

# **Hochenergie-Laserszillatoren als Pumpquelle für optisch parametrische Verstärker**

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

**Doktor der Naturwissenschaften**

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Phys. Andy Steinmann**

geboren am 21.01.1977 in Bad Gandersheim

2008

Referent: Prof. Dr. U. Morgner  
Korreferent: Prof. Dr. C. Fallnich  
Tag der Promotion: 11.07.2008

## **Kurzfassung:**

Andy Steinmann

### **Hochenergie-Laserszillatoren als Pumpquelle für optisch parametrische Verstärker**

Optisch parametrische Verstärker (OPAs) sind ideale Laserquellen zur Erzeugung von weit durchstimmbaren ultrakurzen Pulsen mit hoher Spitzenleistung. Bislang wurden die meisten OPAs mit Ti:Saphir-Verstärkersystemen bei niedrigen Repetitionsraten im kHz-Bereich gepumpt.

In dieser Arbeit wurde ein diodengepumpter Yb:KYW-Laserszillator mit Cavity-Dumping als Pumplaser für den parametrischen Verstärker benutzt, und es konnte zum ersten Mal ein OPA mit einer Repetitionsrate von 1 MHz demonstriert werden. In der kollinearen Geometrie emittiert der OPA ultrakurze Pulse, die vom sichtbaren bis zum nahen Infrarotbereich durchstimmbare sind. Durch die nichtkollineare Geometrie konnten Pulse mit einer Dauer von wenigen optischen Zyklen erzeugen werden. Mit diesen Parametern ist der OPA eine vielseitige Laserquelle für zahlreiche Anwendungen in der Laserspektroskopie.

Um das Potential des OPAs für die zeitaufgelöste Spektroskopie zu demonstrieren, wurden Anrege-Abfrage-Messungen an Kohlenstoff-Nanoröhren und Quantenpunkt-Strukturen durchgeführt und es konnten geringste Transmissionsänderungen kleiner als 0,1 % detektiert werden.

Weiterhin wurden Nachverstärker-Konzepte für den Yb:KYW-Oszillator untersucht. Ein faserbasiertes Verstärkersystem, das auf der Verstärkung von gestreckten Pulsen und anschließender Kompression beruht, wurde realisiert. Auf diese Weise konnte die Pulsenergie um eine Größenordnung gesteigert werden. Mit diesen Parametern kann der Faserverstärker als Pumpquelle für parametrische Verstärker mit Megahertz-Repetitionsraten oder für Anwendungen wie die Mikromaterialbearbeitung eingesetzt werden.

**Schlagnorte:** ultrakurze Pulse, optisch parametrischer Verstärker, Faserverstärker



## **Abstract:**

Andy Steinmann

### **High-energy laser oscillators as pump source for optical parametric amplifiers**

Optical parametric amplifiers (OPAs) are powerful tools for the generation of broadly wavelength tunable ultrashort pulses of high peak power. So far, most OPA systems have been pumped by Ti:sapphire laser amplifiers at low repetition rates in the kHz range.

In this thesis a diode-pumped Yb:KYW laser oscillator with cavity-dumping was used as pump source for the parametric amplifier and an OPA with a repetition frequency of 1 MHz was demonstrated for the first time. In a collinear geometry the OPA emits ultrashort pulses tunable from the visible to the near-infrared spectral region. Employing a noncollinear geometry, ultrabroadband few-optical-cycle pulses could be generated. These parameters constitute a versatile light source for ultrafast spectroscopy.

To demonstrate the potential of the OPA for time-resolved spectroscopy, pump-probe measurements of carbon nanotubes and quantum dots were performed and it was possible to detect transmission changes below 0.1 %.

Furthermore, external amplification concepts for the Yb:KYW oscillator were investigated. A fiber-based chirped pulse amplification system was realized and the pulse energy could be increased by an order of magnitude. With these parameters the fiber amplifier could be used as pump source for megahertz parametric amplifiers or for applications like micromachining.

**Key words:** ultrashort pulses, optical parametric amplifier, fiber amplifier



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zu modengekoppelten Festkörperlasern</b>	<b>5</b>
2.1	Allgemeine Begriffe . . . . .	5
2.2	LasermEDIUM Yb:KYW . . . . .	7
2.3	Modenkopplung . . . . .	9
2.4	Solitärer Laser . . . . .	10
2.5	Cavity-Dumping . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Grundlagen zur optisch parametrischen Verstärkung</b>	<b>13</b>
3.1	Grundlagen der nichtlinearen Optik . . . . .	15
3.2	Theorie der optisch parametrischen Verstärkung . . . . .	16
3.3	Optisch parametrische Verstärkung mit kurzen Pulsen . . . . .	20
3.4	Nichtkollinearer OPA zur Erzeugung ultrakurzer Pulse . . . . .	24
3.5	Prinzipieller Aufbau eines OPAs . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Erzeugung weit durchstimmbarer Femtosekundenpulse mit einem optisch parametrischen Verstärker</b>	<b>33</b>
4.1	Yb:KYW-Laser mit Cavity-Dumping . . . . .	33
4.2	Aufbau des OPAs . . . . .	37
4.3	Ergebnisse . . . . .	43
4.4	Schlussfolgerung . . . . .	47

<b>5 Erzeugung ultrakurzer Pulse mit einem nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärker</b>	<b>49</b>
5.1 Aufbau des NOPAs . . . . .	49
5.2 Ergebnisse . . . . .	51
5.3 Schlussfolgerung . . . . .	53
<b>6 Anwendungen</b>	<b>55</b>
6.1 Grundlagen . . . . .	55
6.2 Anrege-Abfrage-Messungen an Kohlenstoff-Nanoröhren . . . . .	60
6.3 Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messungen an Quantenpunktstrukturen	63
6.4 Schlussfolgerung . . . . .	65
<b>7 Erzeugung hochenergetischer Laserpulse durch Nachverstärkung eines Yb:KYW Lasers</b>	<b>67</b>
7.1 Aufbau des Faserverstärkers . . . . .	68
7.1.1 Yb:KYW-Seedlaser . . . . .	68
7.1.2 Pulsstreckter . . . . .	71
7.1.3 rod-type Faser . . . . .	75
7.1.4 Pulskompressor . . . . .	77
7.2 Ergebnisse . . . . .	78
7.3 Schlussfolgerung . . . . .	80
<b>8 Zusammenfassung</b>	<b>85</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>
<b>Danksagung</b>	<b>99</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>101</b>
<b>Publikationen</b>	<b>103</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Der Einsatz ultrakurzer Laserpulse hat in den letzten Jahren zu vielen faszinierenden Erkenntnissen in verschiedenen Bereichen von Physik, Chemie oder Biologie geführt. Neben den wissenschaftlichen Anwendungen werden gepulste Lasersysteme mittlerweile auch in vielen Bereichen des Alltags eingesetzt. Beispiele aus der Industrie sind die Materialbearbeitung oder das optische Schreiben von Wellenleitern in Glas. In der Medizin kommen Laser bei der Mikrochirurgie oder für bildgebende Verfahren zum Einsatz.

Der ersten Laserquellen zur Erzeugung von Femtosekundenpulsen waren Farbstofflaser [Sha74, For81, For87]. Der Aufstieg der Femtosekundenlaser begann in den 90er Jahren durch den Einsatz von optisch gepumpten Festkörperlaser wie Ti:Saphir-Lasern und der Entwicklung der Kerr-Linsen Modenkopplung [Spe91]. Im Vergleich zu den Farbstofflasern ermöglichen Festkörperlaser eine wesentliche Verbesserung der Handhabung und Zuverlässigkeit. Inzwischen können Pulsdauern im 4-fs-Bereich sowohl direkt mit Laseroszillatoren [Ell01, Bin05] als auch mit Verstärkersystemen und anschließender Pulskompression [Sch03, Ste06b] erzielt werden.

