit des Oszillatorstromes zum Erreichen der Schwelle in Abhängigkeit von der selektierten Wellenlänge. Die Schwelle ist hier so definiert, dass der schmalbandige Anteil der emittierten Strahlung das Maximum des breitbandigen Untergrundes um 10 dB bei einer Auflösung von 0,1 nm überragt. Zusätzlich ist in dem Diagramm die emittierte optische Gesamtleistung in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Auch hier ist zu erkennen, dass am Randbereich der Verstärkung der weitaus größte Anteil der optischen Leistung nicht von der Rückkopplung beeinflusst ist, sondern aus verstärkter Spontanemission besteht.

3.2 Charakteristik des Einstreifenverstärkers

Die optische Leistung der vom Einstreifen-Oszillator in Littrow-Anordnung emittierten Strahlung lag im Bereich von mittleren Stromstärken (50 - 100 mA) zwischen 5 und 10 mW. Da diese optische Leistung im kontinuierlichen Betrieb zum Teil nicht ausreichend war um die Eingangssektion der zu untersuchenden Hochleistungsverstärker zu sättigen, war es notwendig, diese Strahlung in einer Zwischenstufe zu verstärken. Insbesondere bei der Verstärkung von Pikosekundenimpulsen, wenn der Oszillator nahe der Schwelle betrieben wurde und die emittierte optische Leistung weniger als 1 mW, war konnte auf die zusätzliche Verstärkerstufe nicht verzichtet werden.

Die Geometrie dieser Komponente ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Durch die gewinkelten Facetten (interner Winkel 5°) und die Antireflexbeschichtung mit einer Restreflektivität von weniger als 0,01 % wurden Oszillationen innerhalb der Komponente wirksam unterdrückt. Zur Vermeidung störender Reflexe nachfolgender Komponenten war auch hier wieder ein optischer Isolator (Typ Gsänger FR 920, 30 dB) nachgeschaltet.

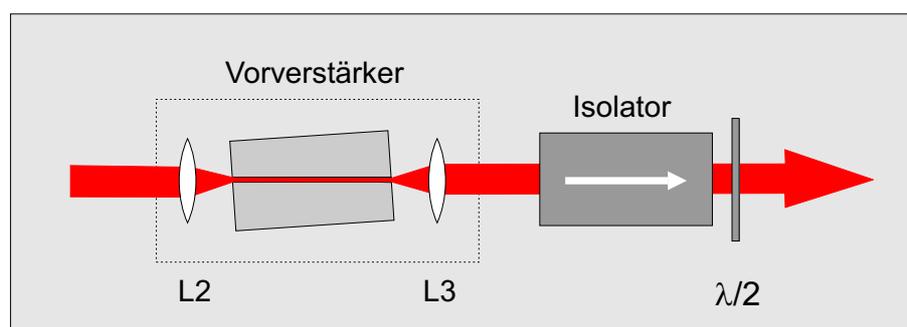


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Einstreifenverstärkers mit gewinkelten Austrittsfacetten.

In Abbildung 3.7 ist die gemessene Kennlinie für eine Halter-Temperatur von 20°C dargestellt. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt etwa $0,4\text{ W/A}$. Da die Emission beidseitig erfolgte, ist der differentielle Wirkungsgrad für die Gesamtemission $0,8\text{ W/A}$. Die Laserschwelle lag bei 38 mA . Die spektralen Eigenschaften wie Verstärkungsbandbreite sowie Lage und Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsmaximums entsprachen denjenigen des aus dem gleichen Materialsystem bestehenden Einstreifen-Oszillators ohne Rückkopplung (Breitbandiger ASE Anteil in Abb. 3.4).

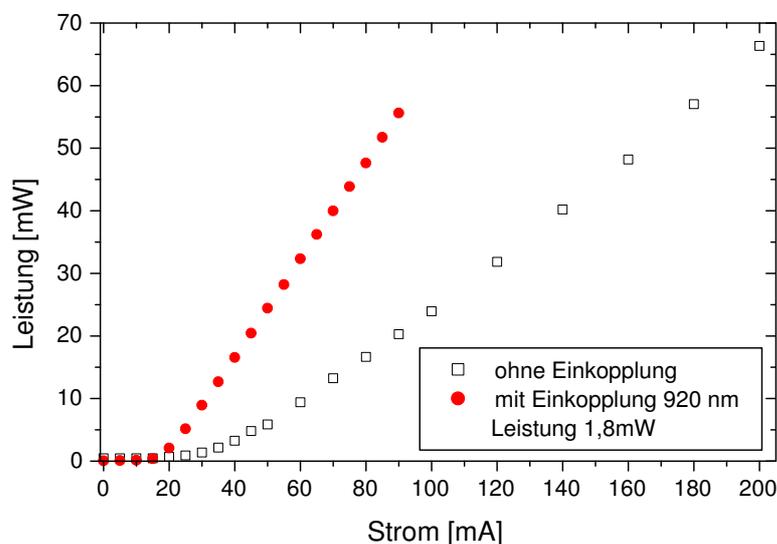


Abbildung 3.7: Leistungskennlinie des Einstreifenverstärkers mit und ohne Einkopplung für eine Halter-Temperatur von $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ohne Einkopplung erfolgt die Emission nach beiden Seiten.

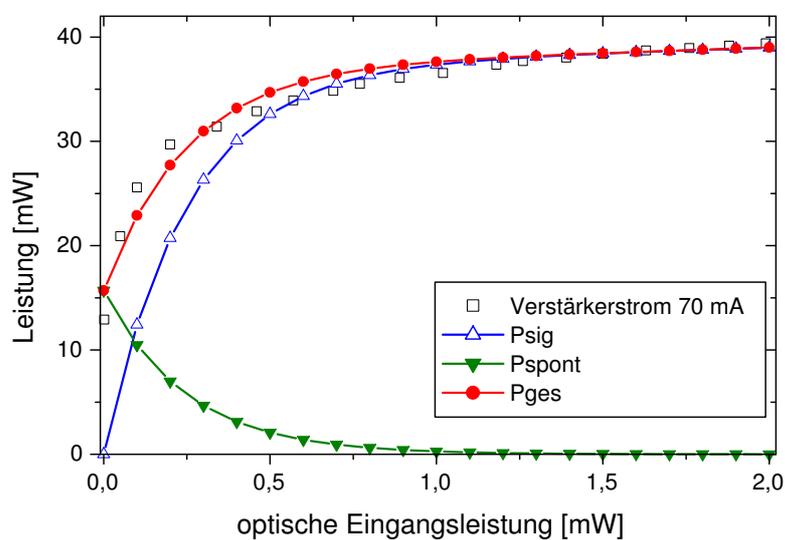


Abbildung 3.8: Kennlinie des Einstreifenverstärkers für einen konstanten Strom und einer Variation der optischen Eingangsleistung. Der theoretische Verlauf der einzelnen Leistungsanteile wurde mit den in Kapitel 2.1.3 angegebenen Gleichungen 2.2-2.4 an die experimentellen Messwerte angefitet.

Die vom Oszillator in Littrow-Anordnung 3.1 emittierte Strahlung wurde über die asphärische Linse L2 (Thorlabs C230 TM-B, $f = 4,6$ mm) in den Einstreifenverstärker eingekoppelt. Die spektralen Eigenschaften nach der Verstärkung entsprachen exakt denen der Oszillatorstrahlung (Abb. 3.4).

Abbildung 3.7 zeigt die gemessene Leistungskennlinie des Einstreifenverstärkers bei einer injizierten optischen Leistung von 1,8 mW und einer Wellenlänge von 920 nm. Die Halter-Temperatur betrug 20 °C. Der differentielle Wirkungsgrad ist etwa 0,8 W/A und die Schwelle liegt bei 19 mA.

Die Kennlinie für einen konstanten Verstärkerstrom von 70 mA und einer Variation der optischen Eingangsleistung ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Nach einem steilen Anstieg (Kleinsignalverstärkung > 1000) beginnt die Sättigung bereits bei einer optischen Eingangsleistung von $P_{ase}^{sätt} = 0,25$ mW. Mit den in Kapitel 2.1.3 angegebenen Gleichungen 2.2-2.4 wurde der theoretische Verlauf der einzelnen Leistungsanteile an die experimentellen Werte angepasst. Für die einzelnen Parameter ergeben sich folgende Werte: $P_{ver}^{max} = 37$ mW, $P_{ase}^{sätt} = 0,25$ mW, $P_{ase}^{max} = 0,25$ mW. Die Spontanemission P_{se} konnte hierbei vernachlässigt werden, da sie nur unwesentlich zur Gesamtemission beiträgt.

3.3 Untersuchung der verwendeten Hochleistungsverstärker

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse einer vergleichenden Untersuchung der Schlüsselkomponenten zur Verstärkung der Oszillatorstrahlung bis in den Multiwatt-Bereich dargestellt. Es handelte sich hierbei um Hochleistungsdiodenlaser-Verstärker mit einer trapezförmigen aktiven Zone der Firmen SDL, Osram und FBH.

Die Verstärker unterschieden sich zum Teil in der Fertigungstechnik, der Geometrie und auch in der Länge der aktiven Zone. Neben Komponenten mit geradem Wellenleiter wurden auch Untersuchungen an Hochleistungsdiodenlasern mit gekrümmtem Wellenleiter durchgeführt. Eine Auflistung der wichtigsten geometrischen und fertigungstechnischen Unterscheidungsmerkmale der untersuchten Verstärker ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

Hersteller	Fertigungstechnik	Wellenleiter	Länge	Breite der aktiven Zone	Anzahl
FBH	MOCVD	gerade	2,75 mm	200 μm	9
FBH	MOCVD	Winkel 5 °	2,75 mm	200 μm	22
FBH	MOCVD	Winkel 5 °	4,00 mm	230 μm	2
OSRAM	MOCVD	Winkel 5 °	2,75 mm	250 μm	2
SDL	MBE	Winkel 5 °	2,80 mm	320 μm	1

Tabelle 3.1: Auflistung der Untersuchten Hochleistungsdiodenlaser-Komponenten

Die Schwerpunkte der Untersuchung im kontinuierlichen Betrieb beziehen sich auf die Verstärkung, sowie die spektralen und räumlichen Eigenschaften der verstärkten Strahlung.

3.3.1 Leistungskennlinien

Die Kennlinien der einzelnen Komponenten wurden jeweils bei den gleichen thermischen Bedingungen gemessen. Die Halterung zur Aufnahme der Diodenlaser wurde bei unterschiedlichen Temperaturen von 10 °C bis 25 °C mittels einer Temperaturregelung stabilisiert. Zum einen wurde die aus Front- und Rückfacette emittierte optische Leistung für unterschiedliche Temperaturen in Abhängigkeit vom Verstärkerstrom bestimmt und zum anderen die optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der eingekoppelten optischen Leistung für unterschiedliche Verstärkerströme. In den Abbildungen 3.9 und 3.10 sind exemplarisch die ASE-Leistungen aus der Front- (T...in) und Rückfacette (T...out) von zwei unterschiedlichen Verstärkern mit trapezförmiger Geometrie für verschiedene Halter-

Temperaturen in Abhängigkeit vom Verstärkerstrom dargestellt.

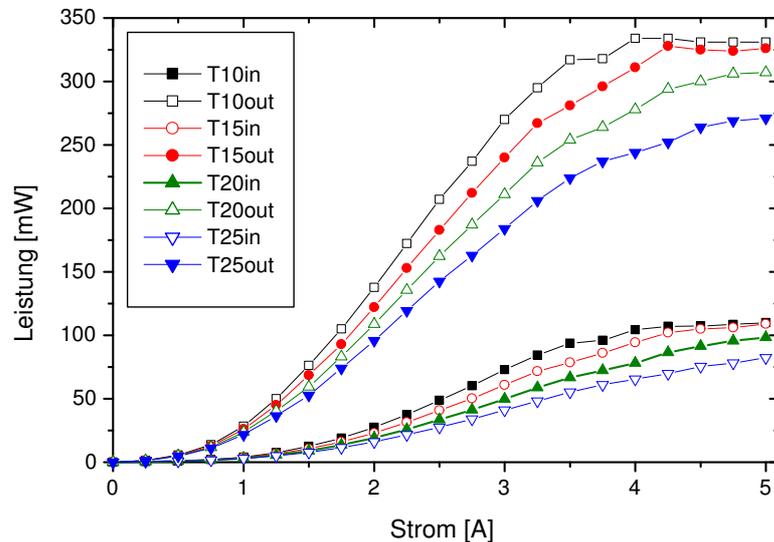


Abbildung 3.9: Leistung der ASE Emission aus der Front- und Rückfacette eines Verstärkers mit trapezförmiger Geometrie der Firma Osram (TA4-7) bei verschiedenen Strömen für Halter-Temperaturen von 10-25 °C.

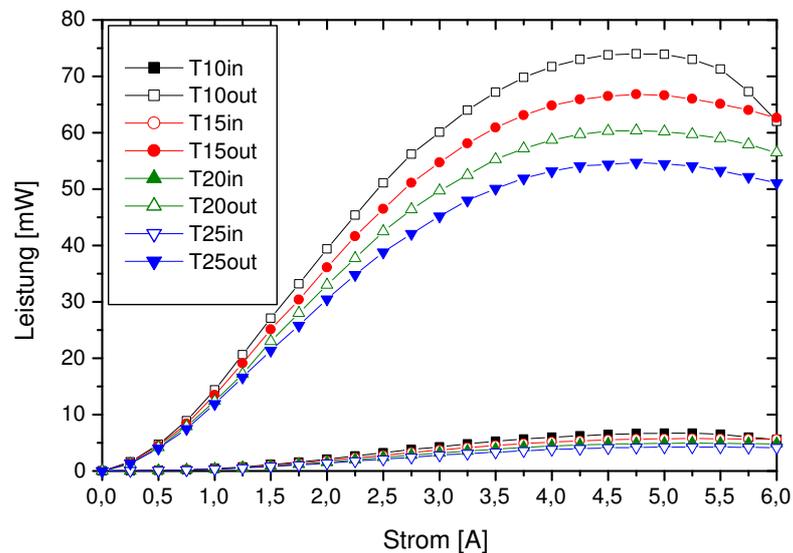


Abbildung 3.10: Leistung der ASE Emission aus der Front- und Rückfacette eines Verstärkers mit trapezförmiger Geometrie des FBH Instituts (TA5015) bei verschiedenen Strömen für Halter-Temperaturen von 10-25 °C.

Während die maximal emittierte optische Leistung aus der Frontfacette des Verstärkers (TA5015) vom FBH bei einer Halter-Temperatur von 10 °C und einem Betriebsstrom¹ von 6 A nur 75 mW betrug, lag der Wert für die Osramkomponente (TA4-7) bei einem Betriebsstrom von 5 A und sonst gleichen Bedingungen mit 335 mW um mehr als den Faktor 4 höher. Der Unterschied in der optischen Leistung bei der Emission von verstärkter Spontanemission aus der Rückfacette der Verstärker war mit 7,5 mW (6 A, 10 °C) für die FBH-Komponente im Vergleich zu 100 mW (5 A, 10 °C) bei dem Verstärker von Osram um den Faktor 13 höher. Dieser Unterschied im ASE-Verhalten spiegelt sich auch im Sättigungsverhalten der Verstärker bei der Einkopplung optischer Strahlung wieder (siehe Abb. 3.11 und 3.12).

Der in dieser Arbeit untersuchte Verstärker der Firma SDL und die in der Arbeit von Woll [Wol01] untersuchten SDL-Verstärkerkomponenten zeigten bezüglich der Rückfacette ein ähnliches ASE-Verhalten wie die Osram-Verstärker. Die optisch emittierte Leistung aus der Frontfacette war bei einem Betriebsstrom von 8 A mit 1,5 W jedoch weitaus höher. Der hohe Anteil an verstärkter Spontanemission führt insbesondere im Pulsbetrieb zwischen den einzelnen Impulsen zu einem unerwünschten Abbau der Inversion und so zu einer schnelleren Gewinnsättigung. Durch die starke Kopplung von Verstärkung und Brechungsindex bei Halbleiterlasern, die beide von der momentanen Ladungsträgerdichte abhängen [Hen82], führt eine Gewinnsättigung durch eine Injektion von Pikosekundenimpulsen zu einer starken zeitlichen Variation des Brechungsindex während der Impulspromagation. Der hiermit verbundene nichtlineare Effekt der Selbstphasenmodulation führt zu einer Verbreiterung des Spektrums, der insbesondere bei der Frequenzkonversion durch die von der Kristalllänge vorgegebene Akzeptanzbandbreite zu unerwünschten Effizienzeinbußen führt. Dieser Effekt wurde bereits in experimentellen Arbeiten und numerischen Simulationen für Einstreifenverstärker beschrieben [Agr89, Ols89, Geh99].

Das Abknicken der Kurven für den FBH-Verstärker bei einer Stromstärke von 6 A ist auf eine stärkere Erwärmung der Komponente zurückzuführen. Aufgrund der geringen Emission an verstärkter Spontanemission führt die vermehrte Zufuhr von Ladungsträgern zu einem Anstieg nichtstrahlender Prozesse und so zu einer Erhöhung der Temperatur, welche die Kapazität der über ein Peltier-Element geregelten Wärmesenke übersteigt.

Durch Injektion von Strahlung von einigen mW optischer Leistung konnte eine Verstärkung bis in den Multiwatt-Bereich erreicht werden.

In den Abbildungen 3.11 und 3.12 sind exemplarisch die Leistungskennlinien der Verstärker TA5105 des Instituts FBH und TA4-7 der Firma Osram aufgetragen. Im oberen

¹Betriebsstrom = Optimaler Strom, für den die Komponente konzipiert wurde.

Diagramm sind die Ausgangsleistungen für verschiedene Ströme in Abhängigkeit von der injizierten optischen Leistung bei den Wellenlängen 910 nm und 920 nm dargestellt.

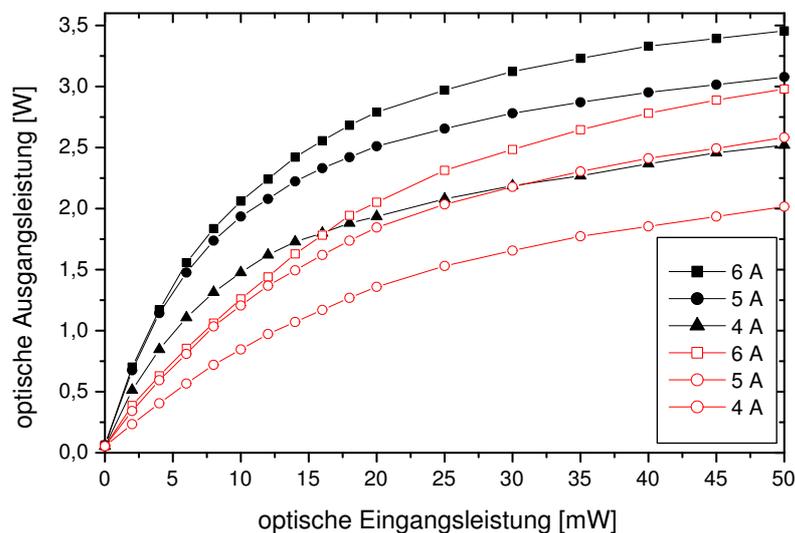


Abbildung 3.11: Abhängigkeit der optischen Ausgangsleistung von der injizierten optischen Leistung bei verschiedenen Wellenlängen (910 nm geschlossene Symbole, 920 nm offene Symbole) und Ströme für eine Halter-Temperatur von 20 °C. Komponente: FBH TA5105.

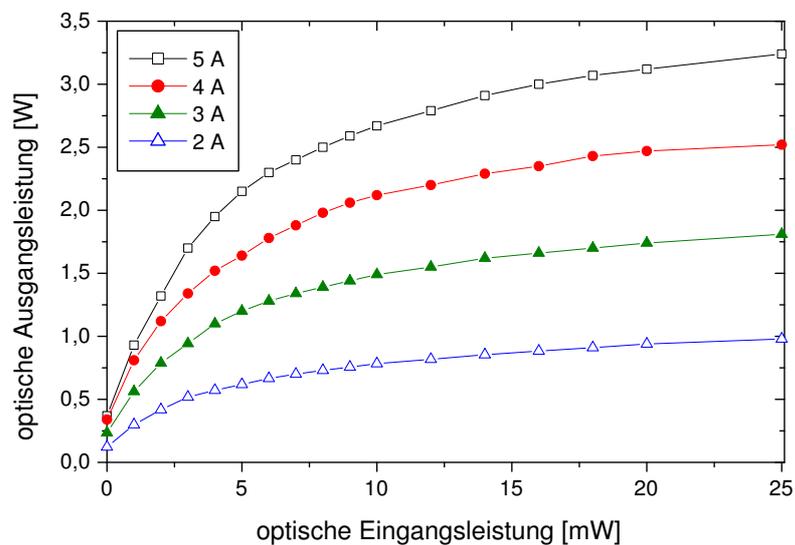


Abbildung 3.12: Abhängigkeit der optischen Ausgangsleistung von der injizierten optischen Leistung für verschiedene Ströme bei einer Wellenlänge von 920 nm und einer Halter-Temperatur von 20 °C. Komponente: Osram TA4-7.

Bei einer Wellenlänge von 910 nm ist im Vergleich zu 920 nm eine wesentlich höhere Kleinsignalverstärkung zu erkennen. Die maximale Ausgangsleistung war bei gleicher eingekoppelter optischer Leistung bei 910 nm etwa 14 % höher im Vergleich zu einem Betrieb bei 920 nm, da die Lage des Verstärkungsmaximums bei einer Halter-Temperatur von 20 °C näher bei 910 nm lag.

Im Vergleich zu den Komponenten vom FBH zeigten die Verstärker von Osram und SDL eine wesentlich höhere Kleinsignalverstärkung und es wurde schon bei einer geringeren Leistung der injizierten optischen Strahlung eine Sättigung der Verstärkung erreicht. Die maximale Ausgangsleistung betrug sowohl bei den Verstärkern vom FBH als auch bei den Komponenten von Osram mehr als 3 W. Der SDL-Verstärker nimmt mit einer Ausgangsleistung von 4,1 W auch im Umfeld früherer Untersuchungen von Woll [Wol01] eine Ausnahmestellung ein. Während der Projektlaufzeit wurden vom FBH weitere Verstärker mit einem zur langwelligen Seite (920 nm) verschobenen Verstärkungsmaximum hergestellt. Diese Komponenten zeigten im wesentlichen die gleichen Eigenschaften der früheren Komponenten jedoch mit einem verbesserten Sättigungsverhalten bei 920 nm.

3.3.2 Spektrales ASE- und Verstärkungsprofil

Neben den reinen Verstärkungseigenschaften wurden auch die spektralen Eigenschaften der einzelnen Komponenten untersucht. Im wesentlichen entsprachen im kontinuierlichen Betrieb die spektralen Eigenschaften der verstärkten Strahlung denen der injizierten optischen Strahlung. Lediglich im Betrieb ohne Einkopplung, d.h. bei reiner ASE-Emission, zeigten die Komponenten von Osram neben dem üblichen breiten und glatten Spektrum zusätzliche Oszillationen auf der langwelligen Seite des Spektrums. In Abbildung 3.13 sind bei einer Halter-Temperatur von 10 °C für unterschiedliche Verstärkerströme die beobachteten Oszillationen dargestellt. Mit steigendem Strom ist neben einer Zunahme der Oszillationen auch eine Verschiebung der Peaks in den langwelligen Bereich zu erkennen. Da die Lage der einzelnen Peaks sich mit zunehmendem Verstärkerstrom änderte, kann von einer geometrisch-räumlichen Ursache ausgegangen werden. Der Grund kann im Trapezbereich dieser Verstärker liegen. Neben einer Gewinnführung wurden hier zusätzlich Ätzgräben zur Strahlführung verwendet. Die hiermit verbundene Rauigkeit an der Randzone der Trapezstruktur kann zu unerwünschten Oszillationen zwischen Austrittsfläche und Randzone führen. Mit zunehmendem Strom ändern sich die thermischen Verhältnisse der Komponente und somit auch die räumlichen Dimensionen. Reflexionen zwischen Front- und Rückfläche konnten ausgeschlossen werden, da diese neben der Antireflexbeschichtung zusätzlich durch die Krümmung des Wellenleiters an der Eingangsseite des Verstärkers unterbunden wurden.

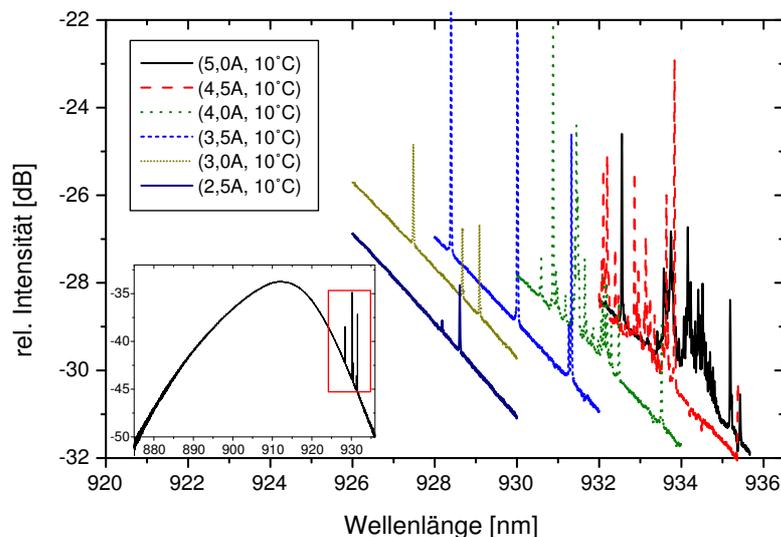


Abbildung 3.13: Modulationen im ASE-Spektrum bei verschiedenen Strömen und einer Halter-Temperatur von 10 °C. Komponente: Osram TA4-4. Kleines Diagramm: ASE-Spektrum.

Aus den Datenblättern der Verstärker vom FBH- Institut geht hervor, dass sich die Komponenten bezüglich der Lage der spektralen Maxima bei der Emission von verstärkter Spontanemission unterscheiden. Um zu überprüfen, ob die Lage des Maximums der Verstärkung mit dem der ASE-Emission übereinstimmt, wurde die Wellenlänge der Oszillatorstrahlung in einem Bereich von etwa 35 nm variiert und bei gleicher eingekoppelter optischer Leistung die optische Ausgangsleistung gemessen.

In den Abbildungen 3.14 und 3.15 sind exemplarisch für zwei Verstärker die mittels einer Variation der Wellenlänge bestimmten Verstärkungsmaxima den Spektren der verstärkten Spontanemission gegenübergestellt. Bei der Variation der Wellenlänge von 900 nm bis 935 nm war bei beiden Verstärkern ein deutliches Maximum zu erkennen. Während bei dem Verstärker TA5014 das Maximum der Verstärkung bei einer Wellenlänge von 905 nm gegenüber dem ASE-Spektrum um etwa 5 nm in Richtung der kurzwelligen Seite verschoben ist, zeigt der Verstärker TA4984 eine Verschiebung des Verstärkungsmaximums bei einer Wellenlänge von 914 nm um 13 nm zur langwelligen Seite.

In der Nähe von 930 nm erfolgte bei beiden Verstärkern ein erneuter Anstieg der emittierten optischen Leistung (Abb. 3.14, 3.15). Der Grund hierfür ist deutlich erkennbar, wenn man das in Abbildung 3.15 eingezeichnete Spektrum der Oszillatorstrahlung betrachtet. Wie schon bei der Charakterisierung des Oszillators festgestellt wurde, wird am Rande des Verstärkungsprofils des Oszillators zusätzlich zum schmalbandigen Signalanteil ein nicht unerheblicher Anteil breitbandiger Strahlung emittiert. Der Anteil optischer Leistung im

breiten Spektrum wächst mit zunehmender Randnähe. Da dieser Anteil wiederum im Verstärkungsmaximum des Verstärkers liegt, führt dies zu einer erneuten Zunahme der emittierten Leistung.

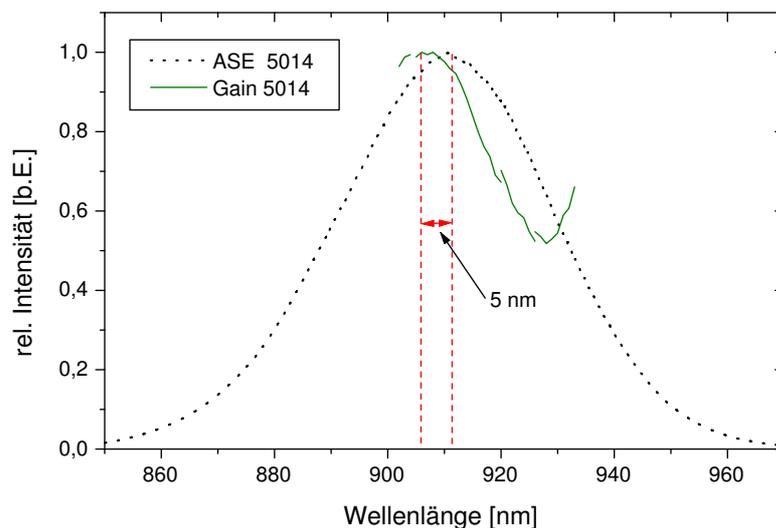


Abbildung 3.14: Vergleich zwischen ASE-Spektrum und realem Verstärkungsprofil bei dem Verstärker TA5014. Verstärkerstrom 6 A, Halter-Temperatur 20 °C. Zusätzlich dargestellt: Das Spektrum der injizierten Oszillatorstrahlung am Rande des Verstärkungsprofils.

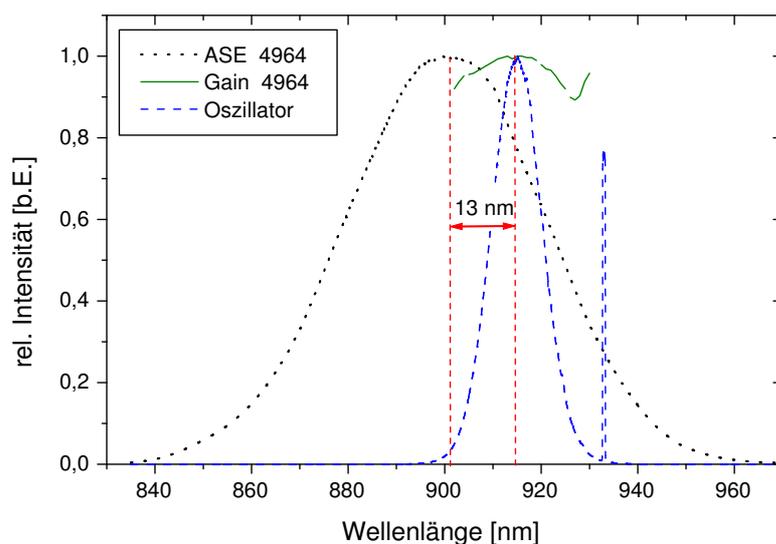


Abbildung 3.15: Vergleich zwischen ASE-Spektrum und realem Verstärkungsprofil bei dem Verstärker TA4964. Verstärkerstrom 6 A, Halter-Temperatur 20 °C.

Eine einseitige Verschiebung zur langwelligen Seite kann durch die unterschiedlichen thermischen Verhältnissen in der aktiven Zone begründet werden. Durch die Injektion und anschließende Verstärkung der optischen Strahlung werden etwa 3 W optische Leistung emittiert. Bei einer reinem ASE-Emission wird bei gleicher Stromzufuhr wesentlich weniger optische Leistung emittiert. Dies führt zu einem Anstieg nichtstrahlender Prozesse und so zu einer Erhöhung der Temperatur in der aktiven Zone. Die Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsmaximums betrug etwa 0,25 nm/K (siehe Kap.3.1). Somit würde man eine unidirektionale Verschiebung des ASE-Spektrums in den längerwelligen Bereich erwarten.

Die beobachteten Unterschiede in der Lage des Verstärkungsmaximums müssen deshalb eine andere Ursache haben. Die prozessierten Wafer wurden in einzelne Riegel gespalten und antireflex-beschichtet. Hierzu wurde auf die Facetten ein Schichtpaket aus Al_2O_3 und TiO_2 aufgebracht. Die Abbildung 3.16 zeigt den theoretischen Verlauf der Reflexionskoeffizienten der Antireflex-Schichten für 920 nm Trapezverstärker. Die Berechnungen wurden am FBH-Institut durchgeführt [FBH02]. Bei einer Abweichung der Schichtdicken um nur 1 nm ergibt sich eine Verschiebung des Minimums um 20 nm und eine Erhöhung der Reflektivität um zwei Größenordnungen.

Dies könnte neben der eigentlichen Wellenführung im Wellenleiter eine der möglichen Ursachen für die Differenz zwischen dem Maximum des ASE-Spektrums und der Lage des Verstärkungsmaximums bei den einzelnen Komponenten sein.

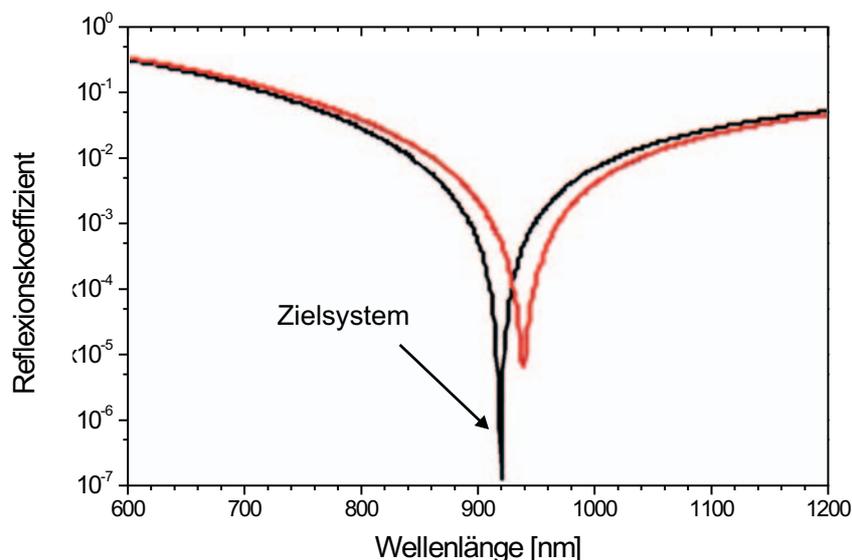


Abbildung 3.16: Theoretische Reflexionskoeffizienten der Antireflex-Schichten für 920 nm Trapezverstärker. Zielsystem und die Veränderung bei einer Abweichung der Schichtdicken um nur 1 nm [FBH02].

3.3.3 Räumliche Strahlqualität

Sowohl die optische Ausgangsleistung als auch die räumliche- und die spektrale Strahlqualität sind entscheidende Kriterien für die Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich. Die Strahleigenschaften von Laserstrahlung entlang einer Propagationsstrecke z können durch die Lösungen der aus den Maxwellgleichungen hergeleiteten paraxialen Helmholtz-Gleichung beschrieben werden. Lösungen dieser Gleichung sind der Gaußstrahl als Fundamental-Mode und Gauß-Hermit-Polynome für höhere transversale Moden [Mil88]. Die Lösung mit der größten Leistungsdichte ist der Gaußstrahl. Diese Verteilung besitzt die beste Fokussierbarkeit und eignet sich daher in idealer Weise zur effizienten Frequenzkonversion. Abweichungen von dieser idealen Intensitätsverteilung werden durch den M^2 -parameter beschrieben [Sie86].

$$\omega_i(z) = \sqrt{\omega_{i0}^2 + \left[M_i^2 \frac{\lambda}{\pi \omega_{i0}} (z - z_{i0}) \right]^2} \quad (3.1)$$

mit

- $\omega_i(z)$ = Strahlradius in x bzw. y Richtung im Punkt z ; ($i = x, y$)
- ω_{i0} = Strahltaillenradius in x bzw. y Richtung im Punkt $z = 0$; ($i = x, y$)
- z = Propagationsrichtung
- λ = Wellenlänge.

Für einen Gaußstrahl beträgt der Wert dieses Strahlqualitätsparameters $M^2 = 1$. Eine Abweichung von diesem Wert bedeutet entweder bei gleichem Divergenzwinkel ($\theta = \text{konst.}$) einen um den Faktor M^2 größeren Strahltaillenradius ω oder bei gleichem Strahltaillenradius ($\omega = \text{konst.}$) einen um diesen Faktor größeren Divergenzwinkel θ

$$\theta \omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi}. \quad (3.2)$$

Der M^2 -parameter wird messtechnisch erfasst durch die Bestimmung der transversalen Ausdehnung in x- und y-Richtung eines fokussierten Strahls entlang seiner Propagationsstrecke z .

Die von einem Trapezverstärker emittierte Strahlung zeigt im Gegensatz zu der typischerweise von Festkörperlaser emittierten Strahlung keine gaußförmige Intensitätsverteilung. Die Abweichungen resultieren aus der rechteckigen Geometrie der aktiven Zone, die eine typische Ausdehnungen von $2 \mu\text{m}$ in vertikaler- und $200\text{-}300 \mu\text{m}$ in lateraler Richtung aufweist. Dies führt zu einem stark elliptischen und astigmatischen Strahlprofil mit typischen Öffnungswinkeln von 30° in vertikaler Richtung (fast axis), bzw. 10° in lateraler Richtung (slow axis) und macht so eine getrennte Betrachtung in beiden Richtungen notwendig.

In vertikaler Richtung werden die Strahlparameter vor allem durch die Wellenleiterstruktur, die Beugung an der Austrittsfacette und die nachfolgenden Kollimationsoptiken bestimmt.

Dahingegen führt in lateraler Richtung die Aufweitung der aktiven Zone und die damit verbundene Intensitätssteigerung zu dynamischen Prozessen und nichtlinearen Effekten, welche durch die starke Kopplung von Inversion und Brechungsindex im Halbleitermaterial verursacht werden [Sei99, Geh99, Hen82]. Typische Effekte sind Filamentierung [Lan97, Dai97] und ladungsträgerinduzierte Linseneffekte bei ungleichmäßigem Inversionsabbau [Hal94]. In Abbildung 3.17 ist die typische Intensitätsverteilung an der Austrittsfacette eines Verstärkers mit trapezförmiger Geometrie dargestellt. Die Intensitätsschwankungen in lateraler Richtung sind deutlich zu erkennen und zeigen signifikante Abweichungen von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung.

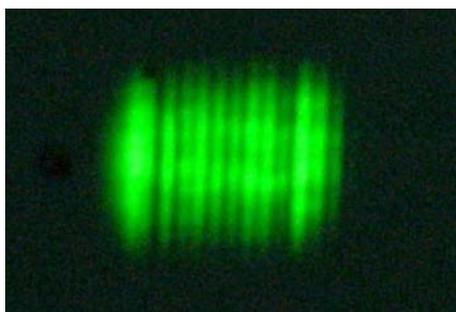


Abbildung 3.17: Aufnahme der Intensitätsverteilung an der Austrittsfacette eines Verstärkers mit trapezförmiger Geometrie.

In der Literatur werden verschiedene Methoden zur Bestimmung des Strahlradius bei nicht gaußförmiger Strahlung beschrieben [Ans98, ISO95]. Experimentelle Untersuchungen von Methoden zur Strahlradiusbestimmung beliebiger Intensitätsverteilungen kamen zu dem Ergebnis, dass die Strahlradiusbestimmung am verlässlichsten mit der Zweiten-Momente-Methode erfolgt [Ans98]. Bei dieser Methode wird analog zur mathematischen Statistik [Bro91] das zweite Moment der Intensitätsverteilung definiert:

$$\omega_x(z) = 2 \cdot \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy}} \quad (3.3)$$

mit

- $\omega_x(z)$ = Strahlradius in x Richtung im Punkt z
 $I(x, y, z)$ = Intensitätsverteilung der Strahlung
 \bar{x} = Schwerpunkt der Intensitätsverteilung in x Richtung.

Das durch Gleichung 3.3 definierte Zweite-Moment entspricht der mittleren quadratischen Abweichung der Intensitätsverteilung vom Strahlschwerpunkt. Die Definition gilt für Strahlen mit Rechtecksymmetrie mit analogen Formeln für die y- Richtung.

Für die nichtlineare Frequenzkonversion ist entscheidend, welcher Prozentsatz der Gesamtleistung sich in einem gut fokussierbaren Anteil des Strahlungsfeldes befindet. Mit der von Woll entwickelten Methode [Wol01] lassen sich zuverlässig diese Leistungsanteile identifizieren. In Abbildung 3.18 ist die experimentelle Anordnung zur Ermittlung der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich dargestellt.

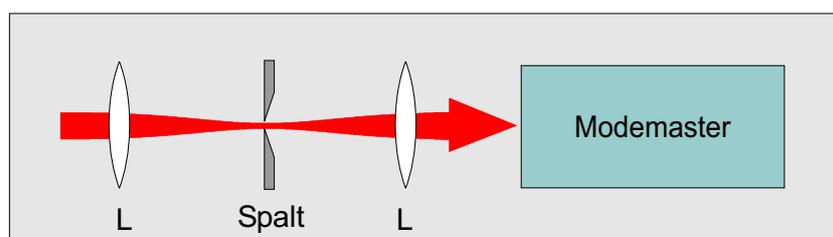


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung zur Ermittlung der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich.

Zunächst wurde die Strahlung aus dem MOPA-System mit einer Linse L ($f = 200$) fokussiert und anschließend wieder mit einer Linse der gleichen Brennweite kollimiert. Mit einem kommerziell erhältlichen Strahlanalysegerät der Firma COHERENT (Modell: Modemaster) wurde anschließend die Strahlqualität mit der Zweiten-Momente-Methode bestimmt. Für den Idealfall einer sehr guten Fokussierbarkeit, d.h. einem gaußschen Strahlungsverlauf, erhält man für die Strahlqualität den Wert $M^2 = 1$. Ist die Strahlqualität schlechter, so lassen sich die von einem Gaußstrahl abweichenden Leistungsanteile in der Fourierebene mittels einer Blende herausfiltern. Durch gleichzeitiges Messen der Strahlqualität und der optischen Leistung vor und nach der Blende für verschiedene Blendenöffnungen lässt sich der prozentuale Anteil der optischen Leistung, welche gut fokussierbar ist, in Abhängigkeit von der Beugungsmaßzahl M^2 bestimmen.

Abbildung 3.19 zeigt exemplarisch im Vergleich zwischen FBH und Osram- Komponenten den typischen Verlauf der Messergebnisse für die Strahlqualität in lateraler Richtung für

Verstärker mit trapezförmiger Geometrie.

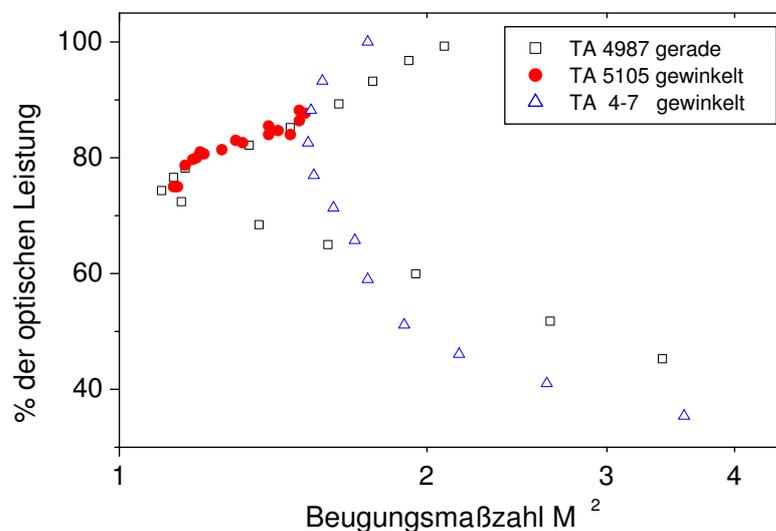


Abbildung 3.19: Prozentualer Anteil der optischen Leistung hinter der Blende in Abhängigkeit von der gemessenen Strahlqualität in lateraler Richtung für die Verstärker: TA5105, TA4987 und TA4-7.

Verstärker TA5105 mit gewinkelttem Wellenleiter und Verstärker TA4987 mit geradem Wellenleiter, beide vom Hersteller FBH zeigten einen ähnlichen Verlauf. Sie wurden bei einem Strom von 6 A und einer Temperatur von 20 °C an der aus Kupfer bestehenden Halterung für den Diodenlaser betrieben. Die optische Eingangsleistung in den Verstärker betrug bei diesen Komponenten 50 mW bei einer Wellenlänge von 920 nm. Die quadratischen Symbole zeigen den kompletten Verlauf der Messung für den Verstärker TA4987. Zunächst war bei vollständig geöffneter Blende die optische Leistung auf beiden Seiten identisch. Durch schrittweise Verkleinerung der Blendenöffnung wurden in der Fourierebene immer mehr Anteile der Strahlung herausgefiltert, die vom idealen Gaußstrahl abweichen. Als Folge verringerte sich die optische Leistung nach der Blende. Gleichzeitig näherte sich die Beugungsmaßzahl dem Wert 1. Nach Durchlaufen eines Minimums erfolgte bei weiterer Verringerung der Blendenöffnung aufgrund von Beugung wiederum eine Verschlechterung der Strahlqualität, während die optische Leistung nach der Blende weiter sank.

Im Gegensatz zu den Verstärkern vom FBH, mit minimalen Werten für die Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,1$ bei einem Strom von 6 A und einer optischen Ausgangsleistung von mehr als 3 W, war bei den Komponenten der Firma Osram die Grenze für den besten Wert der Strahlqualität schon bei einem Wert von $M^2 = 1,5$ erreicht. Dieser Wert wurde für einen Verstärkerstrom von 2 A bei einer optischen Eingangsleistung von 13 mW gemessen.

Die Temperatur der Halterung betrug 20 °C. Bei einer Wellenlänge von 920 nm betrug die gesamte optische Ausgangsleistung etwa 1 W. Eine weitere Steigerung der optischen Ausgangsleistung auf 3,2 W durch die Erhöhung des Verstärkerstromes auf 5 A führte jedoch zu einer wesentlichen Verschlechterung der Strahlqualität. Bei einem Strom von 3 A betrug der minimale Wert der Beugungsmaßzahl $M^2 = 3$. Für höhere Ströme konnte mit dem Strahlanalysegerät in lateraler Richtung kein Fokus mehr festgestellt und somit die Beugungsmaßzahl nicht mehr bestimmt werden. Eine Abhängigkeit der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich von der injizierten Stromstärke konnte auch bei den FBH-Komponenten festgestellt werden. In Tabelle 3.2 sind typische Werte für die Variation der Stromstärke dargestellt. Eine Erhöhung der Stromstärke von 3 A auf 6 A führt bei der Ermittlung des Minimums der Beugungsmaßzahl zu einer Reduktion der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich um 8 %. In vertikaler Richtung war eine Abhängigkeit der

Strom	3 A	3,5 A	4 A	4,5 A	5 A	5,5 A	6 A
M_x^2	1,3	1,3	1,3	1,2	1,2	1,2	1,2
M_y^2	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
P[%]	82	82	80	75	75	75	74

Tabelle 3.2: Prozentualer Anteil der optischen Leistung im beugungsbegrenzten Bereich für unterschiedliche Verstärkerströme (TA5105).

Beugungsmaßzahl bei vollständig geöffneter Blende vom Verstärkerstrom nicht feststellbar. Die typischen Werte der wichtigsten Parameter dieser Vergleichsmessungen zwischen FBH- SDL- und Osram- Komponenten sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Hierbei erfolgte die Ausblendung ausschließlich in lateraler Richtung, da hier die nichtlinearen Effekte, welche zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führen, dominierten.

3.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Ergebnisse einer vergleichenden Untersuchung der Schlüsselkomponenten zur Verstärkung der Oszillatorstrahlung bis in den Multiwatt-Bereich dargestellt.

Die Komponenten unterschieden sich zum Teil in der Fertigungstechnik, der Geometrie und auch in der Länge der aktiven Zone. Neben Komponenten mit geradem Wellenleiter wurden auch Untersuchungen an Hochleistungsdiodenlasern mit gekrümmtem Wellenleiter durchgeführt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die durchschnittliche maximale Ausgangsleistung aller Komponenten in etwa bei 3,3 Watt liegt. Lediglich der

Hersteller	SDL	Osram	FBH	FBH	FBH
Wellenleiterdesign	Winkel 5 °	Winkel 5 °	Winkel 5 °	Winkel 5 °	gerade
Länge des Laserchips	2,75 mm	2,75 mm	4,00 mm	2,75 mm	2,75 mm
Opt. Eingangsleistung	10 mW	25 mW	50 mW	50 mW	50 mW
Mittlere maximale opt. Ausgangsleistung	4,1 W	3,2 W	2,45 W	3,2 W	3,3 W
Verstärker Strom	8 A	5 A	5 A	6 A	6 A
min. Wert für $M_{lateral}^2$	1,2	1,5 ¹	1,4	1,2	1,1
mittlere optische Ausgangsleistung hinter der Blende	50 %	82 %	37 %	74 %	74 %
Absolutwert der opt. Ausgangsleistung	2 W	1 W	0,9 W	2,4 W	2,4 W
Verstärker Strom	8 A	2 A	5 A	6 A	6 A
$M_{vertikal}^2$	1,4	1,6	1,4	1,4	1,4

Tabelle 3.3: Vergleichswerte der wichtigsten Parameter für den besten Wert der Beugungsmaßzahl in lateraler Richtung.¹ siehe Text.

Verstärker von SDL liegt mit 4,1 W bei dem höchsten Strom von 8 A weit über diesem Wert. Die 4 mm lange Komponente vom FBH liegt mit 2,45 W deutlich unter dem mittleren Wert. Der Grund für die geringere Konversionseffizienz war der sehr hohe Serienwiderstand von 0,6 Ω gegenüber einem üblichen Wert von 0,006 Ω . Ursache dieses hohen Serienwiderstandes war ein technologisches Problem bei der Fertigung in der Epitaxieanlage.

Bezüglich der Strahlqualität waren die Komponenten vom FBH denen von Osram weit überlegen, sodass etwa 75-80% der emittierten optischen Leistung in einem Strahlanteil mit einer lateralen Beugungsmaßzahl von $< 1,1$ lag. Der Verstärker von SDL zeigte, wie auch schon in früheren Untersuchungen von Woll [Wol01] zu sehen ist, eine gute Strahlqualität. Der Leistungsanteil im beugungsbegrenzten Bereich betrug etwa 50%, sodass absolut gesehen im Vergleich zu den Komponenten vom FBH die optische Leistung im gut fokussierbaren Bereich geringer ist.

Eine exzellente räumliche Strahlqualität ist eine der wichtigsten Voraussetzung für eine effiziente Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich. Aus diesem Grund wurden zur Verstärkung von Pikosekunden-Impulsen in den Multiwatt-Bereich ausschließlich Komponenten vom Ferdinand Braun Institut für Höchstfrequenztechnik verwendet.