Für viele Anwendungen werden aber nicht nur die kurzen Pulsdauern benötigt, sondern auch eine Durchstimmbarkeit der Wellenlängen über einen weiten Bereich. Beispiele sind die Anrege-Abfrage-Spektroskopie [Man06a], bei der eine resonant Probe angeregt wird und dann die optischen Übergänge bei verschiedenen Photonenenergien abgefragt werden, oder die kohärente Anti-Stokes-Raman-Mikroskopie [Gre05]. Der Durchstimmbereich der Ti:Saphir-Laser ist allerdings auf den Wellenlängenbereich der fundamentalen Strahlung um 800 nm und der frequenzverdoppelten Strahlung um 400 nm begrenzt. Um durchstimbare Femtosekundenpulse mit hoher Pulsspitzenleistung zu erzeugen, können optisch parametrische Verstärker eingesetzt werden, die auf der Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen beruhen [Cer03].

Für den Prozess der parametrischen Verstärkung sind allerdings hohe Pumpintensitäten im Bereich von  $10 \text{ GW/cm}^2$  erforderlich. Aus diesem Grund wurden bisher in den meisten Fällen Ti:Saphir-Verstärkersysteme eingesetzt, deren Repetitionsrate typischerweise zwischen 1 und 100 kHz liegt. Für viele Anwendungen ist jedoch eine höhere Repetitionsrate im MHz-Bereich wünschenswert, weil dadurch das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert werden kann. Ein weiterer limitierender Faktor bei der Anwendung von Ti:Saphir-basierten Laserquellen ist die Notwendigkeit, im grünen Spektralbereich zu pumpen, was mit erheblichen Kosten der verfügbaren Pump Laser verbunden ist.

Abhilfe kann durch den Einsatz von direkt diodengepumpten Ytterbium-dotierten Festkörperlasern erzielt werden, bei deren Entwicklung in den letzten Jahren große Fortschritte zu verzeichnen sind [Hön99, Kru00]. Insbesondere die Technik des Cavity-Dumping ermöglicht es, im MHz-Bereich Pulse mit Energien größer  $1 \mu\text{J}$  zu generieren [Kil05b, Kil05c].

Das Ziel dieser Arbeit war die Erforschung eines optisch parametrischen Verstärkers, der auf diodengepumpten Laserkonzepten mit hoher Repetitionsrate beruht. Die vorliegende Dissertation ist wie folgt gegliedert:

Das Kapitel 2 behandelt zunächst die Grundlagen zu modengekoppelten Festkörperlasern, die zum Verständnis der Arbeit wichtig. In Kapitel 3 werden dann die Grundlagen der optisch parametrischen Verstärkung besprochen und es wird ein Überblick über den aktuellen Stand der Technik gegeben.

In den Kapiteln 4 und 5 werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Es wurde zum ersten Mal ein optisch parametrischer Verstärker realisiert, der direkt mit einem Yb:KYW-Laseroszillator gepumpt wird und somit eine Repetitionsrate von 1 MHz ermöglicht. Es konnten bei kollinear Geometrie über einen weiten Spektralbereich durchstimmbare Femtosekundenpulse mit Spitzenleistungen im MW-Bereich erzeugt werden [Kil06]. Bei nichtkollinear Geometrie wurden ultrakurze Pulse im 10-fs-Bereich demonstriert [Ste06a].

Kapitel 6 zeigt das Potential des optisch parametrischen Verstärkers für die zeitaufgelöste Spektroskopie. Es wurden Anrege-Abfrage-Messungen an Nanostrukturen durchgeführt, und äußerst geringe Transmissionsänderungen im sub-0,1% Bereich konnten erfolgreich detektiert werden.

Zur Leistungsskalierung des parametrischen Verstärkers ist es erforderlich, die Ausgangsleistung der diodengepumpten Ytterbium-Laser weiter zu erhöhen. Darüber hinaus sind Lasersysteme mit Energien im Bereich im  $\mu\text{J}$ -Bereich und MHz-Repetitionsraten auch für viele andere Anwendungen von der Mikromaterialbearbeitung bis hin zur Atomphysik mit starken Laserfeldern interessant.

Die Untersuchung eines entsprechenden Nachverstärker-Konzeptes war ein weiteres Ziel dieser Arbeit. Es wurde ein faserbasiertes CPA-System realisiert, welches in Kapitel 7 präsentiert wird. Auf diese Weise konnten Pulse mit einer Energie von  $9\ \mu\text{J}$  erzeugt werden.



## Kapitel 2

# Grundlagen zu modengekoppelten Festkörperlaseren

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Konzepte zu modengekoppelten Festkörperlaseren besprochen. In Abschnitt 2.1 werden zunächst die Begriffe der Dispersion und Selbstphasenmodulation erklärt. In Abschnitt 2.2 werden die wichtigsten Eigenschaften des Lasermediums Yb:KYW vorgestellt. Abschnitt 2.3 behandelt die Theorie der Modenkopplung und der Abschnitt 2.4 beschäftigt sich mit dem solitären Laser. In Abschnitt 2.5 wird schließlich das Prinzip des Cavity-Dumpings vorgestellt. Für ausführlichere Informationen zu den Themen dieses Kapitels wird auf gängige Lehrbücher verwiesen [Sal91, Sve98, Dra06, Agr01].

### 2.1 Allgemeine Begriffe

#### Dispersion

Als Dispersion wird die Abhängigkeit des Brechungsindex  $n$  von der Wellenlänge  $\lambda$  bezeichnet. Dies führt dazu, dass sich verschiedene Spektralanteile eines Pulses mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten, und es somit zu einer zeitlichen Verbreiterung des Pulses kommt.

Mathematisch wird ein Laserpuls als Überlagerung ebener Wellen mit der Frequenz  $\omega$  beschrieben werden:

$$E(z, t) = \int \hat{E}(0, \omega) e^{i(\omega t - k(\omega)z)} d\omega. \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet  $k(\omega) = \frac{\omega n(\omega)}{c}$  die Wellenzahl und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Die

spektrale Phase  $\phi(z, \omega) = k(\omega)z$  kann um die Zentralfrequenz  $\omega_0$  in eine Taylor-Reihe entwickelt werden:

$$\phi(z, \omega) = \phi(\omega_0) + \left. \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega + \sum_{\nu=2}^{\infty} \frac{(\Delta\omega)^\nu}{\nu!} \left. \frac{\partial^\nu \phi}{\partial \omega^\nu} \right|_{\omega_0}. \quad (2.2)$$

Den Taylor-Koeffizienten können verschiedene Dispersionsordnungen zugeordnet werden. Der erste Term wird als Gruppenverzögerung (*group delay*) bezeichnet:

$$\text{GD} = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{z}{v_g} \quad (2.3)$$

mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ . Der zweite Term ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (*group delay dispersion*)

$$\text{GDD} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = z \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.4)$$

und der dritte Term (*third order dispersion*) ist definiert als

$$\text{TOD} = \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} = -z \frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left( 3 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} + \lambda \frac{\partial^3 n}{\partial \lambda^3} \right). \quad (2.5)$$

Während die GD nur zu einer zeitlichen Verzögerung des Pulses als Ganzes führt, wird der Puls durch alle höheren Dispersionsordnungen verbreitert. Es lässt sich zwischen normaler bzw. positiver (GDD > 0) und anomaler bzw. negativer Dispersion (GDD < 0) unterscheiden. Bei der normalen Dispersion propagieren die roten Spektralanteile schneller als die blauen, während bei der anomalen Dispersion die blauen Spektralanteile den roten vorauslaufen.