Kapitel 4

Erzeugung von Impulsen in Hochleistungsdiolenlaser MOPA Systemen

Gegenüber dem kontinuierlichen Laserbetrieb ermöglichen Laserimpulse höhere Konversionseffizienzen bei nichtlinearen Effekten wie der Frequenzverdopplung. So steigt die Leistung der erzeugten zweiten Harmonischen quadratisch mit der eingestrahnten Momentanleistung der Fundamentalen an. Diodenlaser erlauben die Emission kurzer Impulse hoher Leistungsdichte mit Impulswiederholraten im GHz-Bereich, wobei die *mittlere* Leistungsdichte auf den Laserfacetten die Zerstörschwelle von 50 mW pro μm^2 nicht überschreiten darf (catastrophic optical facet damage [Tan91]). Modengekoppelte Einstreifen-Oszillatoren im externen Resonator sind typischerweise auf mittlere Ausgangsleistungen unterhalb von 10 mW beschränkt [Vas95]. Eine Erhöhung der Ausgangsleistung wird durch nachfolgende Verstärkerstufen erreicht. Um hohe Ausgangsleistungen in Kombination mit einer guten Strahlqualität zu erhalten, werden Verstärker mit Trapezgeometrie verwendet. In diesen weitet sich die aktive Zone trapezförmig auf, so dass die Leistungsdichte unterhalb des kritischen Wertes für die Facettenzerstörung liegt und eine gute Strahlqualität gewährleistet ist [Bei99, Gol94, Mar94]. Mit solchen Systemen wurden bisher Impulse mit Energien von 800 pJ und Spitzenleistungen bis 30 W erzeugt [Gol95].

Im nachfolgenden Abschnitt wird die verwendete Technik zur Erzeugung von Pikosekunden-Impulsen in einem Einstreifen-Oszillator vorgestellt. Anschließend folgt eine Beschreibung des zweistufigen Verstärkersystems bestehend aus einem Einstreifen-Vorverstärker und einem Hochleistungsverstärker mit trapezförmiger Geometrie der aktiven Zone, in dem die vorverstärkten Impulse bis in den Multiwatt-Bereich verstärkt werden.

Die Auswirkungen der starken Kopplung zwischen Ladungsträgerinversion und Brechungs-

index in den Halbleitermaterialien [Hen82] auf die zeitlichen und spektralen Eigenschaften der erzeugten, bzw. verstärkten Impulse bei Variation verschiedener Parameter werden hier nur phänomenologisch behandelt. Eine vollständige Analyse der erzeugten und verstärkten Impulse erfolgt in Kapitel 7.

4.1 Modengekoppelter Oszillator in Littrow-Anordnung

Zur Erzeugung von Pikosekundenimpulsen wurde der in Abbildung 3.1 dargestellte Aufbau verwendet. Hierbei handelte es sich um einen Einstreifen-Diodenlaser-Oszillator (SDL BHS 896) in Littrow-Anordnung. Der Resonator wurde von der hochreflektierenden Rückfacette des Diodenlasers und einem externen Gitter (Spektrogon, 10 mm x 25 mm, 1600 Linien/mm, Blaze-Wellenlänge 900 nm) gebildet. Die Temperatur des Diodenlasers wurde mit einem Peltierelement aktiv auf 20 °C stabilisiert.

Die Stromversorgung des Oszillators erfolgte über eine DC-Stromquelle (ILX Lightwave LDX-362), mit welcher der Diodenlaser bis zur Schwelle mit Gleichstrom betrieben wurde. Zusätzlich wurde über einen Hochfrequenz-Signalgenerator (IFR Typ 2032, max. 5,4 GHz, +13 dBm) mit einer nachgeschalteten HF-Verstärkerstufe (JAC Technology, JCA26-308, 23 dB) ein Wechselstrom generiert. Mit diesem hochfrequenten Wechselstrom wurde die Verstärkung des Einstreifen-Oszillators mit einer Frequenz, die der Umlauffrequenz des Resonators entsprach $\nu \approx c/2L$, periodisch moduliert. Hierbei ist L die Resonatorlänge und c die Lichtgeschwindigkeit.

Um die HF-Verstärkungseigenschaften zu überprüfen, wurde die Ausgangsleistung des Verstärkers mit einem Spektrum Analysator (Spektrum Analyzer HP E4407B) gemessen.

In Abbildung 4.1 ist für eine Modulationsfrequenz von 4 GHz die elektrische Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der RF-Eingangsleistung aufgetragen. Zu erkennen ist der angestrebte lineare Anstieg der Ausgangsleistung mit der Eingangsleistung, ohne dass der HF-Verstärker sättigt. Die Verstärkung beträgt etwa 22 dB. Der AC-Anteil wurde dem Gleichstrom mittels eines elektrischen Kopplers (Coaxial Bias Insertion Tee, Picosecond Pulse Labs Modell 5541, Bandbreite 40 GHz) aufmoduliert. Die Einspeisung in den Diodenlaser erfolgte über einen koaxialen HF-Wellenleiter (50 Ω). Der Diodenlaser besaß eine Impedanz mit einem ohmschen Anteil von etwa 3 Ω und einer Kapazität von 100 pF. Die Komponente stellte somit einen Tiefpassfilter mit einer Abschneide-Frequenz (*cut off*) von etwa 500 MHz dar. Um das HF-Signal effizient in den Diodenlaser einzukoppeln, wurde die Komponente mit einer Impedanzanpassung an die Impedanz des HF-Wellenleiters

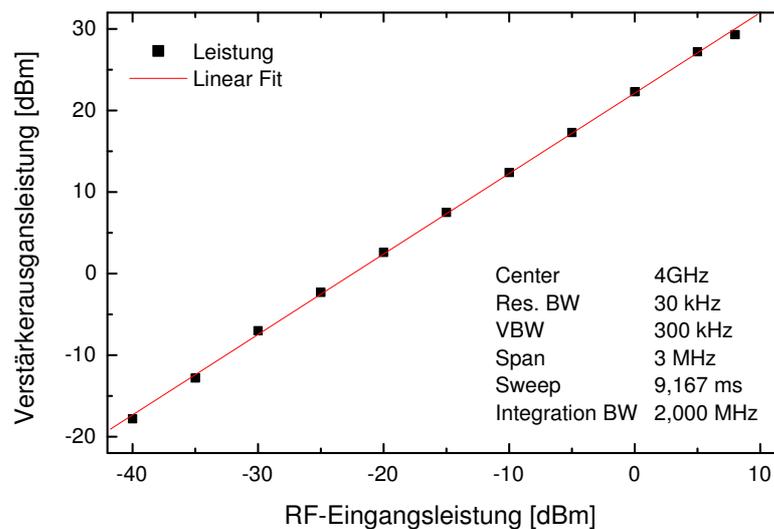


Abbildung 4.1: Ausgangsleistung der HF-Verstärkerstufe in Abhängigkeit von der Signalleistung des Hochfrequenzgenerators.

von 50Ω angepasst ¹.

Optische Impulse wurden durch aktive Modenkopplung im externen Resonator erzeugt. Die angestrebte Repetitionsrate wurde von der Resonatorlänge bestimmt und entsprach Frequenzen unterhalb von 6 GHz. Dieser Frequenzbereich ist mit kommerziell erhältlichen HF-Signalgeneratoren technisch gut beherrschbar.

Moduliert wurde mit den Frequenzen 1,76 GHz, 2,58 GHz, 3,45 GHz, 4,31 GHz, und 5,17 GHz. Der kontinuierliche Strom im Diodenlaser-Oszillator entsprach mit etwa 10 mA dem Schwellstrom. Die HF-Modulation erfolgte mit einer Leistung von 24 dBm. Die so erzeugten Impulse hatten eine Dauer von 19,3 ps und eine spektrale Breite von 0,09 nm bei einer Zentralwellenlänge von 920 nm. Das Spektrum und die zugehörige zeitliche Intensitätsautokorrelation sind in den Abbildungen 4.2 und 4.3 dargestellt. Die mittlere optische Ausgangsleistung der im Diodenlaseroszillator erzeugten Impulse betrug etwa 1 mW und wurde im nachfolgenden optischen Isolator um etwa 10 % geschwächt.

¹Hansjörg Schöll, Firma: Opto Speed in Darmstadt, Deutschland.

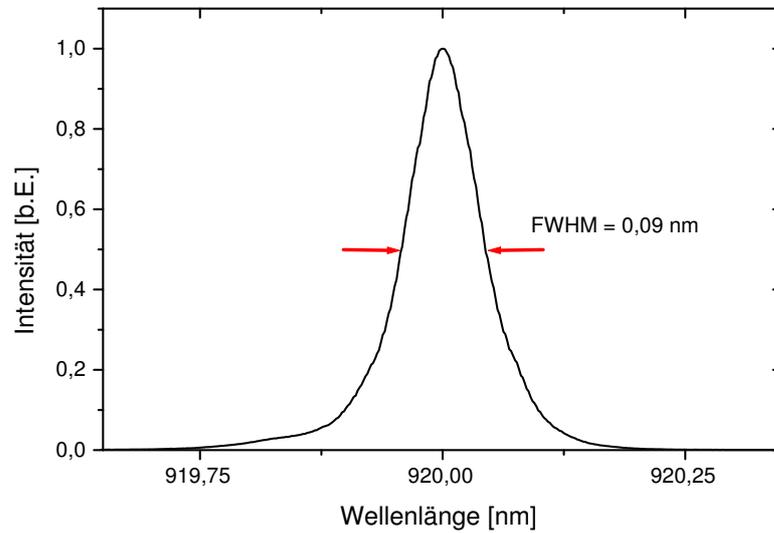


Abbildung 4.2: Typisches Spektrum eines Impulses mit einer vollen Halbwertsbreite (FWHM) von 0,09 nm bei einer Zentralwellenlänge von 920 nm.

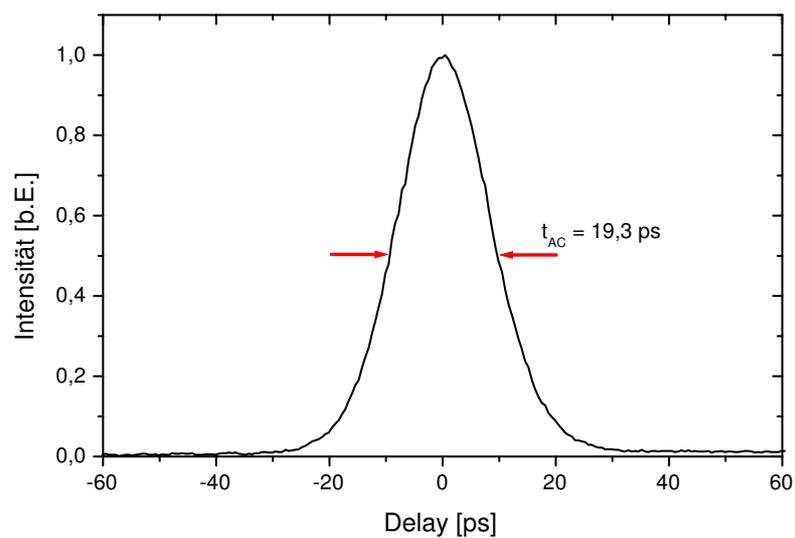


Abbildung 4.3: Intensitätsautokorrelation eines typischen Impulses mit einer Autokorrelationsbreite von 19,3 ps.

4.2 Verstärkung in den Multiwatt-Bereich

Die Verstärkung der Oszillatorimpulse in den Multiwatt-Bereich ermöglicht die Erschließung neuer Anwendungsfelder, wie die effiziente Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen [Gol95, Wol02] oder die Anregung optisch parametrischer Oszillatoren [Trt00, Rob00].

Die Verstärkung erfolgte in einem zweistufigen Verstärker-System, wie es in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Die Hauptbestandteile sind ein Einstreifen-Vorverstärker und ein Hochleistungsverstärker mit trapezförmiger aktiver Zone.

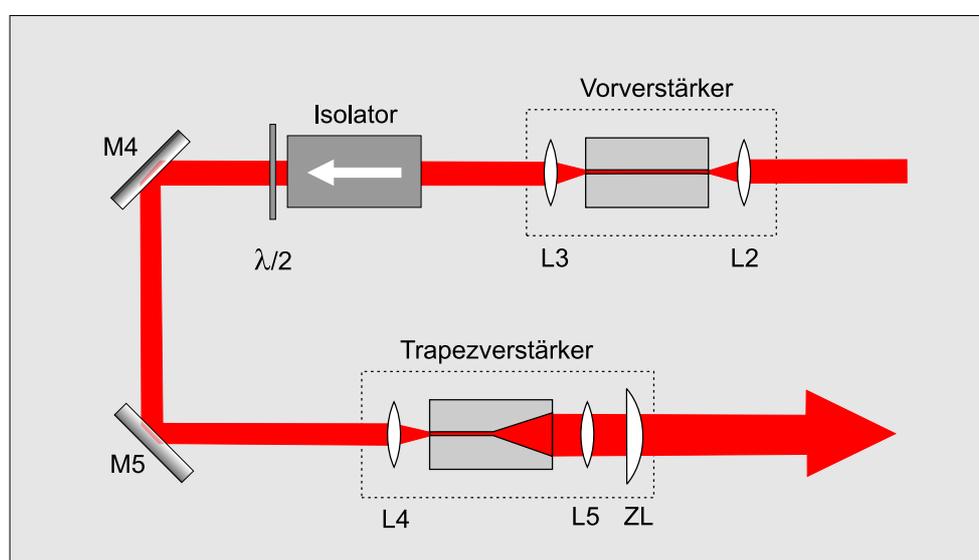


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des zweistufigen Verstärker-Systems, bestehend aus einem Einstreifen-Vorverstärker und einem Hochleistungs-Verstärker mit trapezförmiger Geometrie.

Zunächst erhöhte der Vorverstärker die mittlere Ausgangsleistung der Oszillatorstrahlung um etwa 15 dB auf 30 mW. Diese mittlere Leistung reichte aus, um die nachfolgenden Hochleistungs-Verstärker nahe der Sättigung zu betreiben. Dies erhöhte die Leistung um weitere 20 dB. Mit diesem System wurden Impulse einer Dauer von 19,3 ps und einer spektralen Breite von 0,09 nm verstärkt. Bei Repetitionsraten zwischen 1,76 GHz und 5,17 GHz konnten mittlere Ausgangsleistungen bis zu 2,7 W erreicht werden.

Im Gegensatz zu Festkörperlasern beschränkt die relativ kurze Halbwertszeit der Inversion in Diodenlasern maßgeblich die maximal mögliche Verstärkung und somit die Impulsenergie. Die spektral breitbandige verstärkte Spontanemission zwischen den emittierten Impulsen stellt einen Konkurrenzprozess zur Verstärkung der Signalstrahlung dar. Sie

reduziert die zur Verfügung stehende Inversion. Ein weiterer Unterschied zu Festkörperlaser besteht in der starken Kopplung zwischen Verstärkung und Brechungsindex bei Halbleiterlasern. Beide Größen hängen von der Ladungsträgerdichte im Halbleitermaterial ab [Hen82]. Die starke Kopplung führt im Pulsbetrieb zu unerwünschten Effekten, wie beispielsweise der Verstärkungskompression [Lee91] und Selbstphasenmodulation [Geh00]. Um den Einfluss verschiedener Parameter auf die zeitlichen und spektralen Eigenschaften der verstärkten Impulse zu untersuchen, wurden diese variiert. Zu diesen Parametern zählt die optische Verstärkereingangsleistung, die Impulswiederholrate, welche durch die Modulationsfrequenz geändert werden kann, und schließlich der Verstärkerstrom, der die zur Verfügung stehenden freien Ladungsträger und somit die Verstärkung vorgibt.

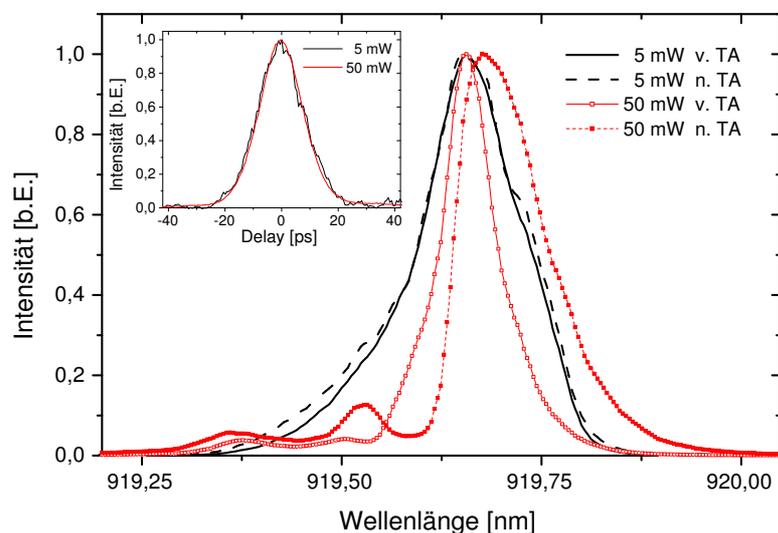


Abbildung 4.5: Spektren vor und nach der Verstärkung im Hochleistungstrapezverstärker bei verschiedenen optischen Eingangsleistungen. Kleines Diagramm: Zugehörige Intensitätsautokorrelationen nach dem Trapezverstärker.

In Abbildung 4.5 sind exemplarisch für die optischen Eingangsleistungen von 5 mW und 50 mW die Spektren vor und nach dem Hochleistungs-Trapezverstärker sowie die zugehörigen Intensitätsautokorrelationen dargestellt. Die Breite der Intensitätsautokorrelationen betrug 19,3 ps. Der Trapezverstärker wurde mit einem Strom von 6 A bei einer Halter-Temperatur von 20 °C betrieben. Die Variation der Eingangsleistung erfolgte durch den Vorverstärkerstrom, wobei auch nichtlineare Effekte durch die Verstärkungssättigung in dieser Komponente nicht vernachlässigt werden können. Die Modulation des Gewinns erfolgte mit einer Frequenz von 4,3 GHz. Deutlich zu erkennen sind die starken Modulationen in der kurzwelligen Flanke des Spektrums bei einer Einkopplung von

50 mW. Außerdem ist die spektrale Breite der vom Trapezverstärker emittierten Strahlung ($\Delta\lambda = 0,125$ nm) deutlich gegenüber der eingekoppelten Strahlung ($\Delta\lambda = 0,07$ nm) erhöht und um 0,05 nm zu längeren Wellenlängen verschoben. Des Weiteren sind schon im Spektrum der eingekoppelten Strahlung, welche der Vorverstärker emittiert, Modulationen in der kurzwelligen Flanke zu erkennen. Beides sind Anzeichen von nichtlinearen Effekten, welche durch die Sättigung der Verstärkung sowohl im Vorverstärker als auch im nachfolgenden Hochleistungs-Trapezverstärker herrühren. Im Gegensatz dazu sind bei einer Einkopplung von 5 mW keine signifikanten Unterschiede im Spektrum vor und nach dem Trapezverstärker zu erkennen. Bei den Intensitätsautokorrelationen sind Unterschiede vor und nach dem Verstärker sowie bei den unterschiedlichen Eingangsleistungen nicht erkennbar.

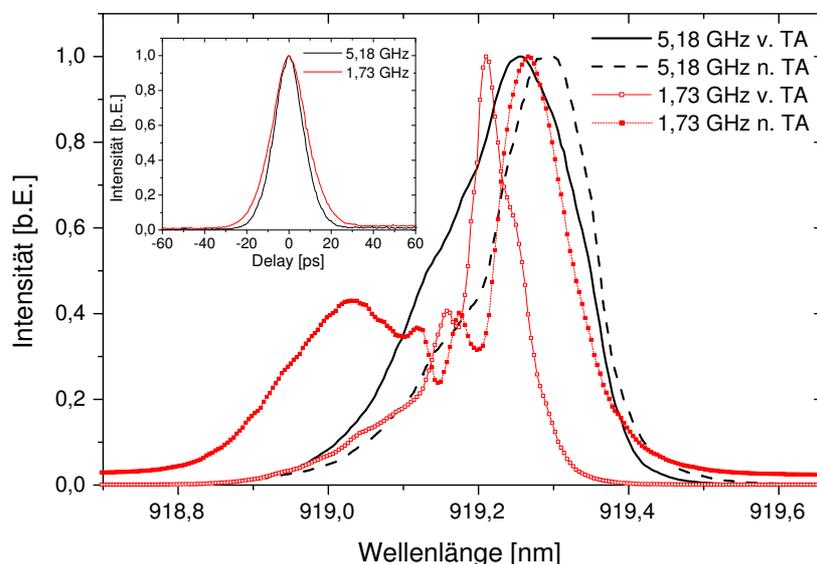


Abbildung 4.6: Spektren vor und nach der Verstärkung im Hochleistungs-Trapezverstärker bei verschiedenen Modulationsfrequenzen. Kleines Diagramm: Zugehörige Intensitätsautokorrelationen nach dem Trapezverstärker.

Ein weiteres Beispiel zur Veranschaulichung der Einflussnahme von Parameteränderungen ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Hierbei wurden bei einer mittleren optischen Eingangsleistung in den Trapezverstärker von 30 mW Spektrum und Autokorrelation bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen gemessen. Der Strom im Trapezverstärker betrug 6 A und die Halter-Temperatur war 20 °C. Bei einer Modulationsfrequenz von 5,18 GHz ist die Form des Spektrums noch annähernd erhalten geblieben, während eine Verschiebung um 0,6 nm zur langwelligen Seite zu erkennen ist. Dagegen ist der Unterschied zwischen dem Spektrum vor und nach der Verstärkung im Trapezverstärker bei einer Modulati-

onsfrequenz von 1,7 GHz wesentlich deutlicher. Bei dieser niedrigen Impulswiederholrate erhöht sich die Impulsspitzenleistung bei gleicher mittlerer Leistung um den Faktor 3. Die Breite des zentralen Maximums steigt von 0,6 nm auf 1,1 nm und in der kurzwelligen Flanke des Spektrums sind starke Modulationen bis in einer Entfernung von 0,24 nm vom zentralen Maximum zu erkennen. Auch in diesem Beispiel treten bei höheren Impulsspitzenleistungen nichtlineare Effekte wesentlich stärker in Erscheinung. Wie auch im vorangegangenen Beispiel, sind auch hier im Spektrum der eingekoppelten Strahlung Modulationen erkennbar, welche durch Sättigungseffekte im Vorverstärker hervorgerufen werden. Des Weiteren ist eine Verbreiterung der Intensitätsautokorrelation von 15,3 ps bei einer Modulationsfrequenz von 5,18 GHz auf 18,8 ps bei 1,7 GHz zu erkennen. Diese ist ursächlich bei der Impulserzeugung im Oszillator entstanden und war sowohl vor als auch nach dem Vorverstärker und auch nach dem Trapezverstärker annähernd konstant.

Diese starken Modulationen, welche durch Sättigungseffekte und die damit verbunden nichtlinearen Abhängigkeiten zu spektralen Umverteilungen und Verbreiterungen führen, können mit den eingeschränkten Möglichkeiten der Autokorrelationsmessung und Spektrenmessung nur phänomenologisch beschrieben werden. Die negativen Auswirkungen bei Anwendungen in der nichtlinearen Optik insbesondere mit dem Ziel einer effizienten Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich, wo hohe spektrale Leistungsdichten erreicht werden müssen, sind vorhersehbar.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit war deshalb, die Auswirkungen der einzelnen Verstärkerstufen auf die erzeugten Impulse zu analysieren und diese vollständig zu beschreiben. Ein geeignetes Messverfahren zur vollständigen Analyse ist die Methode des Frequency Resolved Optical Gating. Bei dieser Methode werden durch die Aufnahme von spektral aufgelösten Autokorrelationen zweidimensionale Datensätze (Spektrogramme) erzeugt, welche es erlauben über entsprechende Algorithmen Amplitude und Phase der Impulse zu bestimmen. Durch Angabe von Amplitude und Phase ist ein Impuls vollständig charakterisiert und somit auch durch einfache Fouriertransformation sowohl im Zeit- als auch Frequenzraum darstellbar. Die maximale mit dieser Methode gemessene Impulsdauer betrug bisher 2 ps [Tre93b]. Es handelte sich hierbei um dispersiv verbreiterte Impulse mit einer spektralen Breite von mehreren Nanometern. Um solche Impulse messtechnisch zu erfassen, sind Auflösungen von 0,1 nm ausreichend. Impulse aus modengekoppelten Diodenlaser MOPA-Systemen haben jedoch typische Breiten von 0,1 nm und stellen somit extrem hohe Anforderungen an die spektrale Auflösung des Messsystems. Die Identifizierung optimaler Systemparameter des modengekoppelten Hochleistungsdiodenlaser MOPA-Systems mit Hilfe der FROG-Messungen ist eine notwendige Voraussetzung zur effizienten Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich.

Kapitel 5

Methoden zur Charakterisierung von Impulsen

Die Untersuchung von Impulsen kann durch unterschiedliche Messverfahren sowohl zeitlich- als auch spektral erfolgen. Im Frequenzraum stehen zur Analyse verschiedene optische Elemente, wie Gitter oder Prismen zur Auswahl, welche aufgrund ihrer dispersiven Eigenschaften benutzt werden können, um die Wellenlängenabhängigkeit der Intensität des Lichts zu messen. Gitter besitzen eine wesentlich größere Winkeldispersion als Prismen, sodass bei gleichen Abmessungen eine etwa 10-fach höhere Auflösung erreicht werden kann. Das Auflösungsvermögen von Gittern ist zudem von der Ordnung in der es betrieben wird abhängig. Da bei höheren Ordnungen die Intensität schnell sinkt, werden Gitter meist in einer Ordnung in der Nähe von eins betrieben.

Wenn sehr hohe Auflösungen gefordert werden, verwendet man sehr häufig Scanning-Fabry-Perot-Spektrometer. Bei diesen Spektrometern wird das Licht in einen optischen Resonator eingekoppelt. Da das Licht teilweise mit sich selbst interferiert, können nur Eigenmoden des Resonators oder Frequenzen in deren Nähe durch den Resonator propagieren. Mit nicht allzu guten Spiegeln lassen sich Auflösungen erreichen, die um den Faktor 100 bis 1000 über dem von Gitterspektrometern liegen. Zur spektralen Analyse von Impulsen sollte die Dauer der Impulse dem Ein- bis Dreifachen der durch den Spiegelabstand des FPI vorgegebenen FPI-internen Umlaufzeit entsprechen. Außerdem muss bei vorhandenem Frequenzchirp der Spiegelabstand entsprechend modifiziert werden, da ansonsten die ermittelte spektrale Intensitätsverteilung verfälscht wird [Marz01].

Die zeitliche Analyse von Impulsen bis zu einigen Pikosekunden kann durch schnelle Photodioden erfolgen. Die direkte Aufnahme des zeitlichen Intensitätsverlaufs eines Impulses ist hier nur bis zur Größenordnung der Gerätefunktion der Photodiode möglich. Bei Erreichen der zeitlichen Grenze lassen sich schnelle Photodioden immerhin noch hervorragend

zur elektronischen Spektralanalyse verwenden, um Schwankungen der Amplitude oder der zeitlichen Abfolge der Impulse (Amplituden- und Phasenrauschen) zu messen [Lin86].

Eine weitere Möglichkeit der elektrooptischen Analyse besteht durch die Verwendung einer Streak-Kamera. Bei diesem Verfahren wird das zu messende Licht (entweder monochromatisch oder als Spektrum) linienförmig auf eine Photokathode gebracht. Die durch den äußeren Photoeffekt ausgelösten Photoelektronen durchlaufen eine Potentialdifferenz und werden beschleunigt. Anschließend werden sie in einem elektrischen Feld zwischen zwei Platten abgelenkt und durch eine Elektronenoptik auf eine Bildverstärkereinheit abgebildet. Durch eine schnell ansteigende Spannungsrampe wird die zeitliche Abfolge des Signals durch die Position auf einem Leuchtschirm kodiert. Dieses Bild wird mit einem Bildverstärker soweit intensiviert, dass es mit einem Leuchtschirm mit entsprechender Intensität betrachtet oder mit einer CCD-Kamera aufgezeichnet werden kann. Streak-Kameras haben eine zeitliche Auflösung von bis zu 200 fs, abhängig von der Anstiegsgeschwindigkeit der Ablenkspannung und der spektralen Empfindlichkeit [Ham05].

Die höchste Zeitauflösung wird mit optischen Verfahren erreicht. Ein optischer Korrelator beinhaltet einen Strahlteiler, in dem der auftreffende Impuls in zwei Teilimpulse aufgespalten wird und einen Verzögerungsarm, mit dem ein Teilimpuls zeitlich verzögert wird. Außerdem ein nichtlineares Medium, in dem beide Teilimpulse zur optischen Multiplikation überlagert werden. Optische Korrelationen können durch verschiedene Strahlgeometrien erzeugt werden. Unterschieden wird zwischen untergrundfreier- und untergrundbehafteter Intensitätsautokorrelation sowie der interferometrischen Autokorrelation. Bei allen Korrelationsverfahren, die auf nichtlinearen Effekten zweiter Ordnung (siehe Abschnitt 2.3.1) beruhen, kann bezüglich zeitlicher Asymmetrien nicht unterschieden werden. Das bedeutet, dass keine Aussagen über die genaue Impulsform möglich sind. Um hierüber Aussagen zu erhalten, müssen Effekte dritter Ordnung ausgenutzt werden, was aufgrund der benötigten Intensität, bzw. einer zu geringen Effizienz oft nicht möglich ist.

Diese kurze Aufzählung der gängigsten Methoden zur Analyse von optischen Impulsen erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Für tiefergehende Informationen zu den einzelnen Methoden sei hier auf Spezialliteratur und Hersteller verwiesen. [Sal80, Wei83, Min83, New99, Lin86, Zaf56, Bra80].

5.1 Grenzen herkömmlicher Verfahren

Bei allen oben genannten Verfahren werden vor allem Intensitäten detektiert. Messungen mit einer schnellen Photodiode oder einer Streackkamera erlauben es, den zeitlichen Intensitätsverlauf bis zur Größenordnung der Gerätefunktion zu bestimmen. Bei kürze-

ren Impulsen im Bereich unter 200 fs können nur noch optische Verfahren Informationen über die zeitliche Dauer eines Ereignisses liefern. Phaseninformationen, d.h. Informationen über den zeitlichen Verlauf der einzelnen spektralen Anteile innerhalb eines Impulses, können mit diesen Messungen nicht erfasst werden.

Hochaufgelöste Messungen der spektralen Intensität ultrakurzer Impulse mit Scanning-Fabry-Perot-Spektrometern setzen eine genaue Kenntnis des Phasenverlaufs innerhalb eines Impulses voraus, d.h. man benötigt mehr Informationen über den Impuls als eigentlich gemessen werden, da auch diese Methode keine Phaseninformationen liefert. Eine genaue Detektion der spektralen Intensität ist somit nur mit Hilfe von Gitterspektrometern möglich. Bei dieser Methode werden zwar die Intensitäten der einzelnen spektralen Anteile detektiert jedoch keine Informationen über die zeitliche Abfolge. Um eine vollständige Analyse der Impulse zu erlangen, müssen deshalb andere Verfahren verwendet werden.

Anfang der 90er Jahre wurde von R. Trebino und D. J. Kane ein Verfahren entwickelt, welches zu einer wesentlichen Verbesserung der Impulsanalytik führte. Mit der Methode des **F**requency **R**esolved **O**ptical **G**ating (FROG) ist seitdem eine vollständige Analyse der erzeugten Impulse möglich [Tre93a]. Neben dem zeitlichen Verlauf der Impulseinhüllenden erhält man mit diesem Verfahren zusätzlich den kompletten Phasenverlauf.

Dieses experimentell einfache Verfahren, welches seine Ursprünge in der Phasenrückgewinnung bei der Bildverarbeitung hat, ist universell für einen weiten Bereich von Wellenlängen, Impulsenergien und Impulslängen einsetzbar. Je nach Art des experimentellen Verfahrens erlaubt das einfache Betrachten der Messwerte ohne weitere Auswertung schon Rückschlüsse auf die Struktur eines Impulses.

Die maximale Dauer der mit dieser Methode gemessenen Impulse betrug bisher 2 ps [Ric97]. Es handelte sich hierbei um dispersiv verbreiterte Impulse im mittleren Infrarot bei einer Wellenlänge von $5,13 \mu\text{m}$ mit einer spektralen Breite von 12 nm. Um solche Impulse messtechnisch zu erfassen, reicht ein spektrales Auflösungsvermögen von 1 nm aus. Kommerziell erhältliche Messgeräte sind ausschließlich zur Analyse von spektral breitbandigen Impulsen konzipiert, wobei Auflösungsvermögen von 0,1 nm vollkommen ausreichen [Pho05].

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit war, die bisherigen Grenzen bezüglich der spektralen Auflösung und Empfindlichkeit einerseits und der Impulslänge andererseits zu erweitern und diese Technik zur Analyse von Impulsen aus modengekoppelten Diodenlaser MOPA-Systemen zu nutzen. Die typische Impulsdauer solcher Systeme liegt über 10 ps mit einer spektralen Breite um 0,1 nm .

5.2 Theoretische Grundlagen von FROG

5.2.1 Beschreibung von Impulsen durch Spektrogramme

Ein Lichtimpuls kann gemäß den Gleichungen (2.7) und (2.10) im Zeitraum oder im Frequenzraum durch

$$E(t) = A(t)e^{i\Phi(t)}$$

bzw.

$$E(\omega) = A(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$$

dargestellt werden. Durch die Kenntnis von Amplitude und Phase ist der Impuls vollständig charakterisiert.

Eine weitere Darstellungsmöglichkeit der Feldstärke eines elektromagnetischen Impulses ist ein Spektrogramm [Alt80]. Ein anschauliches Beispiel eines Spektrogramms ist die Darstellung einer Melodie durch Noten (siehe Abb. 5.1). Hierbei wird das Kurzzeitspektrum einer Wellenform als Funktion der Zeit, mit zusätzlichen Informationen über die spektrale Intensität (z.B. pianissimo oder fortissimo), dargestellt.

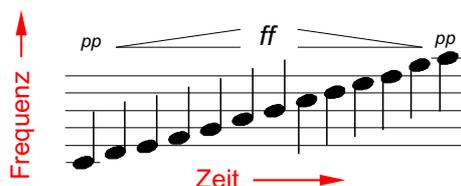


Abbildung 5.1: Musikstück: Darstellung im Zeit- und Frequenzraum mit zusätzlicher Angabe der Intensität (pianissimo, bzw. fortissimo).

Die experimentelle Realisierung erfolgt durch spektrale Messung einzelner zeitlicher Komponenten eines Impulses, wodurch er gleichzeitig im Zeit- und Frequenzraum dargestellt wird. Mathematisch lässt sich ein Spektrogramm folgendermaßen beschreiben:

$$S_E(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)g(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2, \quad (5.1)$$

mit $g(t - \tau)$ als Fenster- oder Schaltfunktion, deren Verzögerung zum E-Feld durch τ gegeben ist.

Wird als Fensterfunktion ein δ -Impuls gewählt,

$$\left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)\delta(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 = |E(\tau)e^{-i\omega\tau}|^2 = |E(\tau)|^2 = I(\tau)$$

ergibt das Spektrogramm lediglich den zeitlichen Intensitätsverlauf des Impulses und enthält keine Informationen bezüglich der Phase. Bei einer unendlich ausgedehnten Fensterfunktion stellt es lediglich seine spektrale Intensität $I(\omega) = |E(\omega)|^2$ dar.

Fensterfunktionen, deren Länge etwas kürzer als die des zu untersuchenden Impulses ist, sind am besten geeignet, um Spektrogramme zu messen [Alt80]. Solche Fensterfunktionen liefern Spektren für den durch τ festgelegten Impulsanteil. Dadurch beschreibt ein Spektrogramm, welche Frequenzen in einer zeitlichen Komponente des Impulses enthalten sind. Für jede Verzögerung τ enthält das Spektrogramm somit ein eigenes Spektrum.

Obwohl jedes einzelne dieser Spektren keine Information über die Phase enthält, wird durch deren Gesamtheit der Impuls eindeutig charakterisiert [Alt80].

5.2.2 Die Methode des Frequency Resolved Optical Gatings

Um Spektrogramme von ultrakurzen Laserimpulsen zu messen, benötigt man definierte Fensterfunktionen von ähnlich kurzer Dauer. Dazu wird als Fensterfunktion eine Funktion f des zu untersuchenden E-Feldes benutzt. Die Fensterfunktion wird damit zu

$$g(t - \tau) = f(E(t - \tau)) . \quad (5.2)$$

Nutzt man als Fensterfunktion z.B. den Impuls selbst, so ergibt sich als Resultat das FROG-Signal zu

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{Sig}}(t, \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (5.3)$$

$$\text{mit } E_{\text{Sig}}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau) . \quad (5.4)$$

Allgemein gilt für das Signalfeld:

$$E_{\text{Sig}}(t, \tau) = E(t)f(E(t - \tau)) . \quad (5.5)$$

Die Signalfunktion $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ wird experimentell in einem nichtlinearen Medium durch Überlagerung des Impulses mit seiner zeitverzögerten Kopie erzeugt (**O**ptical **G**ating). Für jede Verzögerung wird das erzeugte Signal mit einem Spektrometer wellenlängen- bzw. frequenz aufgelöst detektiert.

Diese Methode wird deshalb als **F**requency **R**esolved **O**ptical **G**ating (**FROG**) bezeichnet [Tre93b].

Wird das FROG-Signal $I(\omega, \tau)$ über die Frequenz integriert, ist das Ergebnis

$$\begin{aligned}
 G(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) d\omega \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{Sig}}(t, \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2 d\omega \\
 &\sim \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{Sig}}(t, \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

eine Autokorrelationsfunktion [Die85]. Die FROG-Methode kann also als spektral aufgelöste Autokorrelation bezeichnet werden.

Zur Erzeugung der Signalfunktion $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ kann jeder nichtlineare Effekt genutzt werden. Dazu wird der zu untersuchende Impuls in Probe- und Schaltimpuls unterteilt. Der Schaltimpuls wird relativ zum Probeimpuls verzögert, bevor beide Teilimpulse in einem nichtlinear reagierenden Medium überlagert werden. Die Form von $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ hängt somit von der Art der verwendeten Nichtlinearität ab.

Die spektrale Zerlegung des Signals ergibt das FROG-Signal, in dem die Intensität als Funktion der Frequenz ω , bzw. der Wellenlänge λ und der Verzögerung τ aufgetragen ist.

5.2.3 Experimentelle Erzeugung von FROG-Signalen

Die experimentelle Generierung von FROG-Signalen kann prinzipiell in zwei Klassen eingeteilt werden. Das Signal wird entweder von einem einzelnen (*single shot*) oder über viele Impulse gemittelt (*multishot*) erzeugt. Da bei *single shot*-Aufbauten das gesamte FROG-Signal aus einem einzigen Impuls generiert wird, sind diese prinzipiell nur zur Messung von Impulsen hoher Energie geeignet.

Bei *multishot*-Aufbauten wird das Signal über einen Zeitbereich, der groß gegenüber der Impulsrepetitionsrate ist, detektiert, wodurch Impulse geringer Energie gemessen werden können. Beide Arten unterscheiden sich zusätzlich darin, wie die Verzögerung zwischen Probe- und Schaltimpuls erzeugt wird. Bei *multishot*-Aufbauten durchläuft der Schaltimpuls schrittweise eine variable Verzögerungsstrecke, bevor er mit dem Probeimpuls in dem nichtlinearen Medium überlagert wird. Im Unterschied dazu wird bei *single shot*-Aufbauten keine variable Verzögerungsstrecke benötigt.

Eine besonders elegante Methode stellt der Grenouille Aufbau dar (Abb. 5.2). Der Im-

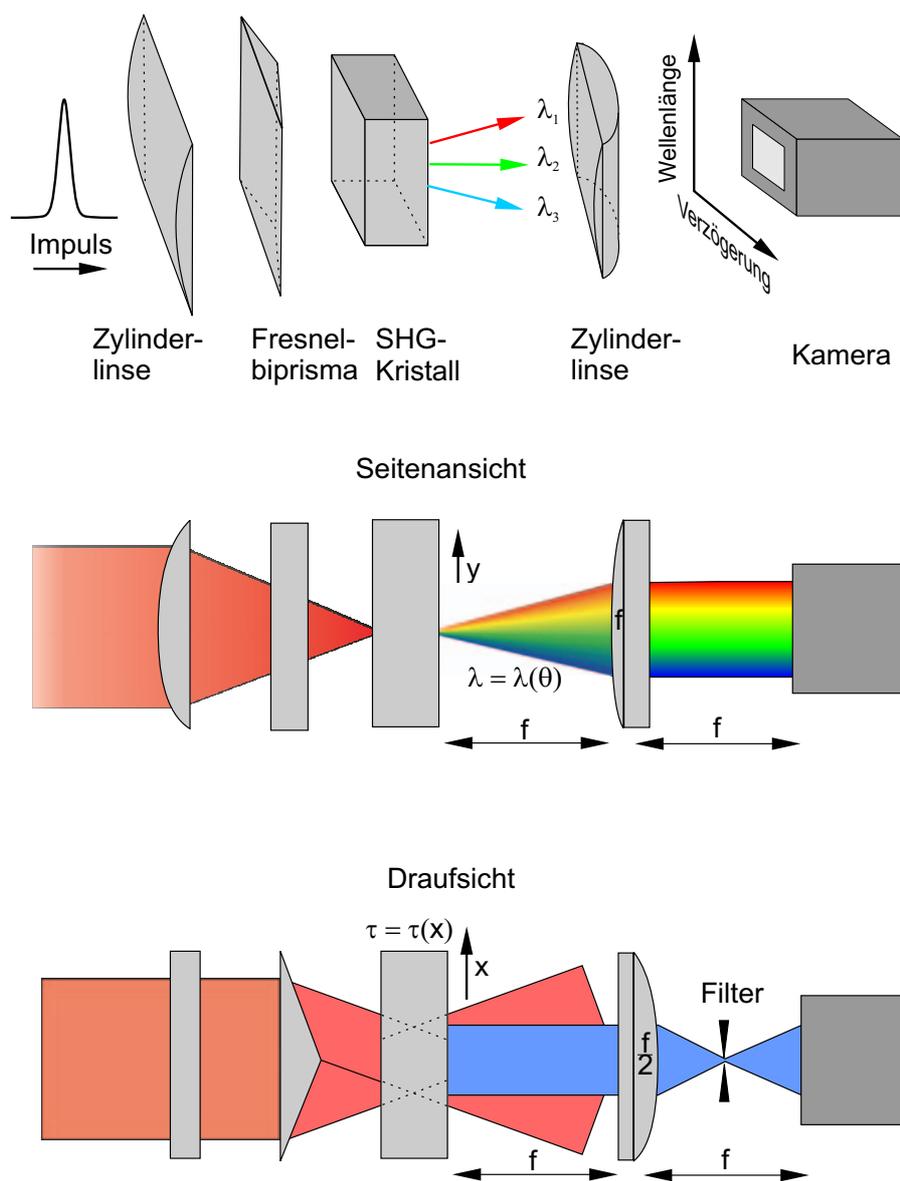


Abbildung 5.2: Grenouille-Aufbau mit Komplettansicht(Oben), Seitenansicht (Mitte) und Draufsicht (Unten).

puls wird zunächst mit einer Zylinderlinse zu einer Linie fokussiert und anschließend durch ein fresnelsches Biprisma in Probe- und Schaltimpuls geteilt. Die beiden Teilimpulse werden anschließend in einem nichtlinearen Medium unter einem Winkel α überlagert (siehe Abb. 5.2, Draufsicht). Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung haben die Impulse damit eine vom Ort abhängige Verzögerung. Die zeitliche Verzögerung wird somit räumlich aufgelöst. Die spektrale Zerlegung erfolgt mittels eines langen Kristalls. Die Länge des Kristalls bestimmt über die Winkelakzeptanz die spektrale Auflösung und ersetzt somit die spektrale Zerlegung durch ein Spektrometer (siehe Abb. 5.2, Seitenansicht). Die Detektion erfolgt mittels einer CCD-Kamera, bei der in der horizontalen Richtung die Verzögerung und

in der vertikalen Richtung die Wellenlänge detektiert wird. Somit kann ohne bewegliche Teile in einem kompakten Aufbau und mit einer geringen Anzahl optischer Komponenten direkt das FROG-Signal erzeugt werden. Die mathematische Beschreibung ist äquivalent zum SHG *multishot*-Aufbau und wird im Anschluss näher erläutert (5.2.4). Wie bei allen *single shot*-Aufbauten ist auch hier eine gute Strahlqualität notwendig. Mit dieser Methode wurden Impulse einer Dauer von 10 fs bis zu 2 ps gemessen [Tan91, Tre93b]. Für kürzere Impulse müssen dispersive Effekte bei der Signalerfassung, die zu einer Verbreiterung der Impulse führen, im Auswertungsalgorithmus zusätzlich berücksichtigt werden. Im Folgenden werden einige Methoden für *multishot*-Aufbauten und ihre Vor- und Nachteile näher erläutert.

5.2.4 Methoden für *multishot*-Aufbauten

Second Harmonic Generation (SHG-) FROG

Bei dieser Methode wird der nichtlineare Effekt der Frequenzverdopplung zur Erzeugung des Signalfeldes $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ genutzt. In Abbildung 5.3 ist die Strahlgeometrie für das SHG-FROG Verfahren dargestellt. Der Impuls wird durch einen Strahlteiler in Probe- und Schaltimpuls aufgeteilt. Der Schaltimpuls wird nach einer variablen Verzögerungsstrecke in einem nichtlinearen Medium mit $\chi^{(2)} \neq 0$ mit dem Probeimpuls nichtkollinear überlagert. Zu beachten ist hierbei, dass die spektrale Akzeptanzbreite des nichtlinearen Mediums so gewählt werden muss, dass die Fundamentalstrahlung in ihrer spektralen Breite vollständig konvertiert wird. Das erzeugte SHG-Signal wird anschließend mit einem Spektrometer detektiert.

Für das Signalfeld gilt die Gleichung: $E_{\text{Sig}}^{\text{SHG}}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau)$. Damit hat $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ die durch Gleichung (5.5) geforderte Form. Bei dieser Methode wird das FROG-Signal zu

$$I_{\text{FROG}}^{\text{SHG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (5.7)$$

Aus der zur Signalerzeugung verwendeten Geometrie ergeben sich bei SHG-FROG bezüglich des Signals vier Nichteindeutigkeiten, d.h. es gibt mehrere E-Felder, die das gleiche FROG-Signal erzeugen können.

- $E(t) \rightarrow E(t)e^{i\Phi_o}$; ϕ_o ist eine globale Phase und ohne physikalische Bedeutung.
- $E(t) \rightarrow E(t - t_o)$; Die Verschiebung der Zeit führt zu einer globalen Phase in der Frequenz. Die absolute Zeit ist hier jedoch ohne Bedeutung.

- $E(t) \rightarrow E^*(t)$; Da physikalisch nur der Realteil $\frac{1}{2}(E(t) + E^*(t))$ relevant ist, kann nicht zwischen negativer und positiver Phase unterschieden werden.
- $E(t) \rightarrow E(-t)$; Die Zweideutigkeit bezüglich des Vorzeichens der Zeit resultiert aus der Symmetrie des FROG-Signals bezüglich der Verzögerung.

$$\begin{aligned}
 I_{\text{FROG}}^{\text{SHG}}(\omega, \tau) &= \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t-\tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \\
 &\stackrel{t' \rightarrow t-\tau}{=} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t'+\tau)E(t')e^{-i(\omega t'+\tau)} dt' \right|^2 \\
 &= I_{\text{FROG}}^{\text{SHG}}(\omega, -\tau)
 \end{aligned}$$

Es kann demnach nicht unterschieden werden, welche Seite des Impulses zuerst abgetastet wurde, wodurch zwei Impulse als Lösung in Frage kommen. Über das Vorzeichen der Zeit kann bei asymmetrischen Impulsen eine Messung mit einer Streakkamera Aufschluss geben oder es wird eine weitere Messung durchgeführt, wobei der Impuls definiert dispersiv verändert wird, so dass nur eine der beiden Möglichkeiten mit beiden Messungen konsistent ist. Eine weitere Mehrdeutigkeit tritt auf, wenn der Impuls aus zwei voneinander getrennten Impulsen mit unterschiedlicher Phase besteht. Die relative Phase zwischen diesen Impulsen kann nur modulo π bestimmt werden. Da zur Erzeugung der zweiten Harmonischen ein $\chi^{(2)}$ -Effekt ausgenutzt wird, ist SHG-FROG zur Analyse von Impulsen geringer Energie (ca. 1 pJ bei fs-Impulsen) geeignet. Mit dieser Methode wurden unverstärkte Impulse eines Ti:Saphir Lasers mit einer Dauer von 4,5 fs gemessen. [Bal99].

Polarization Gate (PG-) FROG

Bei der PG-Methode [Tre93b] durchläuft der Probeimpuls zwei gekreuzte Polarisatoren, der Schaltimpuls eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, die seine Polarisationsrichtung um 45° gegenüber der des Probeimpulses dreht. Die beiden Teilimpulse werden dann in einem nichtlinearen Medium mit $\chi^{(3)} \neq 0$ überlagert (Abb. 5.3). Ist zwischen Probe- und Schaltimpuls kein zeitlicher Überlapp gegeben, kann der Probeimpuls den Analysator nicht passieren. Überlappen beide Teilimpulse jedoch räumlich und zeitlich, wird durch den optischen Kerr-Effekt [Sut96] die Polarisation des Probeimpulses gedreht, wodurch er den Analysator passieren kann.

Die Form des Signalfeldes in dieser Geometrie ist durch

$$E_{\text{Sig}}^{\text{PG}} = E(t) |E(t-\tau)|^2 \quad (5.8)$$

gegeben. Das PG-FROG-Signal ergibt sich mit Gleichung (5.1) zu:

$$I_{\text{FROG}}^{\text{PG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) |E(t - \tau)|^2 e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (5.9)$$

Zu beachten ist hierbei, dass die Schaltfunktion $g(t - \tau) = |E(t - \tau)|^2$ eine reelle Funktion ist und somit die Phase des detektierten Probepulses unverändert lässt. PG-Frog Signale besitzen eine große Anschaulichkeit und erlauben eine sofortige qualitative Analyse etwaiger Frequenzmodulationen. Außer einer globalen Phase treten keine weiteren Mehrdeutigkeiten auf. Der ausgenutzte nichtlineare Effekt ist automatisch phasenangepasst und vereinfacht somit wesentlich die Justage. Da der Kerr-Effekt erst bei großen Intensitäten auftritt, ist diese Strahlgeometrie nur zur Messung von Impulsen hoher Energien (ca. 100 nJ bei fs-Impulsen) geeignet. Ein weiterer Nachteil liegt in der Notwendigkeit qualitativ hochwertiger Polarisatoren. Da diese relativ dick sind, wird der zu messende Impuls durch Dispersion verändert. Dieser FROG-Typ ist deshalb zur Messung von Impulsen, deren Dauer kleiner als 30 fs ist, nur mit Einschränkungen geeignet.

Self- Diffraction (SD-) FROG

Selbstbeugung ist ein weiterer nichtlinearer Prozess, der auf dem optischen Kerr-Effekt beruht und zur Erzeugung von FROG-Signalen geeignet ist [Tre93a]. Die Strahlgeometrie ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Dabei werden Probe- und Schaltimpuls in einem $\chi^{(3)}$ -Material überlagert. Im Unterschied zu PG-FROG haben nun beide Teilimpulse jedoch die gleiche Polarisationsrichtung. Über den nichtlinearen Term des Brechungsindex wird in dem Material eine sinusförmige Intensitätsverteilung induziert, die ein Brechungsindexgitter erzeugt, an dem jeder Teilstrahl gebeugt wird [Eich86]. Das FROG-Signal $I_{\text{FROG}}^{\text{SD}}(\omega, \tau)$ ist für SD-FROG durch

$$I_{\text{FROG}}^{\text{SD}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)^2 E^*(t - \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (5.10)$$

gegeben, wobei $E^*(t - \tau)$ das zu $E(t - \tau)$ konjugiert komplexe E-Feld bezeichnet. Ein Vorteil der SD-FROG-Methode ist deren einfache Umsetzung, da sie außer dem Medium selbst keine weiteren optischen Elemente (wie z.B. Polarisatoren bei PG-FROG) benötigt. Dadurch kann SD-FROG bei Impulsen im tiefen UV-Bereich ($\lambda < \sim 250$ nm) genutzt werden.

Ein Nachteil ist, dass Selbstbeugung einen Prozess darstellt, der bezüglich der Frequenz und des Winkels phasenangepasst sein muss. Der Winkel zwischen beiden Teilstrahlen muss deshalb kleiner als die Winkelakzeptanzbreite sein. Bezüglich der spektralen Akzeptanzbreite gelten gleiche Bedingungen wie bei SHG-FROG.

Transient- Grating (TG-) FROG

Bei TG-FROG [Swe97] wird eine Drei-Strahl-Geometrie ausgenutzt (Abb. 5.3). Zwei der drei Teilstrahlen werden räumlich und zeitlich in einem Kerr-Medium überlagert und erzeugen analog zu SD-FROG ein Brechungsindexgitter [Eich86]. Der dritte Impuls durchläuft eine variable Verzögerungsstrecke, wird an dem induzierten Gitter gebeugt und erzeugt so das Signalfeld $E_{\text{Sig}}^{\text{TG}}(t, \tau)$. Abhängig davon, welcher Impuls variabel verzögert wird, ist das gemessene FROG-Signal mathematisch äquivalent zu PG-FROG oder SD-FROG. Da diese Methode keine Polarisatoren benötigt und der nichtlineare Prozess automatisch phasenangepasst ist, stellt sie die beste Geometrie zur Messung ultrakurzer Impulse mit hoher Leistung dar. Der einzige Nachteil dieses FROG-Typs ist die Notwendigkeit dreier Strahlen und die damit verbundene kritischere Justage.

Third-Harmonic-Generation (THG-) FROG

Ein weiterer nichtlinearer Prozess, der für einen FROG-Aufbau ausgenutzt werden kann, ist die Erzeugung der dritten Harmonischen (THG) [Tsa96]. Speziell die Oberflächen THG ist im Unterschied zu den vorher beschriebenen $\chi^{(3)}$ -Effekten ein ungewöhnlich starker nichtlinearer Effekt dritter Ordnung [Tsa95]. Die mathematische Form des Signals für THG-FROG ist

$$I_{\text{FROG}}^{\text{THG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)^2 E(t - \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (5.11)$$

Es gibt zwei mögliche Signalfelder, die spektral aufgelöst werden können (Abb. 5.3). Die Auswahl dieser Strahlen legt fest, welcher Faktor in Gleichung 5.11 quadriert wird. Die Auswahl ist irrelevant und führt nur zu einer Spiegelung des FROG-Signals bezüglich τ . Wie bei den anderen $\chi^{(3)}$ -FROG-Typen wird auch bei THG-FROG die Unbestimmtheit bezüglich der Richtung der Zeit aufgehoben, es wird jedoch eine wesentlich geringere mittlere Leistung benötigt. Der entscheidende Vorteil von THG-FROG liegt darin, dass die THG Wechselwirkung ein Oberflächen-Effekt ist. Dadurch ist die spektrale Akzeptanzbandbreite sehr groß. THG-FROG sollte deshalb zur Messung von Impulsen, deren Dauer < 10 fs ist, sehr gut geeignet sein [Tsa96]. Bei THG-FROG existiert analog zu SHG-FROG eine Unbestimmtheit bezüglich der relativen Phase von Doppelimpulsen. Diese kann nur modulo $(2/3)\pi$ bestimmt werden. Mit THG-FROG konnten nichtverstärkte 100 fs Impulse eines Ti:Saphir Lasers mit einer Repetitionsrate von 100 MHz und einer mittleren Impulsleistung von 300 mW gemessen werden [Tsa96].

Zusammenfassung

Auf den vorangegangenen Seiten wurden die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Möglichkeiten zur Erzeugung eines Signalfeldes ausführlich dargestellt. Grundsätzlich kann jeder nichtlineare Effekt zur Erzeugung eines Signalfeldes ausgenutzt werden. Bisher wurden FROG-Messungen im UV- [Kan94] über den sichtbaren Wellenlängenbereich [Kan93, Koh95] bis ins nahe [DeL94] und mittlere Infrarot [Ric95] durchgeführt. Es wurden dabei Impulsdauern von 4,5 fs [Bal99] bis 2 ps [Ric97] gemessen.

Welcher FROG-Typ letztendlich für eine Impulscharakterisierung in Frage kommt, ist auch maßgeblich von der Impulsenergie des Laser-Systems abhängig. Die bis dato realisierten Experimente beschränken sich in der großen Mehrheit auf die Charakterisierung von Festkörperlaser, die Impulse von wenigen- bis einige hundert Femtosekunden Dauer emittieren. Die mit diesen Laser-Systemen erzeugten Impulse haben Wiederholraten von einigen Kilohertz bis Megahertz und mittlere Leistungen bis weit in den Watt-Bereich hinein. Die Charakterisierung von Impulsen, die mit modengekoppelten Diodenlaser MOPA-Systemen erzeugt werden, stellt eine neue Herausforderung dar. Deren Impulsdauer beträgt typischerweise einige 10 ps. Mit Wiederholraten von einigen GHz und einer mittleren Ausgangsleistung im Bereich von einem Watt beträgt die Impulsenergie solcher Lasersysteme weniger als ein nJ. Dies schränkt die Auswahl an Möglichkeiten drastisch ein. *Single shot*-Verfahren scheiden grundsätzlich aus, da für deren Realisierung eine hohe Impulsenergie die Grundvoraussetzung ist. Bei den *multishot*-Verfahren scheiden letztendlich alle Verfahren, die zur Signalerzeugung einen nichtlinearen $\chi^{(3)} \neq 0$ Effekt nutzen, aus.

Die größtmögliche Empfindlichkeit bezüglich der Signalerzeugung wird erreicht unter Ausnutzung eines nichtlinearen Mediums mit $\chi^{(2)} \neq 0$. Somit ist die SHG-FROG Methode (Abschnitt 5.2.4) die aussichtsreichste Methode zur vollständigen Charakterisierung von ps-Impulsen aus modengekoppelten Diodenlaser MOPA-Systemen.

In Tabelle 5.1 sind die Eigenschaften der unterschiedlichen FROG-Methoden zur Erzeugung des Signalfeldes zusammengefasst.

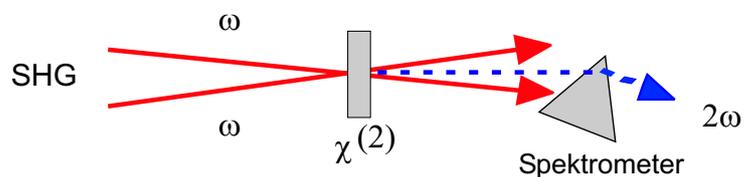
Strahlgeometrie	SHG	PG	SD	TG	THG
Nichtlinearität	$\chi^{(2)}$	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(3)}$
Empfindlichkeit (<i>single shot</i>)	$\sim 0,01\mu J$	$\sim 1\mu J$	$\sim 10\mu J$	$\sim 0,1\mu J$	$\sim 0,03\mu J$
Empfindlichkeit (<i>multi shot</i>)	$\sim 0,001nJ$	$\sim 100nJ$	$\sim 1000nJ$	$\sim 10nJ$	$\sim 1nJ$
Vorteile	sehr empfindlich	anschauliche FROG-Signale; automatisch phasenangepasst	anschauliche FROG-Signale	empfindlich; anschauliche FROG-Signale; UV-geeignet	empfindlich; große spektrale Akzeptanzbreite
Nachteile	unanschauliche FROG-Signale	benötigt Polarisatoren	dünnes Medium; nicht phasenangepasst	drei Teilstrahlen	unanschauliche FROG-Signale
Unbestimmtheiten	Richtung der Zeit; relative Phase zwischen multiplen Impulsen	keine bekannt	keine bekannt	keine bekannt	relative Phase zwischen multiplen Impulsen

Tabelle 5.1: Vergleich der Methoden zur Erzeugung des Signalfeldes.

In Abbildung 5.3 sind die unterschiedlichen Strahlgeometrien für FROG-Aufbauten dargestellt.

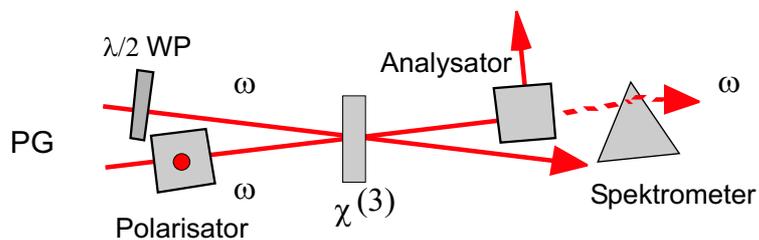
Second -
harmonic
generation

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t) E(t-\tau)$$



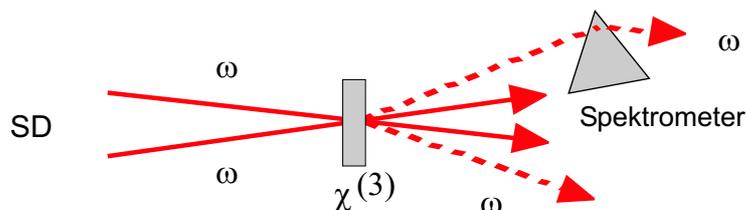
Polarization -
gate

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t) |E(t-\tau)|^2$$



Self -
diffraction

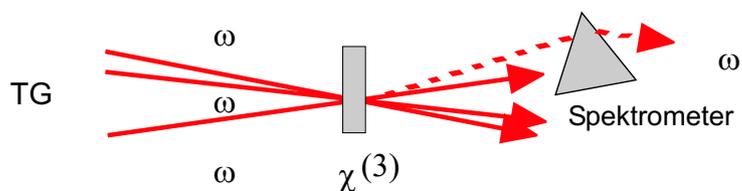
$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t)^2 E(t-\tau)^*$$



Transient -
grating

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t) |E(t-\tau)|^2$$

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t)^2 E(t-\tau)^*$$



Third -
harmonic
generation

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) = E(t)^2 E(t-\tau)$$

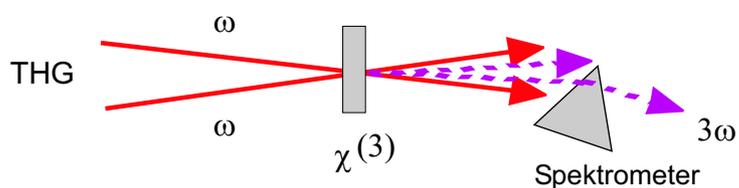


Abbildung 5.3: Graphische Darstellung der unterschiedlichen Strahlgeometrien mit der entsprechenden mathematischen Beschreibung der Signalfelder.

5.2.5 Rekonstruktion des E-Feldes

Die Problematik, aus einem gemessenen FROG-Signal das komplexe E-Feld zu rekonstruieren, besteht darin, eine komplexe Funktion nur aus der Amplitude ihrer Fouriertransformation zu berechnen, da

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{Sig}}(t, \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2$$

gilt. Für Funktionen einer Veränderlichen ist dieses Problem nicht lösbar. So ist es zum Beispiel unmöglich, aus dem gemessenen Spektrum eines Impulses

$$S(\omega) = |E(\omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2$$

auf das komplexe E-Feld zu schließen, da beim Quadrieren jede Phaseninformation verloren geht. Für Funktionen mehrerer Variablen existieren dagegen eindeutige Lösungen [Fie87].

Mit $E_{\text{Sig}}(t, \Omega) = \mathcal{F}^{-1} [E_{\text{Sig}}(t, \tau), \tau] (\Omega)$, d.h. durch eine Fouriertransformation von $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ bezüglich τ , wird

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{Sig}}(t, \Omega) e^{-i\omega t - i\Omega \tau} dt d\Omega \right|^2,$$

womit das Problem auf ein zweidimensionales Phasenrückgewinnungsproblem überführt wird [Tre93b].

Eine Möglichkeit, ein zweidimensionales Phasenrückgewinnungsproblem zu lösen, besteht in der Anwendung iterativer Algorithmen [Fie82]. Da das Zurückrechnen einer Funktion aus ihrer Fouriertransformierten ein typisches Problem der Bildverarbeitung darstellt, existieren für diese Probleme eine große Auswahl an Lösungsalgorithmen [Fie87]. Es besteht dabei ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem E-Feld $E(t)$ und dem FROG-Signal $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau)$. Bis auf additive Konstanten in der Zeit und der Phase, die physikalisch nicht relevant sind, liefern diese Algorithmen aus dem gemessenen FROG-Signal direkt $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ und damit $E(t)$. Einzig bei FROG-Signalen, die bezüglich τ symmetrisch sind, bleibt eine Zweideutigkeit bezüglich der Richtung der Zeit (siehe Kapitel 5.2.4) bestehen. Bei der Anwendung iterativer Algorithmen wird ausgenutzt, dass für die gesuchte Funktion zusätzlich zu der Forderung nach Übereinstimmung des Betragsquadrats der Fouriertransformation mit der Messung weitere Nebenbedingungen erfüllt sein müssen. In der Bildverarbeitung wird z.B. häufig die Forderung nach einem endlichen Definitionsgebiet

der Funktion verwendet.

Beim FROG-Problem ist durch den verwendeten nichtlinearen Effekt, d.h. die Vorschrift, wie $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ aus $E(t)$ hervorgeht (Gleichung (5.5)), eine geeignete Nebenbedingung im Zeitraum gegeben. Die Bedingung im Frequenzraum ergibt sich aus dem gemessenen FROG-Signal zu

$$I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = |E_{\text{Sig}}(\omega, \tau)|^2. \quad (5.12)$$

Abbildung 5.4 stellt die Form eines solchen FROG-Algorithmus dar [Tre93b]. Im Unterschied zum allgemeinen Algorithmus, bei dem zweidimensionale Fouriertransformationen zwischen $E_{\text{Sig}}(\omega, \tau)$ und $E_{\text{Sig}}(t, \Omega)$ notwendig wären, erübrigt sich durch die physikalische Nebenbedingung $E_{\text{Sig}}(t, \tau) = E(t)f(E(t-\tau))$ die Transformation in der zweiten Variablen ($\tau \leftrightarrow \Omega$).

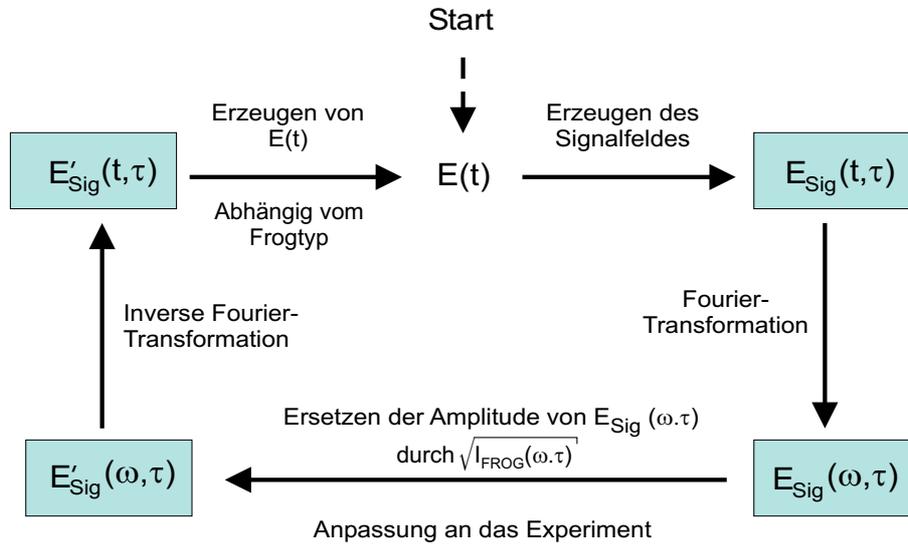


Abbildung 5.4: Allgemeine Struktur eines Phasenrückgewinnungsalgorithmus.

Die $(k+1)$ -te Iteration des Algorithmus beginnt mit der k -ten Abschätzung für $E^{(k)}(t)$, aus dem mit $E_{\text{Sig}}^{(k)}(t, \tau) = E^{(k)}(t)f(E^{(k)}(t-\tau))$ das Signalfeld $E_{\text{Sig}}^{(k)}(t, \tau)$ berechnet wird. Durch anschließende Fouriertransformation ergibt sich $E_{\text{Sig}}^{(k)}(\omega, \tau)$.

Da $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau) = |E_{\text{Sig}}(\omega, \tau)|^2$ ist (5.12), wird zur Anpassung an das Experiment die Amplitude von $E_{\text{Sig}}(\omega, \tau)$ durch die Amplitude des FROG-Signals ersetzt. Dadurch ergibt sich $E_{\text{Sig}}(\omega, \tau)$ zu

$$E_{\text{Sig}}^{\prime(k+1)}(\omega, \tau) = \frac{E_{\text{Sig}}^{(k)}(\omega, \tau)}{|E_{\text{Sig}}^{(k)}(\omega, \tau)|} \sqrt{I_{\text{FROG}}(\omega, \tau)}$$

und erfüllt somit die Bedingung im Frequenzraum. Durch die Fourierrücktransformation

$$E_{\text{Sig}}^{(k+1)}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_{\text{Sig}}^{(k+1)}(\omega, \tau) e^{-i\omega t} d\omega$$

ist eine neue Abschätzung für $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ gefunden. Diese Abschätzung wird im allgemeinen die Bedingung im Zeitraum nicht erfüllen und muss daran angepasst werden. Dies ist das grundsätzliche Problem dieses Algorithmus, da durch $E_{\text{Sig}}(t, \tau) = E(t)f(E(t - \tau))$ zwar eine Vorschrift gegeben ist wie, $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ aus $E(t)$ hervorgeht, dazu jedoch keine Umkehroperation existiert.

Die Art, wie aus $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ die nächste Abschätzung für $E(t)$ erzeugt wird, hängt vom speziellen Algorithmus ab.

Der Algorithmus wird mit einem zufälligen Startfeld $E^{(0)}(t)$ gestartet und so lange durchlaufen, bis $E_{\text{Sig}}^{(k)}(t, \tau)$ gegen $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ konvergiert. Für die meisten Algorithmen existiert trotz eines guten Konvergenzverhaltens bei ihrer Anwendung kein Konvergenzbeweis. Als Abbruchkriterium kann

$$\epsilon_{\text{FROG}}^{(k)} = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \left[I_{\text{FROG}}(\omega_i, \tau_j) - I_{\text{FROG}}^{(k)}(\omega_i, \tau_j) \right]^2}, \quad (5.13)$$

mit $I_{\text{FROG}}^{(k)}(\omega, \tau) = \left| E_{\text{Sig}}^{(k)}(\omega, \tau) \right|^2$ verwendet werden [DeL94a]. Dabei ist berücksichtigt, dass $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau)$ nur zu diskreten Frequenzen ω_i und Verzögerungen τ_j gemessen werden kann. Ferner wird angenommen, dass jeweils N Werte des ansonsten kontinuierlichen Signals gemessen werden. $\epsilon_{\text{FROG}}^{(k)}$ ist die mittlere quadratische Abweichung zwischen dem gemessenen FROG-Signal und dem aus der k -ten Abschätzung für $E(t)$ berechneten Signalfeld. Ist ϵ_{FROG} unter einen bestimmten Wert gefallen, gilt die Abschätzung als genügend genau und der Algorithmus kann abgebrochen werden. Das $E^{(k)}(t)$ mit dem kleinsten Fehler wird als Lösung angesehen.

Hat eine Abschätzung $E^{(k)}(t)$ ein Signalfeld, dessen Betragsquadrat mit dem gemessenen FROG-Signal übereinstimmt, ist die Abschätzung gleich dem gesuchten E-Feld, da es zu einem FROG-Signal nur ein mögliches E-Feld gibt. Der FROG-Fehler ϵ_{FROG} ist ein Maß für den Unterschied zwischen dem rekonstruierten und dem gemessenen E-Feld. Da ϵ_{FROG} empfindlich auf Unterschiede zwischen $|E_{\text{Sig}}^{(k)}(\omega, \tau)|^2$ und $I_{\text{FROG}}(\omega, \tau)$ reagiert [DeL94a], stellt es ein sinnvolles Konvergenzkriterium dar.

Diese allgemeine Form haben alle Phasenrückgewinnungsalgorithmen gemeinsam. Sie unterscheiden sich lediglich in der Art, wie aus der Abschätzung für das Signalfeld $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ das E-Feld $E(t)$ berechnet wird [Kan99].

5.2.6 Algorithmen zur Auswertung von FROG-Signalen

Der zuerst genutzte Algorithmus zur Auswertung von FROG-Bildern war der so genannte *Basic*-Algorithmus [Tre93b]. Dabei wird angenommen, dass $E_{\text{Sig}}(t, \tau)$ die Bedingung im Zeitraum bereits erfüllt und nicht daran angepasst werden muss. Somit kann $E(t)$ durch Integration des Signalfeldes bezüglich τ berechnet werden:

$$E^{(k+1)}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{Sig}}^{(k+1)}(t, \tau) d\tau.$$

Gestartet wird die Iteration mit einem E-Feld $E^{(0)}(t)$, das am Anfang eingelesen wird (siehe Abb. 5.4).

Dieser Algorithmus wurde ursprünglich zur Auswertung von FROG-Bildern entwickelt, die auf einem $\chi^{(3)}$ -Effekt beruhen [Tre93b] und zeigt ein gutes Konvergenzverhalten [Tsi97]. Bei der Auswertung von SHG-FROG-Bildern liefert dieser Algorithmus ebenfalls gute Ergebnisse, jedoch ist das Konvergenzverhalten weniger gut. Eine Verbesserung des *Basic*-Algorithmus gelang durch Modifikation der Anpassung des Signalfeldes an die Nebenbedingung im Zeitbereich [DeL94a]. Diese besteht in der Anwendung der Methode der *Generalisierten Projektion* (GP) [DeL94b], die universell für Phasenrückgewinnungsalgorithmen genutzt werden kann. Der Verbesserung im Konvergenzverhalten steht jedoch ein höherer Rechenaufwand gegenüber. Abbildung 5.5 zeigt das Prinzip dieses Algorithmus.

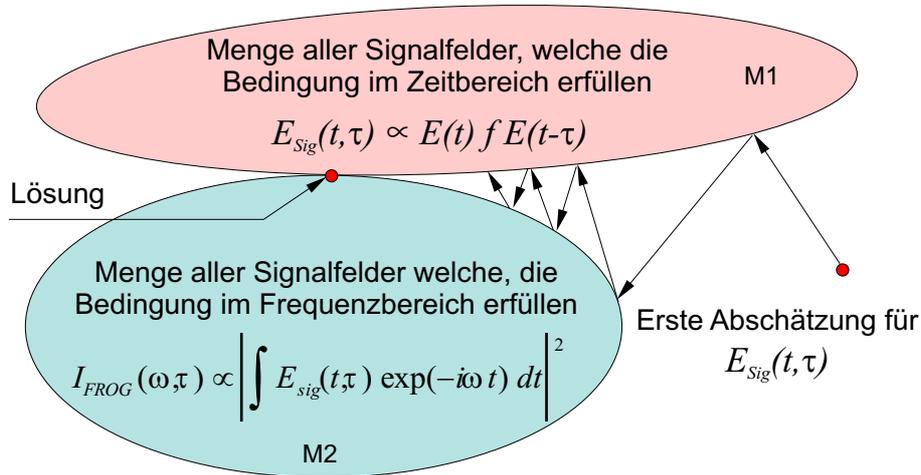


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Lösungsweges beim GP-Algorithmus.

Werden alle möglichen Signalfelder als Punkte in einer Ebene dargestellt, bilden alle Signalfelder, welche die Bedingung im Zeitbereich (Gleichung (5.5)) erfüllen, die Menge 1.

und diejenigen, welche die Bedingung im Frequenzbereich (Gleichung (5.12)) erfüllen, die Menge 2. Das gesuchte Signalfeld liegt im Schnittpunkt dieser beiden Mengen [DeL94b]. Durch die Methode der *Generalisierten Projektion* nähert man sich diesem Punkt von einem beliebigen Startpunkt aus an.

Die Anpassung im Frequenzbereich geschieht wie beim *Basic*-Algorithmus durch Ersetzen der Amplitude. Zur Anpassung im Zeitbereich wird eine Funktion $E_{\text{Sig}}^{(k+1)}(t, \tau)$ gesucht, welche die Proportionalität zu $E^{(k+1)}(t)f(E^{(k+1)}(t - \tau))$ gewährleistet und möglichst nahe bei $E_{\text{Sig}}^{(k)}(t, \tau)$ liegt. Es wird also ein Feld $E^{(k+1)}(t)$ gesucht, das die Funktion

$$Z = \sum_{i,j} \left| E_{\text{Sig}}^{(k)}(t_i, \tau_j) - E^{(k+1)}(t_i)f(E^{(k+1)}(t_i - \tau_j)) \right|^2$$

minimiert. Da FROG-Signale nur zu diskreten Zeiten und Frequenzen gemessen werden können, müssen zur numerischen Auswertung die Integrale diskretisiert werden.

Betrachtet man die N komplexen Werte, durch die $E^{(k+1)}(t)$ diskretisiert ist, als Variablen, muss eine N -dimensionale komplexe Funktion minimiert werden [Tre97], d.h. es wird die Lösung der Gleichung

$$\frac{\partial Z}{\partial E_i^{(k+1)}} = 0$$

für $i = 0, \dots, N - 1$ gesucht. Dazu gibt es bekannte numerische Verfahren [Pre92].

Wegen $E^{(k+1)}(t_i)f(E^{(k+1)}(t_i - \tau_j)) = E_{\text{Sig}}^{(k+1)}(t_i, \tau_j)$ liegt das so gefundene E-Feld innerhalb der Menge 1. Damit ist eine Abschätzung für $E(t)$ gefunden, welche die Bedingung im Zeitbereich erfüllt. In diesem Punkt unterscheidet sich der GP- vom *Basic*-Algorithmus. Prinzipiell ist der GP- Algorithmus bezüglich des Konvergenzverhaltens besser als der *Basic*-Algorithmus.

Die in dieser Arbeit experimentell erzeugten FROG-Signalfelder wurden mit einer speziellen Software ausgewertet [Fro03]. Diese nutzt zur Rekonstruktion der experimentell erzeugten Daten neben den hier beschriebenen Algorithmen zusätzlich noch drei weitere: Expo, Inten. Gate und Proj.-Overstep. Eine detaillierte Beschreibung der Strategie dieser Algorithmen findet sich in [DeL94a] und [DeL94b].

5.2.7 Optimale Abtastrate zur Aufnahme von FROG-Signalen

FROG ist eine Technik, welche sowohl im Zeit- als auch im Frequenzraum Daten erfasst. Der Algorithmus wechselt während der Auswertung über diskrete Fouriertransformationen ständig zwischen Zeit- und Frequenzraum. Deshalb ist bei der experimentellen Erzeugung eines Frog-Signalfeldes die Wahl einer geeigneten Abtastrate von besonderer Bedeutung. Bei herkömmlichen Messungen, wie beispielsweise einer Autokorrelationsmessung, führt

eine Erhöhung der zeitlichen Abtastfrequenz zur einer Verbesserung der Messung. Im Gegensatz dazu kann eine Erhöhung der Auflösung entweder im Zeit- oder auch im Frequenzraum die Rekonstruktion des FROG-Signals enormen erschweren. Die optimale Abtastrate M ist die, bei welcher das elektrische Feld sowohl im Zeit- als auch im Frequenzraum mit der gleichen Anzahl an Messpunkten abgetastet wird.

Für $M = 10$ bedeutet dies, dass für Δt (zeitlicher Abstand der Abtastpunkte (Samplingzeit)), gerade $\Delta t = \Delta t_{FWHM}/M$, und für $\Delta \nu = \Delta \nu_{FWHM}/M$ gilt. Eine einfache Rechnung ergibt

$$M \approx \sqrt{\frac{\Delta t_{FWHM} \Delta \lambda_{FWHM} N c}{\lambda_0^2}}.$$

Hierbei ist N die Anzahl der Abtastpunkte. Die verwendete diskrete Fouriertransformation setzt voraus, dass die Anzahl der Abtastpunkte eine Potenz von 2 ist. Unter Berücksichtigung dieser Vorgabe kann deren Anzahl je nach Komplexität des detektierten Signals erhöht werden. Es muss jedoch eine erhöhte Rechenzeit in Kauf genommen werden. Für das gemessene FROG-Signal $I_{FROG}(\lambda_i, \tau_j)$ kann λ_i demnach $N = 2^n$ Werte annehmen, die jeweils den Abstand $\Delta \lambda = \Delta \lambda_{FWHM}/M$ haben. Zeitlich erfolgt die Abtastung in N Schritten mit einer Schrittweite von $\tau_j = \Delta t = \Delta t_{FWHM}/M$. Das Einsetzen von Werten einzelner Parameter, wie sie für modengekoppelte Diodenlaser MOPA-Systeme typisch sind, erlaubt die ungefähre Festsetzung der optimalen experimentellen Parameter zur Aufnahme von FROG-Signalen. Für eine Impulsdauer von $\Delta t_{FWHM} \approx 15$ ps und einer spektralen Breite von $\Delta \lambda_{FWHM} \approx 0,15$ nm ergibt dies bei einer Wellenlänge von 920 nm und einer Anzahl von 256 Abtastpunkten für die zeitliche- und spektrale Auflösung $\Delta t \approx 1$ ps, bzw. $\Delta \lambda \approx 0,01$ nm.

Die spektrale Auflösung muss je nach FROG-Typ auf die Fundamentale, die zweite oder dritte Harmonische angepasst werden und sollte im Idealfall besser als die durch die Diskretisierung vorgegebene sein. Die vollständige Konversion von gepulster Fundamentalstrahlung bei einer Wellenlänge von 920 nm mit einer spektralen Breite von $\Delta \lambda_{FWHM} = 0,1$ nm ergibt beispielsweise bei einer Wellenlänge von 460 nm im blauen Spektralbereich eine Breite von $\Delta \lambda_{FWHM} < 0,05$ nm. Dieses SHG-Spektrum muss mit einer entsprechend hohen Auflösung detektiert werden.

Diese Herausforderung gilt es zu lösen für eine erfolgreiche Realisierung eines FROG-Messaufbaus, um Impulse aus Diodenlaser MOPA-Systemen im Bereich von einigen 10 ps Dauer vollständig zu charakterisieren.

Kapitel 6

Experimentelle Erzeugung der Spektrogramme

Für die experimentelle Aufnahme eines SHG FROG-Signals werden drei Schlüsselkomponenten benötigt. Eine Vorrichtung, welche den zu messenden Impuls in Probe- und Schaltimpuls aufspaltet und diese beiden gegeneinander verzögert. Ein nichtlineares Medium, in dem die beiden Teilimpulse nichtkollinear überlagert werden und die SHG-Strahlung generiert wird und schließlich ein Spektrometer zur spektral aufgelösten Detektion der frequenzverdoppelten Strahlung.

6.1 Impulsabtastung durch Überlagerung

Die experimentelle Anordnung zur Erzeugung der FROG-Signale ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Der Verlauf des Laserstrahls ist rot eingezeichnet. Zunächst passiert der Strahl zwei Blenden, welche bei der Justage der Anordnung den optimalen Strahlverlauf gewährleisten. An einem nichtpolarisierenden Strahlteilerplättchen wird der Impuls im Intensitätsverhältnis 50/50 in Probe- und Schaltimpuls aufgespalten. Einer der beiden Teilimpulse kann anschließend über eine variable Verzögerungsstrecke (siehe Abb. 6.1) mit einem Schrittmotor (OWIS LM60) zeitlich verzögert werden. Die minimale Schrittweite beträgt hierbei $ds_{min} = 1 \mu\text{m}$, was einer zeitlichen Verzögerung von $dt_{min} = 6 \text{ fs}$ entspricht. Der maximale Fahrweg des Schrittmotors von $ds_{max} = 5 \text{ cm}$ entspricht einer Zeitspanne von mehr als $dt_{max} = 300 \text{ ps}$. Die Ansteuerung des Schrittmotors erfolgte über ein Computerprogramm, mit dem die Schrittweite und die Anzahl der Abtastpunkte eingestellt werden können. Nach der Verzögerungseinheit passieren die beiden parallel laufenden Teilstrahlen eine sphärische Linse ($f = 100$), wodurch sie in ein nichtlineares Medium fokussiert und räumlich überlagert werden. Anschließend erfolgt mittels einer

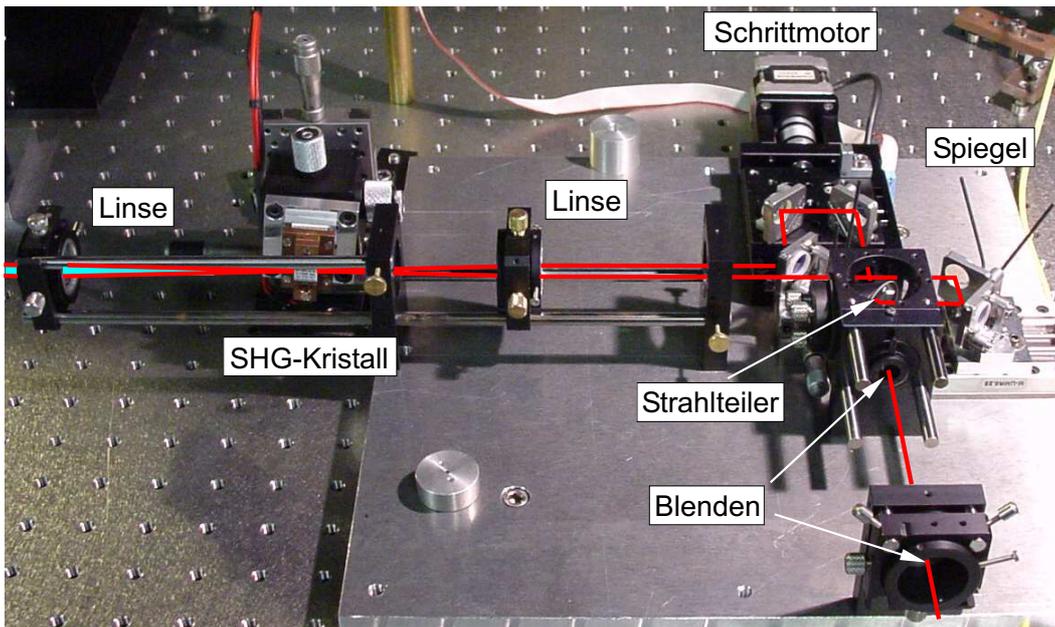


Abbildung 6.1: Experimenteller Aufbau zur Verzögerung von Probe und Schaltimpuls und anschließender Überlagerung im nichtlinearen Medium.

zweiten Linse die erneute Kollimierung der Strahlung. Da es sich um eine nichtkollineare Überlagerung handelt, ist eine Trennung von Fundamental- und SHG-Strahlung durch den Einsatz von räumlichen Blenden problemlos möglich. Um sicher zu gehen, dass im weiteren Verlauf der Messung auch der Einfluss von fundamentaler Streustrahlung ausgeschlossen werden kann, passierte die SHG-Strahlung zusätzlich einen Kantenfilter (Schott BG 39).

6.2 Erzeugung der zweiten Harmonischen

Die Erzeugung der zweiten Harmonischen erfolgte in Kaliumniobat Kristallen mit kritischer Phasenanpassung für die Wellenlängen $\lambda_1 = 920 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 930 \text{ nm}$ (KNbO_3 , yz-Ebene, Typ 1 (ee>o), Phasenanpassungswinkel 41° und 36°). Die Endfacetten dieser Kristalle waren, zur Vermeidung von Fresnelverlusten, beidseitig AR-beschichtet für die Fundamentale und die zweite Harmonische. Die effektiven nichtlinearen Koeffizienten betragen $d_{eff}^{\lambda_1} = 12,17 \text{ pm/V}$ und $d_{eff}^{\lambda_2} = 12,29 \text{ pm/V}$. Die verwendeten Kristalle hatten Bandbreitenakzeptanzen von $\Delta\lambda_{akz} = 0,13 \text{ nm}\cdot\text{cm}$ bei $\lambda_1 = 920 \text{ nm}$, bzw. $\Delta\lambda_{akz} = 0,137 \text{ nm}\cdot\text{cm}$ bei $\lambda_2 = 930 \text{ nm}$. Abbildung 6.2 zeigt die experimentell ermittelte spektrale Akzeptanzkurve eines $0,93 \text{ mm}$ langen Kristalls, der für Phasenanpassung bei 920 nm geschnitten war. Die Durchstimmung der Wellenlänge des cw MOPA-Systems erfolgte durch die Änderung des Einfallswinkels auf das Gitter des Oszillators in Littrow-

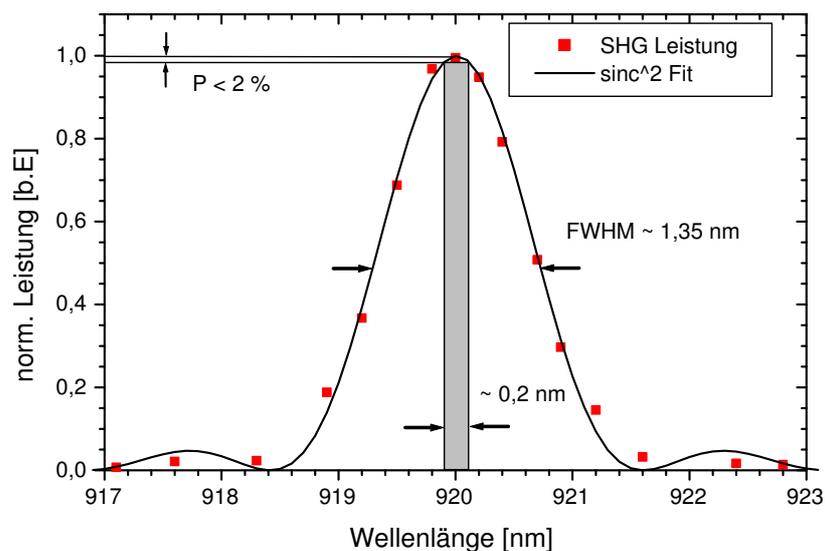


Abbildung 6.2: Experimentelle Bestimmung der Akzeptanzbandbreite des 0,93 mm langen Kaliumniobat Kristalls.

Anordnung. Die Temperatur des Kristalls wurde während der gesamten Messung mit einer Temperaturregelung (Regelgenauigkeit $< 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$) über ein Peltierelement konstant auf $T = 20 \text{ }^\circ$ gehalten.

Im Vergleich zur theoretisch erwarteten Akzeptanzbreite von $\Delta\lambda_{akz} = 1,3 \text{ nm}$ ergab die Messung einen Wert von $\Delta\lambda_{akzexp} = 1,35 \text{ nm}$, was innerhalb der Messgenauigkeit sehr gut übereinstimmt. Diese Akzeptanzbandbreite ist deutlich größer als die spektrale Breite von $\Delta\lambda = 0,15 \text{ nm}$ eines typischen Pulses, die in Abbildung 6.2 durch einen grauen Bereich verdeutlicht wird. Innerhalb dieses Wellenlängenbereiches schwankt die SHG-Leistung um weniger als 2%, was eine hervorragende Linearität der FROG-Signalerfassung gewährleistet.

6.3 Detektion des FROG-Signals

Die größte Herausforderung bei der Analyse von Impulsen einer Dauer $\tau_p > 10 \text{ ps}$ mittels der FROG-Technik ist die bei der Detektion der einzelnen Spektren benötigte spektrale Auflösung. Für einen Impuls mit einer spektralen Breite von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,1 \text{ nm}$ bei einer Fundamentalwellenlänge von $\lambda = 920 \text{ nm}$ ergibt sich nach der Frequenzkonversion in den blauen Spektralbereich eine spektrale Breite unter $0,05 \text{ nm}$. Um sinnvolle Aussagen über die Form und eventuelle Strukturierung eines solchen Spektrums zu machen, ist bei der Detektion eine Auflösung von mindestens $0,002 \text{ nm}$ notwendig. Je höher die Komplexität desto besser sollte die Auflösung sein. Prismenspektrometer scheiden für

diese hohen Anforderungen grundsätzlich aus, da die Frequenzselektion eines Prismas auf Dispersion beruht und die notwendige Winkeldispersion $d\beta/d\lambda$ und somit das spektrale Auflösungsvermögen zu gering ist. Mit Scanning Fabry-Perot Interferometern können bei kontinuierlicher Strahlung sehr hohe Auflösungen erreicht werden. Bei der Bestimmung der spektralen Breite von ultrakurzen Impulsen ist jedoch der Plattenabstand auf die entsprechende Impulslänge auch unter Berücksichtigung eines möglichen Chirp-Parameters anzupassen [Marz01]. Somit gestaltet sich die Detektion des FROG-Signals mit diesem Instrument als sehr schwierig, da bei jeder Änderung eines für die Impulserzeugung wichtigen Systemparameters der entsprechende Plattenabstand eingestellt werden müsste. Ein derartiges iteratives Verfahren würde sowohl die Messzeit deutlich vergrößern als auch die Messgenauigkeit beeinträchtigen. Alternativ bleibt nur die Frequenzselektion durch Vielstrahlinterferenz mittels eines Beugungsgitters zur Detektion des FROG-Signals.

6.3.1 Das Spektrometerkonzept

Bei der Realisierung des Gitterspektrometers zur Detektion der FROG-Signale wurden folgende Ziele angestrebt:

- Hohe spektrale Auflösung ($\Delta\lambda < 0,005$ nm) bei $\lambda = 460$ nm
- Große Winkeldispersion
Signalerfassung mittels einer CCD-Zeilenkamera Pixelbreite $10 \mu\text{m}$
- Vermeidung von Abbildungsfehlern (Koma, Astigmatismus usw.)
- Hohe Effizienz, geringe Anzahl optischer Komponenten
- Einfache Kalibrierung.

Die optimale Lösung bot ein Konkavgitter, welches eine Kombination aus Dispersionsgitter und fokussierender Optik darstellt. Hierdurch wurden weitere reflektierende Optiken, wie sie beispielsweise beim Czerny-Turner-Monochromator [Cze30] verwendet werden, eingespart. Die Reduktion optischer Komponenten führte gleichzeitig zu einer Verminderung von zusätzlichen Verlusten und insbesondere von Abbildungsfehlern. Durch die Verwendung eines solchen Gitters reduzieren sich die Komponenten des Spektrometers auf Eintrittsspalt, Gitter und CCD-Zeilenkamera.

In Abbildung 6.3 ist zur Veranschaulichung der geometrischen Zusammenhänge der Strahlverlauf dargestellt. Der optische Wegunterschied Δ zwischen dem Hauptstrahl und einem Strahl, der das Gitter nicht zentral, sondern im Punkt M mit den Koordinaten (y,z) trifft, ist nach Beutler [Beu45] gegeben durch die folgende Beziehung:

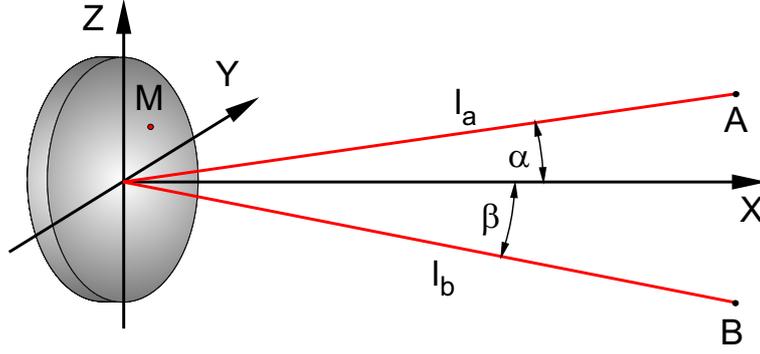


Abbildung 6.3: Abbildung zur Erläuterung der Abbildungsfehler eines Konkavgitters. Eintrittsspalt (A), Interferenzmuster, Bildseitiger Fokus (B), Punkt in der YZ-Ebene (M).

$$\begin{aligned}
 \Delta &= -y \left[\sin \alpha + \sin \beta - kG\lambda \right] \\
 &+ \frac{y^2}{2} \left[\frac{\cos^2 \alpha}{l_A} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{l_B} - \frac{\cos \beta}{R} \right] \\
 &+ \frac{z^2}{2} \left[\frac{1}{l_A} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{l_B} - \frac{\cos \beta}{R} \right] \\
 &+ \frac{y^3}{2} \left[\frac{\sin \alpha}{l_A} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{l_A} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{l_B} \left(\frac{\cos^2 \beta}{l_B} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \\
 &+ \frac{yz^2}{2} \left[\frac{\sin \alpha}{l_A} \left(\frac{1}{l_A} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{l_B} \left(\frac{1}{l_B} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \\
 &+ y^4 [\dots] + \dots
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Hierbei ist

- l_A = Entfernung Gitter Eintrittsspalt (A)
- l_B = Entfernung Gitter Austrittsspalt (B)
- M = Punkt (y, z) in der YZ-Ebene
- R = Radius des Konkavgitters
- G = Gitterkonstante.

Im Fokus muss der optische Wegunterschied $\Delta = 0$ sein, da in diesem Punkt alle reflektierten Teilstrahlen miteinander interferieren. Dies führt bei dem in y linearen Term in Gleichung 6.1 zur Gittergleichung

$$kG\lambda = \sin \alpha + \sin \beta \tag{6.2}$$

und bei dem y^2 Term zu

$$0 = \frac{\cos^2 \alpha}{l_A} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{l_B} - \frac{\cos \beta}{R}. \quad (6.3)$$

Für $l_A = R \cos \alpha$ folgt aus Gleichung 6.3 $l_B = R \cos \beta$. Bei einem Konkavgitter mit einem Radius R bedeutet dies, dass ein Kreis, der so genannte *Rowlandkreis*, mit einem Durchmesser $D = R$, der das Gitter in dessen Scheitelpunkt berührt, die Orte darstellt, an denen der Eintrittsspalt positioniert werden kann, so dass das Spektrum auch genau auf diesem Kreisrand abgebildet wird. Bei dieser Wahl von l_A und l_B wird in Gleichung 6.3 zusätzlich der y^3 Term 0, d.h. die Abbildung ist frei von Komafehlern des Typs 1 (klassisches Koma). Verwendet man eine rein zylindrische Optik mit $z = 0$, wird der Astigmatismus z^2 -Term sowie alle weiteren Fehlerterme vermieden, die z enthalten.

6.3.2 Experimentelle Realisierung des Spektrometers

Für die Detektion des Spektrums der zweiten Harmonischen wurde ein zylindrisches Gitter der Firma Richardson Grating Labs (USA) verwendet. Hierbei handelte es sich um ein geritztes Gitter mit $G = 1200$ Linien pro mm und einem Glanz-Winkel für eine Wellenlänge von $\lambda = 600$ nm. Dies bedeutet, dass bei einer Anwendung mit einer Wellenlänge von $\lambda = 600$ nm der Hauptteil der Intensität (ca. 80 %) in die Detektionsrichtung (1. Ordnung des Beugungsbildes) gebeugt wird. Für den Betrieb bei $\lambda = 930$ nm bedeutet dies immer noch eine wesentliche Erhöhung (ca. 60 %) der Intensität in der 1. Ordnung¹. Die geritzte Fläche betrug $l_G = 15$ cm. Somit wurden bei vollständiger Ausleuchtung 180 000 Einzelspalte bedeckt. Der Radius des Gitters betrug $R = 2998$ mm. Für einen Einfallswinkel von $\alpha = 30^\circ$ ergab dies bei einer Wellenlänge von $\lambda = 930$ nm rechnerisch einen Ausfallswinkel von $\beta = 38^\circ$ und am Ort der Detektion (Rowlandkreis) eine reziproke lineare Dispersion von $D_{rez} = 0,277$ nm/mm. Die maximal erreichbare Auflösung bei der Fundamentalwellenlänge lag somit bei $\Delta\lambda = 5,2$ pm.

Die Detektion der zweiten Harmonischen erfolgte in zweiter Ordnung mit den gleichen Winkelparametern. Dieses Konzept besaß mehrere Vorteile. Zum einen wird eine hohe Intensität am Ort der Detektion erzielt, da die Blacebedingung für λ_1 in erster Ordnung, auch für $\lambda_2 = \lambda_1/2$ in zweiter Ordnung erfüllt ist. Weiterhin bot diese Konstellation die Möglichkeit einer exakten Kalibrierung des Spektrometers über die Fundamentalstrahlung, da für diese Wellenlänge ein sehr gutes Referenzspektrometer (ANDO AQ6317B $\Delta\lambda = 15$ pm) zur Verfügung stand. Die reziproke lineare Dispersion für die zweite Harmonische ist $D_{rez} = 0,14$ nm/mm. Die maximale Auflösung lag hier bei $\Delta\lambda = 1,3$ pm.

¹Eine Sonderanfertigung, beispielsweise mit Blacewellenlänge $\lambda = 930$ nm, kostet etwa 100 000 US \$ bei einer einjährigen Lieferzeit.....

Zur Detektion des Spektrums wurde eine CCD-Zeilenkamera (Entwicklungsbüro G. Streising) mit einem Zeilensensor der Firma Thomson verwendet (FH 7803A(Z)). Dieser Sensor besteht aus 1728 Pixeln, welche über eine Breite von $b = 17,3$ mm verteilt sind. Die Sensorfläche der einzelnen Pixel betrug $A_{sen} = 10 \times 13 \mu\text{m}^2$. Die Empfindlichkeit erstreckte sich über einen Wellenlängenbereich von $0,4$ bis $1,1 \mu\text{m}$. Die durch die Sensorbreite bedingte Auflösungsgrenze von $0,00277$ nm für die Fundamentale lag etwa bei der Hälfte der theoretisch erreichbaren und war somit nicht der begrenzende Faktor für das erreichbare Auflösungsvermögen. Die Auflösungsgrenze bei der frequenzverdoppelten Strahlung entspricht mit $0,0014$ nm etwa dem theoretischen Limit. Kameras mit Pixelbreiten $< 10 \mu\text{m}$ sind erst seit kurzem erhältlich.

6.3.3 Kalibrierung des Spektrometers

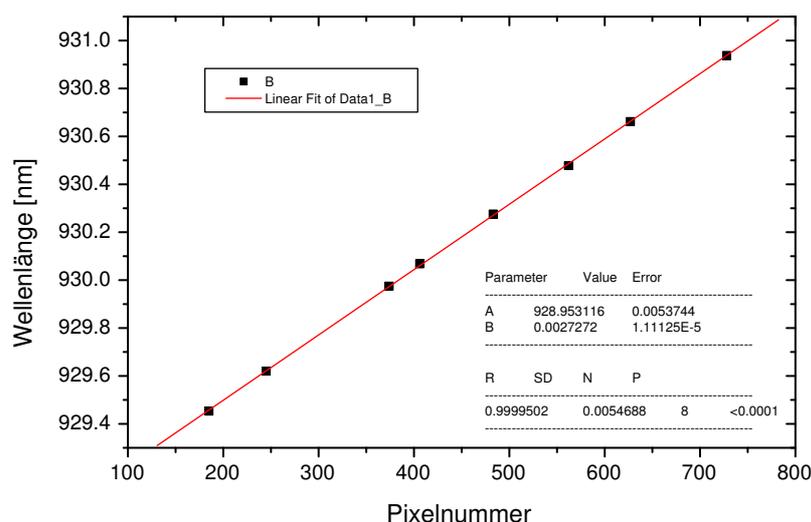


Abbildung 6.4: Darstellung der experimentellen Überprüfung der reziproken linearen Dispersion am Ort der Detektion (CCD-Kamera).