Im sichtbaren und nahen Infrarot-Bereich besitzen alle optischen Materialien eine positive Dispersion. Um eine negative Dispersion zu realisieren, müssen daher Prismen- und Gittersequenzen oder speziell angefertigte dispersive Spiegel eingesetzt werden.

## Selbstphasenmodulation

Die Selbstphasenmodulation beruht auf dem intensitätsabhängigen Brechungsindex (Kerr-Effekt):

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t). \quad (2.6)$$

Dabei ist  $n_0$  der lineare und  $n_2$  der nichtlineare Brechungsindex. Die zeitliche Änderung des Brechungsindex mit der Intensität bewirkt eine Phasenverschiebung, die mit der Propagationslänge  $z$  im Medium zunimmt:

$$\phi(t) = \omega_0 t - kz = \omega_0 t - \frac{\omega_0 [n_0 + n_2 I(t)]}{c} z. \quad (2.7)$$

Die Momentanfrequenz ist dann gegeben durch

$$\omega(t) = \frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0 n_2 z}{c} \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (2.8)$$

An dieser Gleichung ist zu erkennen, dass an der ansteigenden Pulsflanke ( $\frac{\partial I}{\partial t} > 0$ ) die Momentanfrequenz zu kleineren Frequenzen und an der abfallenden Pulsflanke ( $\frac{\partial I}{\partial t} < 0$ ) zu größeren Frequenzen verschoben wird. Dies hat eine Verbreiterung des Spektrums zur Folge, während der Puls in der Zeitdomäne keine Änderung erfährt.

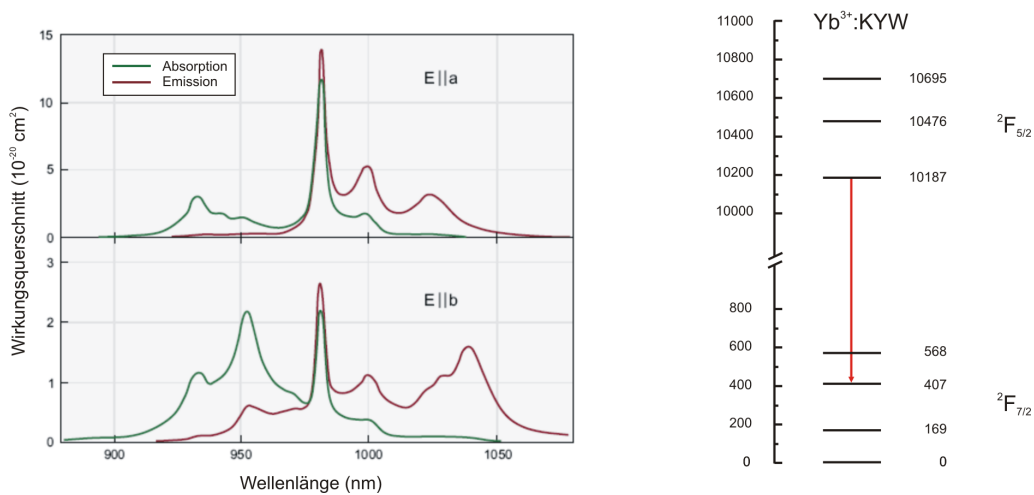
Die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex führt nicht nur zu einer spektralen Verbreiterung, sondern verursacht außerdem den räumlichen Kerr-Effekt. Bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung wird durch die Erhöhung des Brechungsindex im Zentrum des Strahls die Phasengeschwindigkeit der Wellenfronten reduziert. Daraus resultiert eine konkave Krümmung der Wellenfronten und deshalb eine Selbstfokussierung des Strahls.

## 2.2 Lasermedium Yb:KYW

Ytterbium-dotierte Kalium-Yttrium-Wolframat-Kristalle ( $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  oder kurz Yb:KYW) [Kul97, Mét99] werden seit einigen Jahren für diodengepumpte Festkörperlaser verwendet, um kurze Laserpulse im Wellenlängenbereich bei  $1 \mu\text{m}$  zu erzeugen. Sie zeichnen sich durch einen hohen Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{abs}} = 1,33 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  bei der Pumpwellenlänge  $981 \text{ nm}$  aus, und die Halbwertsbreite des Absorptionsspektrums beträgt  $3,5 \text{ nm}$ . In diesem Bereich sind kommerzielle Pumpdioden mit ausreichender Leistung verfügbar. Weiterhin sind die Kristalle durch einen hohen Emissionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{em}} = 3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$  gekennzeichnet und weisen einen geringen Quantendefekt  $\lambda_{\text{Pumpe}}/\lambda_{\text{Laser}}$  auf, was einen niedrigen Wärmeeintrag im Lasermedium zur Folge hat.

Die Kristalle gehören der kristallographischen  $C2/c$  Punktgruppe (Monoklin) an, d.h. es sind biaxiale Kristalle mit Inversionszentrum. Die drei orthogonalen optischen Hauptachsen werden entsprechend der Größe der Brechungsindizes  $n_g > n_m > n_p$  mit  $N_g$ ,  $N_m$  und  $N_p$  bezeichnet. Die optischen Eigenschaften sind anisotrop und die

Kristalle weisen starke Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten von Absorption und Emission bei Polarisation entlang der verschiedenen Achsen auf. In Abbildung 2.1 sind links die Absorptions- und Emissionsquerschnitte für einen 5 %-dotierten Yb:KYW Kristall dargestellt. Ein effektiver Laserbetrieb ist bei einer Polarisation entlang der Hauptachse  $N_m$  (kristallographische  $a$ -Achse) oder entlang der Hauptachse  $N_p$  (kristallographische  $b$ -Achse) möglich. Für einen Kristallschnitt senkrecht zu  $N_g$  können beide Polarisationen genutzt werden und Laserbetrieb um 1030 nm ( $N_m$ ) oder 1040 nm ( $N_p$ ) realisiert werden.



**Abbildung 2.1:** Absorptions- und Emissionsspektren für einen 5 %-dotierten Yb:KYW Kristall (links) und Termschema der Stark-verbreiterten Niveaugruppen  $^2F_{5/2}$  und  $^2F_{7/2}$  von Yb:KYW bei 77K in Wellenzahlen (rechts). Der Laserübergang ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Abbildung entnommen aus [Eks08].

Abbildung 2.1 zeigt rechts das Energieniveauschema von Yb:KYW. Es sind die am Laserbetrieb beteiligten Energieniveaus  $^2F_{5/2}$  und  $^2F_{7/2}$  dargestellt, und der Laserübergang ist durch den Pfeil gekennzeichnet. Die Entartung der Energieniveaus wird durch die Stark-Verschiebung aufgehoben, und somit ergeben sich die vergleichsweise breiten Emissions- und Absorptionsspektren des Kristalls.

Die Nähe der einzelnen Stark-Niveaus zueinander führt allerdings dazu, dass bei Raumtemperatur noch ein signifikanter Anteil der  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen im unteren Laserniveau besetzt sind. Dies hat zur Folge, dass das Lasermedium erst ab einer bestimmten Pumpintensität transparent wird. Die Yb-Laser werden deshalb als Quasi-Drei-Niveau-Laser bezeichnet [Koe06].