Zur Kalibrierung des Spektrometers wurde die Fundamentalstrahlung über einen Wellenlängenbereich von $\Delta\lambda = 1,6$ nm von $\lambda_1 = 929,4$ bis $\lambda_8 = 931$ nm durchgestimmt. Insgesamt wurden Messungen bei acht unterschiedlichen Wellenlängen durchgeführt. Im kontinuierlichen Betrieb des Diodenlaser MOPA-Systems lag die spektrale Breite im MHz-Bereich, d.h. bei einigen Femtometern. Für jede Wellenlänge wurde eine Referenzmessung durchgeführt und dem entsprechenden Pixel der Zeilkamera zugeordnet. Abbildung 6.4 zeigt die entsprechende Zuordnung. Durch einen linearen Fit wurde die Steigung der Kurve ermittelt. Ordnet man jedem Pixel seine Breite von $10 \mu\text{m}$ zu, dann entspricht die Steigung

dieser Geraden der reziproken linearen Dispersion.

Der experimentell ermittelte Wert von $D_{rez}^{Exp} = 0,273$ nm/mm weicht nur etwas über 1% vom theoretisch berechneten Wert ab. Diese Abweichung ist auf geringe Unterschiede in der Annahme des Einfallswinkels zu begründen. Dieser Unterschied ist messtechnisch jedoch nicht relevant, da nur die direkte Zuordnung der Pixelnummer zu der mit dem Referenzspektrometer gemessenen Wellenlänge verwendet wird. Diese Wellenlängenkalibrierung lässt sich in einfacher Weise auf die Messung der zweiten Harmonischen in zweiter Beugungsordnung übertragen.

6.3.4 Experimentelle Bestimmung des Auflösungsvermögens

Wie bereits oben erwähnt, lag die spektrale Breite im kontinuierlichen Betrieb im MHz-Bereich, d.h. bei einigen Femtometern. Da das theoretische Auflösungsvermögen im Bereich der Fundamentalstrahlung bei $\Delta\lambda = 5,2$ pm und das der Frequenzverdoppelten etwa bei $\Delta\lambda = 1,3$ pm lag, konnte mit der Einkopplung von kontinuierlicher Fundamental- bzw. SHG-Strahlung das Auflösungsvermögen in beiden Bereichen experimentell bestimmt werden. Abbildung 6.5 zeigt den Vergleich zwischen ANDO und Spektrometer für drei verschiedene Wellenlängen der Fundamentalstrahlung.

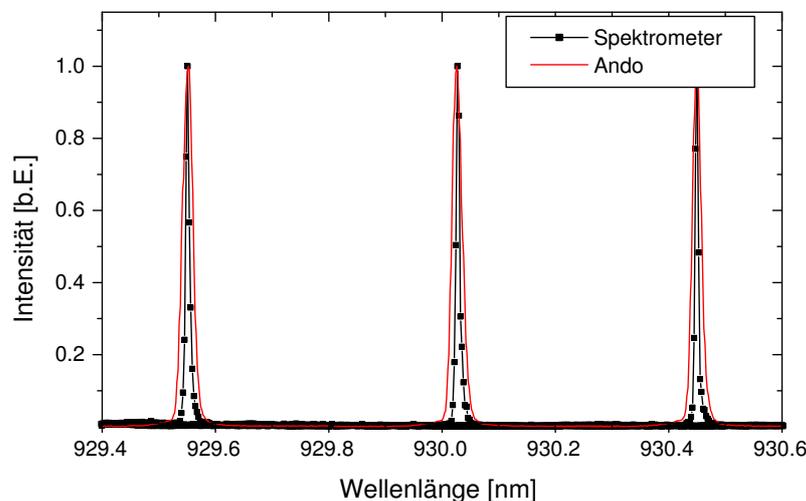


Abbildung 6.5: Vergleich des Auflösungsvermögens bei drei verschiedenen Wellenlängen der Fundamentalstrahlung zwischen ANDO und Spektrometer.

Das Auflösungsvermögen des ANDO ist etwa um den Faktor zwei geringer. Bei der Diodenzeile liegen für jede gemessene Wellenlänge etwa drei Pixel über dem halben Maximum. Dies entspricht einem Wert von 8 pm und liegt, wie zu erwarten, etwas höher als

der theoretische Wert $\Delta\lambda = 5,2$ pm. Die Abweichung entspricht jedoch nur einem Pixel. Abbildung 6.6 zeigt die Aufnahme der Spektren der frequenzverdoppelten Strahlung bei den schon oben verwendeten Fundamentalwellenlängen. Hier liegt nur jeweils ein Pixel über dem halben Maximum. Dies entspricht einem Wert von $\Delta\lambda = 1,4$ pm. Die Messergebnisse zeigten, dass die Voraussetzungen für eine spektral hochaufgelöste Detektion von FROG-Signalen gegeben waren. Die beschriebene Spektrometerkalibrierung konnte ohne großen Aufwand durchgeführt werden. Grundsätzlich reichen bereits zwei Messpunkte aus, da wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist, in diesem engen Spektralbereich die Linearität gewährleistet ist. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 920$ nm wurden entsprechende Kalibrierungen sowohl für die Fundamentalstrahlung als auch für die zweite Harmonische durchgeführt.

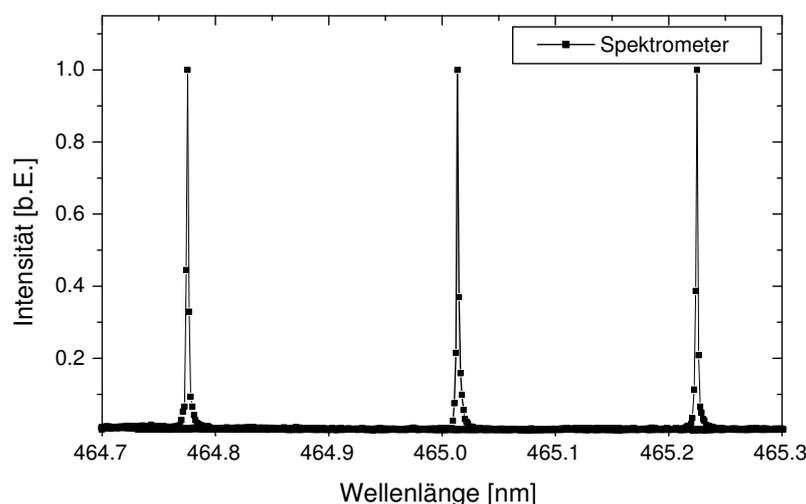


Abbildung 6.6: Signal der Frequenzverdoppelten Strahlung auf der CCD-Zeile für drei unterschiedliche Wellenlängen.

6.3.5 Aufnahme des Spektrogramms

Abbildung 6.7 zeigt eine typische Schar von Spektren, wie sie bei einer Abtastung mit 256 Schritten und einer Schrittweite von 0,66 ps aufgenommen wurden. In Abbildung 6.7 ist die Symmetrie bei der Datenerfassung sehr gut in der Übereinstimmung der Spektren vor und nach dem Maximum der Pulsüberlagerung zu erkennen. Es handelt sich hierbei um eine ausgewählte Spektrenschar im Abstand von fünf Verzögerungsschritten. Die Belichtungszeit betrug 7 ms. Während der Positionsänderung wurde die Zeile 100 mal ausgelesen, bevor an der nächsten Position erneut ein Spektrum detektiert wurde. Der Dynamikbereich der Diodenzeile von 12 Bit (4096 Intensitätswerte) wurde gut ausgenutzt ohne zu übersteuern. Für die weitere Datenverarbeitung wurde zuerst das Dunkelrau-

schen subtrahiert. Anschließend wurde die Spektrenschar in die Form einer quadratischen Matrix mit 256 Zeilen (Verzögerungsschritte) und 256 Spalten (Spektrale Separation) gebracht und konnte dann mit den in Kap. 5.2.6 vorgestellten Algorithmen ausgewertet werden.

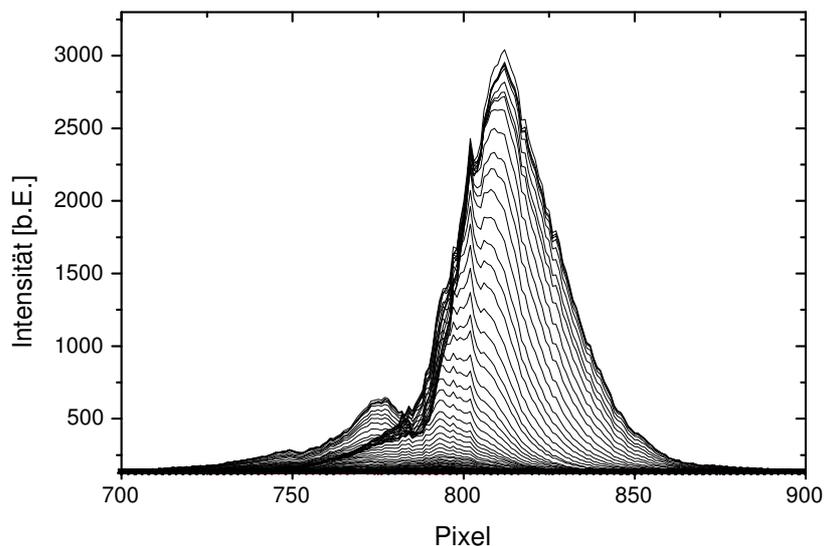


Abbildung 6.7: Komplette Spektrenschar einer Aufnahme für 256 Verzögerungsschritte im Abstand von 0,66 ps.

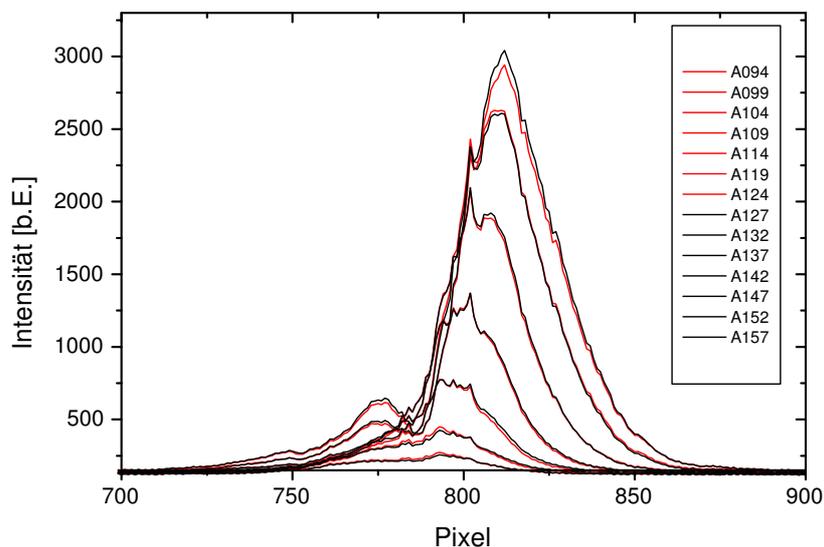


Abbildung 6.8: Spektren im Abstand von fünf Verzögerungsschritten vor und nach dem Maximum der Überlagerung. In der Spalte sind die Schrittnummern der Verzögerung aufgeführt.

6.3.6 Übersichtsdarstellung des realisierten FROG-Aufbaus

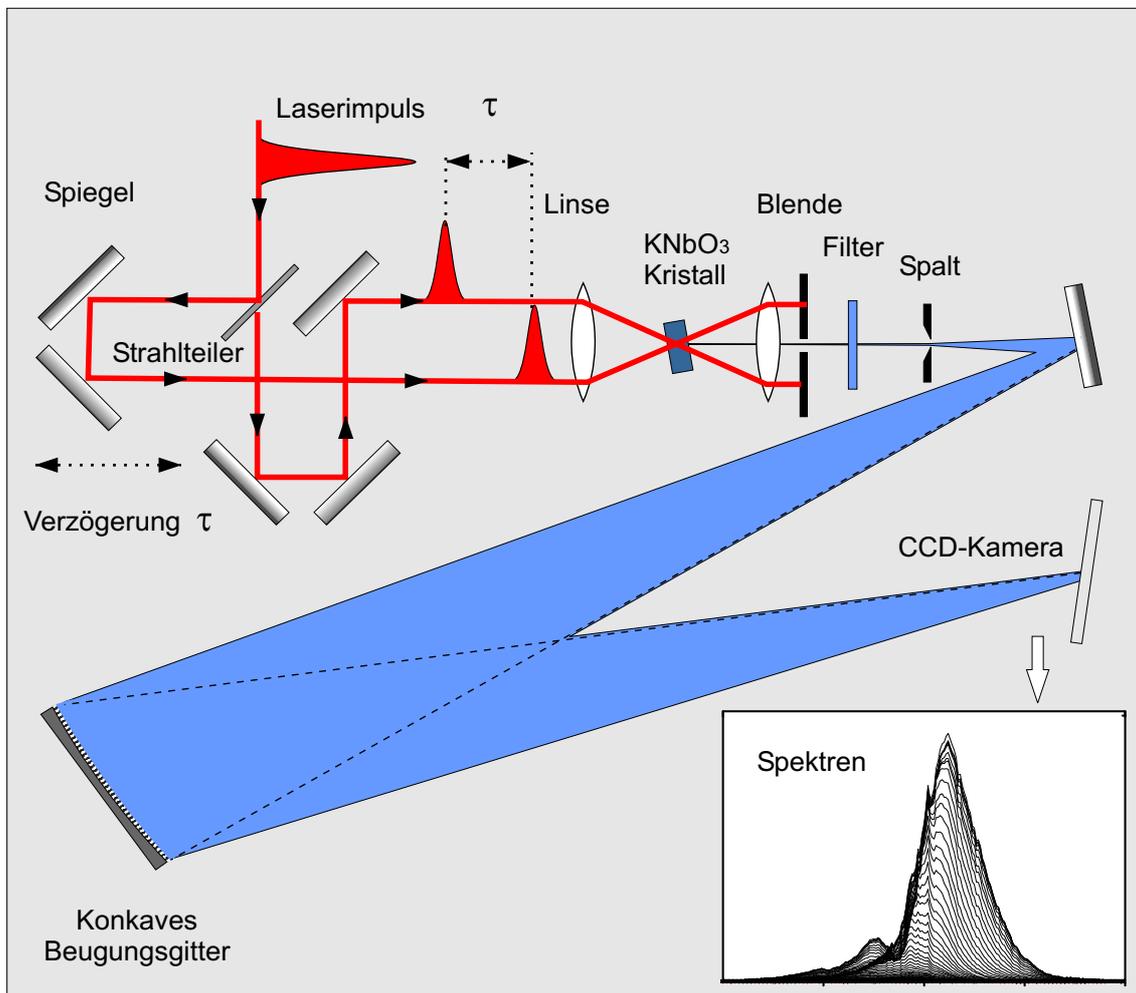


Abbildung 6.9: Übersichtsdarstellung des SHG-FROG Messplatzes.

Zum Abschluss des Kapitels zur SHG-FROG-Signalerfassung wird hier noch einmal ein Überblick über das gesamte Messsystem gegeben. Die Impulse wurden am Strahlteiler getrennt und ein Teilimpuls konnte über eine Verzögerungsstrecke schrittweise zeitlich versetzt werden. Anschließend erfolgte die nicht kollineare Überlagerung im Verdopplerkristall. Die Fundamentale wurde nach dem Verdopplerkristall durch eine Blende unterdrückt. Um sicherzustellen, dass kein Streulicht der Fundamentalen die Messungen beeinflusst, passierte die Strahlung zusätzlich einen Kantenfilter (Schott, BG 39). Anschließend wurde die Strahlung der zweiten Harmonischen mit einem hochauflösenden Spektrometer detektiert. Dies besteht aus einem Eintrittsspalt, einem Konkavgitter und einer CCD-Zeilenkamera zur Detektion der Strahlung.

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse bei unterschiedlichen Systemparametern

Die experimentelle Überprüfung der Konsistenz zwischen den mit der FROG-Methode ermittelten Daten bezüglich Impulsform, Spektrum und Phase und den mittels herkömmlicher Verfahren wie Autokorrelationsmessung, Spektrenmessung und Streakkammermessung ermittelten Messergebnissen ist von besonderer Wichtigkeit.

Somit lassen sich bei SHG-FROG systematische Fehler wie eine falsche zeitliche- oder spektrale Kalibrierung, zu geringe Akzeptanzbreite des SHG-Kristalls oder räumlicher Chirp, bzw. räumlich-zeitliche Verzerrungen im Fokus durch einen einfachen Vergleich mit einer unabhängigen Messung des Spektrums der Fundamentalen überprüfen und ausschließen.

Eine Überprüfung der Messdaten lässt sich anhand der so genannten *marginals* durchführen. Hierbei handelt es sich um die Integrationen des experimentellen FROG-Signals entlang einer der beiden Achsen (τ , ω). Durch die Integration über τ für alle Frequenzen erhält man eine Funktion (sog. *frequency marginal*), welche nur noch von der Frequenz ω abhängt [DeL96].

$$M(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau I_{FROG}(\omega, \tau) \quad (7.1)$$

Umgekehrt erhält man bei der Integration über die Frequenz eine Funktion, welche nur noch von τ abhängig ist (*delay marginal*). Zur Überprüfung der Messung ist die unabhängige Aufnahme des Spektrums zur Kontrolle die gebräuchlichste Methode.

Für eine gegebene optische Nichtlinearität, welche zur Aufnahme eines FROG-Signals verwendet wird, existiert eine eindeutige mathematische Beziehung zwischen den *marginals* und den experimentell unabhängigen Messungen von Spektrum, Autokorrelation

sowie dem Spektrum der zweiten Harmonischen. Die exakte mathematische Form der *marginals* wurde für drei unterschiedliche Strahlgeometrien in einer Veröffentlichung von Delong, Trebino und Kane ausführlich beschrieben [DeL94c].

Im Fall von SHG-FROG sollte die Funktion die Form einer Faltung des Impulsspektrums $I(\omega)$ entsprechen [DeL94c]. Mit den Gleichungen 5.4, 5.5 und 7.1 folgt:

$$M_{SHG}(\omega - 2\omega_0) = I(\omega - \omega_0) * I(\omega - \omega_0) . \quad (7.2)$$

Der Vergleich der zeitlichen Impulsform mittels Autokorrelation ist nur eingeschränkt aussagekräftig, da von einem gegebenen elektrischen Feld zwar die Autokorrelation berechnet werden kann, die Umkehrung jedoch nicht eindeutig ist. Unterschiedliche Impulsformen können zur gleichen Autokorrelationsfunktion führen. Somit ist nur ein Vergleich zwischen gemessener und rechnerisch ermittelter Autokorrelation möglich. Der Verwendung einer schnellen Photodiode, welche im Rahmen ihrer zeitlichen Auflösung eine direkte Aufnahme des zeitlichen Intensitätsprofils eines Impulses oder Impulszuges erlaubt, war nicht möglich. Die schnellste zur Verfügung stehende Photodiode besaß eine Auflösung von 17 ps und lag somit im Bereich der Impulsdauer [New99]. Die einzig mögliche unabhängige Überprüfung der zeitlichen Impulsform konnte durch die Verwendung einer Streakkamera erfolgen. (siehe Kapitel 7.2)

In Abbildung 7.1 ist der Aufbau des verwendeten MOPA-Systems dargestellt. Die Impulse wurden mit dem in Abschnitt 4.1 detailliert beschriebenen Einstreifen-Diodenlaser in Littrow-Anordnung erzeugt. Der Oszillator wurde mit einem Biasstrom von 10 mA und einer HF-Leistung von 24 dBm betrieben. Die Temperatur der Wärmesenke betrug 20 °C. Die Modulationsfrequenz war auf die Resonatorlänge, bestehend aus hochreflektierender Rückfacette des Diodenlasers und externem Gitter, abgestimmt und betrug etwa 4,3 GHz. Die mittlere Leistung der emittierten Impulse betrug etwa 1 mW.

Der nachfolgende Isolator (Gsänger FR 920, Isolation > 30 dB) unterdrückte Rückkopplungseffekte der folgenden Verstärkerstufe. Mittels einer $\lambda/2$ -Platte (Bernhard Halle, zero Order, 920 nm) wurde die Richtung der Polarisation an die Verstärkerstufe angepasst. Über die beiden Spiegel M2 und M3 und die Einkoppellinse L2 erfolgte eine exakte Anpassung des Strahlengangs an den Wellenleiter des Einstreifen-Vorverstärkers. Dieser wurde bei einer Halter-Temperatur von 20 °C und einem Gleichstrom von 85 mA betrieben. Die Impulse konnten in dieser Stufe auf mittlere Leistungen im Bereich von 30 mW (max. 50 mW) verstärkt werden. Auch nach dieser Stufe unterdrückte ein Isolator Rückkopplungseffekte der nächsten Verstärkerstufe.

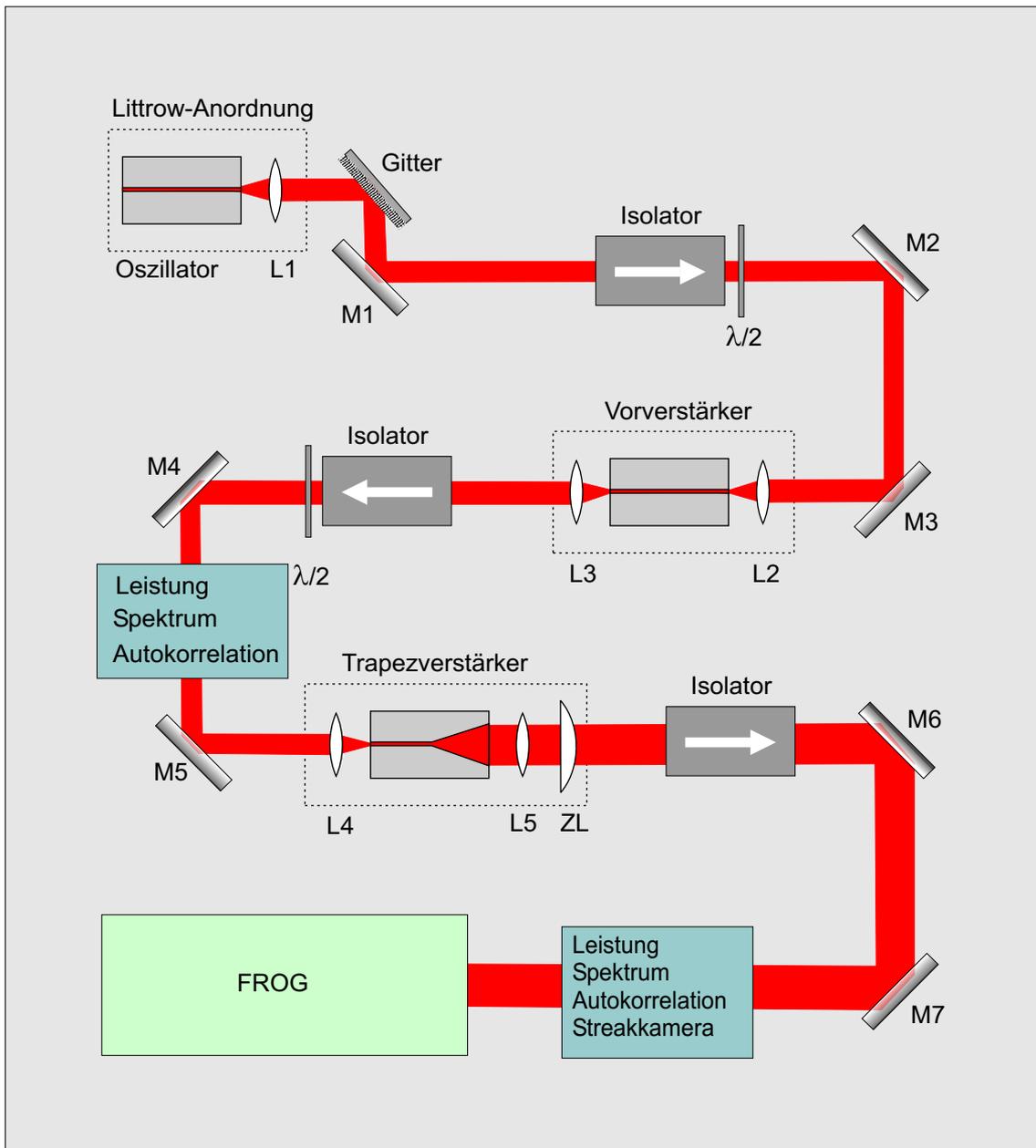


Abbildung 7.1: Experimenteller Aufbau des dreistufigen MOPA-Systems bestehend aus einem modengekoppelten Oszillator in Littrow-Anordnung, einem Einstreifen-Vorverstärker und einem Hochleistungsverstärker mit trapezförmiger aktiver Zone. Eingezeichnet sind die Messpunkte, in denen Leistungs-, Spektr-, Impulsdauer- und Streakkammermessungen vorgenommen wurden, um sie mit den Ergebnissen der FROG-Messungen zu vergleichen.

Die Eigenschaften der an dieser Stelle vorliegenden Impulse wurden durch verschiedene Messgeräte erfasst. Zur Verfügung standen ein Autokorrelator (APE, Modell Pulse Check 150 ps) zur Bestimmung der Impulsdauer, ein Doppelgittermonochromator (Ando, AQ-6317B $\Delta\lambda = 15$ pm) für die spektralen Eigenschaften und ein kalorimetrisches Leistungsmessgerät (Melles Griot 13 PEM001). Das Einbringen einer $\lambda/2$ -Platte vor den Isolator erlaubte die kontinuierliche Abschwächung der Strahlung vor der nächsten Verstärkerstufe, ohne die räumlichen Strahleigenschaften zu verändern. Über die beiden Spiegel M4 und M5 und die Linse L4 erfolgte die Einkopplung in die nächste Verstärkerstufe.

Die Temperatur des Halters dieser Stufe betrug ebenfalls 20 °C. Die Hochleistungsverstärkerstufe mit trapezförmiger aktiver Zone wurde mit Strömen bis zu 6 A betrieben, so dass mittlere Ausgangsleistungen bis in den Multiwatt-Bereich erzielt wurden.

Die Erfassung der Eigenschaften dieser Strahlung erfolgte mit den gleichen Messgeräten, die vor der Verstärkerstufe zur Verfügung standen. Bedingt durch die hohe Ausgangsleistung konnten zusätzlich Strekkameramessungen und die eigentliche FROG-Messung durchgeführt werden. Nur durch die simultane Messung verschiedener Impulseigenschaften mit voneinander unabhängigen Diagnosegeräten und dem direkten Vergleich der so gewonnenen Informationen sind systematische Fehler bei der FROG-Messung zu erkennen bzw. auszuschließen.

Um die Exaktheit der Messungen mit der FROG-Methode zu überprüfen und Grenzen der Datenerfassung bezüglich der zeitlichen und spektralen Bandbreite aufzuzeigen, wurden zuerst Impulse gemessen, deren zeitliche Form alleine schon aufgrund ihrer Autokorrelation auf starke zeitliche Verformungen schließen lassen.

7.1 Variation der Impulsform

Eine einfache Methode zur Änderung der Impulsform bietet die Variation der Modulationsfrequenz im Bereich von einigen Megahertz bei einer konstanten Resonatorlänge. Mit einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz konnten Impulse mit der geringsten Autokorrelationsbreite erzeugt werden. Durch minimale Änderungen der Modulationsfrequenz sowohl zu höheren (+ 3 MHz) als auch zu niedrigeren (- 14 MHz) Werten konnte eine deutliche Veränderung der Autokorrelation erreicht werden. Diese Variationen im Megahertz-Bereich entsprechen einer Resonatorlängenänderung von - 0,15 mm, bzw. + 0,72 mm. In Abbildung 7.2 sind die Intensitätsautokorrelationen der erzeugten Impulse dargestellt. Zu erkennen ist eine deutliche Zunahme der Impulsdauer bei einer Verstimmung der Anregungsfrequenz. Die kleinste Impulsdauer betrug etwa 14 ps, bzw. 20 ps Autokorrelationsbreite bei einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz (durchgezogene Linie) und erhöhte sich auf maximal 16,4 ps, bzw. 35 ps Autokorrelationsbreite bei einer Modulation von 4,29 GHz (kurze Striche). Im Verlauf der Autokorrelation bei einer Modulation von 4,307 GHz sind deutlich zwei Nebenmaxima zu erkennen (lange Striche). Dies lässt vermuten, dass es sich bei den erzeugten Impulsen um Doppelimpulse handelt.

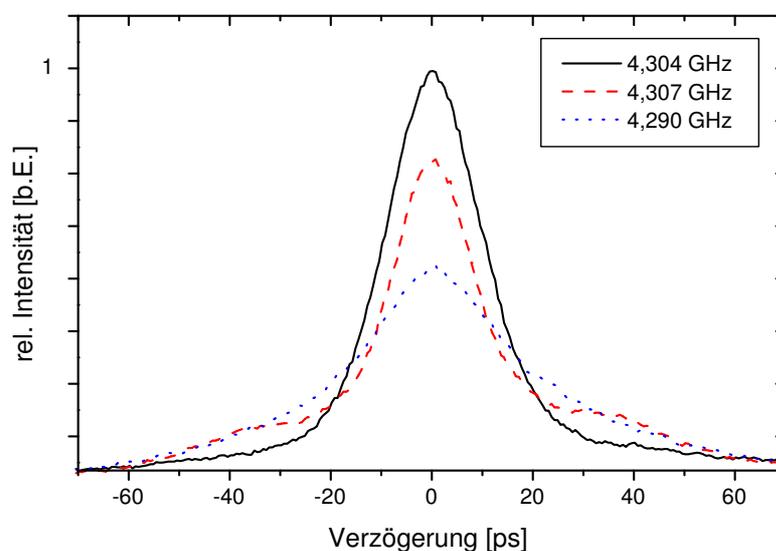


Abbildung 7.2: Intensitätsautokorrelationen der Impulse in Abhängigkeit von minimalen Änderungen der Modulationsfrequenz.

Für diese drei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen wurden jeweils die Autokorrelationen und die zugehörigen Spektren gemessen sowie eine FROG-Messung durchgeführt. Die aus den Spektrogrammen rekonstruierten Impulseigenschaften wurden anschließend mit den direkt gemessenen verglichen, um die Konsistenz der Messung zu überprüfen.

7.1.1 Modulationsfrequenz 4,304 GHz

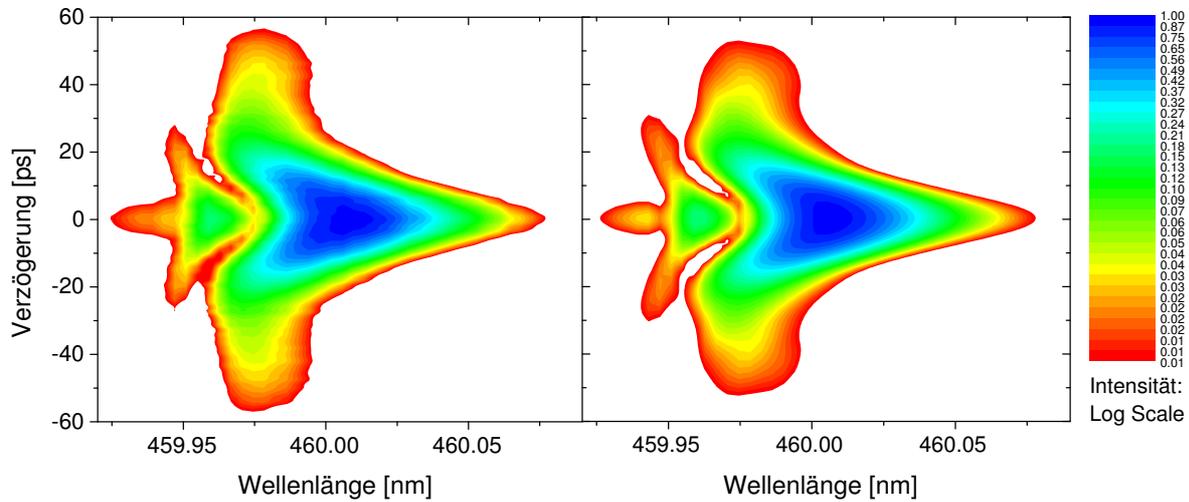


Abbildung 7.3: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 4,304 GHz.

Abbildung 7.3 zeigt das experimentell erzeugte FROG-Signal bei einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz im Vergleich zu dem rekonstruierten. Die zeitliche Abtastung erfolgte in 256 Schritten mit einer Schrittweite von 0,66 ps. Die spektrale Verteilung der Intensität wurde durch eine CCD-Zeile mit 256 Pixeln und einer Separation von 1,4 pm/Pixel gemessen. Dargestellt wird im Diagramm in horizontaler Richtung ein Wellenlängenbereich von 459,92 nm bis 460,09 nm und in vertikaler Richtung eine Verzögerung von insgesamt 120 ps. Die Intensität wird in logarithmischer Skalierung entsprechend der Zuordnung am rechten Rand der Grafik dargestellt. Zu sehen ist eine sehr gute optische Übereinstimmung bei der Rekonstruktion des experimentell gewonnenen FROG-Signals. Der FROG-Fehler, d.h. die mittlere quadratische Abweichung zwischen gemessenem Signal und dem rekonstruierten, ist dementsprechend klein und beträgt nur $\epsilon_{FROG} = 0,003$. Der relativ kleine FROG-Fehler ist jedoch kein Beweis für den Ausschluss systematischer Fehler, sondern nur ein Maß für die Rekonstruktionsgenauigkeit.

Den Beweis einer zuverlässigen Messung liefert nur der Vergleich mit den unabhängig gemessenen Daten. Abbildung 7.4 zeigt das rekonstruierte Spektrum (Quadrate) und die spektrale Phase. Zusätzlich abgebildet ist das mit dem Doppelgittermonochromator (Ando, AQ-6317B $\Delta\lambda = 15$ pm) unabhängig gemessene Spektrum. Die sehr gute Übereinstimmung der beiden Spektren ist deutlich zu erkennen. Der rekonstruierte Verlauf der spektralen Intensität zeigt in der linken Flanke eine wesentlich deutlichere Ausprägung des Minimums, was eine Folge des höheren Auflösungsvermögens durch das Spektrometer

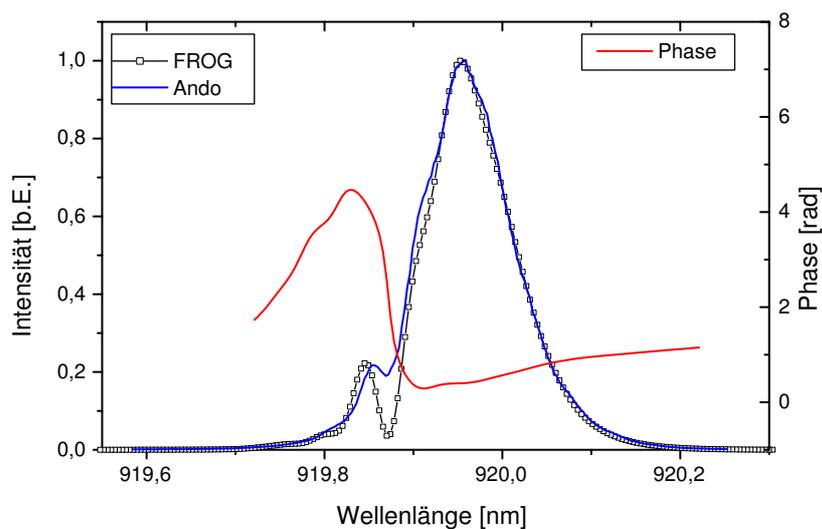


Abbildung 7.4: Dargestellt ist das gemessene Spektrum nach der Verstärkung durch den Trapezverstärker und die Rekonstruktion mittels FROG bei einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz.

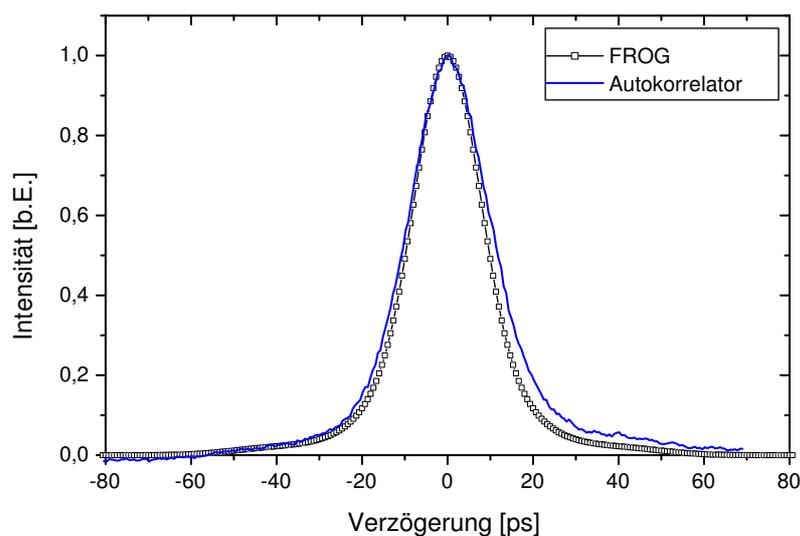


Abbildung 7.5: Gemessene und rekonstruierte Autokorrelation nach der Verstärkung durch den Trapezverstärker bei einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz..

ist. Ein zeitlicher Vergleich ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Rekonstruktion und direkt gemessener Autokorrelation (APE, Modell Pulse Check 150 ps) zumindest in der linken Flanke sehr deutlich. Die Ursache für die Asymmetrie bei der direkt gemessenen Autokorrelation und die damit verbundene Abweichung in der rechten Flanke ist bedingt durch die Konstruktion des Autokorrelators [Ape00] und konnte auch durch Justage nicht beseitigt werden.

Die rekonstruierten Verläufe der zeitlichen Intensität und Phase sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Asymmetrie im Intensitätsverlauf, welche anhand von Autokorrelationsmessungen grundsätzlich nicht nachgewiesen werden kann. Weiterhin zeigt die Phase einen kubischen Verlauf, was auf starke Frequenzmodulationen (Selbstphasenmodulation) innerhalb des Impulses schließen lässt.

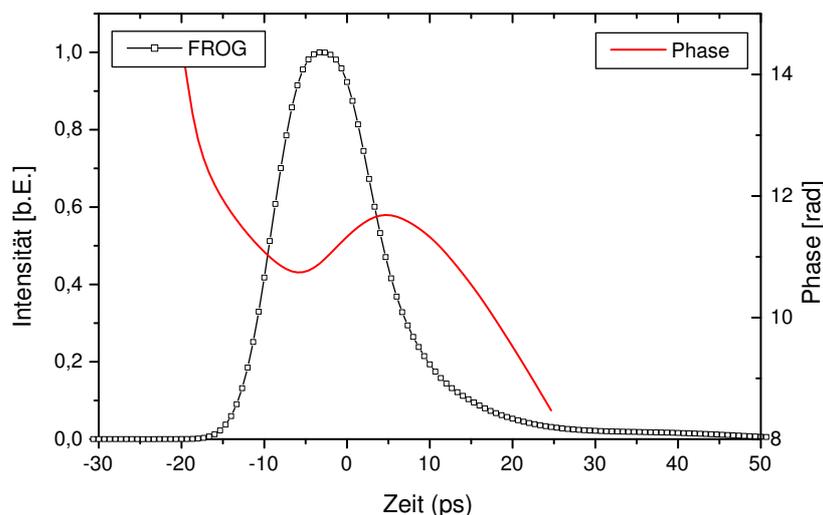


Abbildung 7.6: Rekonstruierte Intensität und Phase des Impulses.

In Tabelle 7.1 sind abschließend alle relevanten Impulsparameter für eine Modulationsfrequenz von 4,304 GHz zusammenfassend aufgelistet. Da diese Angaben bei allen späteren Auswertungen ebenfalls aufgelistet sind, werden sie hier kurz erläutert. Bei den Angaben handelt es sich zum einen um die zeitliche und spektrale volle Halbwertsbreite (FWHM) sowie um die volle Halbwertsbreite der berechneten Autokorrelation. Zum anderen um die Zeit-Bandbreite Produkte (TBP), welche üblicherweise angegeben werden, um Hinweise auf komplexere Phasenverläufe zu geben.

Zeitlich	FWHM: 13,7 ps
Spektral	FWHM: 0,114 nm
Autokorrelation	FWHM: 19,7 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,55
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 1,32
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 0,84
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 0,78

Tabelle 7.1: Zeitliche und spektrale Impulsparameter bei 4,303 GHz

Die Angabe der vollen Halbwertsbreite eines gemessenen Signals ist im Falle eines einfachen Intensitätsverlaufs, wie beispielsweise einem gaußförmigen Profil, vollkommen ausreichend. Für komplexere Intensitätsverläufe ist die 2. Momente Methode zur Bestimmung der Halbwertsbreite aussagekräftiger, da bei dieser Methode auch Seitenpeaks mit Intensitäten von $< 50\%$ der Maximalintensität, wie sie beispielsweise bei Doppelimpulsen vorkommen können, mitberücksichtigt werden. Das RMS Zeit-Bandbreite Produkt, welches über die 2. Momente Methode bestimmt wird, ist daher für komplexere Pulse das geeignetere Maß. In Tabelle 7.2 sind für unterschiedliche Impulsformen die jeweiligen Werte für das Fourierlimit aufgelistet.

Impulsform	FWHM TBP	RMS TBP
Gauß	0,4413	0,5
Sech ²	0,3148	0,524
Lorenz	0,2206	2,465

Tabelle 7.2: Zeit- Bandbreiteprodukte für unterschiedliche Impulsformen.

Von größtem Interesse ist immer, wie weit der Impuls von seinem Fourierlimit entfernt ist. Für einen gaußförmigen Impuls mit linearem Chirp ist dies einfach zu beantworten (s. Tabelle 7.2). Für kompliziertere Intensitätsverläufe stellt sich die Lösung wesentlich schwieriger dar. Der Grund hierfür ist, dass für ein stark variierendes zeitliches Intensitätsprofil die spektrale Phase große Modulationen aufweisen kann, während gleichzeitig der zeitliche Phasenverlauf eben ist und umgekehrt. Eine Möglichkeit, hierzu quantitative Angaben zu machen, ist aufzuzeigen, welchen Einfluss die zeitliche Phasenmodulation auf die Verbreiterung des Spektrums hat. Mit anderen Worten, bei einem gegebenen zeitlichen Intensitätsprofil wird die Phase für alle Zeiten auf Null gesetzt und die Änderung in der Breite des Spektrums betrachtet. Dies ergibt einen Anhaltspunkt, wie stark der Einfluss der zeitlichen Phase ist. Analoges gilt für die spektrale Phase und die zeitliche Breite.

Das Laplace'sche Zeit-Bandbreite-Produkt TBP_{Lap} ist ein Maß für die Verbreiterung der RMS- Breite der spektralen (zeitlichen) Intensität durch die Modulation der zeitlichen (spektralen) Phase. Der zeitliche Laplacian ist ein Maß für die Verbreiterung des Spektrums durch zeitliche Phasenmodulationen. Für eine ebene zeitliche Phase ist das TBP_{Lap} für alle Impulsformen 0,5. Ein TBP_{Lap} von 1 bedeutet somit eine Vergrößerung der spektralen Breite (RMS) um den Faktor 2. Für den spektralen Laplacian gelten die entsprechenden Bedingungen.

7.1.2 Modulationsfrequenz 4,307 GHz

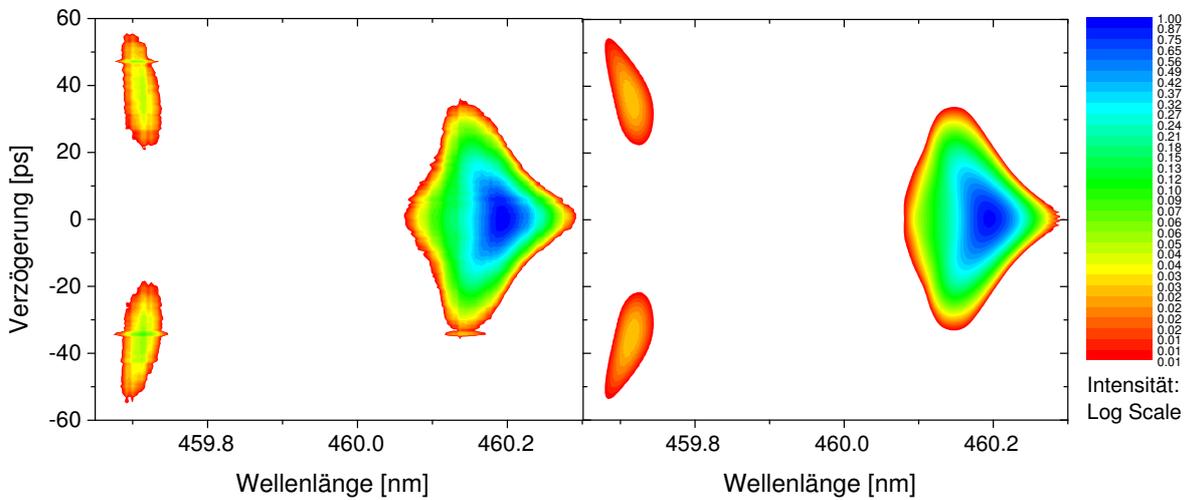


Abbildung 7.7: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 4,307 GHz.

Abbildung 7.7 zeigt das experimentell erzeugte und das rekonstruierte FROG-Signal, das bei einer Modulationsfrequenz des Laseroszillators von 4,307 GHz gemessen wurde. Die zeitliche Abtastung erfolgte in 256 Schritten mit einer Schrittweite von 0,66 ps. Die spektrale Detektion erfolgte durch 512 Pixel der CCD-Zeile mit einer Separation von 1,4 pm/Pixel. Im Diagramm erstreckt sich in horizontaler Richtung ein Wellenlängenbereich von 459,65 nm bis 460,3 nm und in vertikaler Richtung eine Verzögerung von insgesamt 120 ps. Die Intensität wird in logarithmischer Skalierung entsprechend der Zuordnung am rechten Rand der Grafik dargestellt. Zu sehen ist ein zentrales Hauptmaximum (Delay 0 ps) bei einer Wellenlänge von 460,18 nm und zwei kleinere Satelliten bei $\pm 35,0$ ps und einer Wellenlänge von 459,72 nm.

Die beiden Graphiken zeigen eine gute optische Übereinstimmung zwischen der Rekonstruktion und dem experimentell gewonnenen FROG-Signal. Bei der Rekonstruktion des Spektrogramms ist zu erkennen, dass die Intensität im Bereich der beiden Satelliten wesentlich geringer ist im Vergleich zum experimentell ermittelten Signal. Nach einer ersten Analyse wurde vermutet, dass es sich bei den gemessenen Impulsen um Doppelimpulse mit unterschiedlichen Zentralwellenlängen handeln muss. Aufgenommen wurde lediglich das SHG-Signal des Hauptimpulses und die Intensität der Summenfrequenzmischung aus der Überlagerung von Haupt- und Nebenimpuls. Das SHG-Signal des Nebenimpulses lag außerhalb des Detektionsbereiches der CCD-Kamera, welcher auf maximal 2 nm begrenzt war. Die Vermutung wurde durch eine unabhängige Messung des Spektrums der Fundamentalwellen mit einem ausgedehnten Detektionsbereich von mehr als 2 nm bestätigt.

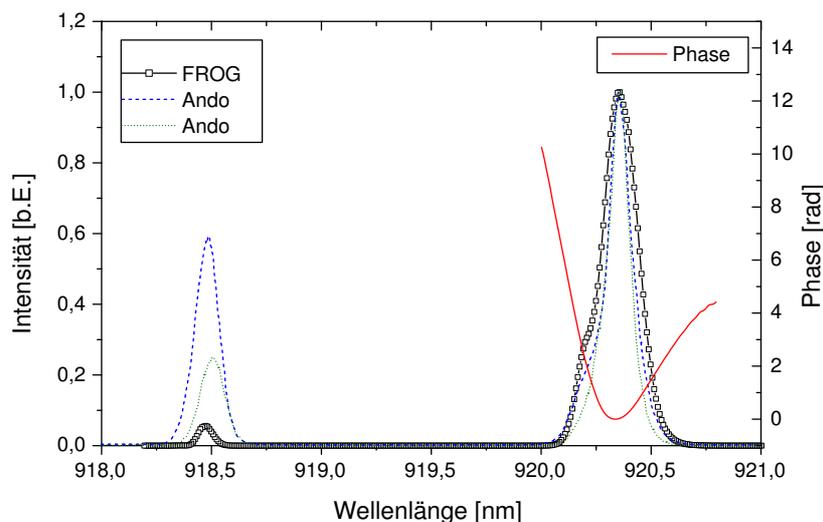


Abbildung 7.8: Dargestellt sind die gemessenen Spektren vor (Punkte) und nach (Striche) der Verstärkung durch den Trapezverstärker und die Rekonstruktion mittels FROG (Quadrate) bei einer Modulationsfrequenz von 4,307 GHz.

In Abbildung 7.8 sind die gemessenen Spektren vor und nach der Verstärkung sowie die berechnete spektrale Intensitätsverteilung dargestellt. Eine Übereinstimmung bei der Rekonstruktion und der direkten Messung nach der Verstärkung ist lediglich bezüglich des spektralen Position von Haupt- und Nebenimpuls zu erkennen. Dies ist eine weitere Bestätigung der exakten Kalibrierung der CCD-Kamera mit einer reziproken linearen Dispersion von 1,39 pm/Pixel.

Zwischen der spektralen Verteilung vor und nach der Verstärkung bestehen jedoch deutliche Unterschiede sowohl bei der direkten Messung als auch bei der Rekonstruktion. Zum einen ist der Abstand der beiden Maxima nach der Verstärkung um 0,127 nm vergrößert und zum anderen ist die spektrale Intensitätsverteilung unterschiedlich.

Da nach der Verstärkung eine Erhöhung der Intensität im kurzwelligen Bereich zu erkennen ist, kann davon ausgegangen werden, dass für den vorauseilenden Impuls die volle Inversion während der Impulspropagation vorhanden ist. Der nachfolgende Impuls baut die Inversion weiter ab. Es entstehen jedoch keine starken Sättigungseffekte, da die spektrale Phase im Bereich des Hauptimpulses immer noch parabolförmig verläuft und somit ein linearer Chirp vorliegt. Die mit dem Abbau der Inversion verbundene Änderung des Brechungsindex aufgrund der Kopplung mit der Ladungsträgerdichte führt zu einer Rotverschiebung und einer Verbreiterung des Spektrums [Hen82, Agr89]. Dies erklärt auch die Zunahme im Abstand der beiden Maxima nach der Verstärkung.

In Abbildung 7.8 sind der Übersichtlichkeit wegen die globalen Maxima der Intensitätsverteilungen zusammengelegt, da bei dieser Darstellung die Unterschiede, welche durch die Rotverschiebung und die spektrale Verbreiterung der verstärkten Impulse auftreten, besser zur Geltung kommen.

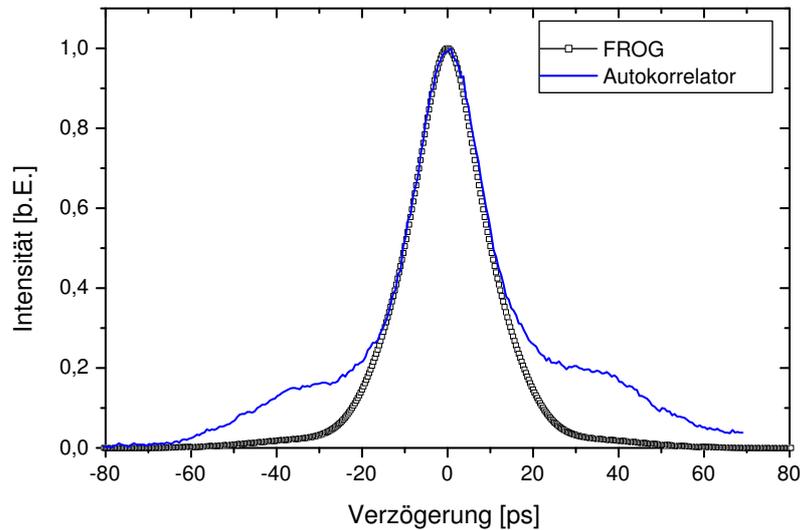


Abbildung 7.9: Gemessene (Linie) und rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation. Die Abweichungen in den Flanken ist eine Folge der Bandbreitenbegrenzung durch die CCD-Zeile des Spektrometers $\Delta\lambda < 2 \text{ nm}$. Die zentrale Wellenlänge des zweiten Impulses lag außerhalb des Detektionsbereiches.

In Abbildung 7.9 sind die rekonstruierte und die direkt gemessene Autokorrelation dargestellt. Bei der direkt gemessenen Autokorrelation ist deutlich ein Satellitenimpuls zu erkennen, welcher sich im Abstand von 35 ps in den beiden Nebenmaxima der Autokorrelation zeigt. In der Rekonstruktion ist dieser Anteil nicht zu erkennen, da das aufgenommene Spektrogramm lediglich die Anteile der Summemfrequenzmischung enthält und somit nicht über die komplette zeitlich spektrale Information verfügt. Der zentrale Verlauf der berechneten Autokorrelation zeigt jedoch eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Signal.

In Abbildung 7.10 ist der rekonstruierte Verlauf der Intensität und der Phase des Impulses dargestellt. Hier ist eine leichte Erhöhung der Intensität auf der Zeitachse bei etwa 35 ps zu erkennen. Bei einer vollständigen Signalerfassung wäre diese Erhöhung wesentlich stärker ausgeprägt. Aufgrund der fehlenden Informationen durch die geringe Bandbreite bei der Spektrogrammaufnahme wird der Phasenverlauf an dieser Stelle nicht analysiert, da eine Interpretation rein spekulativen Charakter hätte. Die zeitliche Pha-

se des Hauptimpulses zeigt einen parabolischen Verlauf, was einem linearen Verlauf der Momentanfrequenz innerhalb des Impulses entspricht.

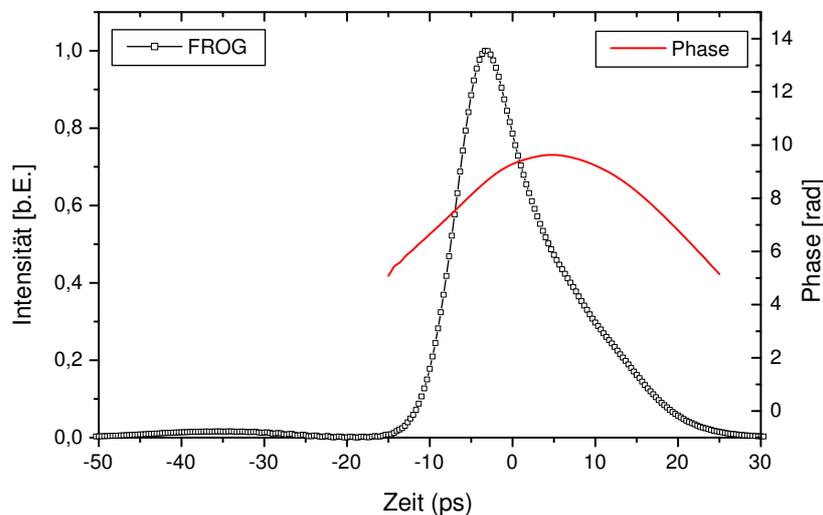


Abbildung 7.10: Rekonstruierter Verlauf der Intensität und Phase der Impulse. Auf eine Darstellung des Phasenverlaufs für den zweiten Impuls wurde aufgrund der unvollständigen Signalerfassung und der schwachen Intensität verzichtet.

Abschließend sind in Tabelle 7.3 alle relevanten Impulsparameter für eine Modulationsfrequenz des Diodenlaser-Oszillators von 4,307 GHz zusammenfassend aufgelistet. Auch hier müssen die Werte unter dem Aspekt betrachtet werden, dass die Angaben nur für die unvollständige Rekonstruktion gelten und die tatsächlichen Verhältnisse nur unvollständig widerspiegeln.

Zeitlich	FWHM: 11,8 ps
Spektral	FWHM: 0,189 nm
Autokorrelation	FWHM: 20,2 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,79
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 5,71
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 3,24
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 1,63

Tabelle 7.3: Zeitliche und spektrale Impulsparameter bei 4,307 GHz.

7.1.3 Modulationsfrequenz 4,29 GHz

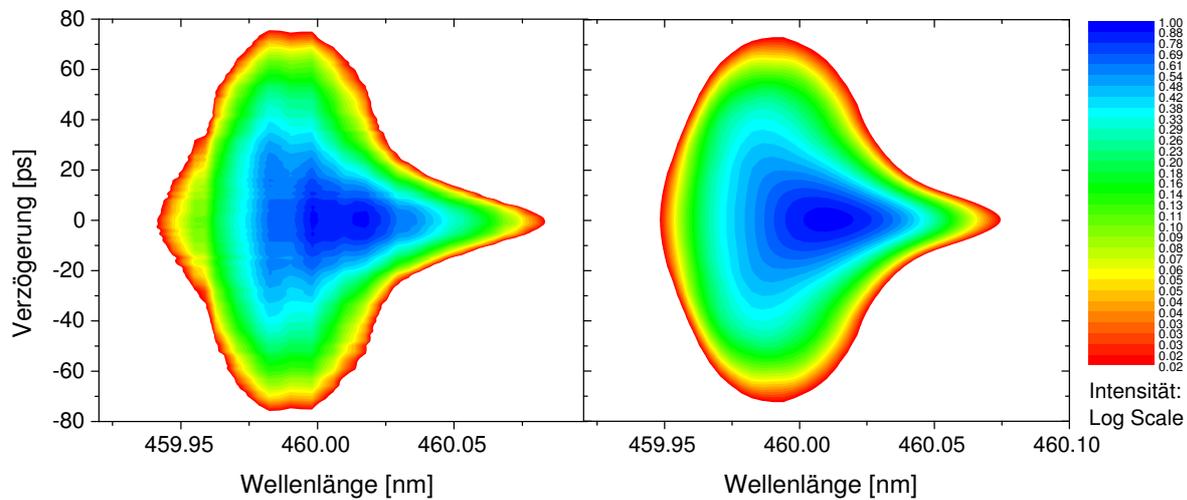


Abbildung 7.11: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 4,29 GHz.

Abbildung 7.11 zeigt das rekonstruierte und das experimentell erzeugte FROG-Signal bei einer Modulationsfrequenz des Diodenlaser-Oszillators von 4,29 GHz. Die zeitliche Abtastung geschah in 256 Schritten mit einer Schrittweite von 0,66 ps. Die spektrale Verteilung der Intensität wurde durch eine CCD-Zeile mit 256 Pixeln und einer Separation von 1,4 pm/Pixel gemessen. Dargestellt wird im Diagramm in horizontaler Richtung ein Wellenlängenbereich von 459,92 nm bis 460,1 nm und in vertikaler Richtung eine Verzögerung von insgesamt 160 ps. Die Intensität wird in logarithmischer Skalierung entsprechend der Zuordnung am rechten Rand der Grafik dargestellt.

Die beiden Graphiken zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen der Rekonstruktion und dem experimentell gewonnenen FROG-Signal. Die mittlere quadratische Abweichung zwischen gemessenem Signal und dem rekonstruierten ist dementsprechend klein und der FROG-Fehler beträgt nur $\epsilon_{FROG} = 0,009$. Der relativ kleine FROG-Fehler ist jedoch auch hier nur ein Maß für die Rekonstruktionsgenauigkeit und kein Beweis für den Ausschluss systematischer Fehler.

Abbildung 7.12 zeigt den Vergleich der spektralen Intensitätsverteilung zwischen direkt gemessenem und mittels FROG-Messung rekonstruiertem Signal. Zusätzlich ist die spektrale Phase eingezeichnet, welche eine überwiegend quadratische Abhängigkeit zeigt. Dies bedeutet, dass die Ableitung der spektralen Phase überwiegend linear verläuft und somit ein linearer Chirp vorliegt.

In Abbildung 7.13 sind die direkt mit dem Autokorrelator gemessene und die mittels

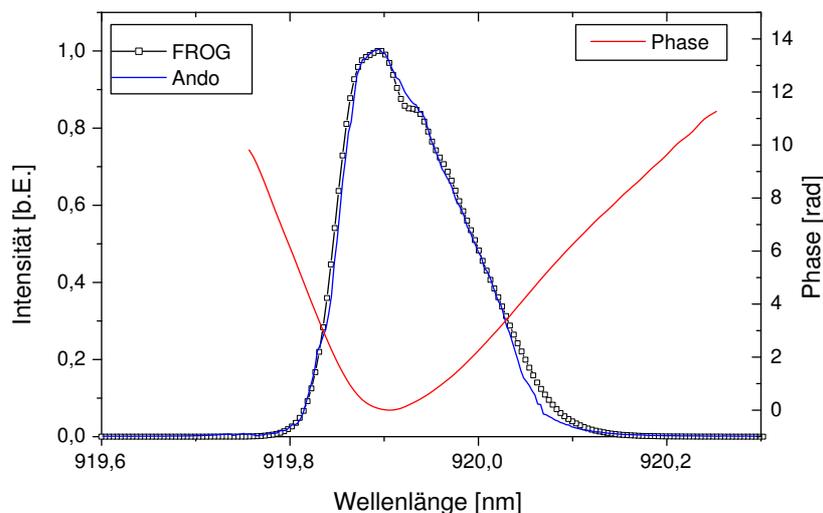


Abbildung 7.12: Dargestellt ist das gemessene Spektrum nach der Verstärkung durch den Trapezverstärker (Linie) und die Rekonstruktion mittels FROG (Quadrate) bei einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz.

der FROG-Messung berechnete Autokorrelation graphisch dargestellt. Auch hier ist eine Asymmetrie im Intensitätsverlauf der direkt gemessenen Autokorrelation zu erkennen, die bereits in Abschnitt 7.1.1 diskutiert wurde. Außerdem wird bei dieser speziellen Impulsform mit einem hohen Intensitätsanteil in der Impulsflanke die zeitliche Aufnahmegrenze des Autokorrelators (APE, Pulse Check) mit einem Abtastbereich von 150 ps erreicht.

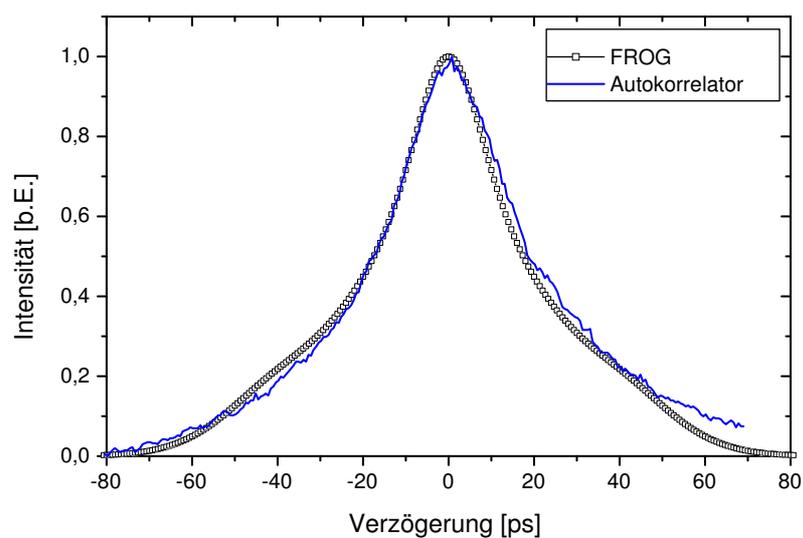


Abbildung 7.13: Gemessene (Linie) und rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation bei einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz.

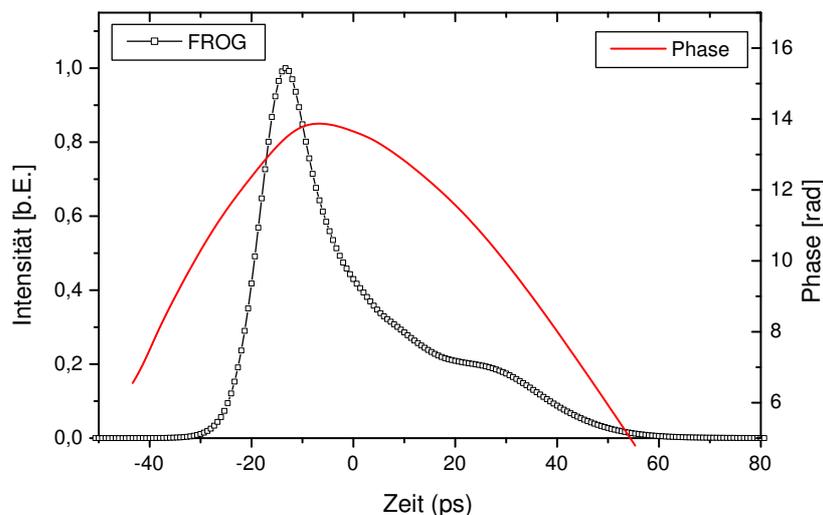


Abbildung 7.14: Rekonstruierter Verlauf von Intensität und Phase des Impulses bei einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz.

Der zeitliche Verlauf von Intensität und Phase des Impulses ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Deutlich ist die starke Asymmetrie des Impulses zu erkennen. Die zeitliche Phase zeigt eine überwiegend quadratische Abhängigkeit und somit die Momentanfrequenz $\omega_{inst}(t) = \omega_0 - \frac{d\phi}{dt}$ einen linearen Verlauf. Dies bedeutet, dass die spektralen Anteile des Impulses überwiegend linear über die Impulsdauer verteilt sind.

In Tabelle 7.4 sind abschließend alle relevanten Impulsparameter für eine Modulationsfrequenz des Diodenlaser-Oszillators vom 4,29 GHz zusammengefasst.

Zeitlich	FWHM: 16,4 ps
Spektral	FWHM: 0,15 nm
Autokorrelation	FWHM: 34,9 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,88
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 2,42
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 1,28
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 1,97

Tabelle 7.4: Zeitliche und spektrale Impulsparameter bei 4,29 GHz.

Die sehr gute Übereinstimmung der rekonstruierten Ergebnisse durch die FROG-Messung mit direkt gemessenen Daten sowohl im spektralen als auch im temporalen Bereich zeigen, dass keine systematischen Fehler begangen wurden. Sowohl die zeitliche als auch die spektrale Kalibrierung stimmt mit den Messungen sehr gut überein. Weiterhin ermöglicht die spektrale Auflösung, welche bei der FROG-Messung erreicht wird, einen wesentlich detaillierteren Verlauf des rekonstruierten Spektrums darzustellen.

Da bei der SHG-FROG-Technik wie in Abschnitt 5.2.4 beschrieben, die Richtung der zeitlichen Achse noch unbestimmt war, musste zur eindeutigen Zuordnung der ermittelten Ergebnisse eine zusätzliche Messung mit einer Streackkamera durchgeführt werden. Durch die Bestimmung des zeitlichen Intensitätsverlaufes lässt sich bei vorhandener Asymmetrie der Impulse eine eindeutige Zuordnung der Ergebnisse erzielen.

7.2 Kalibrierung durch Streackkamera-Messung

In dieser Arbeit wurde eine Streackkamera der Firma Optronis (Optronis Optoscope) verwendet. Es handelt sich hierbei um eine Kamera, welche im Einzelschussmodus (single shot) betrieben wurde und deren spektraler Einsatzbereich sich nach Angaben des Herstellers von 200 nm bis 800 nm erstreckt. Die verwendeten Halbleiterkomponenten emittierten überwiegend im Bereich von 920 nm und lagen deshalb etwa drei Größenordnungen unterhalb des Empfindlichkeitsmaximums des Detektors. Um ein gutes Signal- zu Rausch-Verhältnis zu gewährleisten, mussten die optischen Eingangsleistungen entsprechend höher gewählt werden. Erst bei Leistungen im Bereichen von mehreren 10 Milliwatt konnten so gute Ergebnisse erzielt werden. Die zeitliche Auflösung der Kamera ist im kleinsten Messbereich von 250 ps besser als 2 ps. Die Linearität in der Zeitachse ist mit $\pm 5\%$ angegeben. Um ein besseres Signal- zu Rausch-Verhältnis zu gewährleisten, wurde über 50 Einzelschuss-Messungen akkumuliert und gemittelt. Die Synchronisation der Ablenkeinheit, mit einer maximal zulässigen Repetitionsrate von 2,5 kHz, erfolgte über das Referenzsignal des HF-Generators, welcher auch die zur Impulserzeugung notwendige Strommodulation des Diodenlaseroszillator erzeugt. Die Frequenz des Signals zur Synchronisierung wurde mittels eines Frequenzteilers herabgesetzt und diente sowohl der Triggerung der Ablenkeinheit als auch der Hell-Dunkel-Steuerung, um zwischen den Aufnahmezyklen den Eintritt von Laserstrahlung in die Kamera zu verhindern. Die Einkopplung in die Kamera erfolgte über einen akustooptischen Modulator (AOM), welcher den Impulszug während der Messung auf die Eingangsoptik der Streackkamera lenkte.

Ausführliche Informationen über den Aufbau, Betrieb und Anwendungen von modernen Streackkameras findet man im Streackkamera Guide der Firma Optronis [Opt00].

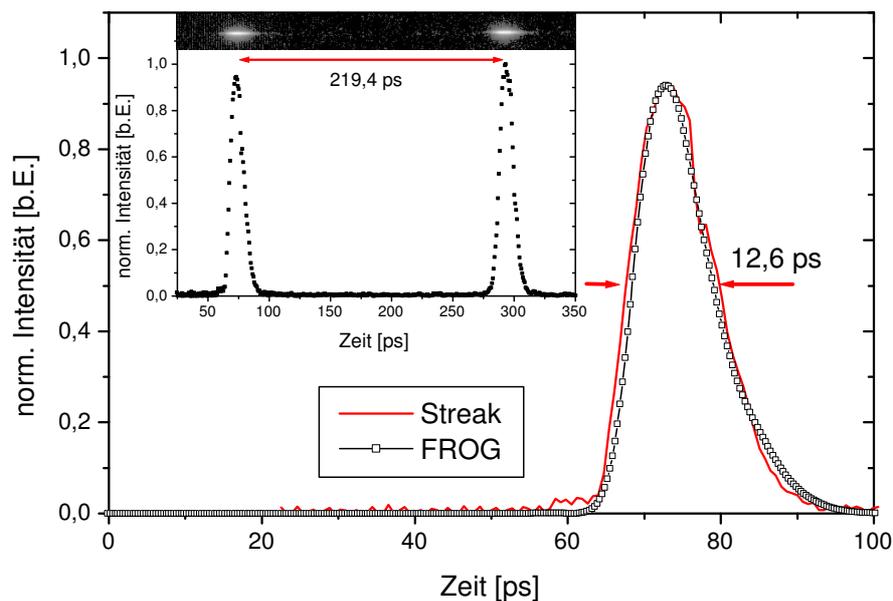


Abbildung 7.15: Zeitlicher Intensitätsverlauf der verstärkten Impulse im Vergleich zu einem mittels FROG-Messung rekonstruierten Verlauf. Kleines Diagramm: Kompletter Intensitätsverlauf innerhalb einer Spannungsrampe; (Oben) Intensitätsverteilung auf dem CCD-Sensor der Streackkamera.

Abbildung 7.15 zeigt den Vergleich zwischen dem mittels einer FROG-Messung rekonstruierten zeitlichen Intensitätsverlauf und der mit der Streackkamera gemessenen zeitlichen Abhängigkeit. Die FWHM-Dauer der Impulse betrug 12,6 ps. Die gute Übereinstimmung und die deutliche Asymmetrie des Intensitätsverlaufs ermöglichten eine eindeutige Festlegung des Vorzeichens der Zeit bei der Rekonstruktion durch die FROG-Messung. Im kleinen Diagramm ist die vollständige Aufnahme der Streackkamera über den gesamten Messbereich abgebildet. Der zeitliche Abstand der Impulse betrug 219,4 ps und entsprach somit einer Modulationsfrequenz von 4,6 GHz.

Mit der Methode des Frequency Resolved Optical Gating konnten nach der Festlegung der Zeitachse somit die Impulse vollständig charakterisiert werden. Dies bedeutet, dass der dargestellte zeitliche Verlauf von Intensität und Phase über die Fouriertransformation in den Frequenzraum direkt mit dem gemessenen, bzw. rekonstruierten Spektrum und der spektralen Phase gekoppelt ist.

7.3 Einfluss des Trapezverstärker-Stromes

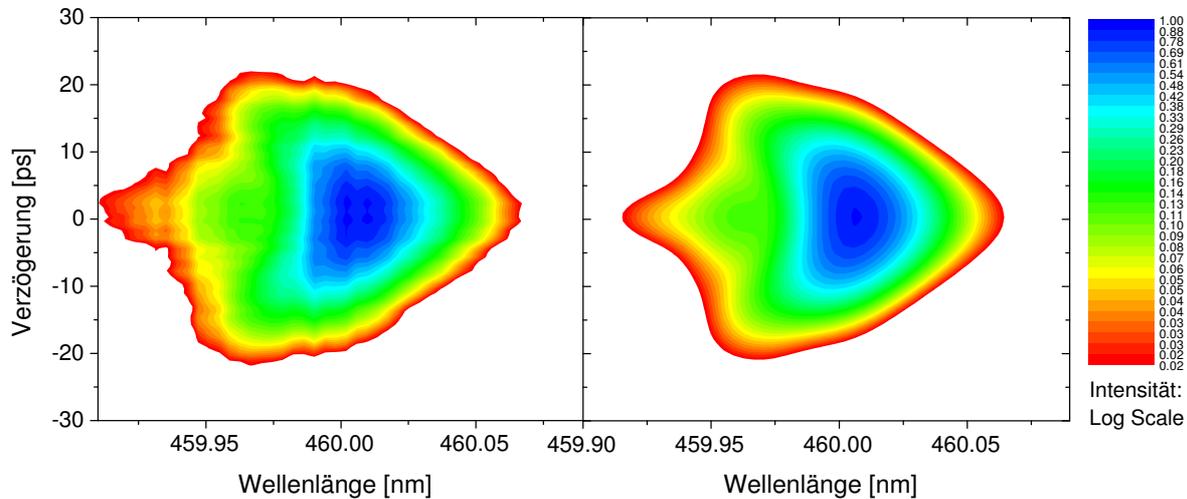


Abbildung 7.16: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 4,304 GHz und einem Verstärkerstrom von 2 A.

In früheren Untersuchungen wurde gezeigt, dass die zeitlich-spektralen Eigenschaften modengekoppelter Impulse kritisch vom Injektions-Strom des Trapezverstärkers abhängen [Geh00]. Aus diesem Grunde ist eine vollständige Charakterisierung dieses physikalischen Einflusses von besonderem Interesse. Eine experimentelle Charakterisierung wird mittels der spektral hochaufgelösten FROG-Messung erstmals ermöglicht. In diesem Versuchsteil wurden die Systemparameter aus Abschnitt 7.1.1 weitgehend beibehalten. Lediglich der Strom des Trapezverstärkers wurde auf 2 A reduziert. Der Strom im Vorverstärker war 85,37 mA und die injizierte mittlere optische Leistung in den Trapezverstärker betrug 30 mW. Bei einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz wurden Impulse mit einer Autokorrelationsbreite von 18,3 ps weiterverstärkt. Die mittlere optische Ausgangsleistung des Trapezverstärkers betrug 460 mW.

In Abbildung 7.16 sind das gemessene und das rekonstruierte FROG-Signal dargestellt. Der Fehler betrug $\epsilon_{FROG} = 0,0043$. In der linken Flanke des Signals zeichnet sich der Beginn von Modulationen ab, die jedoch weit geringer ausgeprägt sind als dies in Abbildung 7.3 bei gleichen Eingangsparametern der Fall ist. Dies zeigt auch die Rekonstruktion der spektralen Intensitätsverteilung, bei der im kurzwelligen Bereich noch kein bis zum Intensitätsnullpunkt ausgeprägtes Minimum vorhanden ist (Abb. 7.17). Aufgrund der höheren Auflösung der FROG-Messung gegenüber der üblichen Spektrometermessung würde eine vollständige Auslöschung von gleichen spektralen Anteilen bei einem Phasenunterschied von π stets detektiert werden (vgl. Abb. 7.3). Der Verlauf der spektralen Phase fällt

im zentralen Bereich des Spektrums mit einer FWHM-Breite von 0,11 nm zu längeren Wellenlängen linear leicht ab. Der spektrale Laplacian ist mit einem Wert von 0,66 nur wenig über dem Fourierlimit von 0,5.

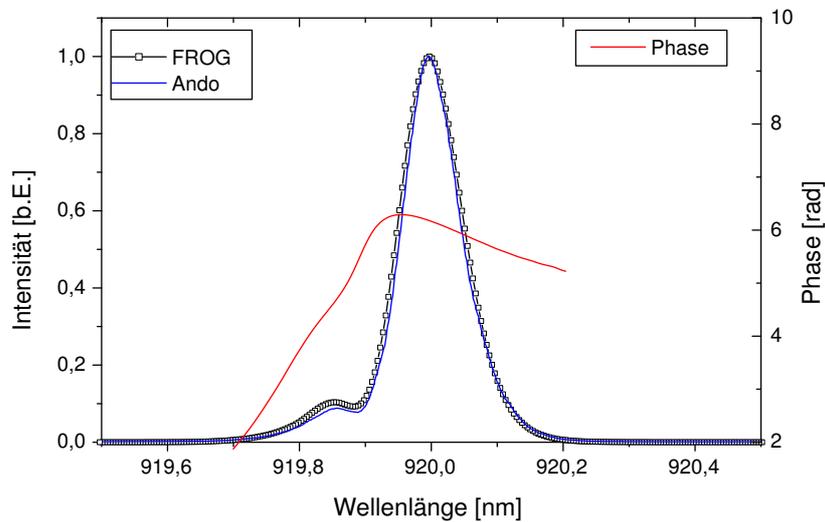


Abbildung 7.17: Direkt gemessene und mittels FROG rekonstruierte spektrale Intensitätsverteilung und Phase bei einer Modulationsfrequenz von 4,304 GHz, einem TA-Strom von 2 A und einer mittleren optischen Eingangsleistung von 30 mW.

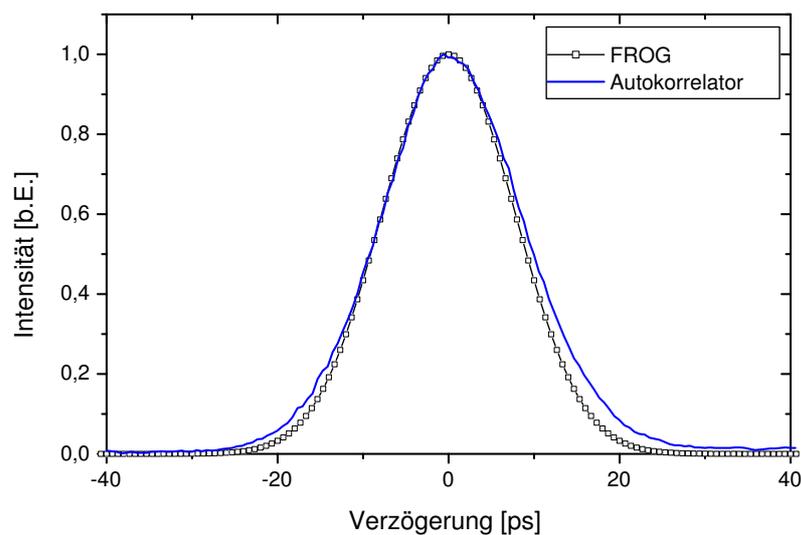


Abbildung 7.18: Gemessenes (Linie) und rekonstruiertes (Quadrate) Signal der Intensitätsautokorrelation. Die FWHM-Autokorrelationsbreite beträgt 18,3 ps.

In Abbildung 7.18 ist die zu diesem Impuls gehörende, direkt gemessene und die rekonstruierte Autokorrelation dargestellt. Die FWHM-Autokorrelationsbreite betrug 18,3 ps. Die Rekonstruktion des zeitlichen Intensitätsverlaufs ist in Abbildung 7.19 dargestellt und ergab eine Impulsdauer von 13,9 ps (FWHM). Die zeitliche Phase zeigt eine kubische Abhängigkeit, was eine Folge der Sättigung der Verstärkung ist. Die mit zunehmendem Inversionsabbau verbundene Reduzierung der Ladungsträgerdichte führt zu Brechungsindexänderungen. Während der Impulsverstärkung führt dieser physikalische Zusammenhang innerhalb des Impulses zu Phasenmodulationen. Die Erzeugung zusätzlicher spektraler Anteile führt bei Intensitäts- und Frequenzgleichheit mit vorhandenen Anteilen und einem Phasenunterschied von π zur Auslöschung und somit zu den Modulationen in der kurzwelligen Flanke der spektralen Intensitätsverteilung. Die Modulation der zeitlichen Phase bei einem Verstärkerstrom von 2 A ist gegenüber der Referenzmessung 7.1.1 mit 6 A Verstärkerstrom und ansonsten weitgehend gleichen Systemparametern weniger stark ausgeprägt. Der Wendepunkt der kubischen Phase ist weiter in Richtung Impulsflanke verschoben, was auf die im Vergleich zu Messung 7.1.1 später einsetzenden Sättigungseffekte schließen lässt. Außerdem sind die neu erzeugten spektralen Anteile nicht so leistungsstark wie in Messung 7.1.1, so dass dies in der kurzwelligen Flanke nicht zur vollständigen Auslöschung führt. Die im Vergleich zu Messung 7.1.1 geringeren Phasenmodulationen zeigen sich quantitativ im Wert für den zeitlichen Laplacian von TBP $\tau_{\text{Lap.}} = 0,8$.

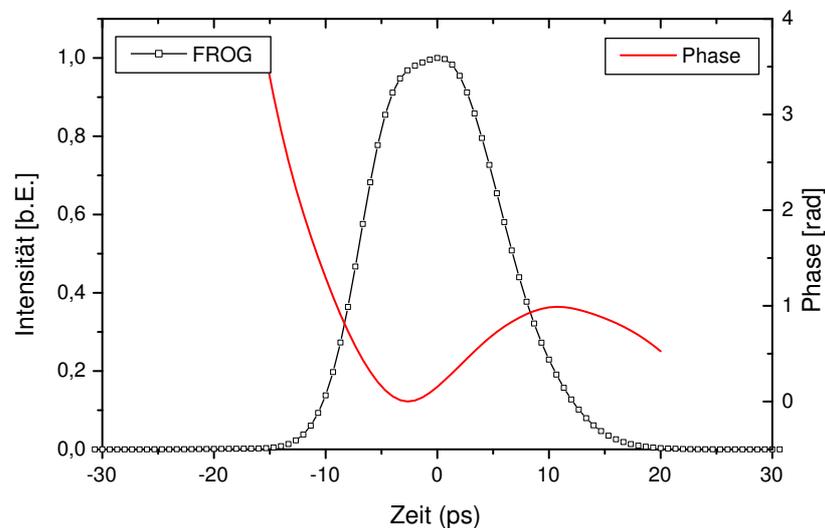


Abbildung 7.19: Verlauf der zeitlichen Intensität und Phase bei 4,304 GHz und einem TA-Strom von 2 A.

In Tabelle 7.5 sind alle relevanten Impulsparameter zusammenfassend aufgelistet.

Zeitlich	FWHM: 13,9 ps
Spektral	FWHM: 0,11 nm
Autokorrelation	FWHM: 18,3 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,55
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 0,84
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 0,8
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 0,66

Tabelle 7.5: Zeitliche und spektrale Impulsparameter.

Aufgrund dieser Messung konnte erstmals experimentell gezeigt werden, welchen Einfluss eine Veränderung des Trapezverstärker-Stromes auf den Verlauf von Amplitude und Phase bei der Verstärkung von Pikosekundenimpulsen hat. Mit Zunahme des Verstärkerstromes wandert der Wendepunkt im kubischen Phasenverlauf immer weiter in Richtung Impulsfront. Gleichzeitig nehmen die Modulationen in der kurzwelligen Flanke des Spektrums zu. Bei hohem Verstärkerstrom treten Sättigungseffekte während der Impulspropagation und Verstärkung früher in Erscheinung. Durch die Kopplung von Ladungsträgerdichte und Brechungsindex werden dabei zusätzliche spektrale Anteile erzeugt. Besitzen die neu erzeugten spektralen Anteile aufgrund ihrer zeitlich verzögerten Entstehung einen Phasenunterschied von π gegenüber bereits vorhandenen mit gleicher Frequenz, so kann dies zu destruktiven Interferenzen führen. Im Extremfall führt dies bei gleicher Intensität zur kompletten Auslöschung und somit einer Modulierung des Spektrums bis zum Intensitätsnullpunkt.

7.4 Einfluss der Eingangsleistung

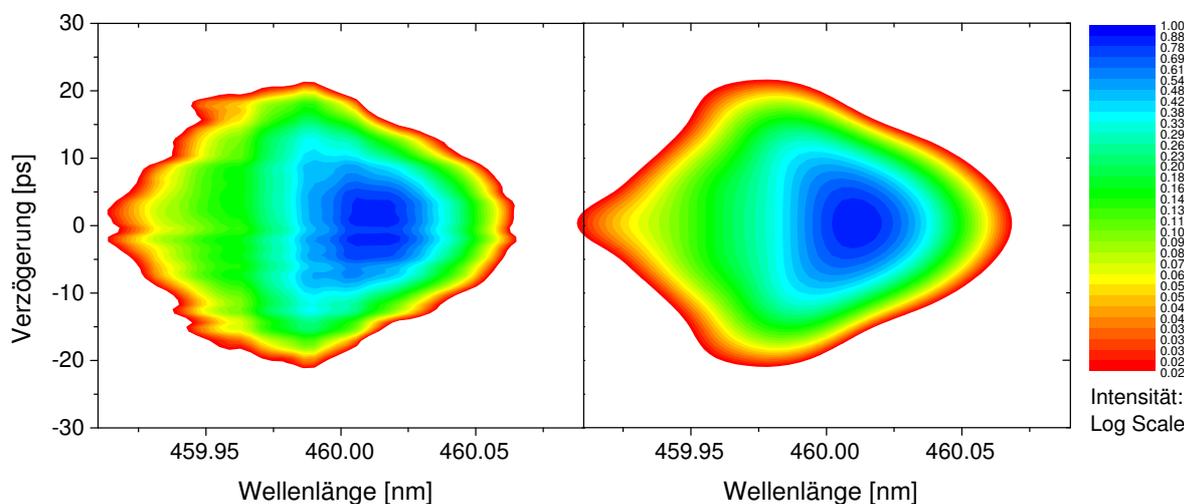


Abbildung 7.20: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 4,29 GHz bei einer mittleren TA-Eingangsleistung von 5 mW .

Die zeitlich-spektralen Eigenschaften verstärkter Impulse hängen empfindlich von der Leistung der injizierten optischen Strahlung ab. Dies wurde schon in früheren Untersuchungen festgestellt. Eine erstmalige experimentelle Untersuchung dieses physikalischen Einflusses, mittels einer spektral hochaufgelösten FROG-Messung, ist deshalb von besonderem Interesse.

Zunächst wurde die mittlere Leistung der in den Trapezverstärker injizierten Strahlung reduziert. Dies erfolgte durch eine Verringerung des Stromes im Vorverstärker. Der Oszillator wurde mit einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz angeregt und emittierte Impulse einer Dauer von 13,4 ps mit einer mittleren Leistung von 0,7 mW. Bei einem Strom von 25 mA wurden die Impulse im Einstreifen-Vorverstärker bis auf mittlere optische Leistungen von 5 mW verstärkt. Die anschließende Verstärkung im Trapezverstärker erfolgte bei einem Betriebsstrom von 6 A auf einen Wert von 720 mW.

Abbildung 7.20 zeigt das bei diesen Systemparametern gemessene und das rekonstruierte Spektrogramm. Trotz leichter Abweichungen bezüglich der zeitlichen Asymmetrie ergab sich ein sehr geringer FROG-Fehler, $\epsilon_{FROG} = 0,0062$. Da es sich bei diesen Abweichungen jedoch ausschließlich um multiplikatives Rauschen in geringem Maß $\ll 50\%$ handelt, beeinflusst dies nicht die Rekonstruktionsgenauigkeit [Djo00]. Zu sehen ist ein zentrales Maximum ohne weitere Erhebungen weder in der kurz- noch in der langwelligen Flanke.

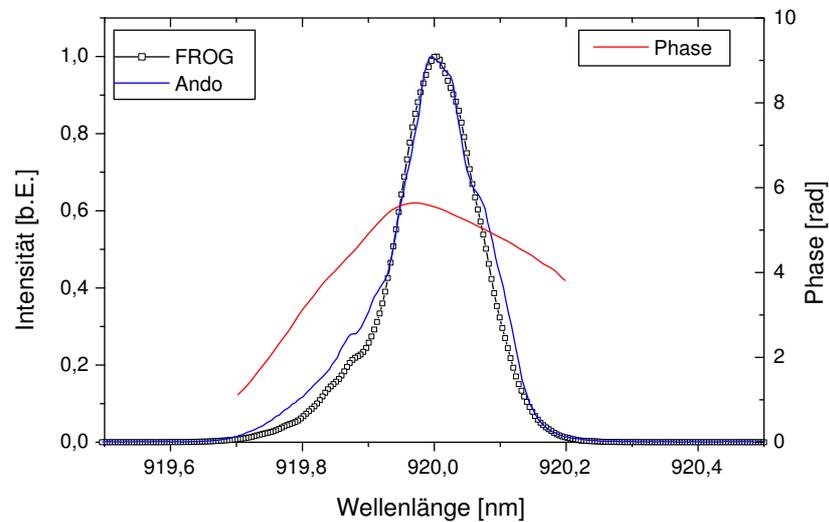


Abbildung 7.21: Dargestellt ist das gemessene Spektrum nach (Linie) der Verstärkung durch den Trapezverstärker und die Rekonstruktion mittels FROG (Quadrate) bei einer geringen Eingangsleistung in den Trapezverstärker.

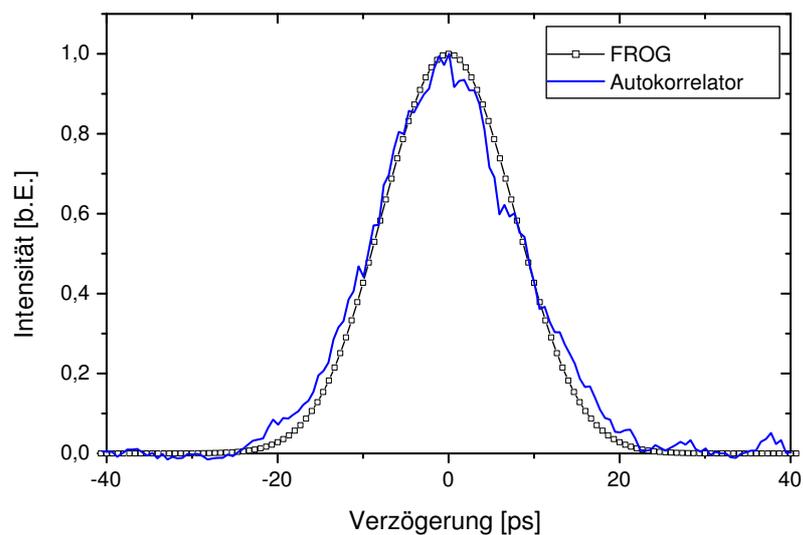


Abbildung 7.22: Gemessene (Linie) und rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation. Die FWHM-Autokorrelationsbreite beträgt 18,1 ps.

Abbildung 7.21 zeigt die hieraus ermittelte spektrale Intensitätsverteilung und zur Kontrolle das direkt gemessene Spektrum sowie den spektralen Phasenverlauf. Die leichten Abweichungen im Verlauf der spektralen Intensität beruhen auf thermischen Ursachen aufgrund eines zeitlichen Abstandes zwischen der FROG-Messung und der direkten Messung des Spektrums. Die spektrale Phase zeigt einen überwiegend parabelförmigen Verlauf, sodass in diesem Fall ein linearer Chirp vorliegt.

In Abbildung 7.22 sind die gemessene und rekonstruierte Autokorrelation zu sehen. Das direkt gemessene Signal zeigt aufgrund der geringen Eingangsleistung ein leicht erhöhtes Rauschen. Die Übereinstimmung mit der rekonstruierten Autokorrelation ist jedoch gut. Die zeitliche Breite der Autokorrelation beträgt 18,1 ps (FWHM).

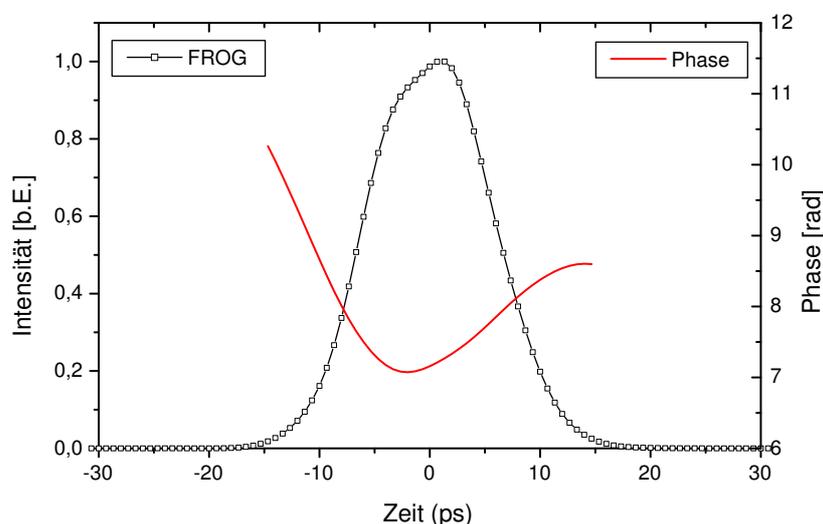


Abbildung 7.23: Rekonstruierter Verlauf von Intensität und Phase der Impulse bei einer mittleren Eingangsleistung von 5 mW.

Die Rekonstruktion der zeitlichen Intensität und des zeitlichen Phasenverlaufes ist in Abbildung 7.23 dargestellt. Das Intensitätsprofil zeigt einen weitgehend symmetrischen Impuls mit einer FWHM-Breite von 13,4 ps. Die Symmetrie zeigt, dass während der Verstärkung keine merkliche Bevorzugung der Impulsfront gegenüber der Flanke besteht. Während der Propagation und Verstärkung des Impulses kann somit von einer weitgehend konstanten homogenen Ladungsträgerdichte ausgegangen werden.

Im zentralen Bereich des Impulses besitzt die zeitliche Phase auch hier die Form einer nach oben offenen Parabel. Es handelt sich somit um einen linearen Verlauf der Momentanfrequenz mit überwiegend kurzwelligen Anteilen in der Impulsfront und langwelligen in der Impulsflanke. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Messungen, bei denen die

mittlere optische Leistung der injizierten Impulse 30 mW betrug, zeigt sich hier im Verlauf der zeitlichen Phase keine kubische Abhängigkeit, was wiederum bedeutet, dass der Trapezverstärker im linearen Bereich der Verstärkung betrieben wird und somit keine Sättigungseffekte zu verzeichnen sind.

In Tabelle 7.6 sind alle relevanten Impulsparameter für die in diesem Versuchsteil erzeugten und verstärkten Impulse zusammengefasst.

Zeitlich	FWHM: 13,4 ps
Spektral	FWHM: 0,14 nm
Autokorrelation	FWHM: 18,1 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,67
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 0,93
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 0,91
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 0,83

Tabelle 7.6: Zeitliche und spektrale Impulsparameter bei einer mittleren optischen Eingangsleistung von 5 mW, einem Trapezverstärker-Strom von 6 A, und einer Oszillator-Modulationsfrequenz von 4,29 GHz.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen eindrucksvoll die erstmals gemessene Abhängigkeit von Amplitude und Phase bei der Verstärkung von Pikosekundenimpulsen in Halbleiter-Trapez-Verstärkern in Abhängigkeit von der optischen Eingangsleistung in den Trapezverstärker. Bei dieser Parameterwahl ist sowohl im Einstreifen-Vorverstärker als auch in dem nachfolgenden Trapezverstärker keine Verstärkungssättigung festzustellen. Somit findet in keiner der Verstärkerkomponenten eine massive Änderung des Brechungsindex während der Impulspropagation statt, so dass weder spektrale noch zeitliche Modulationen erkennbar sind. Die gemessenen Eigenschaften sind somit hauptsächlich die vom Oszillator vorgegebenen Impulsparameter.

Dieses Ergebnis eröffnet weitere diagnostische Möglichkeiten, um einzelne Komponenten des Diodenlaser MOPA-Systems zu untersuchen. Die Nutzung des Trapezverstärkers im Bereich der Kleinsignalverstärkung bei einem Verstärker-Strom von 6 A und Eingangsleistungen unter 5 mW führt zwar zu einer optischen Leistungserhöhung, ändert jedoch nicht die Amplitude und Phase der Eingangsimpulse. Somit können auch die Impulseigenschaften vor dieser Komponente charakterisiert werden. Insbesondere leistungsschwache Impulse bei denen eine direkte FROG-Messung nicht möglich ist, können hierdurch analysiert werden.

7.5 Einfluss des Vorverstärkers

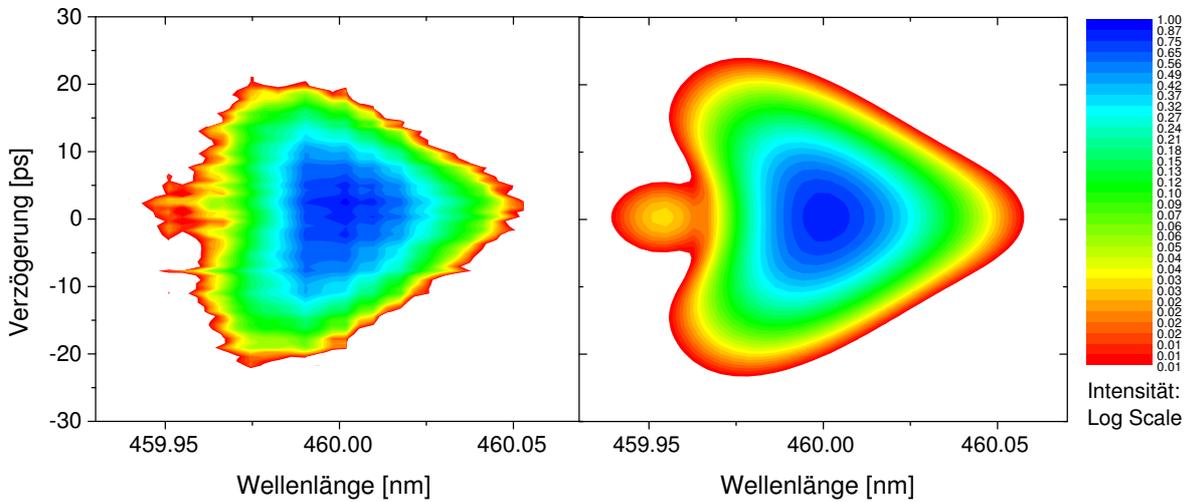


Abbildung 7.24: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 4,29 GHz.

Um den Einfluss des Einstreifenverstärkers auf die zeitlichen und spektralen Eigenschaften der Impulse zu messen, wurde bei konstanten optischen Eingangsparametern der Verstärkerstrom im Bereich von 25 mA bis 130 mA verändert. In diesem Bereich variiert die optische Ausgangsleistung zwischen 5 mW und 50 mW. Im vorangegangenen Abschnitt 7.4 sind bei einer Einkopplung von 5 mW keine Sättigungseffekte und somit keine zeitlichen oder spektralen Modulationen erkennbar. Dies bedeutet insbesondere, dass bei niedrigen Eingangsleistungen um 5 mW und einem Trapezverstärkerstrom von 6 A der Bereich der Kleinsignalverstärkung noch nicht überschritten ist (vgl. Abb. 3.11) und sich somit die Impulseigenschaften bei der Verstärkung nicht verändern.

In Abbildung 7.24 sind das gemessene und das rekonstruierte FROG-Signal bei einem Verstärkerstrom von 130 mA dargestellt. Die emittierte optische Leistung wurde mittels einer $\lambda/2$ -Platte zwischen Einstreifenverstärker und nachfolgendem Isolator (Abb. 7.1) von 50 mW auf 5 mW reduziert. Hierdurch wurde sichergestellt, dass im Trapezverstärker keine Sättigungseffekte auftreten, welche die zeitlich-spektralen Impulseigenschaften verändern. Die Impulse konnten soweit verstärkt werden, um eine FROG-Messung durchzuführen. Zu sehen ist ein leicht asymmetrisches Signal mit einem hohen Rauschanteil. Der FROG-Fehler betrug $\epsilon_{FROG} = 0,0055$. Der geringe Fehler resultiert auch hier aus der Überbestimmtheit des FROG-Signals, das die 2N Punkte des Amplituden und Phasenverlauf des E-Feldes mit N^2 Punkten (256×256) beschreibt. Dies ist der Grund für die relative Unempfindlichkeit der FROG-Methode bezüglich multiplikativen Rauschens.

Des Weiteren ist eine deutliche Änderung des FROG-Signals gegenüber Abbildung 7.20 zu erkennen. Auf der kurzwelligen Seite befindet sich ein Nebenmaximum. Darüber hinaus besitzt die Intensität des Hauptmaximums eine konkave Verteilung.