## 2.3 Modenkopplung

Bei der Modenkopplung wird eine feste Phasenbeziehung zwischen den im Laserresonator anschwingenden longitudinalen Moden hergestellt. Je mehr Moden anschwingen, umso kürzer kann der erzeugte Puls sein. Dies lässt sich durch das Zeit-Bandbreite-Produkt ausdrücken:

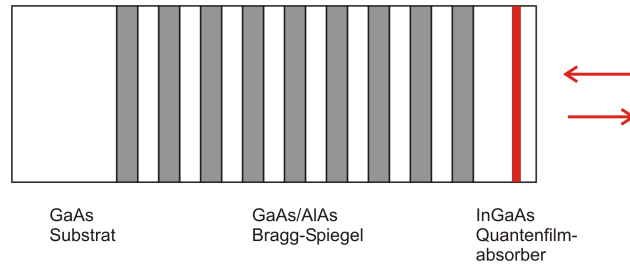
$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu \geq \text{const.} \quad (2.9)$$

Das Produkt aus der Pulsdauer  $\Delta\tau$  und der spektralen Breite  $\Delta\nu$  ist größer oder gleich als eine pulsförmige Konstante. Bei einem gaußförmigen Puls nimmt die Konstante den Wert 0,441 an, bei einem  $\text{sech}^2$ -förmigen Puls 0,315. Wenn in dieser Relation das Gleichheitszeichen gilt, dann werden die Pulse als bandbreite- bzw. Fourier-limitiert bezeichnet. Abhängig von der Verstärkungsbandbreite des Lasermediums können bei der Modenkopplung kurze Laserpulse mit einer Zeitdauer im ps- oder fs-Bereich erzeugt werden.

Die Modenkopplung kann auf verschiedene Arten realisiert werden, die alle auf dem Prinzip einer periodischen Verlust- bzw. Gewinnmodulation beruhen, was zur Folge hat, dass es für den Laser energetisch günstiger ist, Pulse zu emittieren.

Bei der aktiven Modenkopplung werden entweder die resonatorinternen Verluste oder aber der Gewinn moduliert. Im Gegensatz dazu erfolgt bei der passiven Modenkopplung die Verlustmodulation durch den Laserpuls selbst. Für eine Übersicht über die verschiedenen Methoden der Modenkopplung wird auf [Sve98] verwiesen. Im Folgenden wird ausschließlich die passive Modenkopplung mit einem sättigbaren Halbleiter-Absorberspiegel (*semiconductor saturable absorber mirror*, SESAM) [Kel96] betrachtet. In Abbildung 2.2 ist der schematische Aufbau eines SESAMs dargestellt. Er besteht aus einer absorbierenden Schicht aus InGaAs, deren Position so ausgelegt ist, dass sie sich in einem Maximum des elektrischen Feldes befindet. Hinter dieser Struktur befindet sich ein hochreflektierender Bragg-Spiegel, der aus einem Vielschichtsystem zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes (AlAs und GaAs) besteht, die jeweils abwechselnd mit einer Dicke von  $\lambda/4$  angeordnet sind (Abb. 2.2).

Die Wirkungsweise des SESAMs beruht auf dem Anstieg der Reflektivität mit zunehmender Leistung. Dies lässt sich folgendermaßen veranschaulichen. Ein auf den SESAM auftreffender Puls wird absorbiert, wenn die Energie der Photonen größer ist als die Bandlücke des Absorbers; die Ladungsträger werden dabei vom Valenzband ins Leitungsband angeregt. Bei niedrigen Intensitäten stehen nur wenige Photonen zur Verfügung, von denen ein Teil absorbiert wird. Dies hat die geringe Reflektivität zur Folge. Wird nun die Intensität der Laserpulse erhöht, dann reicht schon die Vorderflanke des Pulses aus, um alle freien Zustände im Leitungsband zu besetzen, so



**Abbildung 2.2:** Schematischer Aufbau eines sättigbaren Halbleiter-Absorberspiegels (SESAM). Er besteht aus einem Substrat, einem hochreflektierenden Bragg-Spiegel, der aus einem Vielschichtsystem zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes (AlAs und GaAs) aufgebaut ist, und dem eigentlichen Quantenfilmabsorber aus InGaAs.

dass eine weitere Absorption nicht mehr stattfinden kann. Der Absorber bleicht aus, der Rest des Pulses kann den Absorber ohne Verluste passieren und die Reflektivität des SESAMs steigt an. Nach Anregung der Elektronen ins Leitungsband bleibt der Absorber so lange transparent, bis die Elektronen wieder relaxiert sind. Diese Rekombinationszeit beträgt typischerweise einige Pikosekunden.

Durch solitäre Effekte können allerdings signifikant kürzere Laserpulse erzeugt werden, als die Erholzeit des Absorbers eigentlich erlauben würde. Diese solitäre Modenkopplung wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

## 2.4 Solitärer Laser

Die solitäre Modenkopplung beruht auf dem Zusammenspiel von Dispersion und Selbstphasenmodulation (siehe Abschnitt 2.1). In einem Medium mit anomaler Dispersion und Selbstphasenmodulation können sich diese beiden Effekte gegenseitig aufheben, so dass der Puls ohne zeitliche und spektrale Änderung propagiert. Diese Pulsform wird fundamentales Soliton genannt und weist eine sech-förmige Pulsform  $A(t) = A_0 \operatorname{sech}(t/\tau_{\operatorname{sech}})$  auf. Das Soliton erfüllt die Bedingung

$$\tau = \frac{3,53|D|}{\Phi W}. \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet  $\tau = 1,7627 \cdot \tau_{\operatorname{sech}}$  die Pulsdauer,  $W$  die Pulsenergie,  $D = \sum_i \beta_{2,i} l_i$  ist die über einen Resonatorumlauf summierte Dispersion und  $\Phi = \sum_j \gamma_j l_j$  die über einen Resonatorumlauf summierte Nichtlinearität. Der Dispersionskoeffizient ist gegeben durch

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.11)$$

und der nichtlineare Koeffizient durch

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (2.12)$$

mit dem nichtlinearen Brechungsindex  $n_2$  und der Modenfläche  $A_{\text{eff}}$ . Die Gleichung (2.10) zeigt, dass das Produkt aus Pulsenergie und Pulsdauer des Solitons konstant und mit der Dispersion und der Nichtlinearität im Laserresonator verknüpft ist. Die Pulsformung wird also wesentlich durch das Soliton bestimmt und der sättigbare Absorber wird nur dazu benötigt, um den Puls gegen das Kontinuum zu stabilisieren. Dies hat zur Folge, dass mit der solitären Modenkopplung deutlich kürzere Pulse erzeugt werden können im Vergleich zur Erholzeit des sättigbaren Absorbers [Bra91, Kär95, Kär96, Kär98].

Die zur Ausbildung des Solitons erforderliche negative Dispersion lässt sich z.B. durch eine resonatorinterne Prismenstrecke oder durch dispersive Spiegel realisieren. Dabei hat die Dispersionskontrolle mit dispersiven Spiegeln den Vorteil einer verbesserten mechanischen Stabilität im Vergleich zu Lasern, die Prismen zur Dispersionskontrolle benutzen, während mit Prismen eine flexiblere Einstellung der Dispersion möglich ist.