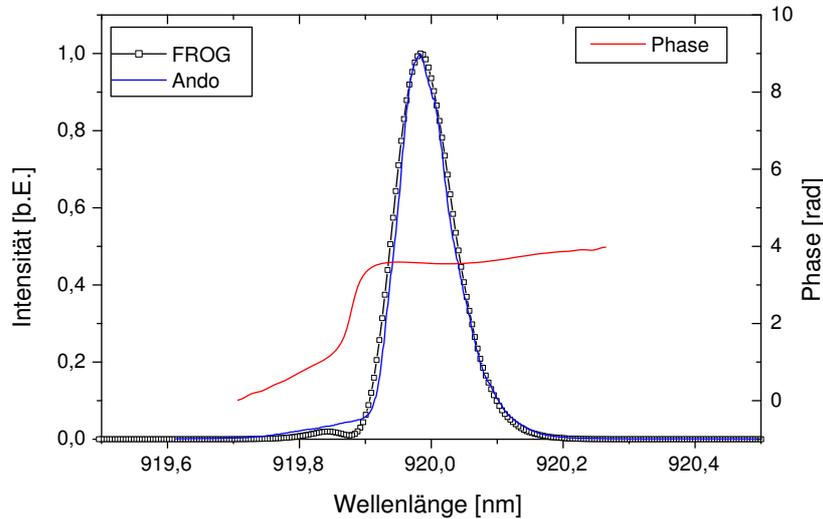


Abbildung 7.25: Dargestellt ist das gemessene Spektrum vor der Verstärkung durch den Trapezverstärker (Linie) und die Rekonstruktion mittels FROG (Quadrate) bei einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz und einer mittleren optischen Ausgangsleistung von 50 mW.

In Abbildung 7.25 ist die vor der Verstärkung gemessene und die durch das nach der Verstärkung gewonnene FROG-Signal rekonstruierte spektrale Intensitätsverteilung dargestellt. Die Breite des Spektrums beträgt 0,1 nm (FWHM). Im kurzwelligen Bereich ist ein Nebenmaximum zu erkennen, das aufgrund der höheren Auflösung der Messanordnung bei der FROG-Rekonstruktion wesentlich deutlicher ausgeprägt ist. Die spektrale Phase ist im zentralen Bereich der Intensitätsverteilung nahezu konstant und weicht erst im kurzwelligen Bereich bei 919,85 nm deutlich ab. Die FWHM-Breite der Autokorrelation beträgt 18,0 ps (Abb. 7.26).

Die guten Übereinstimmungen in der gemessenen und rekonstruierten spektralen Verteilung sowie zwischen der gemessenen und rekonstruierten Autokorrelation bestätigen den Ausschluss systematischer Fehler. Die Ergebnisse zeigen, dass der Betrieb des nachfolgenden Trapezverstärkers im Bereich der Kleinsignalverstärkung die Impulse zeitlich und spektral nicht beeinflusst. Messungen von Spektrum und Autokorrelation vor und nach dem Verstärker zeigten ebenfalls eine exakte Übereinstimmung. Somit erlaubt diese Parameterwahl eine genaue Rekonstruktion der in den Trapezverstärker injizierten Impulse.

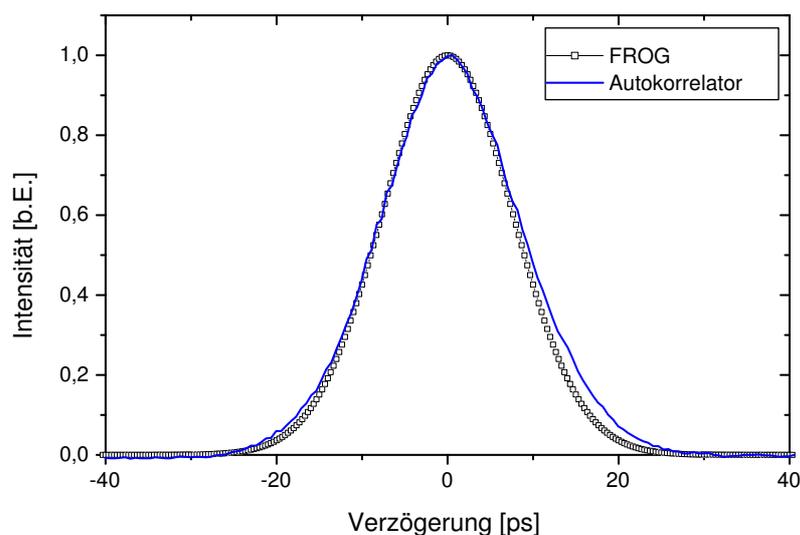


Abbildung 7.26: Gemessene (Linie) und rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation bei einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz und einer vom Einstreifenverstärker emittierten mittleren optischen Leistung von 50 mW.

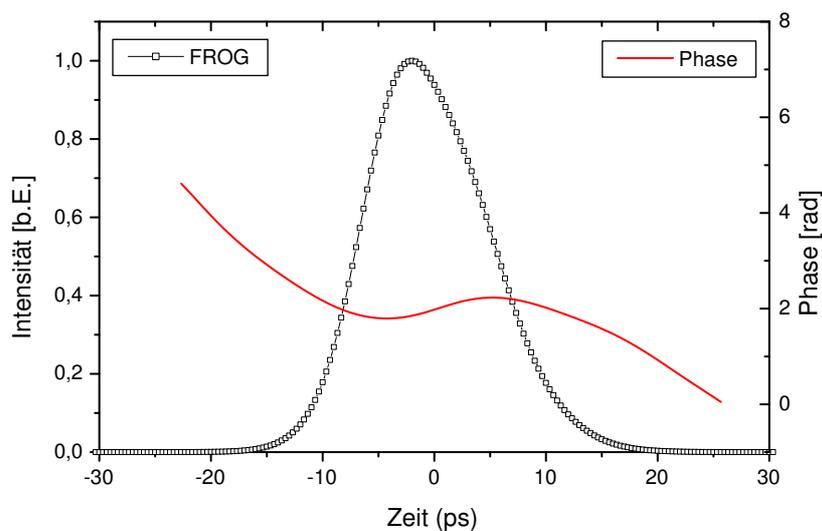


Abbildung 7.27: Rekonstruierter Verlauf von Intensität und Phase der Impulse bei einer Modulationsfrequenz von 4,29 GHz und einer vom Einstreifenverstärker emittierten mittleren optischen Leistung von 50 mW.

In Abbildung 7.27 ist der zeitliche Intensitätsverlauf mit einer FWHM-Breite von 12,9 ps und die zeitliche Phase dargestellt. Diese weist gegenüber Abbildung 7.23 eine deutliche Asymmetrie auf. Die Impulsfront steigt steil an, während die Flanke wesentlich flacher ausläuft. Der Impulsfront steht immer die gesamte Inversion zur Verfügung. Dahingegen bleibt für die nachfolgenden Impulsanteile nur eine reduzierte Inversion übrig, was zu einer

flach abfallenden Flanke führt.

Der Verlauf der zeitlichen Phase ist hier, im Gegensatz zum vorangegangenen Versuchsteil (vgl. Abb. 7.23) kubisch. Dies bedeutet, dass im Einstreifen-Verstärker die Sättigung der Verstärkung einsetzt und durch die Kopplung von Ladungsträgerinversion und Brechungsindex bei der Verstärkung der Impulse die Phase moduliert wird (Selbstphasenmodulation). Trotz des insgesamt leicht kubischen Verlaufs der zeitlichen Phase ist im zentralen Bereich der Intensität die Änderung der Phase relativ gering, wodurch die Impulsformunabhängigen Zeit-Bandbreite-Produkte auch hier relativ geringe Werte erreichen. Für die Zeit-Bandbreite-Produkte (zeitlicher und spektraler Laplacian) ergeben sich mit TBP $\tau_{\text{Lap.}} = 0,59$ und TBP $\nu_{\text{Lap.}} = 0,53$ nahezu Bandbreitenbegrenzte Impulse.

In Tabelle 7.7 sind für die oben genannten Systemparameter noch einmal alle relevanten Werte bezüglich der spektralen und zeitlichen Eigenschaften zusammengefasst.

Zeitlich	FWHM: 12,9 ps
Spektral	FWHM: 0,10 nm
Autokorrelation	FWHM: 18,0 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,47
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 0,61
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 0,59
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 0,53

Tabelle 7.7: Zeitliche und spektrale Impulsparameter nach dem Einstreifen-Verstärker bei einer Modulationsfrequenz von 4,3 GHz und einer emittierten mittleren optischen Leistung von 50 mW.

Im Gegensatz zu den in Abschnitt 7.4 diskutierten Messungen wurde bei der oben beschriebenen Messung lediglich der Strom im Einstreifen-Vorverstärker bis auf 130 mA erhöht, so dass eine mittlere optische Leistung von 50 mW emittiert wurde. Vor der Injektion in den nachfolgenden Trapezverstärker wurde diese Leistung bis auf 5 mW reduziert, um die gleichen Bedingungen wie im Versuch in Abschnitt 7.4 zu erhalten. Die Messungen zeigen signifikante Unterschiede bezüglich der zeitlichen und spektralen Symmetrie sowie des Phasenverlaufes. Dies verdeutlicht, dass der zur Leistungsanpassung zwischen Oszillator und Trapezverstärker notwendige Einstreifen-Verstärker einen entscheidenden Einfluss auf die weitere Verstärkung nimmt. Bereits in dieser Komponente erzeugte Phasen- und Amplituden-Modulationen werden im nachfolgenden Trapezverstärker weiterverstärkt und führen zu noch größeren Modulationen.

7.6 Einfluss der Repetitionsrate

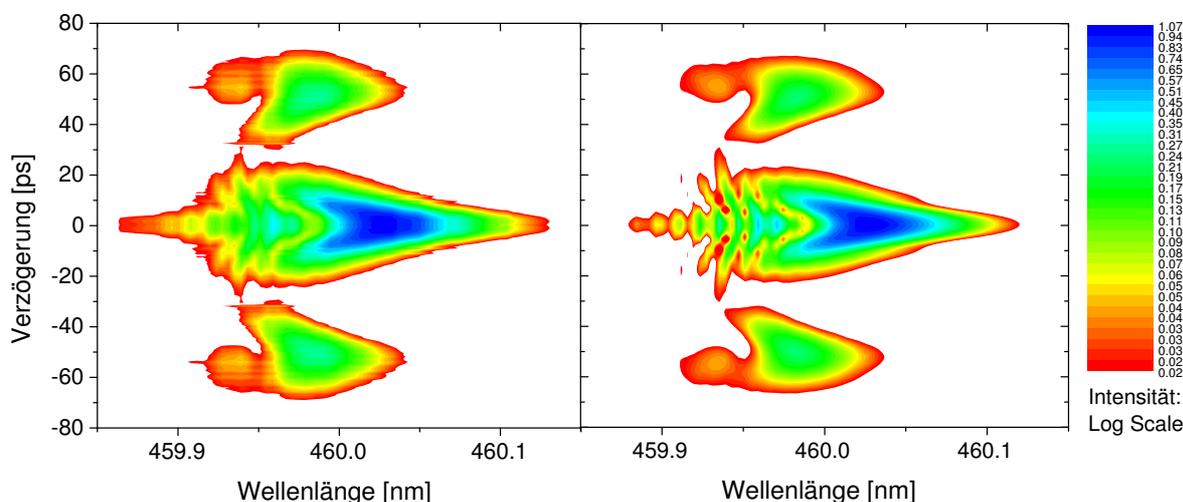


Abbildung 7.28: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal für eine Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

In den vorangegangenen experimentellen Untersuchungen wurde gezeigt, dass die Eingangsleistung in den Trapezverstärker einen großen Einfluss auf die Verstärkung der Impulse hat. Eine Änderung der Repetitionsrate unter Beibehaltung einer konstanten mittleren optischen Ausgangsleistung beeinflusst die Impulsspitzenleistung und den zeitlichen Impulsabstand. Da auch ein Einfluss auf die Amplitude und Phase der einzelnen Impulse zu erwarten ist, wurde in diesem Versuchsteil der Einfluss der Repetitionsrate auf den Verstärkungsprozess der Impulse untersucht. Exemplarisch wurde zur Diskussion auch hier ein Fall gewählt, bei dem die nichtlinearen Effekte besonders deutlich in Erscheinung treten. Der Oszillator wurde wie in den vorangegangenen Versuchen mit einem Gleichstrom von 9,91 mA bis zur Schwelle betrieben und zusätzlich mit einer HF-Leistung von 24 dBm bei einer Frequenz von 1,73 GHz moduliert. Die mittlere optische Leistung der Impulse des Oszillators betrug 0,7 mW. Die anschließende Verstärkung erfolgte im Einfachdurchgang durch den Einstreifen-Verstärker, welcher mit einem Strom von 84 mA betrieben wurde. Die mittlere optische Leistung der Impulse wurde durch die Verstärkung auf 30 mW erhöht. Darauf folgte die Injektion in den Hochleistungsverstärker, welcher die Strahlung bis auf mittlere Leistungen von 1,63 W verstärkte.

In Abbildung 7.28 sind das gemessene und das rekonstruierte FROG-Signal dargestellt. Es handelt sich hierbei um ein stark moduliertes Hauptmaximum mit zwei Satelliten jeweils im Abstand von ± 50 ps zum Zentralmaximum. Die Rekonstruktionsgenauigkeit betrug $\epsilon_{FROG} = 0,0083$. Durch die Reduktion der Modulationsfrequenz bei ansonsten

gleichen Systemparametern erhöht sich die Impulsspitzenleistung im Littrow-Resonator soweit, dass schon bei der Impulserzeugung durch Verstärkungssättigung die nichtlinearen Effekte deutlich in Erscheinung treten.

Infolge der durch den Abbau der Inversion bedingten Brechungsindexänderung werden durch Selbstphasenmodulation zusätzliche spektrale Anteile erzeugt. Besteht bei gleicher Wellenlänge zwischen den neu erzeugten Anteilen und den vorhandenen ein Phasenunterschied von $(2n + 1) \times \pi$, so führt dies innerhalb des Impulses zu destruktiver Interferenz und schließlich zu einer Modulation der spektralen Verteilung.

Außerdem ist aufgrund der erhöhten Impulsspitzenleistung die an der Austrittsfacette ($R = 10^{-4}$) auftretende Reflexion zurück in die aktive Zone nicht mehr zu vernachlässigen. Der reflektierte Teil des optischen Feldes interferiert mit den später folgenden Anteilen des vorwärts propagierenden Feldes. Die hieraus resultierenden Effekte sind im hohen Maße von der Facetten-Reflektivität und der Impulsdauer abhängig (Geh99). Beide Größen bestimmen den zeitlichen Überlapp und die Amplitude der beiden kontrapropagierenden Felder. Die Teilreflexion des optischen Feldes an der Austrittsfacette ist für viele Systeme ein entscheidender Faktor, der großen Einfluss auf das zeitliche Emissionsverhalten hat und der unter ungünstigen Bedingungen zur Ausbildung von Doppelimpulsen führt [Del92a].

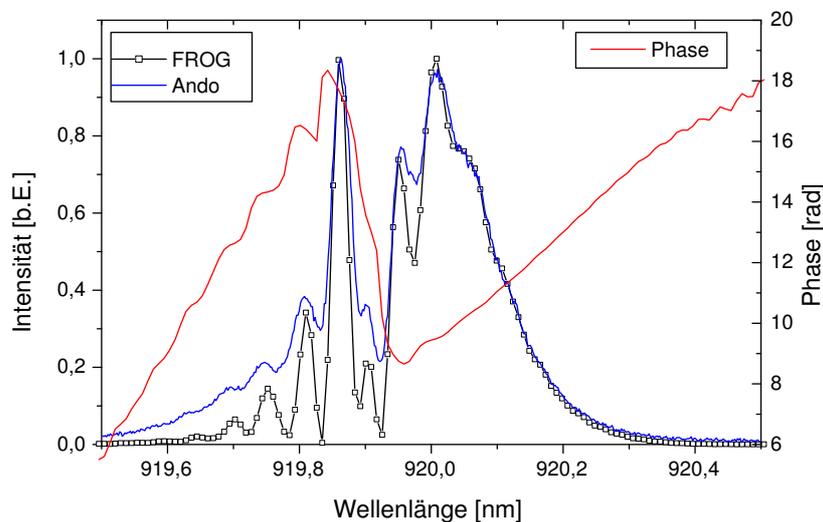


Abbildung 7.29: Dargestellt ist das direkt gemessene und das mittels FROG-Messung rekonstruierte Spektrum der Doppelimpulse bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

Abbildung 7.29 zeigt das gemessene und das rekonstruierte Spektrum bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz und einem Oszillator-Strom von 9,91 mA. Auch hier sind starke Modulationen innerhalb der spektralen Intensitätsverteilung zu erkennen. Der Abstand der Intensitätsmaxima von 0,052 nm korrespondiert über die Beziehung: $c/\lambda^2 \cdot d\lambda$ mit dem Abstand der Impulse von 54,2 ps (siehe Abb. 7.30 und 7.31). Des Weiteren zeigt die spektrale Phase eine stark kubische Abhängigkeit, was die Existenz von Doppelimpulsen bestätigt [Tre04].

In Abbildung 7.30 sind die gemessene und rekonstruierte Autokorrelation dargestellt. Das direkt gemessene Signal zeigt auch hier, mit Ausnahme der rechten Flanke, eine sehr gute Übereinstimmung mit dem rekonstruierten Verlauf.

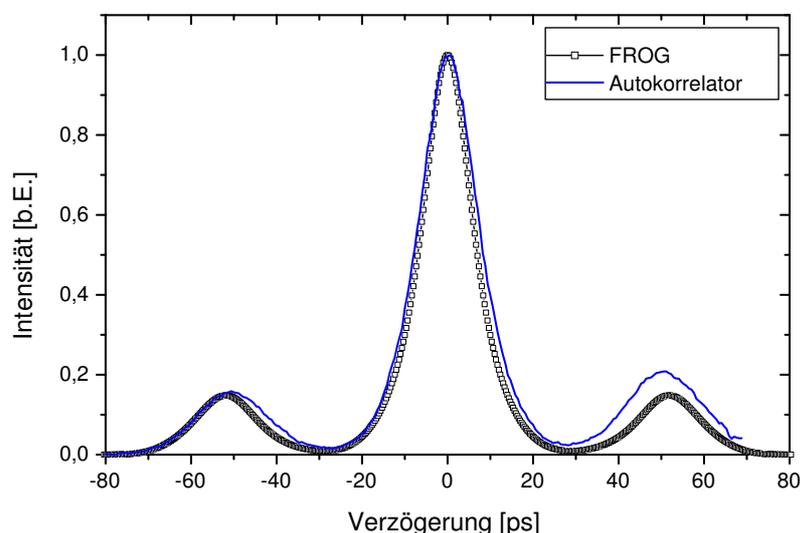


Abbildung 7.30: Gemessene (Linie) und mittels FROG-Messung rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation der Doppelimpulse bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

Die zeitliche Intensitätsverteilung (Abb. 7.31) zeigt eine steil ansteigende Impulsfront mit einer flach abfallenden Flanke. Die Dauer des Hauptimpulses beträgt 8,8 ps (FWHM). Der stark kubische Phasenverlauf innerhalb dieses Hauptimpulses ist eine Folge der Verstärkungssättigung welche sich durch alle Stufen des Verstärker-Systems erstreckt. Durch die starke Reduktion der Ladungsträgerdichte erfolgt eine dynamische Brechungsindexänderung, welche zur Selbstphasenmodulation führt. Diese Selbstphasenmodulation zeigt sich insbesondere in den Modulationen innerhalb des Spektrums. Innerhalb des Satelliten ist sie dagegen linear fallend. Der zeitliche Abstand des Satelliten zum Zentralimpuls beträgt 54,2 ps.

In Tabelle 7.8 sind abschließend alle relevanten Impulsparameter zusammengefasst.

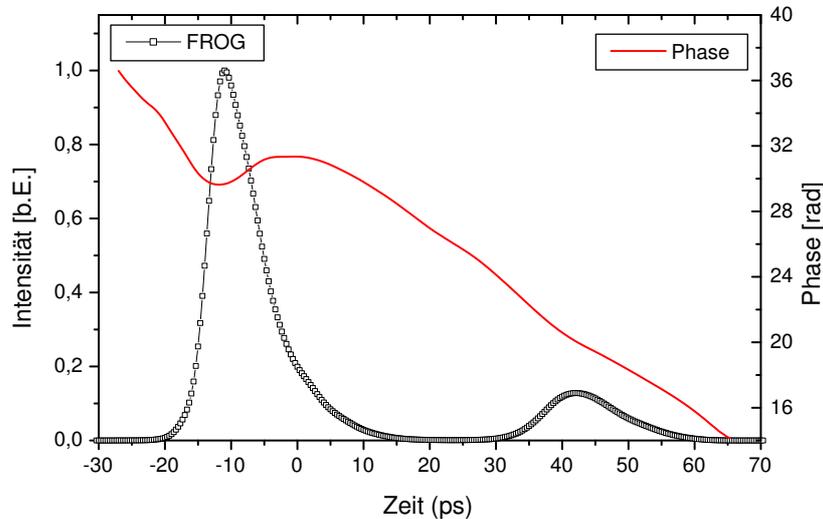


Abbildung 7.31: Mittels FROG-Messung rekonstruierter Verlauf der zeitlichen Intensität (Quadrate) und Phase (Linie) der Doppelimpulse bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

Zeitlich	FWHM: 8,8 ps
Spektral	FWHM: 0,24 nm
Autokorrelation	FWHM: 13,95 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,76
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 5,11
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 1,11
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 0,85

Tabelle 7.8: Zeitliche und spektrale Parameter der Doppelimpulse bei 1,72 GHz.

Die Reduktion der Repetitionsrate unter Beibehaltung aller sonstigen Systemparameter und der mittleren optischen Eingangsleistung in den Trapezverstärker hat eindrucksvoll gezeigt, welche Auswirkungen die Variation einzelner Systemparameter auf die Erzeugung und die Amplitude und Phase der verstärkten Impulse hat. Die Entstehung von Doppelimpulsen war eine Folge der hohen internen Leistung im Littrow-Resonator. Eine Reduktion der resonatorinternen optischen Leistung sollte diesem Effekt entgegenwirken. Aus diesen Grund wurde die Strommodulation relativ zur Schwelle verschoben. Dadurch wurde zum einen der maximal erreichbare Gewinn kleiner und die Zeit kürzer, in der ein Nettogewinn vorliegt.

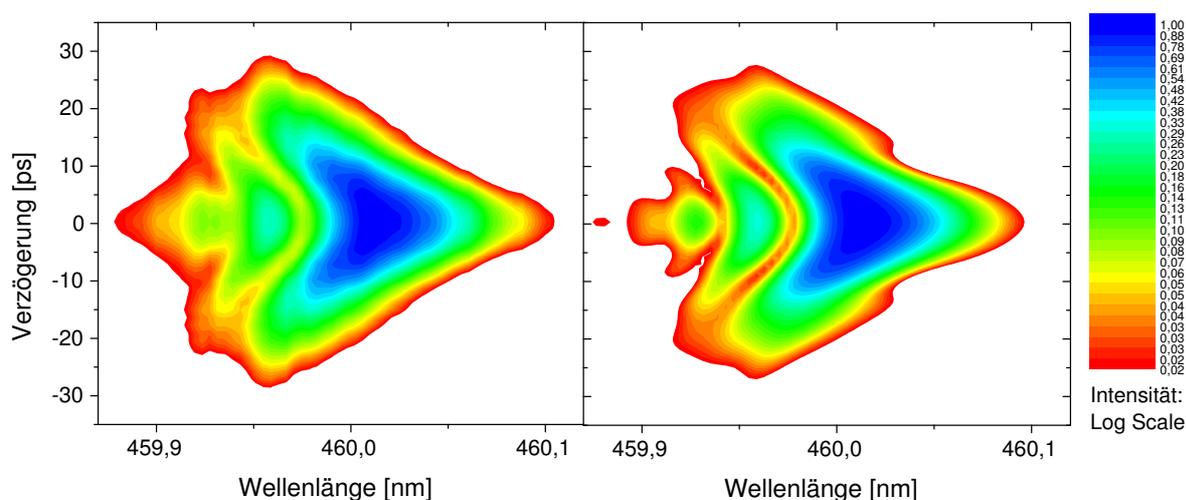


Abbildung 7.32: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal von Einzel-Impulsen bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

Eine Reduktion des Gleichstromanteils am Oszillator von 9,9 mA auf 7,48 mA führte bei sonst gleichen Bedingungen zu der Emission von Einzelimpulsen. Des Weiteren sank die mittlere optische Leistung der vom Oszillator emittierten Strahlung aufgrund der oben geschilderten Effekte. Um vergleichbare Eingangsleistungen in den Trapezverstärker zu erhalten, wurde die optische Ausgangsleistung des Einstreifen-Verstärkers erhöht. Dies erfolgte durch die Erhöhung des Stromes am Einstreifenverstärker von 84,34 mA auf 99,2 mA. Unter diesen Bedingungen blieb die in den Trapezverstärker injizierte mittlere optische Leistung konstant 30 mW.

In Abbildung 7.32 sind das gemessene und das rekonstruierte FROG-Signal dargestellt. In der kurzwelligen Flanke sind starke Modulationen mit zwei ausgeprägten Minima zu erkennen. Die erkennbar gute optische Übereinstimmung der Spektrogramme wird durch einen FROG-Fehler von $\epsilon_{FROG} = 0,0053$ bestätigt.

In Abbildung 7.33 sind das gemessene und das rekonstruierte Spektrum dargestellt. Auch hier sind deutliche Intensitätsmodulationen in der kurzwelligen Flanke zu erkennen. Da es sich um zwei ausgeprägte Minima handelt, ist von einer hohen Selbstphasenmodulation auszugehen, bei der es an zwei Stellen durch einen Phasenunterschied von π zur Auslöschung kommt. Für die Frequenzkonversion der modengekoppelten Strahlung in den sichtbaren Spektralbereich sind diese spektralen Anteile unerwünscht, da sie durch die begrenzte Akzeptanzbreite des nichtlinearen Kristalls nicht konvertiert werden können. Die leicht höhere Intensität der mit dem Gitter-Spektrometer (ANDO) direkt gemessenen spektralen Verteilung beruht auf einem Anstieg der verstärkten Spontanemission zwischen den Impulsen.

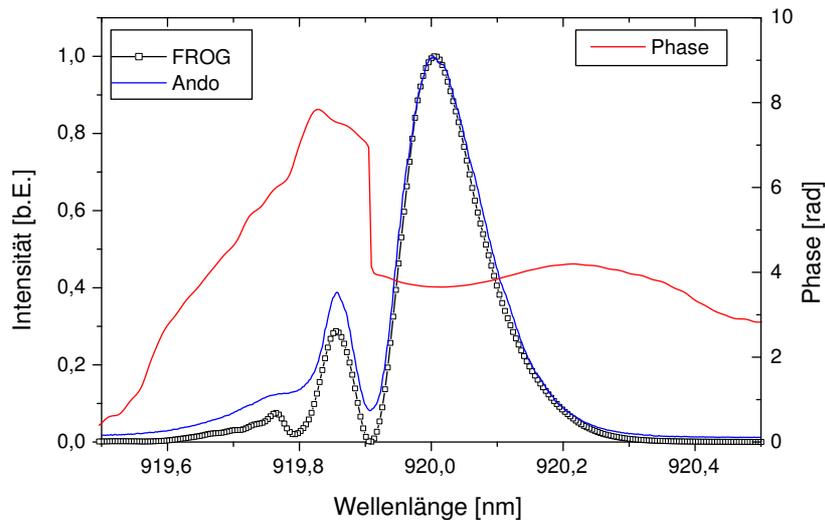


Abbildung 7.33: Dargestellt ist die gemessene und die rekonstruierte spektrale Intensitätsverteilung und der Phasenverlauf für Einzelimpulse bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

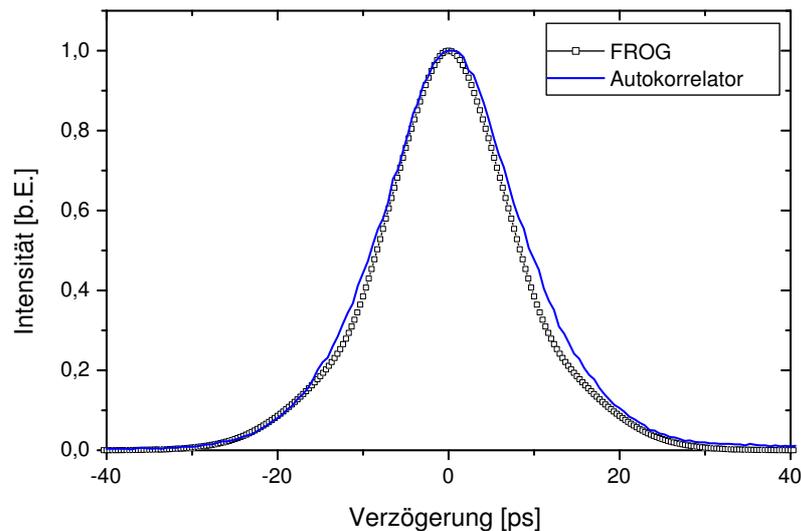


Abbildung 7.34: Gemessene (Linie) und rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation der Einzelimpulse bei 1,72 GHz.

Aufgrund der niedrigen Repetitionsrate kann sich zwischen den Impulsen ein größerer ASE-Anteil aufbauen. Dieser Effekt wird zusätzlich durch den erhöhten Vorverstärker-Strom begünstigt. Zur Verdeutlichung sind in den Abbildungen 7.35 und 7.36 exemplarisch die gemessenen Spektren vor und nach der Verstärkung für unterschiedliche Repetitionsraten dargestellt.

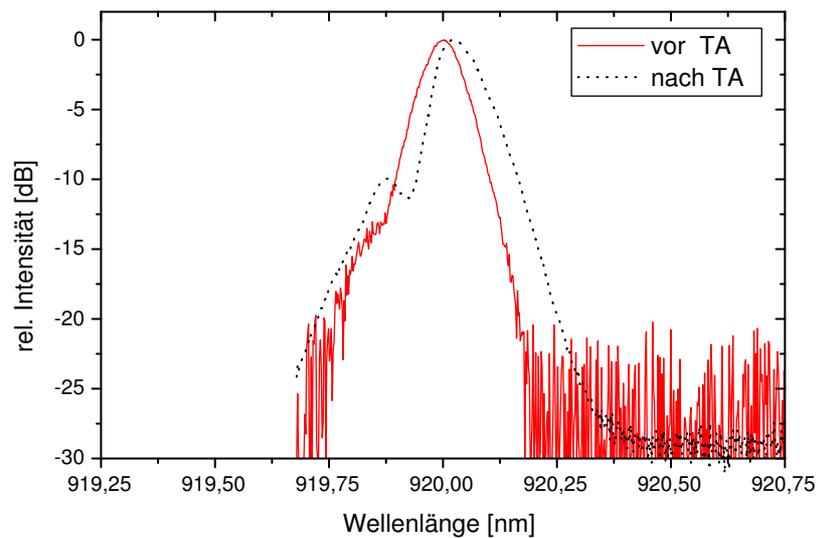


Abbildung 7.35: Logarithmische Darstellung der spektralen Intensitätsverteilung vor und nach der Verstärkung durch den Trapezverstärker für eine Modulationsfrequenz von 4,3 GHz. Das Signalmaximum liegt sowohl vor als auch nach der Verstärkung um 30 dB über dem breitbandigen ASE-Untergrund.

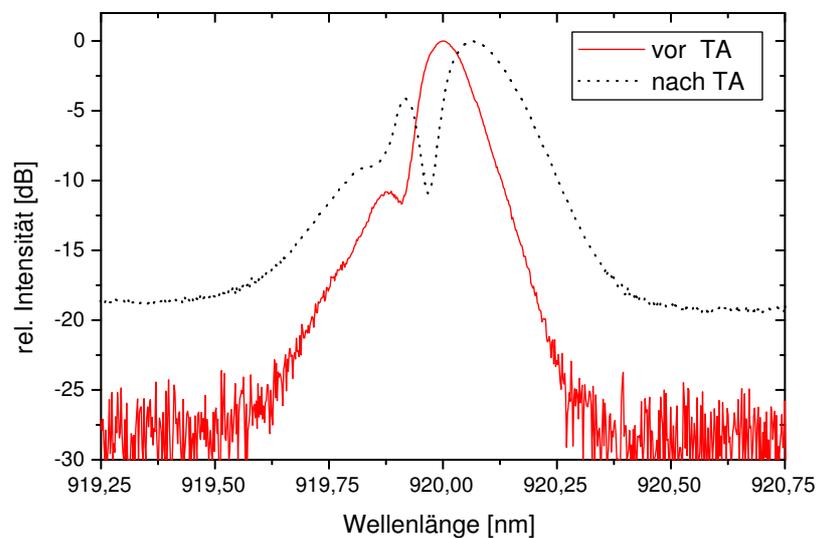


Abbildung 7.36: Logarithmische Darstellung der spektralen Intensitätsverteilung vor und nach der Verstärkung durch den Trapezverstärker für eine Modulationsfrequenz von 1,72 GHz. Der breitbandige Untergrund der verstärkten Spontanemission (ASE) ist nach der Verstärkung um mehr als 10 dB höher.

Während bei einer Modulationsfrequenz von 4,3 GHz der ASE-Untergrund sowohl vor als auch nach der Verstärkung um 30 dB niedriger liegt, führt eine Reduktion der Modulationsfrequenz und somit der Repetitionsrate zu einem Anstieg des ASE-Untergrundes nach dem Hochleistungsverstärker um mehr als 10 dB (siehe Abbildungen 7.35 und 7.36).

Da die FROG-Signale durch die Detektion der spektral aufgelösten Autokorrelation über einen mit dem Quadrat der Intensität skalierten nichtlinearen Prozess generiert werden, ist der Einfluss der verstärkten Spontanemission vernachlässigbar. Bei der direkten Messung der spektralen Intensität werden diese Anteile jedoch detektiert. Des Weiteren ist in den Abbildungen 7.35 und 7.36 eine deutliche Zunahme der Rotverschiebung [Agr89] und der spektralen Verbreiterung bei höheren Impulsspitzenleistungen (1,72 GHz) zu erkennen.

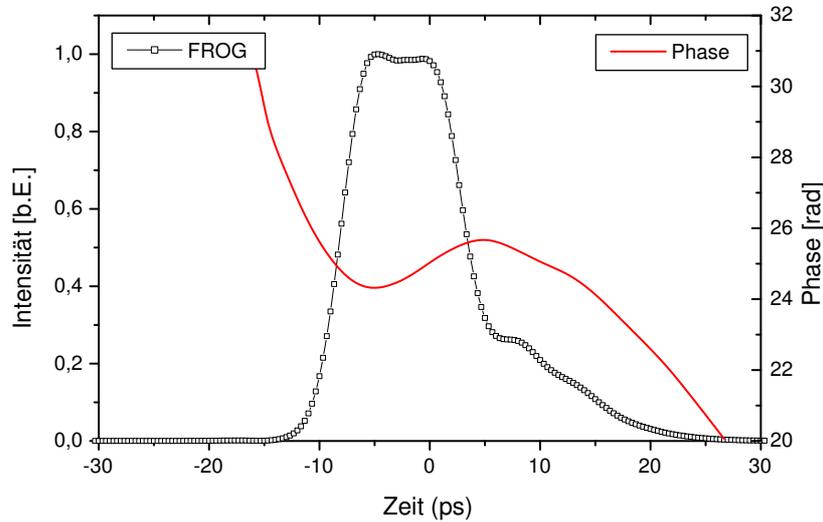


Abbildung 7.37: Zeitlicher Verlauf von Intensität und Phase der Einzelimpulse bei einer Modulationsfrequenz von 1,72 GHz.

In Abbildung 7.37 ist der zeitliche Intensitäts- und Phasenverlauf dargestellt. Die Impulsfront steigt steil an, während die Flanke sehr flach abfällt. Der Wendepunkt im kubischen Phasenverlauf ist gegenüber 7,19 und 7,6 weiter in Richtung Impulsfront verschoben. Dies ist eine Folge der schnelleren Sättigung des Trapezverstärkers aufgrund der höheren Impulsintensität der injizierten Strahlung.

Der relativ flache Verlauf der spektralen Phase führt zu einem Zeit-Bandbreite-Produkt für den spektralen Laplacian von $TBP_{\nu_{Lap.}} = 0,57$, während der kubische Verlauf der zeitlichen Phase zu einem Wert von $TBP_{\tau_{Lap.}} = 1,00$ führt. Dies bedeutet, dass die zeitlichen Phasenmodulationen zu einer Verdopplung der spektralen Breite führen, während sich die Impulsdauer aufgrund des glatten spektralen Phasenverlaufs nahe am Minimum befindet. In Tabelle 7.9 sind die ermittelten Impulsparameter für die oben genannten

Systemparameter zusammenfassend aufgelistet.

Zeitlich	FWHM: 11,79 ps
Spektral	FWHM: 0,13 nm
Autokorrelation	FWHM: 16,74 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 0,55
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 1,47
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 1,00
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 0,57

Tabelle 7.9: Zeitliche und spektrale Impulsparameter bei 1,72 GHz (Einzelimpuls).

Aufgrund der hohen Impulsspitzenleistungen bei niedrigen Repetitionsraten treten verstärkt nichtlineare Effekte in Erscheinung. Dies führt zur Erzeugung von spektralen Anteilen in Bereichen, welche außerhalb der Akzeptanzbandbreite des verwendeten nichtlinearen Kristalls liegen können. Des Weiteren führt die niedrige Repetitionsrate zu einem Anstieg der spektral breitbandigen verstärkten Spontanemission zwischen den Impulsen. Zusätzlich sinkt bei gleicher mittlerer Eingangsleistung in den Trapezverstärker mit abnehmender Repetitionsrate die mittlere emittierte optische Ausgangsleistung des Gesamtsystems aufgrund des schnellen Zerfalls der Inversion (Abb. 7.38) [Geh00].

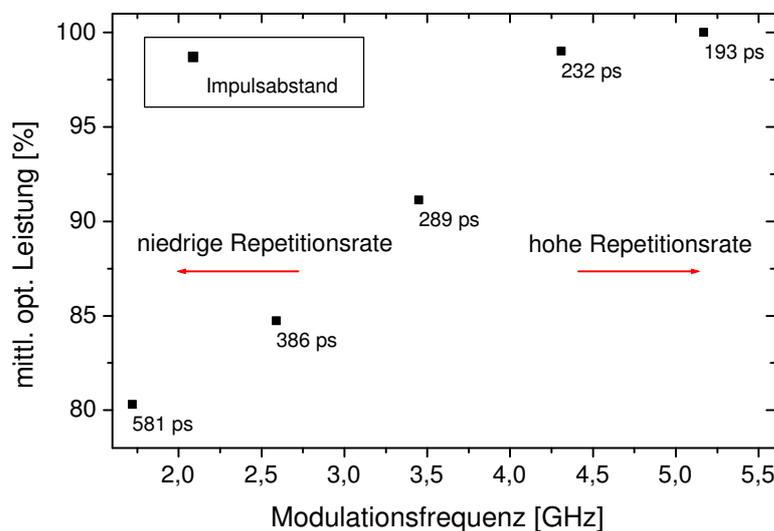


Abbildung 7.38: Ausgangsleistung des Verstärkers in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz. 100 % entspricht der optischen Leistung im kontinuierlichen Betrieb bei gleichem Verstärkerstrom und der gleichen injizierten optischen Leistung.

7.7 Impulse eines DBR-Oszillators

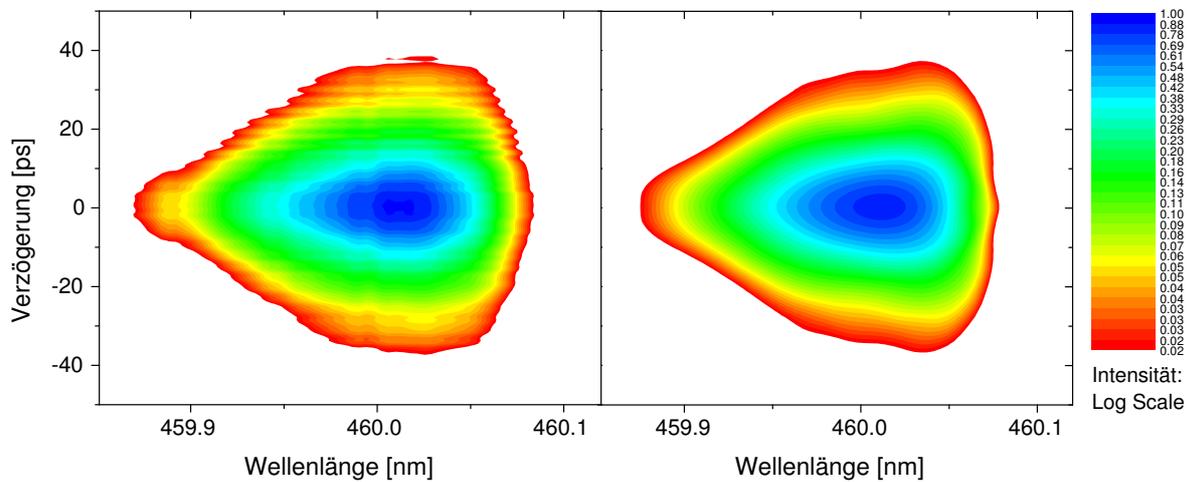


Abbildung 7.39: Gemessenes (rechte Seite) und rekonstruiertes SHG-FROG-Signal eines DBR-Diodenlasers (C2528) für eine Modulationsfrequenz von 4,245 GHz.

Die Untersuchungen in Abschnitt 7.4 und 7.5 haben gezeigt, dass bei mittleren Eingangsleistungen bis 5 mW und Repetitionsraten um 4 GHz die Impulse bei der Verstärkung in der Trapezverstärker-Stufe weder zeitlich noch spektral moduliert werden. Dies eröffnet die Möglichkeit, Diodenlaser-Komponenten zu untersuchen, bei denen die Impulsspitzenleistung selbst für das sehr empfindliche SHG-FROG-Verfahren zu gering ist. In diesem Abschnitt wird deshalb ein Ergebnis der Untersuchung eines DBR-Oszillators C2528 (Distributed-Bragg-Reflektor) vorgestellt. Bei dieser Komponente handelt es sich um einen Einstreifen-Diodenlaser mit einer $800 \mu\text{m}$ langen Verstärkungssektion und einer $200 \mu\text{m}$ langen DBR-Struktur, wodurch die Emissionswellenlänge bei 920 nm festgelegt war. Der bei einer Modulationsfrequenz von $4,245 \text{ GHz}$ impedanzangepasste Diodenlaser wurde in einem externen Resonator mit einem teildurchlässigen Spiegel ($T = 70 \%$) betrieben. Die optische Resonatorlänge, welche durch die DBR-Struktur und den externen Spiegel begrenzt war, entsprach der durch die Impedanzanpassung vorgegebenen Modulationsfrequenz. Die direkt aus dem DBR-Oszillator emittierte und in den Trapezverstärker injizierte mittlere optische Leistung der Strahlung betrug weniger als 5 mW bei einer Repetitionsrate von $4,245 \text{ GHz}$.

In Abbildung 7.39 sind das gemessene und das rekonstruierte FROG-Signal zu erkennen. Die Rekonstruktionsgenauigkeit war sehr gut mit einem FROG-Fehler von $\epsilon_{FROG} = 0,0059$. Auffallend ist die Abweichung von den bisher gemessenen Signalen, bei denen das FROG-

Signal zur langwelligen Seite spitz zuläuft. Das FROG-Signal des DBR-Oszillators bildet ein Dreieck, welches zur kurzwelligen Seite spitz zuläuft und keine Modulationen erkennen lässt.

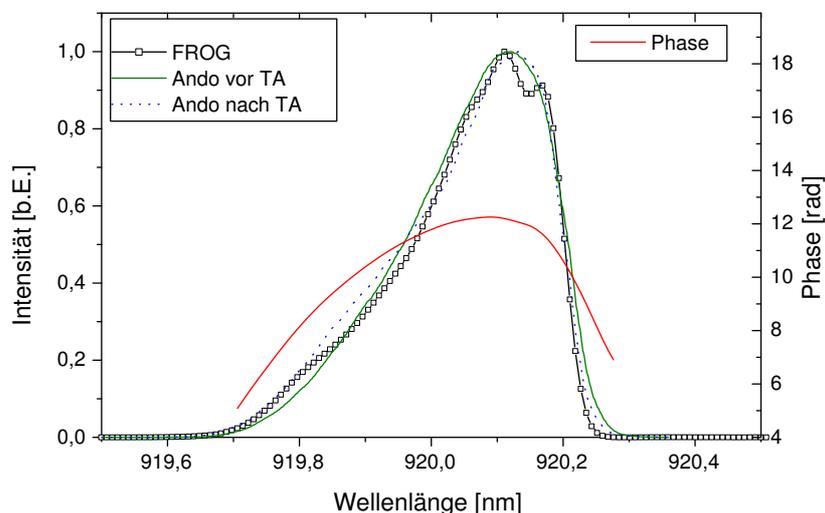


Abbildung 7.40: Gemessene Spektren vor der Verstärkung (Linie) und nach (Punkte) der Verstärkung im Hochleistungstrapezverstärker und die rekonstruierte spektrale Intensitätsverteilung mit der zugehörigen spektralen Phase. Die spektrale Breite beträgt 0,23 nm.

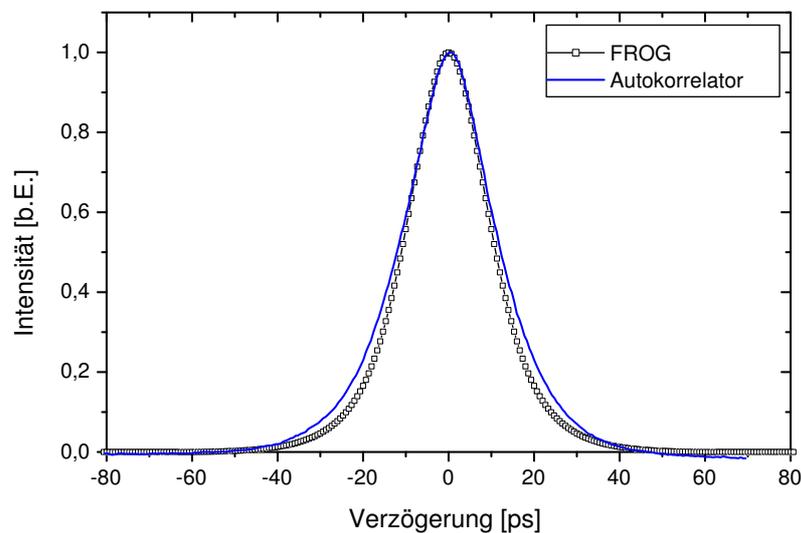


Abbildung 7.41: Gemessene (Linie) und rekonstruierte (Quadrate) Autokorrelation der Impulse des DBR-Oszillators mit einer Autokorrelationsbreite von 22,1 ps (FWHM).

In Abbildung 7.40 sind die vor und nach dem Hochleistungstrapezverstärker direkt gemessenen Spektren sowie die mittels der FROG-Messung rekonstruierte spektrale Intensitätsverteilung und die spektrale Phase abgebildet. Die Intensitätsverläufe zeigen eine gute Übereinstimmung, sodass wie schon bei früheren Messungen (Abschnitt 7.4 und 7.5) von einer reinen Kleinsignalverstärkung im Trapezverstärker ohne Änderungen der spektralen Intensitätsverteilung auszugehen ist. Der Verlauf der spektralen Phase ist parabelförmig, d.h. die Impulse weisen einen linearen Chirp auf.

Die vor der Verstärkung gemessene und die nach der Verstärkung rekonstruierte Intensitätsautokorrelation zeigen einen übereinstimmenden Verlauf mit einer FWHM-Breite von 22,1 ps. Der entsprechende zeitliche Intensitätsverlauf ist zusammen mit der zeitlichen Phase in Abbildung 7.42 abgebildet. Nach einem steilen Anstieg der Impulsfront folgt ein flaches Auslaufen der Flanke. Dies resultiert aus der Tatsache, dass der Impulsfront im Gegensatz zur Flanke während der Propagation immer die volle Inversion zur Verfügung steht. Die FWHM-Impulsdauer beträgt 13,9 ps. Die zeitliche Phase weist auch hier eine quadratische Abhängigkeit mit einer nach oben offenen Parabel auf. Die mit dem DBR-Oszillator erzeugten Impulse zeigen somit einen linearen negativen Chirp. Dies bedeutet eine Abnahme der Momentanfrequenz von der Impulsfront in Richtung der Impulsflanke. Des Weiteren wurden relativ große Zeit-Bandbreite-Produkte sowohl für den zeitlichen als auch für den spektralen Laplacian ermittelt. Diese erreichen Werte von TBP $\tau_{\text{Lap.}} = 1,65$ für den zeitlichen und TBP $\nu_{\text{Lap.}} = 1,37$ für den spektralen und liegen somit um den Faktor 3,3 bzw. 2,74 über dem Minimum.

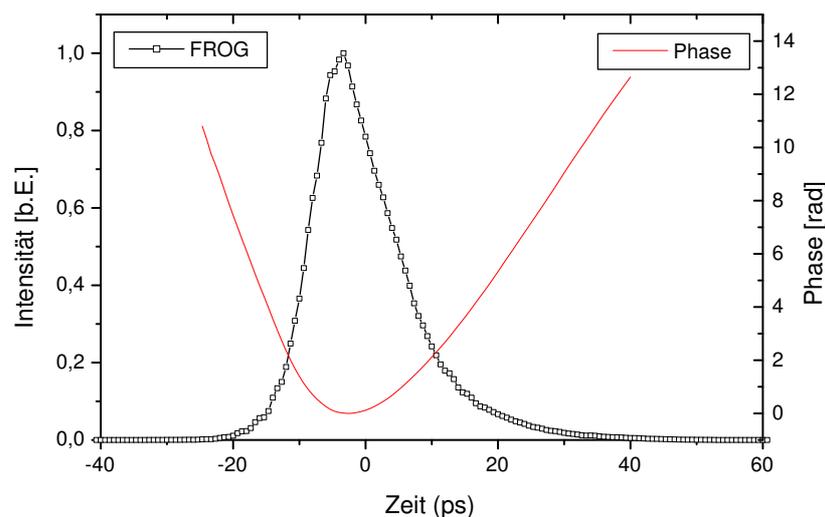


Abbildung 7.42: Zeitlicher Verlauf von Intensität und Phase der Impulse des DBR-Oszillators bei einer Modulationsfrequenz von 4,245 GHz. Die FWHM-Dauer beträgt 13,9 ps.

In Tabelle 7.10 sind abschließend alle relevanten Impulsparameter zusammenfassend aufgelistet.

Zeitlich	FWHM: 13,9 ps
Spektral	FWHM: 0,23 nm
Autokorrelation	FWHM: 22,1 ps
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: 1,13
Zeit-Bandbreite Produkt	FWHM: RMS: 2,21
Zeit-Bandbreite Produkt	Zeitlicher Laplacian: 1,65
Zeit-Bandbreite Produkt	Spektraler Laplacian: 1,37

Tabelle 7.10: Zeitliche und spektrale Impulsparameter des DBR-Oszillators bei 4,245 GHz.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Messung und die Ergebnisse haben gezeigt, dass mit dem realisierten Analysesystem Impulse sehr geringer Intensität mit der FROG-Methode gemessen werden können. Der Betrieb des Trapezverstärkers im Bereich der Kleinsignalverstärkung erlaubt eine Verstärkung der injizierten optischen Strahlung ohne Phasenmodulationen. Die anschließende, spektral hochaufgelöste Detektion des Autokorrelationssignals ermöglicht somit eine vollständige Charakterisierung der Impulse mit quantitativem Verlauf von Amplitude und Phase. Grundlegende Unterschiede in der Struktur der mit unterschiedlichen Systemen erzeugten Impulse konnten somit verdeutlicht und analysiert werden.

7.8 Zusammenfassende Interpretation der FROG-Messungen

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Einflüsse von unterschiedlichen Systemparametern sowohl auf die Erzeugung (Abschnitt 7.6) als auch auf die Verstärkung von optischen Pikosekundenimpulsen (Abschnitt 7.5 und 7.3) in Halbleitern diskutiert. Durch die hohe Verstärkung im Halbleiter-Material kommt es zu einer starken Reduktion der Ladungsträgerdichte durch induzierte Rekombination und der damit verbundenen Verstärkungssättigung. Aufgrund der für Halbleiterlaser typischen Kopplung von Inversion und Brechungsindex führt dies zu einer zeitlichen Modulation des Brechungsindex. Die Hauptursache für diese Kopplung ist der Burstein-Moss-Effekt [Bur54, Mos73]. Somit erfolgt mit einer Änderung des Gewinns dg auch immer eine Brechungsindexänderung dn , da Real- und Imaginärteil der dielektrischen Suszeptibilität $\chi(N)$ über die Kramers-Kronig-Relation miteinander verknüpft sind [Ste64]. Deren Differentiale bestimmen den so genannten *Linewidth enhancement factor* α oder auch Henry-Faktor.

$$\alpha := -\frac{d[\operatorname{Re}(\chi(N))]/dN}{d[\operatorname{Im}(\chi(N))]/dN} = 2k_0 \frac{dn/dN}{dg/dN}. \quad (7.3)$$

Hierbei ist k_0 der Betrag des Vakuum-Wellenvektors. Durch diese zeitliche Änderung des Brechungsindex aufgrund der Änderung des Gewinns wird die Phase des elektrischen Feldes beeinflusst:

$$\Delta\phi = 2k_0 L \Delta n(t) = 2k_0 L \frac{dn/dN}{dg/dN} g(t) \quad (7.4)$$

und mit Gleichung 7.3 folgt somit:

$$\Delta\phi = \alpha L g(t). \quad (7.5)$$

Um eine hohe mittlere Ausgangsleistung, bzw. eine hohe Impulsspitzenleistung zu erreichen, führt das Zusammenspiel von injizierter optischer Leistung, Verstärkerstrom und Repetitionsrate in den einzelnen Systemkomponenten zwangsläufig zu Effekten, welche die zeitlichen und spektralen Eigenschaften der Impulse verändern.

Im Messbeispiel von 7.4 wird sehr deutlich, dass die mit dem Oszillator in Littrow-Anordnung erzeugten Impulse keine starken spektralen Modulationen aufweisen. Aufgrund der quadratischen zeitlichen Phase zeigen diese einen linearen negativen Chirp, wobei die hochfrequenten Anteile der Momentanfrequenz in der Impulsfront und den niederfrequenten in der Impulsflanke konzentriert sind. Des Weiteren erfolgt die Verstärkung ohne merkliche Verformung des zeitlichen Intensitätsverlaufes, sodass während der Impulspropagation und der damit verbundenen Verstärkung in den nachfolgenden Komponenten von einer relativ konstanten Ladungsträgerdichte ausgegangen werden kann. Die ermittelten zeitlichen und spektralen Intensitätsverläufe sowie die in Tabelle 7.6 aufgeführten

Werte repräsentieren deshalb überwiegend die Eigenschaften der direkt vom Oszillator emittierten Impulse.

Der Einfluss des Einstreifen-Vorverstärkers wird in Abschnitt 7.5 verdeutlicht. Hier wurde zunächst unter Beibehaltung aller vorherigen Systemparameter nur der Strom im Vorverstärker von 25 mA auf den Maximalwert von 130 mA erhöht. Infolge dessen stieg die mittlere optische Ausgangsleistung dieser Komponente von 5 mW auf 50 mW an. Um zeitlich-spektrale Impulsverformungen durch den Einfluss der nachfolgenden Verstärkerstufe auszuschließen, wurde die in den Hochleistungs-Trapezverstärker injizierte mittlere optische Leistung auf den unkritischen Wert von 5 mW reduziert. Dies erfolgte mittels eines vor den zwischengeschalteten optischen Isolator eingebrachten $\lambda/2$ -Plättchens. Dadurch konnten die Impulseigenschaften direkt nach dem Vorverstärker und somit dessen Einfluss auf die Impulsverstärkung untersucht werden. Der zeitliche Phasenverlauf bei dieser Parameterwahl war kubisch (7.27). Des Weiteren zeichnete sich im zeitlichen Intensitätsverlauf eine Asymmetrie mit einer steil ansteigenden Impulsfront und einer etwas flacher abfallenden Flanke ab. Dies bedeutet, dass bei diesem hohen Verstärkerstrom im Vorverstärker bereits Gewinnsättigung auftritt.

Die Auswirkungen auf die Verstärkung von Impulsen bei einer Verringerung der Modulationsfrequenz sind in Abschnitt 7.6 dargestellt. Zunächst wurde der Gleichstrom-Anteil des Oszillator-Injektionsstromes gesenkt, um Mehrfachimpulse aufgrund der erhöhten resonatorinternen Impulsspitzenleistung im Oszillator zu unterbinden. Dadurch verringerte sich die mittlere optische Ausgangsleistung des Oszillators. Um für den nachfolgenden Hochleistungs-Trapezverstärker die Leistungsanpassung zu gewährleisten, musste diese Leistungseinbuße durch den zwischengeschalteten Einstreifen-Verstärker kompensiert werden. Dies hatte weitreichende Folgen sowohl bezüglich der zeitlich-spektralen Impulseigenschaften als auch der zwischen den Impulsen anwachsenden verstärkten Spontanemission (ASE). Aufgrund der niedrigen Modulationsfrequenz erhöht sich der zeitliche Abstand der Impulse, sodass sich bis zum Eintreffen des nächsten Impulses die Emission von breitbandiger ASE aufbauen kann (siehe Abb. 7.36 und 7.35). Dieser Prozess wird durch die Erhöhung des Stromes im Einstreifen-Verstärker zusätzlich begünstigt. Des Weiteren führt die erhöhte Impulsspitzenleistung schon im Einstreifen-Vorverstärker zu Sättigungseffekten, welche zu Phasenmodulationen führen, die sich in dem nachfolgenden Trapezverstärker fortsetzen und weiter anwachsen. Dies führt zu einer starken Verbreiterung des Spektrums mit sehr großen Modulationen im kurzwelligen Bereich (Abb. 7.36).

Zur Erläuterung der Modulationen innerhalb des spektralen Intensitätsverlaufes sind in Abbildung 7.43 der zeitliche Intensitätsverlauf (a) die zeitliche Phase (b) sowie die durch die Ableitung der zeitlichen Phase erhaltene relative Frequenzänderung $\Delta\omega = -d\phi/dt$,

bzw. die momentane Wellenlänge (c) und schließlich die spektrale Intensität (d) dargestellt.

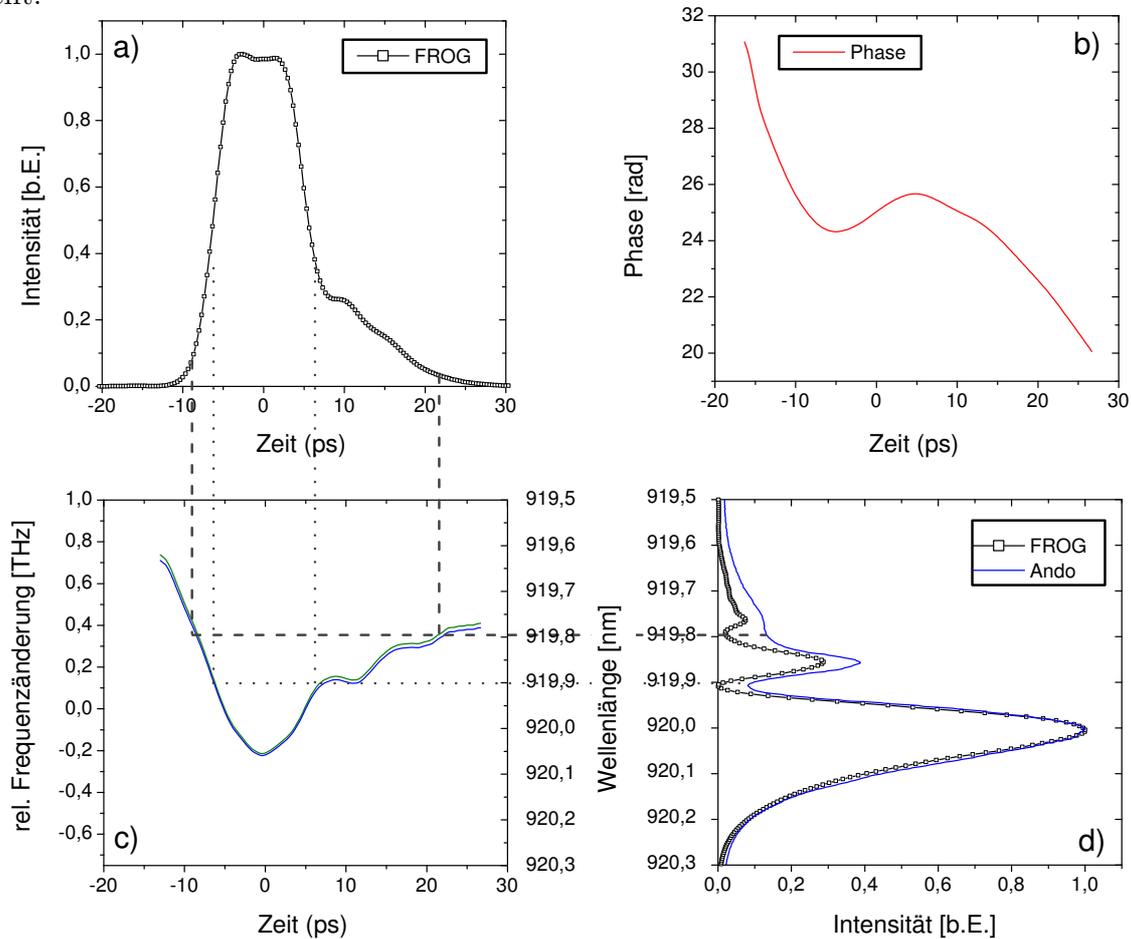


Abbildung 7.43: Darstellung von Intensität (a), Phase (b), relativer Frequenzänderung, bzw. Momentanwellenlänge (c) und Spektrum (d) aus der Messung in Abschnitt 7.6 zur Erläuterung der Modulationen innerhalb des Spektrums durch den Einfluss der Selbstphasenmodulation.

Erkennbar ist, dass die niedrigste Frequenz bei der größten zeitlichen Ladungsträgerdichteänderung auftritt. Dies geschieht aufgrund der durch die Ladungsträgerdichteänderung induzierten Brechungsindexänderung. Mit ansteigender Impulsspitzenleistung erfolgt dies zunehmend näher an der Impulsfront. Dieser Punkt entspricht dem Umkehrpunkt im kubischen Phasenverlauf. Ausgehend von diesem Punkt können die jeweils paarweise auftretenden Frequenzen entsprechend ihrer in Abbildung 7.43 (a) gewichteten Intensität optisch überlagert werden. Bei gleicher Intensität und Wellenlänge bzw. Frequenz und einer um $(2n + 1) \times \pi$ verschobenen Phasenlage interferieren die entsprechenden Anteile destruktiv. Dies führt im spektralen Intensitätsverlauf zu den in Abbildung 7.43 (d)

erkennbaren Modulationen. Mehrfach-Auslöschungen sind hierbei die Ausnahme und signalisieren eine sehr schnelle Abnahme der Ladungsträgerdichte und infolge dessen eine rasch eintretende Verstärkungssättigung.

Zusätzlich zu den zuvor erläuterten Effekten führt eine Abnahme der Impulsrepetitionsrate, wie in Abbildung 7.38 dargestellt, bei gleicher mittlerer Eingangsleistung in den Trapezverstärker zu einer Abnahme der mittleren emittierten optischen Ausgangsleistung des Gesamtsystems. Dieser Trend wurde in neueren Untersuchungen bei Repetitionsraten der in den Trapezverstärker injizierten Impulse von 80 MHz in extremer Weise bestätigt. Bei der gleichen mittleren Eingangsleistung von 30 mW betrug die optische Ausgangsleistung nach dem Trapezverstärker nur noch 130 mW [Ulm05]. Da die ASE-Leistung der Trapezverstärker ohne Strahlungseinkopplung etwa 70 mW beträgt (Abb. 3.10), ist der Leistungsanteil der Signalstrahlung für diesen Extremfall etwa in der gleichen Größenordnung. Der Anteil der Signalleistung liegt somit weit unterhalb dessen bei Repetitionsraten im GHz-Bereich.

Die in dieser Arbeit mittels des FROG-Verfahrens experimentell ermittelten Zusammenhänge zwischen Verstärkungssättigung, Brechungsindexvariation und Phasenmodulationen innerhalb des Impulses mit den daraus resultierenden zeitlichen und spektralen Modulationen wurden in numerischen Simulationen vorhergesagt [Ols89, Agr89, Geh99]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals die experimentelle Überprüfung dieser Modelle ermöglicht. Darüber hinaus erlaubt das realisierte Messsystem die vollständige Analyse der Impulse, die von jeder Einzelkomponente des Oszillator-Verstärker-Systems emittiert werden und verdeutlicht somit den Einfluss einzelner Komponenten auf die zeitlichen und spektralen Eigenschaften während der Impulsverstärkung.

Die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Messungen und diskutierten Ergebnisse haben gezeigt, dass mit dem in dieser Arbeit beschriebenen FROG-Analysesystem Impulse mit einer Dauer von mehreren 10 ps gemessen und analysiert werden konnten. Die Detektion erfolgte in einer für diese Impulslänge notwendigen sehr hohen spektralen Auflösung, welche bisher bei dieser Methode nicht erreicht wurde. Der Betrieb des Oszillator-Verstärker-Systems im Bereich der Kleinsignalverstärkung erlaubt es zudem erstmals, Impulse vollständig zu charakterisieren, welche bisher aufgrund zu geringer Impulsspitzenleistung nicht untersucht werden konnten. Die Ergebnisse der Messungen am Diodenlaser MOPA-System verdeutlichen außerdem die Möglichkeiten und Grenzen der Impulsverstärkung des untersuchten Systems und erlauben somit die Bestimmung optimaler Systemparameter insbesondere im Hinblick auf die Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich.

Kapitel 8

Frequenzverdopplung mit Diodenlaser-MOPA-Systemen

Ein wesentliches Ziel dieser Untersuchungen war die Realisierung und Optimierung kompakter Strahlquellen für den sichtbaren Spektralbereich. Neben den in der Einleitung genannten Anwendungen sind solche Systeme auch für die Displaytechnologie von großem Interesse [Ruf99]. Insbesondere modengekoppelte Strahlung zeigt aufgrund der reduzierten Kohärenzlänge wesentlich weniger Interferenzerscheinungen (*Speckles*). Dies führt zu einer deutlichen Steigerung der Bildqualität. In früheren Forschungsarbeiten wurde gezeigt, dass die nichtlineare Frequenzkonversion modengekoppelter Diodenlaserstrahlung ein großes Potential besitzt, um sichtbare Laserstrahlung hoher Ausgangsleistung zu erzeugen [Bei99, Wol01]. Durch theoretische Analysen der Erzeugung, bzw. Verstärkung von Pikosekundenimpulsen in Diodenlaser MOPA-Systemen mit Hilfe numerischer Modelle [Geh99, Geh01, Geh03, Hes03] und umfangreichen experimentellen Untersuchungen [Bei99, Sei99, Sch00, Wol01] konnten die zeitlich-spektralen Eigenschaften der erzeugten Impulse verbessert werden. Die Frequenzverdopplung dieser Strahlung in den sichtbaren Spektralbereich ermöglichte die Generation von Laserstrahlung mit einer optischen Leistung von 250 mW bei einer Wellenlänge von 460 nm [Wol02].

Ein wichtiges Ziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung eines Messsystems zur vollständigen Charakterisierung von Pikosekundenimpulsen aus Diodenlaser MOPA-Systemen. Insbesondere im Hinblick auf die Frequenzkonversion in den sichtbaren Spektralbereich ermöglicht die Analyse der FROG-Messungen die Identifizierung und Eingrenzung optimaler Systemparameter. Die gewonnenen Erkenntnisse können somit zur Realisierung einer kompakten leistungsstarken Strahlquelle auf der Basis von Diodenlaser MOPA-Systemen für den sichtbaren Spektralbereich genutzt werden. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung zur Erzeugung von Laserstrahlung im

sichtbaren Spektralbereich durch Frequenzverdopplung in periodisch gepolten Kaliumtitanylphosphat (KTP) Kristallen präsentiert. Zunächst wird der experimentelle Aufbau beschrieben, anschließend folgen die erzielten Ergebnisse der Frequenzkonversion sowohl von kontinuierlicher als auch modengekoppelter Strahlung.

8.1 Frequenzverdopplung kontinuierlicher Strahlung

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse zur Erzeugung von sichtbarer Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 460 nm vorgestellt. Als Quelle diente ein kontinuierlich betriebenes Diodenlaser MOPA-System, welches im infraroten Wellenlängenbereich emittiert. Die nachfolgende Frequenzkonversion erfolgte im Einfachdurchgang durch Kristalle aus periodisch gepoltem KTP.

8.1.1 Experimenteller Aufbau des MOPA-Systems

In Abbildung 8.1 ist das verwendete MOPA-System inklusive der nachfolgenden Einheit zur Frequenzverdopplung dargestellt. Zunächst wurde dieses Laser-System im kontinuierlichen Modus betrieben. Hierzu wurde der Oszillator in Littrow-Anordnung mit einem Gleichstrom von 40 mA angeregt. Die Haltertemperatur betrug 20 °C. Bei einer Wellenlänge von 920 nm emittierte der Oszillator eine optische Leistung von 5 mW. Die erzeugte Strahlung wurde mittels einer asphärischen Linse L1 ($f = 4,5$ mm) kollimiert. Die Auskopplung aus dem Resonator erfolgte über die 0te Ordnung des Gitters. Zur Unterdrückung optischer Rückkopplung der folgenden Verstärkerstufe wurde ein optischer Isolator (Gsänger FR 920, Isolation 30 dB) verwendet. Der Isolator verursachte eine Drehung der Polarisation um 45 °, welche durch eine $\lambda/2$ -Platte (Bernhard Halle, zero Order, 920 nm) wieder kompensiert wurde. Über die beiden Spiegel M2 und M3 und die asphärische Einkoppellinse L2 ($f = 4,5$ mm) erfolgte eine exakte Anpassung der Strahlgeometrie an den Wellenleiter des Einstreifen-Vorverstärkers. Dieser wurde bei einer Halter-Temperatur von 20 °C und einem DC-Strom von 85 mA betrieben. Die Strahlung konnte in dieser Stufe unter Wahrung der räumlichen und spektralen Eigenschaften auf optische Leistungen von 50 mW verstärkt werden. Auch nach dieser Verstärkerstufe wurde die Strahlung mittels einer asphärischen Linse kollimiert und passierte einen weiteren optischen Isolator zur Vermeidung von Rückkopplungen aus dem nachfolgenden Trapez-Verstärker. Über die Spiegel M4 und M5 und die asphärische Einkoppellinse L4 ($f = 4,5$ mm) erfolgte die Injektion der Strahlung in die nachfolgende Hochleistungsverstärkerstufe. Diese besitzt eine 0,75 mm lange Einstreifen-Wellenleitersektion mit einer daran anschließenden 2 mm langen trapezförmigen Aufweitung der aktive Zone.

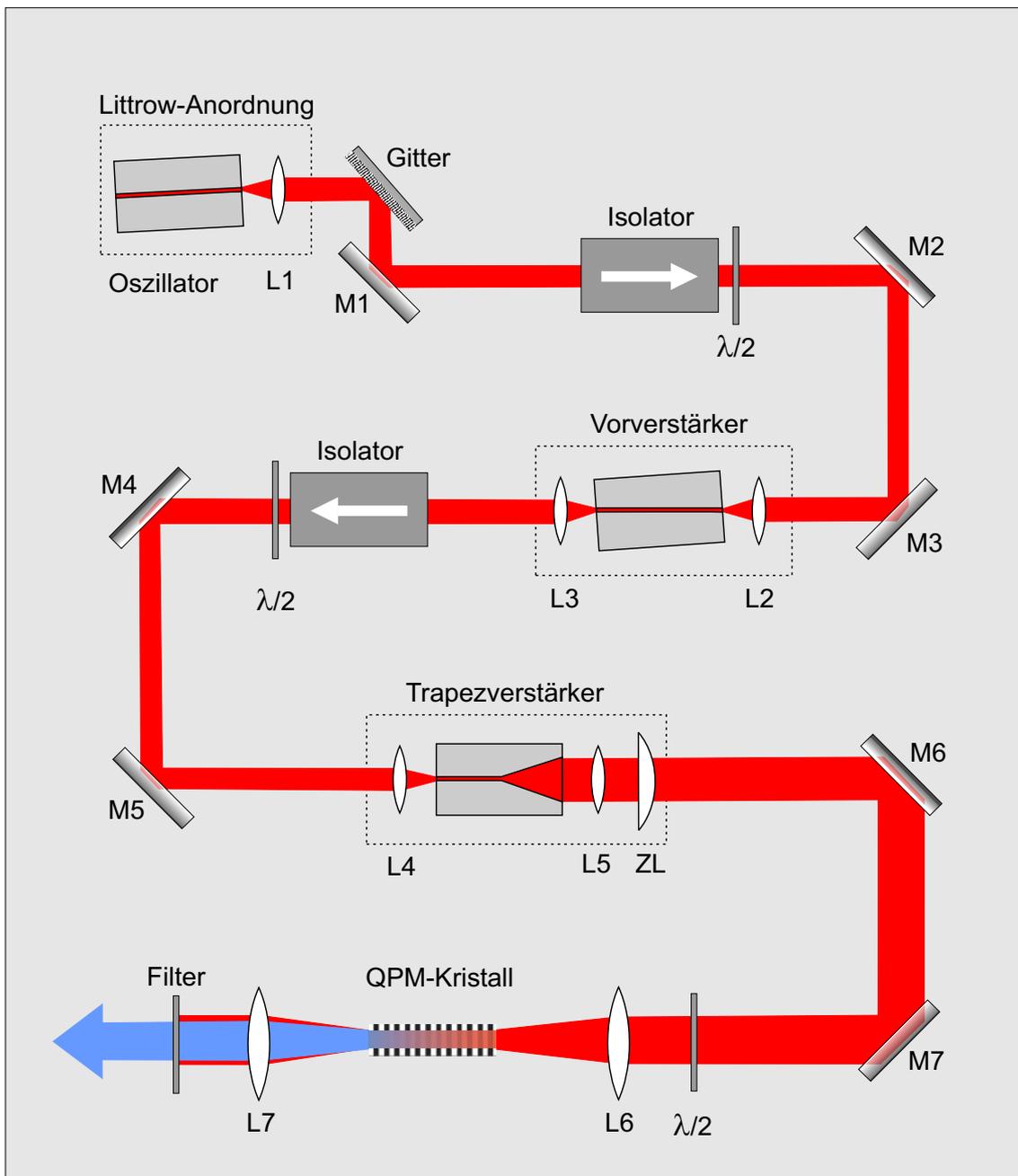


Abbildung 8.1: Experimenteller Aufbau des dreistufigen MOPA-Systems bestehend aus Einstreifen-Oszillator in Littrow-Anordnung gefolgt von einem Einstreifen-Vorverstärker und schließlich dem Hochleistungs-Trapezverstärker mit anschließender Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang in PPKTP.

In den Trapez-Verstärker wurde ein Ladungsträgerstrom von bis zu 6 A injiziert, sodass mittlere Ausgangsleistungen bis zu 3,4 W erzielt wurden.

Die Strahlformung erfolgte nach dem Hochleistungsverstärker mittels einer Kollimationsoptik, bestehend aus einer asphärischen Linse ($f = 4,5$ mm), welche vor allem den Strahl in vertikaler Richtung kollimiert und einer zusätzlichen Zylinderlinse ($f = 80$ mm) für die laterale Strahlformung. Die Strahlenkung zum Verdopplerkristall erfolgte über die beiden Umlenkspiegel M6 und M7. Zur optimalen Anpassung der Polarisation befand sich eine $\lambda/2$ -Platte im Strahlengang. Mittels einer sphärischen Linse ($f = 150$ mm) wurde die Strahlung in den 30 mm langen nichtlinearen Kristall fokussiert. Dieser war in einer auf Raumtemperatur stabilisierten Kupferhalterung gelagert. Die Kristallfacetten waren auf beiden Seiten mit einer Antireflexbeschichtung sowohl für die Fundamentalwellenlänge als auch die zweite Harmonische versehen. Des Weiteren stand der Kristall unter einem kleinen Winkel im Strahlengang.

Dies ermöglichte die Einsparung eines Isolators zwischen Hochleistungsverstärker und dem nichtlinearen Kristall, wodurch zusätzliche Leistungsverluste der Fundamentalstrahlung von etwa 10 % vermieden wurden.

Nach dem Verdopplerkristall erfolgte eine erneute Kollimation der Strahlung mit einer sphärischen Linse. Anschließend passierte die Strahlung eine Anordnung aus dichroitischen Strahlteiler und einem zusätzlichen Kantenfilter (Schott BG39), um die zweite Harmonische von der Fundamentalwelle zu separieren. Zur Vermeidung von Reflexen waren alle verwendeten Optiken mit einer Antireflexbeschichtung für die Fundamentalwelle bei 920 nm sowie nach dem Verdopplerkristall zusätzlich für die zweite Harmonische versehen.

8.1.2 Ergebnisse im kontinuierlichen Betrieb

In Abbildung 8.2 ist die Leistung der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Fundamentalleistung des Trapezverstärkers (TA4987) dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt den angepassten Kleinsignalverlauf wieder. Die Krümmung dieser Kurve entspricht einer Konversionseffizienz von 3,5 %/W bzw. 1,17 %/W/cm. Die maximale SHG-Leistung von 370 mW bei einer Wellenlänge von 460 nm wurde bei einer eingestrahnten Fundamentalleistung von 3,4 W erreicht und entspricht einem Konversionswirkungsgrad von 10,9 %. Die Abschwächung der Fundamentalen erfolgte durch Einbringen eines optischen Isolators in den Strahlengang, welcher zunächst zu einer Reduktion von etwa 10 % der Fundamentalleistung führte. Die weitere schrittweise Abschwächung erfolgte durch Drehen der Polarisation vor dem Isolator mittels einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte. Dies gewährleistete eine kontinuierliche Abschwächung der Fundamentalleistung, ohne die räumlichen Strahlpara-

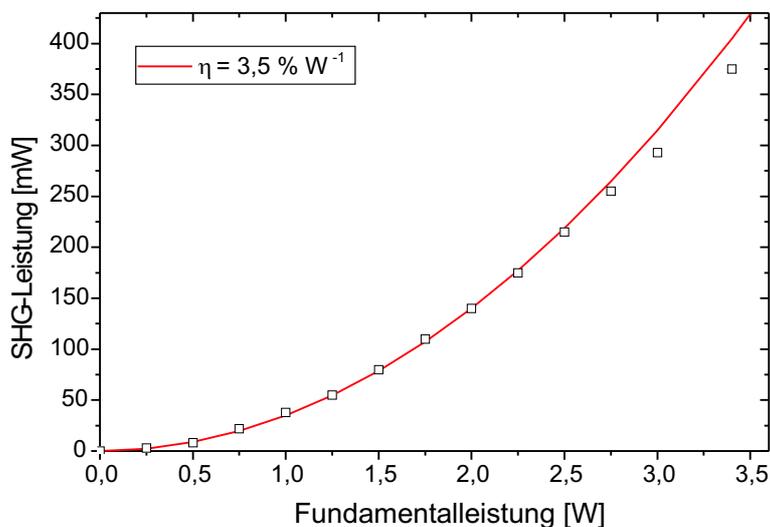


Abbildung 8.2: Frequenzverdopplung kontinuierlicher Strahlung (cw) im Einfachdurchgang in PPKTP. Leistung der zweiten Harmonischen bei einer Wellenlänge von 460 nm in Abhängigkeit von der Fundamentalleistung. Der angepasste parabolische Kleinsignalverlauf ohne Berücksichtigung des Pumpabbaus wird durch die durchgezogene Linie repräsentiert.

meter zu verändern. Strahlqualitätsmessungen, wie sie in Abschnitt 3.3.3 durchgeführt wurden, ergaben ein Absinken der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich in Abhängigkeit vom injizierten Verstärkerstrom. So sank dieser Anteil von 82 % auf 74 % durch eine Erhöhung des Verstärkerstromes von 3 A auf 6 A bei vergleichbarem Wert der Strahlqualität (s. Abschn. 3.3.3). Die vom Hochleistungsverstärker emittierte Strahlung weicht vom kreisförmigen Strahlprofil eines idealen Gaußstrahls in beträchtlichem Maße ab (siehe Abb. 3.17). Berücksichtigt man nur den Leistungsanteil im beugungsbegrenzten Bereich in lateraler Richtung, so ergibt sich bei einem Anteil von 74 % der Fundamentalleistung eine Konversionseffizienz von 2,1 %/W/cm. Dieser Wert liegt immer noch 30 % unter der theoretisch zu erwartenden Effizienz von 3 %/W/cm, da die Strahlqualität in vertikaler Richtung und die starke Filamentierung nicht berücksichtigt werden. Legt man die theoretisch zu erwartende Effizienz zugrunde, ergibt sich ein zur Frequenzkonversion beitragender Anteil der Fundamentalstrahlung von 62 %.

8.2 Frequenzverdopplung modengekoppelter Strahlung

Gegenüber dem kontinuierlichen Laserbetrieb ermöglichen Laserimpulse aufgrund ihrer höheren Spitzenintensität größere Konversionseffizienzen bei nichtlinearen Effekten wie der Frequenzkonversion. In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse zur Konversion von modengekoppelter Strahlung im Infraroten bei einer Wellenlänge von 920 nm in den sichtbaren Spektralbereich bei 460 nm vorgestellt. Als Quelle diente das im früheren Kapitel 7 charakterisierte aktiv modengekoppelte Diodenlaser MOPA-System. Die nachfolgende Frequenzkonversion erfolgte im Einfachdurchgang in periodisch gepoltem KTP.

8.2.1 Experimenteller Aufbau des MOPA-Systems

Der experimentelle Aufbau entspricht dem im vorigen Abschnitt 8.1.1 in Abbildung 8.1 dargestellten System. Lediglich der 30 mm lange nichtlineare Kristall wurde durch einen kürzeren, 20 mm langen, ersetzt, um die spektrale Akzeptanz zu erhöhen. Im kontinuierlichen Betrieb lag die spektrale Breite der emittierten Strahlung im Bereich von einigen Megahertz und war somit kein limitierender Faktor bei der Wahl der Kristalllänge. Infolge dessen musste die Fokussierung in den nichtlinearen Kristall angepasst werden. Als optimal erwies sich hier eine sphärische Linse mit einer Brennweite von $f = 100$ mm.

8.2.2 Optimierung der Systemparameter

Die Stromversorgung des Oszillators erfolgte über eine Gleichstromquelle (ILX Lightwave LDX-362), mit welcher der Diodenlaser bis zu Schwelle mit Gleichstrom betrieben wurde. Zusätzlich wurde über einen Hochfrequenz-Signalgenerator (IFR Typ 2032, 10 kHz-5,4 GHz, +13 dBm, 50Ω) in Kombination mit einer nachgeschalteten HF-Verstärkerstufe (JAC Technology, Mikrowellenverstärker, JCA26-308, 2,6-6,0 GHz, 23 dB, 50Ω) ein hochfrequenter Wechselstrom generiert. Die Stromversorgung der HF-Verstärkerstufe erfolgte über ein Netzgerät (EA-PS 7032-10 A). Der HF-Anteil wurde dem Gleichstrom mittels eines elektrischen Kopplers (Coaxial Bias Insertion Tee, Picosecond Pulse Labs Modell 5541, Bandbreite 40 GHz) aufmoduliert. Die Einspeisung in den Diodenlaser erfolgte über einen koaxialen HF-Wellenleiter mit einer Impedanz von 50Ω . Der Oszillator wurde mit einem Gleichstrom von 10 mA und einer HF-Leistung von 24 dBm betrieben. Die Haltertemperatur betrug 20°C . Die Modulationsfrequenz war auf die Resonatorlänge, bestehend aus hochreflektierender Rückfacette des Diodenlasers und externem Gitter abgestimmt und betrug 4,3 GHz. Diese Repetitionsrate erwies sich in den vorangegangenen FROG-Untersuchungen als idealer Wert, bei dem die nichtlinearen Effekte in deutlich geringerem Ausmaß in Erscheinung treten und die emittierte mittlere optische Leistung

der einer kontinuierlichen Anregung entspricht (Abschn. 7.6, Abb. 7.38). Die mittlere Leistung der emittierten Impulse betrug hinter dem nachfolgenden Isolator 0,75 mW. In Abschnitt 7.6 wurde gezeigt, dass die vom Oszillator emittierten Impulse bei diesen Systemparametern einen symmetrischen zeitlichen Intensitätsverlauf mit einem nach oben offenen parabolischen Phasenverlauf aufweisen. Infolgedessen besitzen die Impulse nach dieser Komponente einen negativen Chirp, d.h. die hochfrequenten Anteile sind in der Impulsfront und die niederfrequenten in der Impulsflanke konzentriert.

In der nachfolgenden Verstärkerstufe wurden die Impulse bei einem injizierten Gleichstrom von 75 mA auf mittlere Leistungen im Bereich von 30 mW verstärkt. Eine weitere Erhöhung des injizierten Ladungsträgerstromes im Vorverstärker führte bei SHG-Experimenten zu einer Abnahme der optischen Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung. Wie in Abschnitt 7.5 gezeigt, führt eine Steigerung des injizierten Ladungsträgerstromes zunehmend zu Sättigungseffekten im Vorverstärker. Dies äußerte sich in einem kubischen Verlauf der zeitlichen Phase und einer zunehmenden Asymmetrie der zeitlichen Impulshüllenden mit einer steil ansteigenden Front und einer flach abfallenden Flanke. Die damit verbundenen Effekte führen zur Erzeugung zusätzlicher spektraler Anteile. Zum einen führt dies zu einer Verbreiterung des Spektrums und zum anderen zu Modulationen in der kurzwelligen Flanke des Spektrums. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz-Bandbreite für nichtlineare Konversionsprozesse sind solche Effekte zu minimieren. Dies gilt insbesondere für den Vorverstärker, da bereits vorhandene zeitliche und spektrale Modulationen im nachfolgenden Hochleistungs-Verstärker weiterverstärkt werden. Aus diesem Grund wurde der Injektionsstrom in den Vorverstärker auf 75 mA beschränkt.

Die Verstärkung in den Multiwatt-Bereich erfolgte in einem Hochleistungs-Verstärker mit trapezförmiger Aufweitung der aktiven Zone. Die Verstärkung in dieser Komponente führte zwangsläufig zu Sättigungseffekten und den damit verbundenen Auswirkungen auf den spektralen und zeitlichen Verlauf von Amplitude und Phase. Um mittlere optische Leistungen mit den entsprechend hohen Impulsspitzenleistungen im Multiwatt-Bereich zu erreichen, müssen diese nachteiligen Effekte jedoch bis zu gewissen Grenzen akzeptiert werden. Der injizierte Ladungsträgerstrom betrug 6 A und lag somit im Bereich der dauerhaften Belastbarkeit des Trapez-Verstärkers.

Neben den zeitlich-spektralen Abhängigkeiten werden auch die räumlichen Strahleigenschaften von den gewählten Systemparametern beeinflusst. Die relativ geringen Ausgangsleistungen bei niedrigeren Verstärkerströmen werden jedoch durch die bessere Strahlqualität in keiner Weise ausgeglichen. Bei einer Erhöhung des Stromes von 3 A auf 6 A steht einer Reduktion der Leistung im beugungsbegrenzten Bereich von 8 % eine Erhöhung der erzeugten Leistung um mehr als 50 % gegenüber (s. Abschn. 3.3.3).

8.2.3 Ergebnisse im modengekoppelten Betrieb

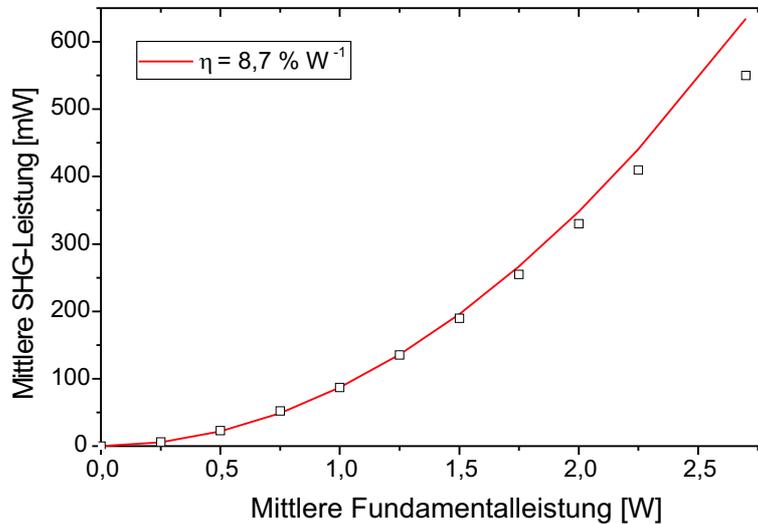


Abbildung 8.3: Frequenzverdopplung modengekoppelter Strahlung im Einfachdurchgang in PPKTP. Mittlere Leistung der zweiten Harmonischen bei 460 nm in Abhängigkeit von der mittleren Fundamentalleistung. Der angepasste parabolische Kleinsignalverlauf ohne Berücksichtigung des Pumpabbaus wird durch die durchgezogene Linie repräsentiert.

In Abbildung 8.3 ist die Leistung der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Fundamentalleistung für den Verstärker TA4987 dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt den angepassten Kleinsignalverlauf wieder. Die Krümmung dieser Kurve entspricht einer Konversionseffizienz von 8,7 %/W bzw. 4,35 %/(Wcm). Die maximale SHG-Leistung von 550 mW bei einer Wellenlänge von 460 nm wurde bei einer eingestrahelten Fundamentalleistung von 2,7 W erreicht und entspricht einem Konversionswirkungsgrad von 20,3 %. Die Abschwächung der Fundamentalen erfolgte wie im cw-Betrieb durch Einbringen eines optischen Isolators in den Strahlengang, welcher zunächst zu einer Reduktion von etwa 10 % der Fundamentalleistung führte. Die weitere variable Abschwächung erfolgte durch Drehen der Polarisierung vor dem Eingangspolarisator des Isolators mittels einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte. Dies gewährleistete eine kontinuierliche Abschwächung der Fundamentalleistung, ohne die räumlichen Strahlparameter zu verändern. Auch hier weicht die vom Hochleistungsverstärker emittierte Strahlung von der Radialgeometrie eines idealen Gaußstrahls in beträchtlichem Maße ab (siehe Abb. 3.17). Legt man den im vorigen Abschnitt für die gleiche Komponente ermittelten Anteil der Fundamentalstrahlung von 62 % zugrunde, welcher zur Frequenzkonversion beiträgt, so ergibt sich ein maximaler Konversionswirkungsgrad von 32 %. Durch Analyse der FROG-Messungen konnten

optimale Systemparameter im modengekoppelten Betrieb für die Frequenzkonversion bestimmt werden, die zu einer Steigerung der optischen Leistung im blauen Spektralbereich um mehr als 100% gegenüber bisher realisierten Systemen führten [Wol02].

8.2.4 Zusammenfassung und Ausblick

Die Ergebnisse der Frequenzkonversion sowohl von kontinuierlicher als auch modengekoppelter Strahlung aus Diodenlaser MOPA-Systemen zeigten, dass solche Systeme aufgrund ihrer Kompaktheit attraktive Quellen zu Erzeugung von sichtbarer Laserstrahlung im blauen Spektralbereich bei 460 nm sind. Die erzielten Leistungen von 370 mW im kontinuierlichen und 550 mW im modengekoppelten Betrieb sind die bisher höchsten, die durch nichtlineare Frequenzkonversion von Diodenlaserstrahlung im Einfachdurchgang erzeugt wurden. Ein Ziel dieser Arbeit war es, die begrenzenden Faktoren bezüglich der Frequenzkonversion modengekoppelter Strahlung aus Diodenlaser MOPA-Systemen zu ermitteln. Die dominanten Faktoren hängen stark von den jeweils verwendeten Komponenten des Systems ab. Abschließend werden hier die wichtigsten Zusammenhänge bei der optischen Verstärkung in Halbleiter-Verstärkern insbesondere im Hinblick auf die Frequenzkonversion zusammenfassend aufgelistet.

- Bei gleicher mittlerer Fundamentalleistung skaliert bei modengekoppelten Festkörperlasern die SHG - Konversionseffizienz umgekehrt proportional zur Repetitionsrate. Dem entgegen steht bei Diodenlaser MOPA-Systemen eine reduzierte mittlere Ausgangsleistung bei abnehmender Repetitionsrate (s. Kapitel 7 u. [Lee91]).
- Eine Erhöhung der Impulsspitzenleistung führt bei Festkörperlasern zu einer Steigerung der nichtlinearen Konversionseffizienz. Hohe Impulsspitzenleistungen im Halbleiterverstärker resultieren jedoch in einer Zunahme der nichtlinearen Effekte und somit starken zeitlich - spektralen Modulationen (s. Kapitel 7).
- Bei einer Steigerung der Impulsspitzenintensität kann darüber hinaus der Abbau der Fundamentalstrahlung beim Konversionsprozess nicht mehr vernachlässigt werden.
- Eine Abnahme der Impulsdauer ($< 5-10$ ps) führt zu einer Reduktion der mittleren Ausgangsleistung [Usk92] und zum anderen zu einer starken Minderung der räumlichen Strahlqualität [Geh99].

Weitere nicht zu vernachlässigende Faktoren für die effiziente Frequenzkonversion werden durch das verwendete Kristallmaterial vorgegeben. Wie in Kapitel 2.3 bereits erwähnt, ist das zeitliche Auseinanderlaufen der Impulse aufgrund der Dispersion sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Bereich zu vernachlässigen. Einen weitaus größeren Einfluss auf die Frequenzkonversion im Pikosekundenbereich besitzt die in Kapitel 2.3 vorgestellte

Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung (*group velocity mismatch, GVM*). Sie beträgt 983 fs/mm für einen 20 mm langen PPKTP-Kristall bei einer Wellenlänge von 920 nm bzw. 460 nm. Dies bedeutet einen auf die Kristalllänge bezogenen Laufzeitunterschied von 19,6 ps und stellt somit einen signifikanten limitierenden Faktor dar.

Die vorliegenden Untersuchungen haben gezeigt, dass das Optimum stets einen Kompromiss zwischen verschiedenen Abhängigkeiten bedeutet. Einerseits ist eine Maximierung der Ausgangsleistung erwünscht, andererseits sind die nichtlinearen Effekte in jeder einzelnen Stufe des MOPA-Systems zu begrenzen. Bei dem in dieser Arbeit realisierten System waren die dominanten Parameter die Modulationsfrequenz und die Sättigung des Vorverstärkers. Bei einer optimalen Repetitionsrate von 4,3 GHz und einem Vorverstärkerstrom von 30 mA blieben die nichtlinearen Effekte gering. So konnte durch nichtlineare Frequenzkonversion die Leistung der zweiten Harmonischen mit 550 mW erzeugter blauer Laserstrahlung gegenüber bisher veröffentlichten Ergebnissen mehr als verdoppelt werden [Wol02].

Eine Minimierung der nichtlinearen Effekte im Halbleitermaterial ist nur möglich, wenn die Änderung der Ladungsträgerdichte und somit des Brechungsindex während der Verstärkung eines Impulses reduziert wird. Unter räumlichen Gesichtspunkten wäre eine reduzierte Strahlfilamentierung und somit eine Verbesserung der räumlichen Strahlqualität die Folge. Des Weiteren würde der Effekt der Selbstphasenmodulation reduziert und somit die zeitlichen und spektralen Modulationen verringert. Unter diesen idealen Voraussetzungen könnten bandbreitenbegrenzte Impulse unter Beibehaltung ihrer zeitlich-spektralen Eigenschaften bis in den Multiwatt-Bereich verstärkt werden.

Eine alternative Möglichkeit, die nichtlinearen Effekte zu minimieren, besteht in der gezielten Erzeugung und Verstärkung von langen, dispersiv verbreiterten Impulsen. Aufgrund ihrer geringen Spitzenleistung könnten diese unter vernachlässigbaren Sättigungseffekten verstärkt werden, bevor sie anschließend durch effiziente dispersionskompensierende Elemente wie GTI- oder Chirp-Spiegel [Kuh86, Szi97] oder auch Faserkompressoren [Ima98] wieder komprimiert werden. Diese Alternative ist Gegenstand laufender Untersuchungen mit dem Ziel, die erzeugte Laserstrahlung im blauen Spektralbereich weiter zu steigern. Unter der Voraussetzung, dass die zeitlichen und spektralen Eigenschaften bei der Verstärkung erhalten bleiben und gleichzeitig die mittlere Leistung im modengekoppelten Betrieb der im kontinuierlichen Betrieb maximal erreichbaren von 3,4 W entspricht, ergibt eine einfache Abschätzung, dass 1 W blaue Laserstrahlung im Einfachdurchgang durch einen nichtlinearen Kristall erzielt werden kann. Diese Leistung ist bisher nur mit der Frequenzkonversion von Diodenlaserstrahlung in einem externen, aktiv stabilisierten Resonator möglich [Wol99].

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Hochleistungsdiodenlaser Oszillator-Verstärker-Systeme im Materialsystem Indium-Gallium-Arsenit untersucht. Diese kompakten und leistungsstarken Laserstrahlquellen emittieren bei Wellenlängen um 920 nm und eignen sich deshalb in hohem Maße zur Erzeugung von blauer Laserstrahlung durch Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen. Die untersuchten dreistufigen Oszillator-Verstärker-Systeme setzen sich aus einem Einstreifen-Oszillator, einem nachfolgenden Einstreifen-Vorverstärker und schließlich einem Hochleistungsverstärker zusammen.

Die Schlüsselkomponenten dieser Systeme sind Hochleistungsverstärker mit einer trapezförmigen Geometrie der aktiven Zone. Diese so genannten Trapezverstärker erzielen bei sehr guter Strahlqualität hohe Ausgangsleistungen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl die räumlichen als auch die spektralen Strahleigenschaften von Trapezverstärkern unterschiedlicher Geometrie und verschiedener Hersteller detailliert untersucht. Verstärker des Ferdinand Braun Instituts für Höchsthochfrequenztechnik (FBH) zeichneten sich hierbei aufgrund ihrer exzellenten Strahlqualität in ganz besonderer Weise aus. Durch vergleichende Messungen bezüglich der Verstärkungseigenschaften und des Sättigungsverhaltens wurden die optimalen Parameter für den kontinuierlichen Betrieb ermittelt. Diese Strahlquellen emittieren im Dauerstrichbetrieb bei einer Wellenlänge von 920 nm optische Leistungen von bis zu 3,4 W (FBH), wobei etwa 75 % der optischen Leistung in einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 \leq 1,1$ emittiert werden.

Aufgrund der hervorragenden Strahleigenschaften besitzen diese Quellen ein hohes Potential zur Erzeugung von Laserstrahlung im sichtbaren Spektralbereich durch Frequenzkonversion in optisch nichtlinearen Kristallen. Periodisch gepolte Kristalle mit Quasiphasenanpassung (QPM) erlauben dabei eine besonders effiziente Frequenzkonversion bei Raumtemperatur. So wurde in periodisch gepolten Kalium-Titanyl-Phosphat (PP-KTP)

Kristallen blaue Laserstrahlung bei 460 nm erzeugt. Dieses Kristallmaterial zeichnet sich aufgrund seines hohen effektiven nichtlinearen Koeffizienten von $d_{eff} = 11,5$ pm/V sowie hervorragende optische Eigenschaften in besonderer Weise zur effizienten Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang aus. In einem 30 mm langen Kristall wurde mit 370 mW blauer Laserstrahlung bei einer Konversionseffizienz von 3,2 %/W, bzw. einem Konversionseffizienzgrad von 10,9 % die bisher höchste cw-Leistung bei der Frequenzverdopplung von Diodenlaserstrahlung im Einfachdurchgang erzeugt.

Da der Konversionseffizienzgrad quadratisch mit der Momentanleistung der Fundamentalen skaliert, kann dieser bei gleicher mittlerer Leistung durch Emission von ultrakurzen Laserimpulsen hoher Spitzenleistung erheblich gesteigert werden. Dazu wurde der Oszillator in Littrow-Anordnung durch Modulation des Anregungsstromes aktiv modengekoppelt und so zur Emission von Impulsen im Pikosekundenbereich angeregt. Die Modulationsfrequenz wurde dazu der Umlaufzeit des externen Oszillator-Resonators angepasst. Die anschließende zweistufige Verstärkung mit Einstreifen-Vorverstärker und Hochleistungs-Trapez-Verstärker ermöglichte optische Ausgangsleistungen bis in den Multiwatt-Bereich. Die optische Verstärkung von Pikosekundenimpulsen in Halbleiter-Verstärkern verändert jedoch die zeitlich-spektralen Eigenschaften. Die starke Kopplung von Ladungsträgerdichte und Brechungsindex verursacht während der Verstärkung nichtlineare Phasenänderungen, die mit dynamischen Frequenzänderungen korreliert sind. Insbesondere interessiert der Einfluss einzelner Systemparameter auf Amplitude und Phase der verstärkten Impulse. Die vollständige Charakterisierung der verstärkten Impulse war das wesentliche Ziel dieser Arbeit. Dazu wurde die Methode des Frequency Resolved Optical Gating (FROG) verwendet. Die im Rahmen dieser Arbeit realisierte Messanordnung erreichte eine spektrale Auflösung von weniger als 2 GHz bei einer Wellenlänge von 460 nm. Dies stellt gegenüber bisherigen FROG-Systemen eine Verbesserung um zwei Größenordnungen dar. Damit konnten Pikosekundenimpulse mit typischen spektralen Breiten um 0,1 nm aus modengekoppelten Diodenlaser Oszillator-Verstärker-Systemen hochaufgelöst charakterisiert werden. Der weite Abtastbereich erlaubte Impulse, in einem Zeitbereich von bis zu 80 ps vollständig zu charakterisieren.

Somit konnte zum ersten Mal experimentell der Einfluss einzelner Verstärkerkomponenten auf Amplitude und Phase der verstärkten Impulse detailliert gemessen werden. Die Messungen zeigten eine mit der Impulsspitzenleistung zunehmende Asymmetrie im zeitlichen Amplitudenverlauf mit einer steil ansteigenden Impulsfront und einer flach abfallenden Flanke. Dieser Verlauf wurde durch die unabhängige Messung mit einer Streackkamera bestätigt, welche gleichzeitig zur zeitlichen Kalibrierung diente. Des Weiteren verformte sich der anfänglich parabelförmige Verlauf der zeitlichen Phase mit zunehmender Sätti-

gung in den Verstärkerstufen zu einem kubischen, d.h. nach einem annähernd linearen Chirp trat zunehmend der Effekt der Selbstphasenmodulation in Erscheinung. Die exakte Analyse bei Variation einzelner Systemparameter ermöglichte schließlich die Identifizierung eines Parametersatzes, bei dem die Verstärkerstufen die Impulseigenschaften des Oszillators nicht beeinflussen. Dazu wurde der Hochleistungsverstärker weit unterhalb der Sättigung im Bereich der Kleinsignalverstärkung betrieben, so dass nichtlineare Effekte bei der Verstärkung ausgeschlossen werden konnten. So war es möglich, auch leistungsschwache Impulse direkt aus einem Diodenlaser-Oszillator zu charakterisieren. Dies ermöglichte erstmals die vollständige Charakterisierung von 25 ps Impulsen aus DBR-Diodenlaseroszillatoren mit mittleren Ausgangsleistungen um 5 mW und Impulsenergien unter 1 pJ mit der Methode des Frequency Resolved Optical Gating.