## 2.5 Cavity-Dumping

Bei einem gepulsten Laser sind die Pulsenergie  $W$ , die mittlere Ausgangsleistung  $\bar{P}$  und die Repetitionsrate  $f_{\text{rep}}$  über die Beziehung  $W = \bar{P}/f_{\text{rep}}$  miteinander verknüpft. Um die Pulsenergie bei gleicher mittlerer Leistung zu steigern, ist eine Reduktion der Repetitionsrate erforderlich. Dies kann zum Beispiel durch die Verlängerung des Laserresonators erreicht werden [Kow03, Nau05, Dew06].

Als alternative Möglichkeit bietet sich das Cavity-Dumping an. Der Laser wird dabei typischerweise ohne Auskoppelspiegel betrieben und die Repetitionsrate wird durch einen resonatorinternen Schalter reduziert. Die Pulsenergie wird über mehrere Resonatorumläufe angesammelt, bevor dann ein signifikanter Anteil aus dem Laserresonator ausgekoppelt wird.

Das Cavity-Dumping kann mit einem akusto-optischen Modulator [Ram93, Psh94] oder mit einem elektro-optischen Modulator [Gib96, Kil04, Kil05b] realisiert werden. Ein akusto-optischer Modulator besteht aus einem transparenten Medium, an dem zur Erzeugung von Schallwellen an einem Ende ein Piezoelement angebracht wird. Das Piezoelement arbeitet mit Frequenzen im Ultraschallbereich. Die Schallwelle ruft beim Durchlaufen des Kristalls eine periodische Dichtemodulation und damit

eine periodische Modulation des Brechungsindex hervor (akusto-optischer Effekt) [Boy03]. An diesem optischen Gitter wird der einfallende Lichtstrahl gebeugt und somit kann ein gewisser Anteil der resonatorinternen Pulsenergie aus dem Laserresonator ausgekoppelt werden.

Beim elektro-optischen Modulator wird der lineare elektro-optische Effekt (Pockels-Effekt) [Boy03] ausgenutzt. Der elektro-optische Effekt ist eine  $\chi^{(2)}$ -Nichtlinearität und tritt in nicht inversionssymmetrischen Kristallen auf. Beim transversalen elektro-optischen Effekt propagiert das Licht entlang der außerordentlichen Kristallachse und das elektrische Feld ist transversal zur Ausbreitungsrichtung des Lichts ausgerichtet. Wird nun eine Hochspannung an den Kristall angelegt, dann wird eine Doppelbrechung induziert. Die Polarisation des Lasers wird elliptisch, und ein signifikanter Anteil der resonatorinternen Pulsenergie kann an einem Polarisator aus dem Laserresonator ausgekoppelt werden.

## Kapitel 3

# Grundlagen zur optisch parametrischen Verstärkung

Die parametrische Verstärkung basiert auf folgendem Prinzip: In einem geeigneten nichtlinearen Kristall verstärkt ein intensiver Strahl (*Pumpe*, Frequenz  $\omega_p$ ) einen schwachen Strahl (*Signal*, Frequenz  $\omega_s$ ); dabei entsteht zusätzlich ein dritter Strahl (*Idler*, Frequenz  $\omega_i$ ). Für die Frequenzen gilt die Beziehung  $\omega_p > \omega_s > \omega_i$ . Bei diesem Prozess gilt die Energieerhaltung:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i. \quad (3.1)$$

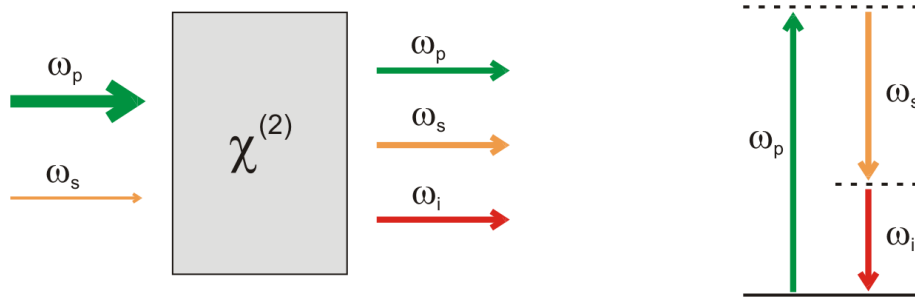
Damit der Prozess effizient abläuft, muss außerdem die Impulserhaltung (Phasen Anpassung) gelten:

$$\hbar\vec{k}_p = \hbar\vec{k}_s + \hbar\vec{k}_i. \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnen  $\vec{k}_p$ ,  $\vec{k}_s$  und  $\vec{k}_i$  die Wellenvektoren von Pumpe, Signal und Idler. Die Frequenz des Signals kann im Prinzip von  $\omega_p/2$  (dem sog. Entartungspunkt) bis  $\omega_p$  durchgestimmt werden; dem entspricht ein Durchstimmbereich des Idlers von  $\omega_p/2$  bis 0. In der Praxis ist der Durchstimmbereich allerdings weiter eingeschränkt, da z.B. die Phasen Anpassung nicht für alle Wellenlängen realisiert werden kann.

Im Teilchenbild lässt sich dieser Prozess als die Absorption eines Photons mit der Frequenz  $\omega_p$  auf einem virtuellen Energieniveau und die gleichzeitige Emission zweier Photonen mit den Frequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_i$  beschreiben (Abb. 3.1).

Bei der parametrischen Verstärkung lässt sich grundsätzlich zwischen zwei komplementären Systemen unterscheiden: dem optisch parametrischen Oszillator (*optical parametric oscillator*, OPO) und dem optisch parametrischen Verstärker (*optical parametric amplifier*, OPA).



**Abbildung 3.1:** Prinzip der parametrischen Verstärkung (links) und zugehöriges Energieschema (rechts).

Beim OPO befindet sich der nichtlineare Kristall in einem Resonator. Der Aufbau ist somit ähnlich zu einem normalen Laserresonator, wobei an Stelle der stimulierten Emission in einem laseraktiven Medium die parametrische Verstärkung in einem nichtlinearen Kristall tritt. OPOs können mit einem gewöhnlichen modengekoppelten Laseroszillator gepumpt werden und emittieren Pulse bei hohen Repetitionsraten ( $\sim 100$  MHz) und geringen Pulsenergien ( $\sim 1$  nJ) [Fu92, Pel92]. Dabei ist es erforderlich, die Resonatorlänge des OPOs so einzustellen, dass die Umlaufdauer im Resonator an die Repetitionsrate des Pump lasers angepasst wird. Der Durchstimmbereich des OPOs ist durch die Reflektivität der Resonatorspiegel limitiert, so dass unter Umständen mehrere unterschiedliche Spiegelsätze benötigt werden, um den gesamten möglichen Durchstimmbereich abzudecken.

Demgegenüber wird beim OPA ein schwacher sog. Seedstrahl in einem nichtlinearen Kristall verstärkt. OPAs benötigen eine hohe Pumpintensität im Bereich von einigen  $10$  GW/cm<sup>2</sup>, die bisher nur mit Verstärkersystemen erreicht werden konnte, so dass die Repetitionsrate typischerweise im Bereich zwischen  $1$  und  $100$  kHz liegt. Dafür sind die Pulsenergien eines OPAs deutlich höher, es kann ein weiter Durchstimmbereich realisiert werden und Betrieb ist auch einfacher im Vergleich zu einem OPO.