Darüber hinaus ermöglichte eine genaue Analyse der FROG-Messungen die Identifizierung optimaler Systemparameter für die Verstärkung von ultrakurzen Impulsen im Hinblick auf eine effiziente Konversion in den sichtbaren Spektralbereich. So konnten modengekoppelte Impulse einer Dauer von 19 ps mit einer mittleren Ausgangsleistung von 2,7 W bei einer Repetitionsrate von 4,3 GHz erzeugt werden, die sich aufgrund ihrer zeitlich-spektralen Eigenschaften besonders gut zur effizienten Konversion der infraroten Laserimpulse eignen. Im Einfachdurchgang durch einen 20 mm langen PP-KTP Kristall konnte eine mittlere Leistung der zweiten Harmonischen von 550 mW bei einer Wellenlänge von 460 nm erzeugt werden, was einem Konversionswirkungsgrad von 20,3 %, bzw. einer Konversionseffizienz von 7,6 %/W entspricht. Dies ist die bisher höchste Leistung im blauen Spektralbereich, welche durch Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang mit einem Diodenlaser MOPA-System erzeugt wurde.

Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Diodenlaser-Systeme mit anschließender Frequenzverdopplung haben sich als leistungsstarke Strahlquellen im sichtbaren Spektralbereich erwiesen, die sich insbesondere durch eine hohe Effizienz, Kompaktheit und hervorragende räumliche, zeitliche und spektrale Strahleigenschaften auszeichnen. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen das außergewöhnliche Potential solcher Systeme auf und weisen den Weg, um zukünftig die Leistung bis in den Watt-Bereich zu erhöhen. Mit der Methode des Frequency Resolved Optical Gating konnten erstmals Impulse über einen Zeitbereich von bis zu 80 ps und mit einer für diesen Zeitbereich erforderlichen hohen Auflösung von 2 GHz messtechnisch erfasst und vollständig charakterisiert werden. Die durch diese Messungen erhaltenen Informationen über Amplitude und Phase der verstärkten Impulse aus Diodenlaser Oszillator-Verstärker-Systemen haben wesentlich zu einem vertieften Verständnis der physikalischen Prozesse im Halbleiter-Material beigetragen. Dies ermöglicht eine systematische Weiterentwicklung der verwendeten Halbleiterkomponenten und erlaubt zudem, theoretische Modelle zu überprüfen und zu erweitern.

Anhang A

III-V Halbleiter

In der Abbildung A.1 ist die Bandlückenenergie gegen den Gitterparameter der wichtigsten binären III-V Halbleiterverbindungen aufgetragen. Die Verbindungslinien kennzeichnen den Bandlückenverlauf der ternären Mischkristalle in Abhängigkeit von der Zusammensetzung bzw. des Gitterparameters. Durchgezogene Linien stehen für Halbleiter mit direkter und gestrichelte Linien für diejenigen mit indirekter Bandstruktur.

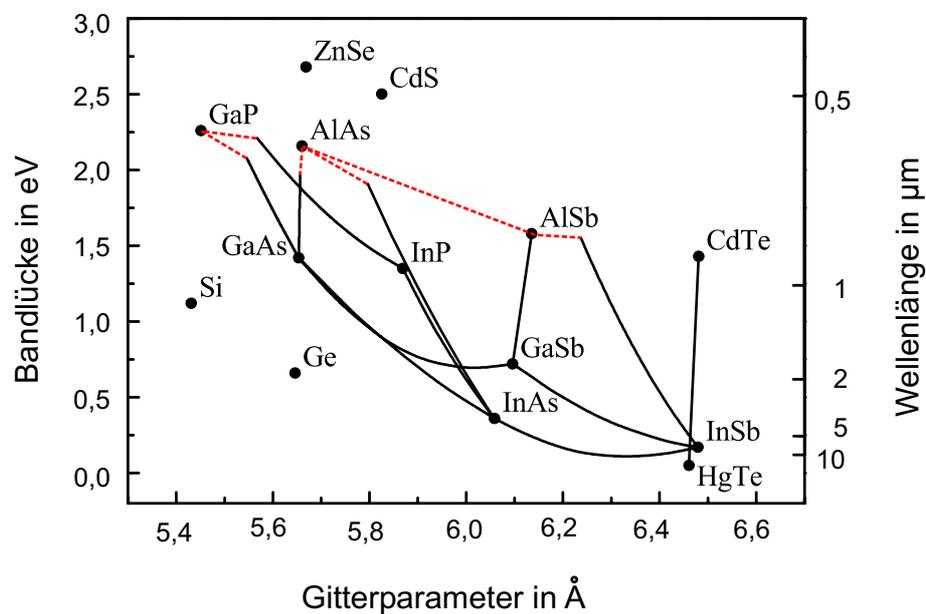


Abbildung A.1: Fundamentale Bandlücke der wichtigsten Halbleiter bei einer Temperatur von 300 K aufgetragen gegen ihren Gitterparameter. Durchgezogene Linien kennzeichnen Legierungen mit direkter Bandlücke, gestrichelte Linien solche mit indirekter Bandlücke.

Wie die meisten anderen III-V Halbleiter kristallisieren auch die Verbindungshalbleiter der in dieser Arbeit verwendeten Komponenten in der Zinkblendestruktur. Diese besteht aus zwei um ein Viertel der Raumdiagonalen gegeneinander verschobenen kubisch flächenzentrierten Gittern (face center cubic, fcc). Atome der Gruppe III besetzen dabei das eine Untergitter, während das andere ausschließlich von Atomen der Gruppe V besetzt ist (Abb. A.2). Der Gitterparameter der Einheitszelle als charakteristische Größe kubischer III-V Halbleiter variiert zwischen $5,45 \text{ \AA}$ für Galliumphosphit (GaP) und $6,48 \text{ \AA}$ für Indiumantimonid (InSb). Dem im Ortsraum periodischen Zinkblendegitter ist im Impulsraum, auch k -Raum genannt, das ebenfalls periodische reziproke Gitter zugeordnet. Die Wigner-Seitz Zelle des reziproken Gitters wird als erste Brillouin-Zone bezeichnet (Abb. A.2) Die Punkte hoher Symmetrie im reziproken Gitter werden mit Γ , K , L und X bezeichnet.

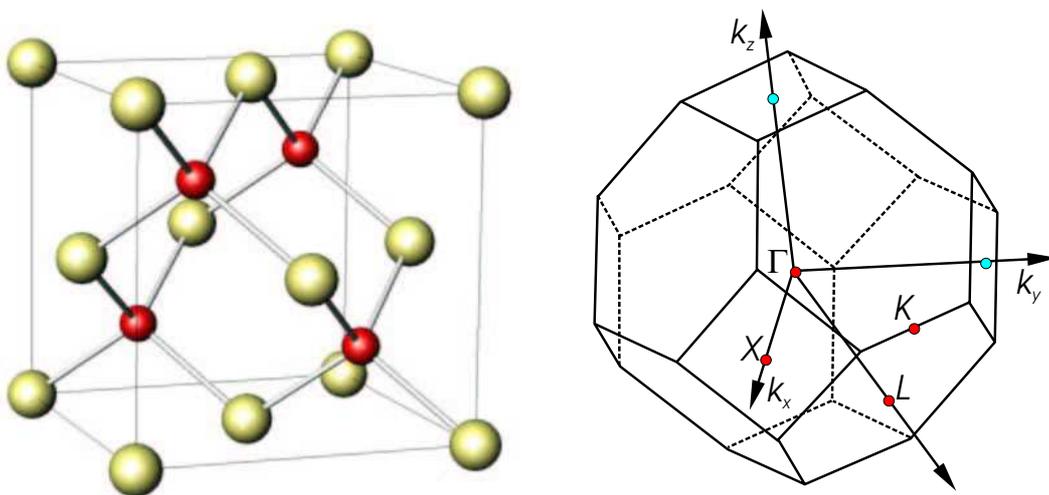


Abbildung A.2: Die Zinkblendestruktur besteht aus zwei um ein Viertel der Raumdiagonalen gegeneinander verschobenen kubisch-flächenzentrierten Gittern (links). Die erste Brillouin-Zone eines kubisch-flächenzentrierten Gitters. Die Symmetriepunkte sind mit Γ , K , L und X bezeichnet (rechts).

Anhang B

KTP-Sellmeierkoeffizienten

In den Tabellen B.1, B.2, B.3 sind die Sellmeierkoeffizienten der Kristallachsen für die entsprechenden Gleichungen angegeben.

	A	B	C	D
n_x	2,16747	0,83733	0,04611	0,01713
n_y	2,19229	0,83547	0,04970	0,01621
n_z	2,25411	1,06543	0,05486	0,02140

Tabelle B.1: Sellmeierkoeffizienten nach Fan [Fan87]

$$n_t^2 = A_t + \frac{B_t}{1 - \frac{C_t}{\lambda^2}} - D_t \lambda^2 \quad i = x, y, z \quad (\text{B.1})$$

	A	B	C	D
n_x	3,0129	0,03807	0,04283	0,01664
n_y	3,0333	0,04106	0,04946	0,01695
n_z	3,3209	0,05305	0,05960	0,01763

Tabelle B.2: Sellmeierkoeffizienten nach Kato [Kat88]

$$n_t^2 = A_t + \frac{B_t}{\lambda^2 - C_t} - D_t \lambda^2 \quad i = x, y, z \quad (\text{B.2})$$

	A	B	C	D
n_x	2,1146	0,89188	0,20861	0,01320
n_y	2,1518	0,87862	0,21801	0,01327
n_z	2,3136	1,00012	0,23831	0,01679

Tabelle B.3: Sellmeierkoeffizienten nach Bierlein [Bie89]

$$n_t^2 = A_t + \frac{B_t}{1 - \left(\frac{C_t}{\lambda}\right)^2} - D_t \lambda^2 \quad i = x, y, z \quad (\text{B.3})$$

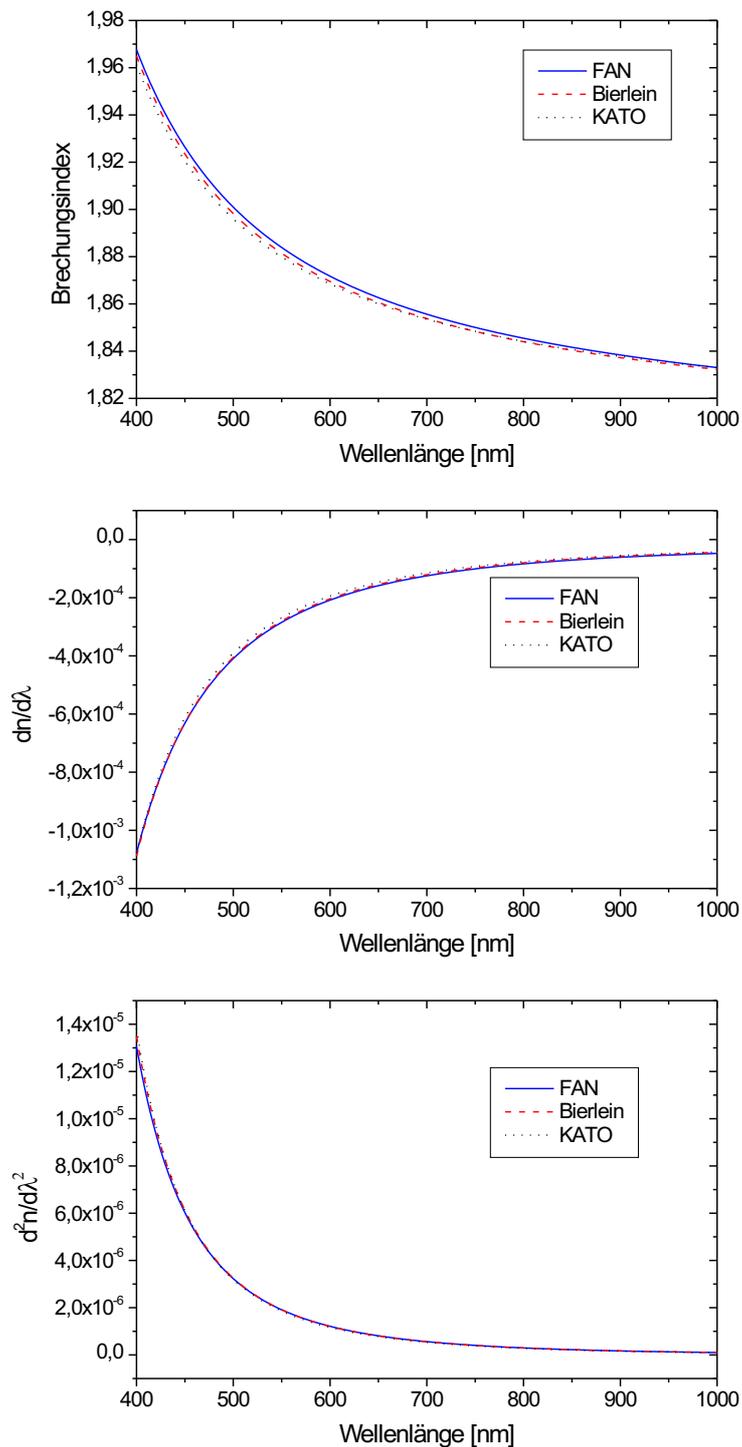


Abbildung B.1: Graphische Darstellung der Abhängigkeit des Brechungsindex sowie der 1. und 2. Ableitung von der Wellenlänge für die Sellmeierkoeffizienten nach Fan, Kato und Bierlein.

Anhang C

KNbO₃ Kristallparameter

Kaliumniobat wurde erstmals 1951 hergestellt [Mat51]. Der Nachweis der optisch nicht-linearen Eigenschaften gelang 1968 [Kur68]. Kaliumniobat hat bei Raumtemperatur eine orthorombische Kristallstruktur mit den Gitterparametern $a_0 = 5,6896 \text{ \AA}$, $b_0 = 3,9692 \text{ \AA}$, und $c_0 = 5,7256 \text{ \AA}$ [She90]. Die physikalischen x,y,z-Achsen entsprechen dabei den Kristallographischen c, a, b-Achsen. Die hohe Empfindlichkeit des Kristalls auf Druck und Temperaturänderungen beruht auf der hohen Mobilität der ferroelektrischen Dipole. Wichtige Daten der Kristalle, wie sie in dieser Arbeit für die FROG-Messung verwendet wurden, sind in Tabelle C.1 aufgeführt. Für die Berechnung wurden die nach unten korrigierten Koeffizienten nach Roberts von 1992 benutzt [Rob92].

Fund. [nm]	SHG [nm]	Phas-winkel [Grad]	D-effektiv [pm/V]	Walk-off [Grad]	Bandbr.akz.1 [nm*cm]	Winkelakz. [mrad*cm]
910	455	45,905	-12,053	-1,023	0,122	1,002
912	456	44,970	-12,078	-1,022	0,124	1,006
914	457	44,043	-12,102	-1,020	0,125	1,010
916	458	43,121	-12,126	-1,017	0,127	1,016
918	459	42,205	-12,149	-1,013	0,128	1,022
920	460	41,294	-12,173	-1,008	0,130	1,030
922	461	40,385	-12,196	-1,002	0,131	1,039
924	462	39,479	-12,219	-0,995	0,133	1,049
926	463	38,575	-12,242	-0,987	0,134	1,060
928	464	37,671	-12,264	-0,979	0,136	1,072
930	465	36,766	-12,287	-0,969	0,137	1,085
932	466	35,860	-12,309	-0,958	0,139	1,100

Tabelle C.1: Erzeugung der zweiten Harmonischen mit KNbO₃, yz-Ebene, Typ 1(ee>o).

Literaturverzeichnis

- [Agr89] G. P. Agrawal, G. B. Altshuler, N. R. Belashenkov, S. A. Kozlov; *Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers*; IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2297-2306 (1989)
- [Alt80] R. A. Altes; *Detection, estimation, and classification with spectrograms*; J. Acoust. Soc. Am. **67**(4), 1232-1246 (1980)
- [Ans98] G. Anstett; *Untersuchung der räumlichen Strahlqualität von gepulsten optisch parametrischen Oszillatoren aus Beta-Bariumborat*; Diplomarbeit Universität Kaiserslautern (1998)
- [AOT00] *Deutsche Agenda Optische Technologien für das 21. Jahrhundert*; VDI-Technologiezentrum, Düsseldorf, Germany, (2000)
- [Ant87] H. Anton; *Elementary linear algebra with applications*; John Wiley and Sons (1987)
- [Ape00] Firma APE; *Persönliche Mitteilung an Dirk Woll*; Universität Kaiserslautern (2000)
- [Arm62] R.J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Persham; *Interactions between light waves in a nonlinear dielectric*; Phys. Rev., **127**, 1918 (1962)
- [Bal99] A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma; *Second harmonic generation frequency-resolved optical-gating in the single-cycle regime*; IEEE J. Quantum Electron. **35**, 459-478 (1999)
- [Bei99] B. Beier; *Physikalische Eigenschaften moderner Hochleistungsdiodenlaser mit effizienter externer Frequenzverdopplung in den sichtbaren Spektralbereich*; Dissertation, Universität Kaiserslautern, Shaker Verlag, Aachen (1999)
- [Ber93] Bergmann, Schäfer; *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3. Optik*; Walter de Gruyter (1993)

- [Beu45] H. G. Beutler; *The Theory of the Concave Grating*; J. Opt. Soc Am. **35**, 311 (1945)
- [Bie01] T. Bieringer and J. Eickmans; *3D-Data storage, in Neue Materialien für die Informationstechnik*; Schriften des Forschungszentrums Jülich, Materie und Material/Matter and Materials, Band 7, Jülich, Germany, (2001)
- [Bie89] J. D. Bierlein, H. Vanherzeele; *Potassium titanyl phosphate: properties and new applications*; J. Opt. Soc Am. **6**, No.4, 622 (1989)
- [Bot96] D. Botez, L. J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, J. Li, T. F. Kuech, V. P. Iakovlev, G. I. Suruceanu, A. Caliman, A. V. Syrbu; *6% CW wallplug efficiency from Al-free 0.98 μm emitting diode lasers*; Electron. Lett. **32**, 2012-2013 (1996)
- [Bot94] D. Botez and D. R. Scifres, eds.; *Diode laser arrays*; Cambridge Univ. Press (1994)
- [Bou94] B. Boulanger, M. Fejer, R. Blachman and P. F. Bordui; *Study of KTiOPO_4 gray-tracking at 1064, 532, and 355 nm*; Appl. Phys. Lett. **65**, 2401-2403 (1994)
- [Boy68] G. D. Boyd and A. D. Kleinman; *Parametric interaction of focused gaussian light beams*; Journal of Applied Physics, **39**, 3597 (1968)
- [Bra80] D. J. Bradley, K. J. Jones, W. Sibbett; *Picosecond and femtosecond streak cameras - present and future designs*; Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **298**, S. 281-285 (1980)
- [Bri97] S. O. Brien, H. Zhao, A. Schoenfelder, and R. Lang; *9.3 W CW (Al)GaAs 100 μm wide lasers at 970 nm*; Electron. Letters **33** (1997)
- [Bro91] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew; *Taschenbuch der Mathematik*; Verlag Nauka, Moskau (1991)
- [Bur54] E. Burstein; *Anomalous optical absorption limit in InSb*; Phys. Rev. **93** 632-633 (1954)
- [Cze30] M. Czerny, A. F. Turner; *Über den Astigmatismus bei Spiegelspektrometern*; Z. Physik **61**, 792 (1930)
- [Car94] N. W. Carlson; *Monolithic diode laser arrays*; Springer-Verlag (1994)
- [Dai97] Z. Dai, R. Michalzik, P. Unger and K. J. Ebeling; *Numerical simulation of broad-area high-power semiconductor laser amplifiers*; IEEE J. Quantum Electron. **33**, 2240 (1997)

- [Dai97a] F. Daiminger, S. Heinemann, J. Näppi, M. Toivonen, H. Asonen; *100W CW Al-free 808 nm linear bar arrays*; CLEO 97 Tech. Dig. Ser. 11, 482-483 (1997)
- [DeL94] K. W. DeLong, R. Trebino; *Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation*; J. Opt. Soc Am. B **11**, 2206-2215 (1994)
- [DeL94a] K. W. DeLong, R. Trebino; *Improved ultrashort pulse-retrieval algorithm for frequency-resolved optical-gating*; J. Opt. Soc Am. A **11**, 2429-2437 (1994)
- [DeL94b] K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Kohler, K. R. Wilson; *Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections*; Opt. Letters **19**, 2152-2154 (1994)
- [DeL94c] K. W. DeLong, R. Trebino and D. J. Kane; *A comparison of ultrashort-pulse frequency-resolved-optical-gating traces for three common beam geometries*; J. Opt. Soc Am. B **11**, 1595-1608 (1994)
- [DeL96] K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino; *Practical Issues in Ultrashort-Pulse Measurement Using Frequency-Resolved Optical Gating*; IEEE J. Quantum Electron. **32**, 1253-1264 (1996)
- [Del92] P. J. Delfyett, L. Florez, N. Stoffel, T. Gmitter und N. Andreadakis; *200 fs optical pulse generation and intracavity pulse evolution in a hybrid modelocked semiconductor diode-laser/amplifier system* Opt. Letters **17**, 670-672 (1992)
- [Del92a] P. J. Delfyett, L. T. Florez, N. Stoffel, T. Gmitter und N. C. Andreadakis, Y. Silberberg, J. P. Heritage, and G. A. Alphonse; *High-power ultrafast laser diodes*. IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2203-2219 (1992)
- [Dem93] W. Demtröder; *Laserspektroskopie*; Springer-Verlag, Berlin, (1993)
- [Die85] J. -C.M. Diehls, J. J. Fontaine, I. C. MacMichael, F. Simoni; *Control and measurement of ultrashort pulses (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy*; Appl. Opt. **24**, 1270-1282 (1985)
- [Die96] J. C. Diels, W. Rudolph; *Ultrashort laser pulse phenomena*; Academic Press, Inc. (1996)
- [Die00] R. Diehl (Ed.); *High power diode lasers: fundamentals, technology, applications*; Springer-Verlag, Berlin, Germany (2000)

- [Djo00] T. Schmitt; *Messung von Amplitude und Phase ultrakurzer Lichtimpulse eines Kerr-Linsen-modengekoppelten Titan-Saphir Lasers mit der Methode des Frequency Resolved Optical Gatings*; Diplomarbeit Universität Kaiserslautern (2000)
- [Dmi91] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadjan, D. N. Nikogosyan; *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1991)
- [Ebe92] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadjan, D. N. Nikogosyan; *Integrierte Optoelektronik*; 2.ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1992)
- [Eich86] H. J. Eichler, P. Günther, D. W. Pohl; *Dynamic Gratings*; Springer Verlag (1986)
- [Fan87] T. Y. Fan, C. F. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckardt, Y. X. Fan, R. L. Byer and R. S. Feigelson; *Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown KTiOPO₄*; Appl. Optics **26**, p. 2390 (1987)
- [FBH02] J. Fricke, R. Hülsewede, A. Klehr, A. Knauer, J. Sebastian, B. Sumpf, H. Wenzel, G. Erbert, G. Tränkle; Projektbericht: *Entwicklung von Trapezverstärkern für Diodenlaser basierte Strahlquellen*; Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik, Berlin, 17. Juni 2002)
- [Fie82] J. R. Fienup; *Phase retrieval algorithms: a comparison*; Appl. Opt. 21, 2758-2769 (1982)
- [Fie87] J. R. Fienup; *Reconstruction of a complex-valued object from the modulus of its Fourier transform using a support constraint*; J. Opt. Soc Am. A **4**, 118-123 (1987)
- [Fou94] H. Fouckhardt; *Photonik*; Teubner, Stuttgart, (1994)
- [Fra61] P. A. Franken, A. F. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich; *Generation of optical harmonics*; Phys. Rev. Lett. **7**, 188-119 (1961)
- [Fre95] P. M. W. French; *The generation of ultrashort laser pulses*; Reports on Progress in Physics, **58** 2, 169-262 (1995)
- [Fri99] M. Frigo, S. G. Johnson; Massachusetts Institute of Technology (1999)
- [Fro03] Software: FROG Version 3.0.9; Femtosoftware Technologies (2003)

- [Geh99] E. Gehrig; *Raumzeitliche Dynamik von Hochleistungshalbleiterlasern unter kohärenter Strahlinjektion*; Dissertation, Universität Kaiserslautern, TENEA Verlag, Berlin (1999)
- [Geh00] E. Gehrig, D. Woll, M. A. Tremont, A. Robertson, R. Wallenstein and O. Hess; *Saturation behavior and self-phase modulation of picosecond pulses in single-stripe and tapered semiconductor laser amplifiers*; J. Opt. Soc Am. B **17**, 1452 (2000)
- [Geh01] E. Gehrig and O. Hess; *Spatio-Temporal Dynamics of Light Amplification and Amplified Spontaneous Emission in High-Power Tapered Semiconductor Laser Amplifiers*; IEEE J. Quantum Electron. **37**, 1345-1355 (2001)
- [Geh03] E. Gehrig and O. Hess; *Spatio-Temporal Dynamics and Quantum Fluctuations in Semiconductor Lasers*; Springer Tracts on Modern Physics **189**, (2003)
- [Gio62] J. A. Giormaine; *Mixing of light beams in crystals*; Phys. Rev. Lett. **8**, p. 19 (1961)
- [Goy99] A. K. Goyal, J. D. Bhavalkar, Y. Conturie, P. Gervriovic, Y. Mao, H. Po, and J. Guerra; *High beam quality of ultraviolet radiation generated through resonant enhanced frequency doubling of a diode laser*; J. Opt. Soc Am. B **16**, 2207 (1999)
- [Gol94] L. Goldberg, D. Mehuys, and D. Walsh; *High power mode-locked compound laser using a tapered semiconductor amplifier*; IEEE Photon. Tech. Lett. **6**, 1070-1094 (1994)
- [Gol95] L. Goldberg, D. A. V. Kliner; *Deep-UV generation by frequency quadrupling of a high-power GaAlAs semiconductor laser*; Opt. Lett. **20**, 1145-1147 (1995)
- [Gro77] N. Grote; *Halbleiter-Injektionslaser*; Physik in unserer Zeit, **8**, p. 19 (1977)
- [Had95] J. Haden, J. Endriz, M. Salzman, D. Dawson, G. Browder, K. Anderson, D. Mundinger, P. Worland, E. Wolak, D. Scifres; *Advances in high-average power long life laser-diode pump array architectures*; SPIE Proc. **2382**, 2-21 (1995)
- [Hag98] M. Hagberg, S. O. Brien, H. Zhao, and R. Lang; *5-W 930-nm tunable external-cavity laser*; in Conference on Laser and Elektro-Optics, **6**, OSA Proceedings Series, p. 40 Washington, D.C., (1998)
- [Hal62] T. H. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson; *Coherent light emission from GaAs junctions*; Phys. Rev. Lett. **9**, 366-370 (1962)

- [Hal94] D. C. Hall, M. R. Surette, L. Goldberg and D. Mehuys; *Carrier-Induced-Lensing in Broad-Area and Tapered Semiconductor Amplifiers* ; IEEE Photon. Tech. Lett. **6**, 186 (1994)
- [Ham05] Firma Hamamatsu; *Produktinformation Streakkammera Modell C6138 (FESCA-200)* (2005)
- [Han89] P. B. Hansen, J. M. Wiesenfeld, G. Eisenstein, R. S. Tucker, G. Raybon; *Repetition-Rate Dependence of Gain Compression in InGaAsP Optical Amplifiers Using Picosecond Optical Pulses* ; IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2611-2620 (1989)
- [Han99] D. C. Hanna and W. A. Clarkson; *Periodically poled materials for nonlinear optics* in D. M. Finlayson, B. D. Sinclair, and P. Osborne, editors, *Advances in Lasers and Applications* 141-180, Intitute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1999) JOSA B, **8**, 2068-2076 (1991)
- [Hän75] T. W. Hänsch and A. L. Schorlow; *Cooling of gasses by laser radiation*; Opt. Commun. **13**, 68 (1975)
- [Hau91] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen; *Structures for additive pulse mode-locking* JOSA B, **8**, 2068-2076 (1991)
- [Hel90] R. J. Helkey, P. A. Morton and J. E. Bowers; *Partial integration method for analysis of mode-locked semiconductor laser*; Opt. Lett. **15**, 112-114 (1990)
- [Hen82] C. H. Henry; *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*; IEEE J. Quantum Electron. **18**, 259 (1982)
- [Her84] J. Herrmann, B. Willhelmi; "Laser für ultrakurze Lichtimpulse"; Physik-Verlag, Weinheim (1984)
- [Hes03] O. Hess und E. Gehrig; *Theoretische Beschreibung und numerische Modellierung von Pikosekunden-Strahlquellen auf der Basis von Hochleistungshalbleiterlasern für den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich*; Abschlußbericht BMBF 13 N 7822, Institut für Technische Physik, DLR, Stuttgart (2003)
- [Hol62] Jr. N. Holonyak and S. F. Bevacqua; *Coherent (visible) light emission from Ga(As_{1-x}P_x) junctions*; Appl. Phys. Lett. **1**, 82-88 (1962)
- [Hou95] M. Houè, and P. D. Townsend; *An introduction to methods of periodic poling for second-Harmonic generation* J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, p. 1747 (1995)

- [Ima98] T. Imai, T. Komukai and M. Nakazawa; *Dispersion tuning of a linear chirped fiber Bragg grating without a center wavelength shift by applying a strain gradient*; IEEE Photon. Technol. Lett., **10**, pp. 845-847 (1998)
- [Ing93] M. Inguscio and R. Wallenstein, eds.; *Solid State Lasers*; pp. 13-28. Plenum Publishing Corporation, New York (1993)
- [ISO95] ISO/TC 172/SC9/WG1, Deutsche Fassung ISO/DIN 11146; *Optik und optische Instrumente; Laser und Laseranlagen; Prüfverfahren für Laserstrahlparameter: Strahlabmessungen, Divergenzwinkel und Strahlpropagationsfaktor*; (1995)
- [Kan93] D. J. Kane and R. Trebino; *Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating*; Opt. Lett. **18**, 823-825 (1993)
- [Kan94] D. J. Kane, A. J. Taylor, R. Trebino, and K. W. DeLong; *Single-Shot Measurement of the Intensity and Phase of Femtosecond UV Laser Pulse Using Frequency-Resolved Optical Gating*; Opt. Lett. **19**, 1061-1063 (1994)
- [Kan99] D. J. Kane; *Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses*; IEEE J. Quantum Electron. **35**, 421-431 (1999)
- [KanY95] Y. Kaneda and S. Kubota; *Continuous wave 355 nm Laser source based on doubly resonant sum-frequency mixing in an external resonator*; Opt. Lett. **20**, 2204 (1995)
- [Kat88] K. Kato; *Second-Harmonic and Sum-Frequency Generation to 4950 and 4589 Å in KTP*; IEEE J. Quantum Electron. **24** No.1, 3 (1988)
- [Kel96] U. Keller; "Ultrakurzzeit-Laserphysik"; Vorlesungsskript zur Wahlfachvorlesung Quantenelektronik ETH Zürich SS96
- [Kle62] D. A. Kleinman; *Nonlinear dielectric polarisation in optical media*; Phys. Rev., **126**, 1977-1979 (1962)
- [Kne95] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist; "Laser"; Teubner (1995)
- [Koh95] B. Kohler, V. V. Yakovlev, K. R. Wilson, J. Squier, K. W. DeLong and R. Trebino; *Phase and Intensity Characterization of Femtosecond Pulses from a Chirped-Pulse Amplifier by Frequency-Resolved Optical Gating*; Opt. Lett. **20**, 483-485 (1995)

- [Koe92] W. Koechner, ed.; *Solid state laser engineering ;vol. 1 of Springer Series in Optical Sciences*; Springer Berlin, 3 ed., (1992)
- [Kur68] S. K. Kurz, and T. T. Perry; *A powder technique for the evaluation of nonlinear optical materials*; J. Appl. Phys. **39**, 3798, (1968)
- [Kuh86] J. Kuhl, J. Heppner; *Compression of femtosecond optical pulses with dielectric multilayer interferometers*; IEEE Trans. on Quant. Electron. **QE-22**, 1, 182 (1986)
- [Lam95] S. G. Lambert, W. L. Casey; *Laser Communication in Space*; Artech House, Boston, MA (1995)
- [Lan97] R. J. Lang, D. M. Mehuys, D. F. Welch, and L. Goldberg; *Spontaneous filamentation in broad-area diode laser amplifiers*; IEEE J. Quantum Electron. **33**, 685 (1997)
- [Las04] Laser Focus World, Vol. 40, No. 12, S. 13, (2004)
- [Lau89] K. Y. Lau; *Short-pulse and high-frequency signal generation in semiconductor lasers*; Journal of Lightwave Technology, **7**, 400-419, (1989)
- [Lee91] C. H. Lee, P. J. Delfyett; *Limits on Amplification of Picosecond Pulses by Using Semiconductor Laser Traveling-Wave Amplifier*; IEEE J. Quantum Electron. **27**, 1110-1114 (1991)
- [Lin86] D. von der Linde; *Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers*; J. Appl. Phys. B **39**, 201-217, (1986)
- [Loo95] P. Loosen, H.-G. Treusch, C. R. Haas, U. Gardenier, M. Weck, V. Sinnho., St. Kasperowsky, R. vor dem Esche; *High-power diode lasers and their direct industrial applications*; SPIE Proc., **2382**, 78-88 (1995)
- [Low89] A. J. Lowery; *New time-domain model for active mode-locking, based on the transmission line model*; IEEE Proc. J. , **136**, 264-272 (1989)
- [Mai60] T. H. Maiman; *Stimulated optical radiation in ruby*; Nature, **187**, 493-494 (1960)
- [Mat51] B. T. Matthias, and J. P. Remeika; *Dielectric properties of solidum and potassium niobates*; Phys. Rev. **82**, 727 (1951)

- [Mak62] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, and C. M. Savage; *Effects of dispersion and focusing in the production of optical harmonics*; Phys. Rev. Lett., **8**, p. 21 (1962)
- [Mar85] O. E. Martinez, R. L. Fork, J. P. Gordon; *Theory of passively modelocked lasers for the case of a nonlinear complex propagation coefficient*; JOSA B, **2**, 753 (1985)
- [Mar94] A. Mar, R. Helkey, J. Bowers, D. Mehuys, and D. Walsh; *Mode-Locked Operation of a Master Oscillator Power Amplifier*; IEEE Photon. Tech. Lett. **6**, 1067-1069 (1994)
- [Marz00] S. Marzenell; *Persönliche Mitteilung*; Universität Kaiserslautern (2000)
- [Marz01] S. Marzenell, R. Beigang, R. Wallenstein; *Limitations and guidelines for measuring the spectral width of ultrashort light pulses with a scanning Farby-Pérot interferometer* ; Appl. Phys. B **71**, 185-191, (2000)
- [Meh94] D. Mehuys, and D. F. Welch, and L. Goldberg; *2.0-W cw diffraction-limited tapered amplifier with diode injection*; Electron. Lett. **28**, 1944-1946 (1994)
- [Mill83] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann; *Nonlinear Optics with a diode-laser light source*; Opt. Lett. **8**, 477 (1983)
- [Mil88] P. W. Milonni and J. H. Eberly; *Lasers*; John Wiley and Sons (1988)
- [Min83] T. Mindl, P. Hefferle, S. Schneider, F. Dörr; *Characterisation of a Train of Subpicosecond Laser Pulses by Fringe Resolved Autokorrelation Measurements* ; J. Appl. Phys. B **31**, 201-207, (1983)
- [Muh98] A. Al-Muhanna, L. J. Mawst, D. Botez, D. Z. Grabuzov, R. U. Martinelli, and J. C. Connolly; *High-power(> 10 W)continuous-wave operation From 100 μm aperture 0,97 μm emitting Al-free diode lasers*; Appl. Phys. Lett., **73** (1998)
- [Mos73] T. S. Moss, G. J. Burrell, and B. Ellis; *Semiconductor Opto-Electronics* ; Wiley, New York, 48-94 (1973)
- [Nak00] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Matsushita, T. Mukai; *Blue InGaN-based diodes with an emission wavelength of 450 nm*; Appl. Phys. Lett. **76**, 22 (2000)

- [Nat62] M. I. Nathan, W. D. Dumke, G. Burns, Jr. F. H. Dill, and G. J. 'Lasher; *Stimulated emission of radiation from GaAs junctions*; Appl. Phys. Lett. **1**, 62-64 (1962)
- [New99] New Focus Inc. Application Note 1; *Insights into High-Speed Detectors and High-Frequency Techniques*; (1999)
- [Neb95] A. Nebel; *Optisch nichtlineare Methoden zu effizienten Erzeugung von Piko- und Femtosekundenlichtimpulsen im Wellenlängen bereich von 190 nm bis 3100 nm*; Dissertation Universität Kaiserslautern (1995)
- [Ols89] N. A. Olsson and P. Agrawal; *Spectral shift and distorsion due to self-phase modulation of picosecond pulses in 1.5 μ m optical amplifiers* ; Appl. Phys. Lett., **55** 13-15 (1998)
- [Opt00] Optronis; *Streackamera Guide* ; (2000)
- [OSE98] Committee on Optical Science and Engineering; *Harnessing Light - Optical Science and Engineering for the 21st Century*; National Research Council, National Academy Press, Washington, D. C. ,U.S.A., (1998)
- [Pho05] Photonik, No. 2, S. 54, (2005)
- [Pre92] W. H. Press, W. T. Vetterling, S. A. Teukolsky; *Numerical Recipes in C: 2nd Ed.*; Cambridge U. Press, Cambridge (1992)
- [Ric95] B. A. Richman, K. W. DeLong, and R. Trebino; *Temporal characterization of the Stanford mid-IR FEL micropulses by 'FROG'*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 358, 268-271 (1995)
- [Ric97] B. A. Richman, M. A. Krumbuegel, and R. Trebino; *Temporal Characterization of Mid-IR Free-Electron-Laser Pulses by Frequency-Resolved Optical Gating*; Opt. Lett. **22**, pp. 721-723 (1997)
- [Ris03] W. P. Risk, T. R. Gosnell, and A. V. Nurmikko; *Compact Blue-Green Lasers*; Cambridge University Press, Cambridge UK, (2003)
- [Rob92] D. A. Roberts; *Simplified characterisation of uniaxial and biaxial nonlinear crystals: a plea for standardization of nomenclature and conventions*; IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2057 (1992)

- [Rob00] A. Robertson, M. E. Klein, M.A. Tremont, K. J. Boller, and R. Wallenstein, *2.5 GHz repetition rate singly resonant optical parametric oscillator synchronously pumped by a mode-locked diode oscillator amplifier system*; Opt. Lett. **25**, 657 (2000)
- [Ruf99] B. Ruffing; *Optisch parametrische Oszillatoren mit Frequenzkonversion zur Erzeugung von Laserstrahlung im sichtbaren Spektralbereich*; Dissertation Universität Kaiserslautern (1999)
- [Sal80] K. L. Sala, G. A. Kenny-Wallace, G. E. Hall; *CW autokorrelation measurements of picosecond laser pulses*; IEEE J. Quantum Electron. **QE-16**, 990-996 (1980)
- [Sav85] J. A. Savage; *Infrared optical materials and their antireflection coatings*; Bristol: Hilger 1985
- [Sch97] M. Scheidt; *Kontinuierliche optisch parametrische Oszillatoren mit resonanter Pumpüberhöhung*; Dissertation, Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, März 1997
- [Sch00] J. Schumacher; *Zeitaufgelöste Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Hochleistungsdiodenlaser-Verstärkern unter Injektion von Pikosekundenlaserimpulsen*; Diplomarbeit Universität Kaiserslautern (2000)
- [Sei99] C. Seibert; *Experimentelle Untersuchung der räumlich-spektralen Eigenschaften von Hochleistungsdiodenlaser-Oszillator-Verstärker-Systemen aus GaInAs*; Diplomarbeit Universität Kaiserslautern (1999)
- [She84] Y. R. Shen; *The principles of nonlinear optics*; 4th edition; John Wiley & Sons, New York (1984).
- [She90] D. Z. Shen; *Recent developments in the growth and nonlinear applications of KbO_3 crystals*; Prog. Cryst. Growth and Charact **20**, 161 (1990).
- [Sie86] A. E. Siegmann; *Lasers*; University Science Books; Mill Valley; California (1986)
- [Sim93] U. Simon, C. E. Miller, C. C. Bradley, R. Hulet, R. Curl, and F. K. Tittel; *Differenc-frequency generation in $AgGaS_2$ by use of single-mode diode-laser pump sources*; Opt. Lett. **18**, 1062 (1993)
- [Sk103] A. Skliar; *Persönliche Mitteilung*; Raicol Crystals Ltd. (2003)
- [Ste64] F. Stern; *Dispersion of the index of refraction near the absorption edge of semiconductors*; Phys. Rev. A **133**, 1653-1664 (1964)

- [Sut96] R. L. Sutherland; *Handbook of nonlinear optics*; Marcel Dekker Inc., New York (1996)
- [Sve98] O. Svelto; *Principles of Lasers*; 4th edition; Plenum Press; New York and London (1998)
- [Swe97] J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff, R. Trebino; *Transient-grating frequency-resolved optical-gating*; Opt. Lett. **22**, 519-521 (1997)
- [Szi97] R. Szipöcs, A. Kö; *Theory and design of chirped dielectric laser mirrors*; Appl. Phys. **B65**, 115-135 (1997)
- [Taf95] G. Taft, A. Rundquist, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, K. W. DeLong, R. Trebino, and I. P. Christov; *Ultrashort Optical Waveform Measurements Using Frequency-Resolved Optical Gating*; Opt. Lett. **20**, 743-745 (1995).
- [Tan91] W. C. Tang, H. J. Rosen, P. Vettiger, and D. J. Webb; *Raman microprobe study of the time development of AlGaAs single quantum well laser facet temperature on route to catastrophic breakdown*; Appl. Phys. Lett. **58**, 557, (1991)
- [Top04] TOPTICA Photonics AG; *TOPTICA Stock List*; Fraunhoferstr. 14, D-82152 Martinsried, (2004)
- [Trea71] E. B. Treacy; *Measurement and interpretation of dynamic spectrograms of picosecond light pulses*; J. Appl. Phys. **42**, 3848-3858, (1971)
- [Tre93a] R. Trebino, D. J. Kane; *Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical-gating*; IEEE J. Quantum Electron. **29**, 571-578 (1993)
- [Tre93b] R. Trebino, D. J. Kane; *Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating*; J. Opt. Soc. Am. A **10**, 1101-1111 (1993)
- [Tre97] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richmann; *Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating* Rev. Sci. Instrum. **68**(9), 3277-3295 (1997)
- [Tre04] R. Trebino; *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*; Kluwer Academic Publishers (2004)

- [Trt00] M.A. Tremont, M. E. Klein, A. Robertson, D. Woll, K. J. Boller, and R. Wallenstein, *Picosecond optical parametric oscillator directly pumped by a mode-locked diode laser*, in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America Washington D. C., 2000), p. 275-276
- [Tsa95] T. Tsang; Phys. Rev. A **52**, 4116 (1995)
- [Tsa96] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino; *Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation*; Opt. Lett. **21**, 1381-1383 (1996)
- [Tsi97] G. Tsimilis; *Entwicklung einen FROG-Systems*; Diplomarbeit Universität Bielefeld (1997)
- [Ulm05] T. Ulm; *Persönliche Mitteilung*; Universität Kaiserslautern (2005)
- [Usk92] A. Uskov, J. Mørk, J. Mark; *Theory of Short-Pulse Gain Saturation in Semiconductor Laser Amplifiers*; IEEE Photonics Technology Letters, **4**(5), 443-446 (1992)
- [Vas95] P. P. Vasil'ev; *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*; Archtech House, Norwood, MA, U.S.A. (1995)
- [Van92] H. Vanherzeele and J. D. Bierlein; *Magnitude of the nonlinear-optical coefficients of $KTiOPO_4$* ; Opt. Lett. **17**, 982 (1992)
- [Wef94] M. M. Wefers, H. Kawashima, K. A. Nelson; *Programmable Femtosecond Pulse Shaping and Spectroscopy*; in Ultrafast phenomena IX, P. F. Barbera, W. H. Knox, G. A. Mourou, A. H. Zewail (Eds.); Springer-Verlag, Berlin Heidelberg; 134-135 (1994)
- [Wei83] A. M. Weiner; *Effekt of Group Velocity Mismatch on the Measurement of Ultrashort Optical Pulses via Second Harmonic Generation*; IEEE J. Quantum Electron. **QE-19**, 1276-1283 (1983)
- [Wol99] D. Woll, B. Beier, K.-J. Boller, R. Wallenstein, M. Hagberg, and S. O'Brien; *1 W of blue 465-nm radiation generated by frequency doubling the output of a high-power diode laser in critically phase mached LiB_3O_5* ; Opt. Lett. **24**, 691 (1999)
- [Wol01] D. Woll; *Compact sources of visible radiation based on novel high-power diode-laser systems and nonlinear crystals with quasi-phase-matching* ; Dissertation, Universität Kaiserslautern, Shaker Verlag, Aachen (2001)

- [Wol02] D. Woll, J. Schumacher, A. Robertson, M. A. Tremont, R. Wallenstein, M. Katz, D. Eger, and A. Engländer; *250 mW of coherent blue 460-nm light generated by single-pass frequency doubling of the output of a mode-locked high-power diode laser in periodically poled KTP*; Opt. Lett. **27**, 1055-1057 (2002)
- [Yar75] A. Yariv; *Quantum Electronics*; John Wiley & Sons, New York (1975)
- [Yud87] E. Yudilevich, A. Levi, G. J. Habetler, H. Stark; *Restoration of signals from their signed Fourier-transform magnitude by the method of generalized projections*; J. Acoust. Soc. Am A **4**, 236-246 (1987)
- [Zaf56] E. K. Zavoiniskii, S. D. Franchenko; *Physical Fundamentals of Electro-Optical Chronography*; Sov. Phys.-Dokl. (englische Übersetzung), S. 239ff, (1956)
- [Zer73] F. Zernike and J. E. Midwinter; *Applied nonlinear optics*; John Wiley & Sons, New York (1973)
- [Zim95] C. Zimmermann, V. Vuletic, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch; *All solid state laser source for tunable blue and ultraviolet radiation*; Appl. Phys. Lett. **B66**, 2318 (1995)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Richard Wallenstein gilt mein ganz besonderer Dank für die interessante Aufgabenstellung, die hervorragende Betreuung und sein stetiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit, die unter ausgezeichneten Laborbedingungen durchgeführt werden konnte.

Herrn Prof. Dr. René Beigang möchte ich besonders danken für die Tätigkeit als Zweitgutachter der vorliegenden Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich bedanken bei Dr. Dirk Woll, Marc Tremont und Oliver Casel, die durch ihre stete Hilfsbereitschaft, ihren fachkundigen Rat und die unzähligen Diskussionen in ganz besonderem Maße für das Gelingen dieser Arbeit verantwortlich sind.

Dr. Dirk Woll, Oliver Casel, Dr. Johannes L'huillier und Katja Auer möchte ich für die kritische Durchsicht dieses Manuskripts besonders danken.

Herrn Dr. Bernd Sumpf vom FBH Berlin sei an dieser Stelle für die Erläuterung physikalischer Details zu den Trapez-Verstärkern gedankt, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Bei Thorsten Schmitt möchte ich mich für die vielen Diskussionen zur FROG-Messtechnik bedanken, des Weiteren danke ich Dr. Johannes L'huillier und Dr. Lars Frieß für die Unterweisung in den Auslesealgorithmus der CCD-Kamera.

Ein besonderer Dank für die stets sehr gute Zusammenarbeit gilt den Mitarbeitern aus Gebäude 58, insbesondere Dr. Thorsten Andres, Peter Haag, Jochen Kleinbauer, Dirk Krennrich, Louis McDonagh, Markus Serr, Christian Theobald, Dr. Sascha Weiler, Marco Weitz und meinen beiden Diplomanden Jan Harlfinger und Thorsten Ulm.

Peter Bohnert, Peter Frohnhöfer, Karl Köhl und Hermann Krenz sei für ihre technische Unterstützung recht herzlich gedankt.

Bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Wallenstein möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und jegliche Hilfe bedanken.

Meinen Eltern Heinrich August und Hildegard Fuchs gilt ein besonders herzlicher Dank, insbesondere meiner Mutter für die vielen kleinen und großen Dienste.

Mein größter und innigster Dank gilt meiner Frau Anikó für ihr Vertrauen, ihre Unterstützung und ihr Verständnis in den Jahren unseres Zusammenseins.

Natürlich danke ich auch meinen beiden Söhnen Lennard und Henry, durch die ich wieder *Die Sendung mit der Maus* schätzen gelernt habe.

Lebenslauf

PERSÖNLICHE DATEN

Name		Harry Fuchs
geboren am	10.06.1964	in Rockenhausen
Nationalität		deutsch
Familienstand		verheiratet, zwei Kinder

SCHULBILDUNG

	09/1970 - 08/1974	Grundschule in Nußbach
	09/1974 - 07/1979	Hauptschule in Wolfstein
	09/1985 - 08/1986	Berufsaufbauschule Technik in Kaiserslautern
Abschluss	09/1986 - 08/1989	Technisches Gymnasium in Kaiserslautern Allgemeine Hochschulreife

BERUFSAUSBILDUNG

	08/1979 - 01/1983	Lehre im Elektroinstallateurhandwerk bei der Firma Ernst Schlensack in Kaiserslautern
Abschluss		Geselle im Elektroinstallateurhandwerk

HOCHSCHULAUSBILDUNG

	09/1989 - 06/2000	Studium der Physik an der Universität Kaiserslautern
Abschluss		Diplom Physiker
	seit 07/2000	Promotion an der Technischen Universität Kaiserslautern

BERUFLICHE TÄTIGKEITEN

- | | |
|--|---|
| 01/1983 - 04/1983 | Elektroinstallateur bei Firma Ernst Schlen-sack in Kaiserslautern |
| 04/1983 - 03/1984
07/1985 - 08/1985 | Tätigkeit bei der Firma Keiper-Recaro in Rockenhausen |
| 04/1984 - 06/1985 | Wehrdienst in Koblenz beim 2. Panzer-grenadierbataillon 342 |
| 09/1989 - 06/1995
(insgesamt 3 Jahre) | Tätigkeiten im Bereich Elektroinstallation und Schaltschrankbau in Industrie (BASF, Siemens) und Handwerk (Firma Schuster in Dannstadt) |
| 07/1993 - 10/1998 | Honorarlehrer im Bereich Elektro bei der „Handwerklichen Berufsbildungsgesellschaft (HBG)“ in Kaiserslautern und der Firma IBUS (Innovation, Bildung und Soziales), Gesellschaft für Aus- und Weiterbildung mbH |
| seit 07/2000 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Kaiserslautern; AG Laserphysik und nichtlineare Optik |