Dieses Kapitel ist folgendermaßen gegliedert: In Abschnitt 3.1 wird eine kurze Einführung in die nichtlineare Optik gegeben. Für eine ausführliche Beschreibung wird z.B. auf [Boy03] verwiesen. In Abschnitt 3.2 wird dann die Theorie der optisch parametrischen Verstärkung für monochromatische Wellen vorgestellt. Der Abschnitt 3.3 beschäftigt sich mit der parametrischen Verstärkung bei kurzen Pulsen und in Abschnitt 3.4 wird auf die Möglichkeiten zur Erzeugung ultrakurzer Pulse bei nichtkollinearer Geometrie eingegangen. In Abschnitt 3.5 wird schließlich der grundsätzliche Aufbau eines optisch parametrischen Verstärkers beschrieben und ein kurzer Überblick über den aktuellen Stand der Technik gegeben.

### 3.1 Grundlagen der nichtlinearen Optik

Die Polarisation  $\vec{P}$  eines Mediums kann in eine Potenzreihe bezüglich der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  entwickelt werden:

$$\vec{P} = \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}}_{\vec{P}_l} + \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots}_{\vec{P}_{nl}} \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet  $\chi^{(n)}$  den Suszeptibilitätstensor  $n$ -ter Ordnung und  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$  die elektrische Feldkonstante des Vakuums. In Festkörpern beträgt die Größenordnung der Suszeptibilität  $\chi^{(1)} \approx 1$ ,  $\chi^{(2)} \approx 10^{-11} \text{ mV}^{-1}$  und  $\chi^{(3)} \approx 10^{-22} \text{ m}^2 \text{ V}^{-2}$ ; die höheren Ordnungen der Suszeptibilität werden erst bei hohen Intensitäten relevant.

Aus den Maxwell-Gleichungen kann die nichtlineare Wellengleichung abgeleitet werden, welche die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem nichtleitenden und nicht-magnetischen Medium beschreibt:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad (3.4)$$

Dabei ist  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$  die magnetische Feldkonstante des Vakuums und  $\epsilon_r = 1 + \chi^{(1)}$  die Dielektrizitätskonstante. Die nichtlineare Polarisation wirkt in dieser Gleichung als Quellterm.

Im Folgenden werden die nichtlinearen Effekte betrachtet, die mit der Polarisation zweiter Ordnung  $\vec{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E}$  verknüpft sind. Setzt sich das elektrische Feld aus zwei ebenen Wellen mit den Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  zusammen, dann enthält die Polarisation zweiter Ordnung auch Anteile mit den Frequenzen  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1 + \omega_2$  und  $\omega_1 - \omega_2$ ; die nichtlineare Polarisation führt also zur Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen mit neuen Frequenzen.

Zu den nichtlinearen Effekten zweiter Ordnung gehören somit die Frequenzverdopplung (*second-harmonic generation*, SHG), die Summenfrequenzerzeugung (*sum-frequency generation*, SFG), die Differenzfrequenzerzeugung (*difference-frequency generation*, DFG) und die parametrische Verstärkung. Aus Symmetriegründen verschwindet die Suszeptibilität zweiter Ordnung in isotropen Materialien, so dass nichtlineare Effekte zweiter Ordnung nur in anisotropen Materialien beobachtet werden können.

Zu den nichtlinearen Effekten dritter Ordnung gehören z.B. die Frequenzverdrehung (*third-harmonic generation*, THG), die Selbstphasenmodulation (*self phase modulation*, SPM) und die Selbstfokussierung.

### 3.2 Theorie der optisch parametrischen Verstärkung

Ausgangspunkt für die Beschreibung der parametrischen Verstärkung ist eine linear polarisierte monochromatische ebene Welle mit der Frequenz  $\omega$ , die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet:

$$E(z, t) = \text{Re} \{ A(z) \exp[i(\omega t - kz)] \}. \quad (3.5)$$

Das Medium, in dem sich die Welle ausbreitet, weist eine nichtlineare Polarisation

$$P_{nl}(z, t) = \text{Re} \{ P_{nl}(z) \exp[i(\omega t - k_p z)] \} \quad (3.6)$$

auf. Unter der Annahme, dass sich die Amplitude des elektrischen Feldes im Vergleich zu der Trägeroszillation nicht stark ändert, d.h.  $|d^2 A/dz^2| \ll |2k(dA/dz)|$ , ergibt sich die folgende Beziehung:

$$\frac{dA}{dz} = -i \frac{\mu_0 c_0 \omega}{2n} P_{nl} \exp[-i(k_p - k)z]. \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnet  $c_0$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $n$  den Brechungsindex bei der Frequenz  $\omega$ .

Im Folgenden wird nun die Wechselwirkung dreier Wellen mit den Frequenzen  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  und  $\omega_i$  betrachtet, die die Bedingungen  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$  und  $\omega_p > \omega_s > \omega_i$  erfüllen. Die Komponenten der nichtlinearen Polarisation zweiter Ordnung entlang der Richtung  $j$  lassen sich ausdrücken durch

$$P_{nl,j}^{(2)} = \sum_{k,l} \epsilon_0 \chi_{jkl}^{(2)} E_k E_l, \quad (3.8)$$

wobei  $j$ ,  $k$  und  $l$  jeweils die Werte  $x$ ,  $y$  und  $z$  annehmen. Bei der Annahme paralleler Wellenvektoren ergeben sich dann die folgenden gekoppelten Differentialgleichungen [Boy03, Cer03]:

$$\frac{dA_s}{dz} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (3.9)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (3.10)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_i A_s \exp(i\Delta k z). \quad (3.11)$$

Hier bezeichnet  $d_{\text{eff}}$  den effektiven nichtlinearen optischen Koeffizienten, der von der Ausbreitungsrichtung und der Polarisation der drei Wellen abhängt.  $\Delta k = k_p - k_s - k_i$



ist die Phasenfehlanpassung. Aus diesen gekoppelten Differentialgleichungen ergeben sich direkt die Manley-Rowe Beziehungen [Boy03, Cer03]

$$\frac{1}{\omega_i} \frac{dI_i}{dz} = \frac{1}{\omega_s} \frac{dI_s}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_p}{dz} \quad (3.12)$$

mit  $I_j = \frac{1}{2} \epsilon_0 c_0 n_j |A_j|^2$ . Die Manley-Rowe Beziehungen drücken aus, dass für jedes Photon, welches bei der Frequenz  $\omega_p$  erzeugt oder vernichtet wird, jeweils ein Photon bei den Frequenzen  $\omega_s$  und  $\omega_p$  vernichtet bzw. erzeugt werden muss.

Bei Vernachlässigung des Abbaus der Pumpwelle ( $I_p \cong \text{const}$ ) und den gegebenen Anfangsbedingungen für Signal ( $I_s(0) = I_{s0}$ ) und Idler ( $I_i(0) = 0$ ) lassen sich die Gleichungen (3.9) bis (3.11) lösen, und für die Intensitäten von Signal und Idler nach Durchlaufen eines nichtlinearen Kristalls der Länge  $L$  ergibt sich:

$$I_s(L) = I_{s0} \left[ 1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \right], \quad (3.13)$$

$$I_i(L) = I_{s0} \frac{\omega_i}{\omega_s} \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \quad (3.14)$$

mit den Abkürzungen

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2}, \quad (3.15)$$

$$\Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{n_s n_i n_p \lambda_s \lambda_i \epsilon_0 c_0}. \quad (3.16)$$

Im Fall von Phasenanpassung ( $\Delta k = 0$ ,  $g = \Gamma$ ) und großer Verstärkung ( $\Gamma L \gg 1$ ) vereinfachen sich die Gleichungen (3.13) und (3.14) zu

$$I_s(L) \cong \frac{1}{4} I_{s0} \exp(2\Gamma L), \quad (3.17)$$

$$I_i(L) \cong \frac{\omega_i}{\omega_s} I_{s0} \exp(2\Gamma L). \quad (3.18)$$

Die parametrische Verstärkung  $G$  ist dann definiert als

$$G = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = \frac{1}{4} \exp(2\Gamma L). \quad (3.19)$$

An dieser Gleichung ist der Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Verstärkung zu erkennen.

Die Verstärkung skaliert exponentiell mit dem Parameter  $g$ , d.h.  $G \propto \exp(g)$ , wobei das Maximum der Verstärkung bei  $\Delta k = 0$  liegt. Für Werte  $\Delta k \neq 0$  fällt die Verstärkung deutlich ab, so dass die Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung wesentlich ist für den Prozess der parametrischen Verstärkung.

Die Verstärkung hängt exponentiell vom nichtlinearen optischen Koeffizienten des Kristalls ab ( $G \propto \exp(d_{\text{eff}})$ ). Dementsprechend sollten Kristalle mit einem möglichst hohen Wert für  $d_{\text{eff}}$  verwendet werden. Allerdings müssen bei der Auswahl der Kristalle auch weitere Faktoren berücksichtigt werden, wie z.B. der Bereich der Phasenanpassung, die Dispersionseigenschaften, der Transparenzbereich oder die Zerstörschwelle.

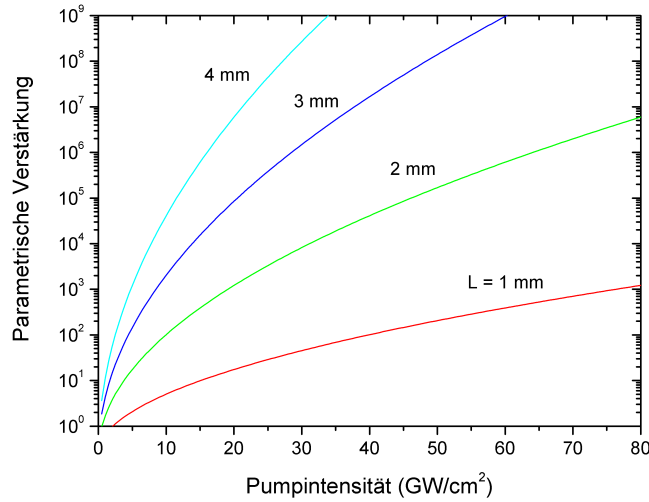
Die Verstärkung hängt weiterhin exponentiell von der Wurzel der Pumpintensität ab ( $G \propto \exp(\sqrt{I_p})$ ). Die Pumpintensität sollte also so hoch wie möglich gewählt werden, ohne dass es zu unerwünschten nichtlinearen Effekten dritter Ordnung (z.B. Selbstphasenmodulation oder Selbstfokussierung) kommt oder die Zerstörschwelle der Kristalle erreicht wird.

Die Verstärkung wächst exponentiell mit der Kristalllänge  $L$  an. Dieses Verhalten unterscheidet die parametrische Verstärkung von anderen nichtlinearen Effekten wie z.B. Frequenzverdopplung oder Summenfrequenzerzeugung, bei denen eine quadratische Abhängigkeit vorliegt. Der Unterschied lässt sich anschaulich auf die folgende Weise verdeutlichen. In einem starken Pumpfeld stimuliert ein Seedphoton bei der Signalwellenlänge die Erzeugung eines zusätzlichen Signalphotons und eines Idlerphotons. Da Signal und Idler symmetrisch sind, stimuliert ein Idlerphoton ebenfalls die Erzeugung eines Signalphotons. Somit führt die Erzeugung einer Signalwelle zur Erzeugung einer Idlerwelle und umgekehrt. Dies bewirkt eine positive Rückkopplung, welche für das exponentielle Wachstum der Wellen verantwortlich ist. Allerdings ist bei kurzen Pulsen der Effekt der unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten der beteiligten Pulse zu berücksichtigen, so dass die Kristalle nicht beliebig lang gewählt werden können (siehe Abschnitt 3.3).

Zur Charakterisierung des parametrischen Prozesses und zum Vergleich verschiedener nichtlinearer Kristalle lässt sich der folgende Gütefaktor (*figure of merit*) definieren:

$$\text{FM} = \frac{d_{\text{eff}}}{\sqrt{\lambda_s \lambda_i n_p n_s n_i}}. \quad (3.20)$$

Die Abbildung 3.2 zeigt die parametrische Verstärkung in BBO bei der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520$  nm und der Signalwellenlänge  $\lambda_s = 800$  nm für verschiedene Pumpintensitäten und Kristalllängen. Zur Berechnung wurden die Gleichungen (3.19) und (3.16) verwendet.



**Abbildung 3.2:** Parametrische Verstärkung für einen OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  und der Signalwellenlänge  $\lambda_s = 800 \text{ nm}$  bei Typ-I-Phasenanpassung in BBO ( $d_{\text{eff}} = 2,02 \text{ pm/V}$ ).

### Phasenanpassung

Die Wichtigkeit der Phasenanpassung für die parametrische Verstärkung wurde in diesem Abschnitt bereits erwähnt. Die Bedingung  $\Delta k = 0$  führt zu der Gleichung

$$n_p = \frac{n_s \omega_s + n_i \omega_i}{\omega_p}. \quad (3.21)$$

In isotropen Materialien mit normaler Dispersion kann diese Gleichung nicht erfüllt werden, da  $n_i < n_s < n_p$ . Bei doppelbrechenden Kristallen ist es allerdings möglich, für den Pumpstrahl  $\omega_p$  die Polarisation entlang der Achse einzustellen, die einen kleineren Brechungsindex liefert, und somit kann Phasenanpassung erreicht werden. Bei negativ uniaxialen Kristallen ( $n_e < n_o$ ), die meistens verwendet werden, ist die Polarisation des Pumpstrahls parallel zur außerordentlichen Achse. Wenn sowohl Signal als auch Idler entlang der ordentlichen Achse polarisiert sind, also senkrecht zum Pumpstrahl, dann spricht man von Typ-I-Phasenanpassung ( $o_s + o_i \rightarrow e_p$ ). Ist einer der beiden Strahlen parallel zum Pumpstrahl polarisiert, liegt Typ-II-Phasenanpassung vor, wobei entweder das Signal ( $e_s + o_i \rightarrow e_p$ ) oder der Idler ( $o_s + e_i \rightarrow e_p$ ) entlang der außerordentlichen Achse polarisiert sein kann. Realisiert wird die Phasenanpassung in den meisten Fällen durch Einstellen des Winkels  $\theta_m$  zwischen den Wellenvektoren der einfallenden Strahlen und der optischen

Achse des nichtlinearen Kristalls. Eine weitere Möglichkeit beruht auf der Änderung der Brechungsindizes durch Variation der Kristalltemperatur.

Im Falle negativ uniaxialer Kristalle ist die Typ-I-Phasenanpassung erfüllt, wenn die folgende Gleichung gilt:

$$n_{ep}(\theta_m)\omega_p = n_{os}\omega_s + n_{oi}\omega_i. \quad (3.22)$$

Dies ermöglicht die Berechnung von  $n_{ep}(\theta_m)$ . Die Abhängigkeit des außerordentlichen Brechungsindex von der Ausbreitungsrichtung in uniaxialen Kristallen ist gegeben durch

$$\frac{1}{n_{ep}^2(\theta_m)} = \frac{\sin^2(\theta_m)}{n_{ep}^2} + \frac{\cos^2(\theta_m)}{n_{op}^2}. \quad (3.23)$$

Dabei sind  $n_{ep}$  und  $n_{op}$  der außerordentliche bzw. der ordentliche Brechungsindex bei der Pumpwellenlänge. Der Phasenanpassungswinkel lässt sich dann berechnen als

$$\theta_m = \arcsin \left[ \frac{n_{ep}}{n_{ep}(\theta_m)} \sqrt{\frac{n_{op}^2 - n_{ep}^2(\theta_m)}{n_{op}^2 - n_{ep}^2}} \right]. \quad (3.24)$$

In der Abbildung 3.3 sind die Phasenanpassungskurven für einen BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520$  nm dargestellt. Die Berechnungen wurden mit der frei verfügbaren Software SNLO<sup>1</sup> durchgeführt. Es ist zu erkennen, dass die Wellenlängenabhängigkeit bei der Typ-I-Phasenanpassung geringer ist im Vergleich zur Typ-II-Phasenanpassung.

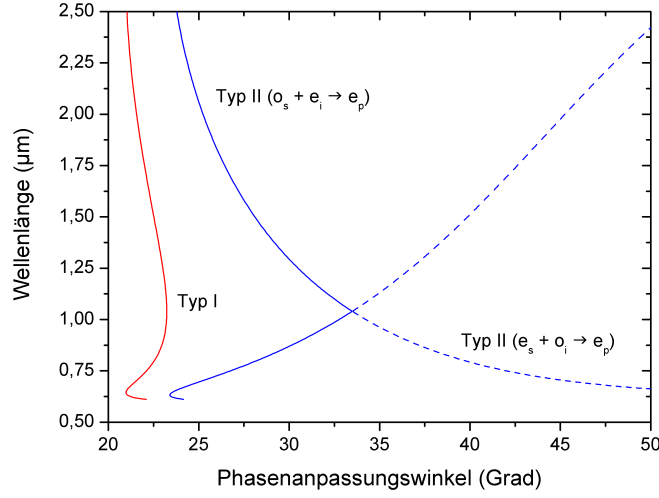
### 3.3 Optisch parametrische Verstärkung mit kurzen Pulsen

Im vorherigen Abschnitt wurde der Prozess der parametrischen Verstärkung mit monochromatischen Wellen behandelt, d.h. für cw-Strahlen. Nun soll dieser Prozess für Pulse der Form

$$E(z, t) = \text{Re} \{ A(z, t) \exp[i(\omega t - kz)] \} \quad (3.25)$$

betrachtet werden, die sich in einem nichtlinearen Kristall mit verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten  $v_g = d\omega/dk$  ausbreiten. Bei Vernachlässigung von Dispersion

<sup>1</sup><http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/xxtal.htm>



**Abbildung 3.3:** Phasenanpassungskurven für einen BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  bei Typ-I-Phasenanpassung (rot), Typ II  $o_s + e_i \rightarrow e_p$  Phasenanpassung (blau, durchgezogene Linie) und Typ II  $e_s + o_i \rightarrow e_p$  Phasenanpassung (blau, gestrichelte Linie).

und nichtlinearen Effekten dritter Ordnung ergeben sich dann die folgenden gekoppelten Differentialgleichungen [Cer03]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \frac{1}{v_{gi}} \frac{\partial A_i}{\partial t} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_s A_i \exp(i\Delta k z). \quad (3.28)$$

Durch Transformation in ein Bezugssystem, das sich mit der Gruppengeschwindigkeit des Pumpimpulses bewegt ( $\tau = t - z/v_{gp}$ ), lässt sich das Gleichungssystem wie folgt umformen:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \left( \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_s}{\partial \tau} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \left( \frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_i}{\partial \tau} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-i\Delta k z), \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_s A_i \exp(i\Delta k z). \quad (3.31)$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich die wesentlichen Aspekte, die mit der Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung (*group velocity mismatch*, GVM) der beteiligten Pulse zusammenhängen. Die GVM zwischen dem Pumpuls und den verstärkten Signal- und Idlerpuls limitiert die Länge, auf der die parametrische Verstärkung stattfinden kann. Die GVM zwischen Signal- und Idlerpuls begrenzt die Bandbreite der Phasenانpassung.

Die maximale sinnvolle Kristalllänge ist gegeben durch die Strecke, nach welcher der Signal- bzw. Idlerpuls vom Pumpuls separiert ist:

$$\ell_{jp} = \frac{\tau}{\delta_{jp}}, \quad j = s, i. \quad (3.32)$$

Dabei bezeichnet  $\tau$  die Länge des Pumpulses und

$$\delta_{jp} = 1/v_{gj} - 1/v_{gp} \quad (3.33)$$

die GVM zwischen Pumpe und Signal bzw. Idler. Bei Kristallen, die kürzer sind als  $\ell_{jp}$ , kann der Effekt der GVM vernachlässigt werden und die Gleichungen (3.9) bis (3.11) können zur Berechnung der Verstärkung verwendet werden. Bei längeren Kristallen müssen die Gleichungen (3.26) bis (3.28) numerisch gelöst werden. Die Abbildung 3.4 zeigt die mit Gleichung (3.33) berechnete Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung für Pumpe-Signal und Pumpe-Idler bei einem BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520$  nm.

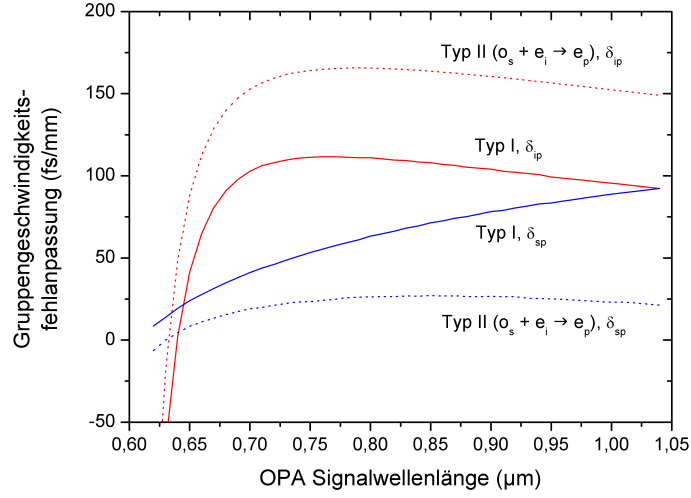
Der Einfluss der GVM zwischen Signal und Idler auf die Bandbreite der Verstärkung lässt sich folgendermaßen erklären. Für eine gegebene Signalfrequenz  $\omega_s$  und für die entsprechende Idlerfrequenz  $\omega_i = \omega_p - \omega_s$  ist perfekte Phasenانpassung gegeben. Wird jetzt die Signalfrequenz auf  $\omega_s + \Delta\omega$  erhöht, dann reduziert sich die Idlerfrequenz auf  $\omega_i - \Delta\omega$ . Die Phasenfehlانpassung lässt sich in erster Näherung ausdrücken als

$$\Delta k \cong -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \Delta\omega + \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \Delta\omega = \left( \frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gs}} \right) \Delta\omega = \delta_{is} \Delta\omega. \quad (3.34)$$

Bei der Annahme großer Verstärkung ist die Halbwertsbreite der Phasenانpassung dann gegeben durch [Cer03]

$$\Delta\nu = \frac{2(\ln 2)^{1/2}}{\pi} \left( \frac{\Gamma}{L} \right)^{1/2} \frac{1}{\left| \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gi}} \right|}. \quad (3.35)$$

Die Gleichung zeigt, dass eine große Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung zwischen Signal und Idler die Phasenانpassungsbandbreite drastisch reduziert.

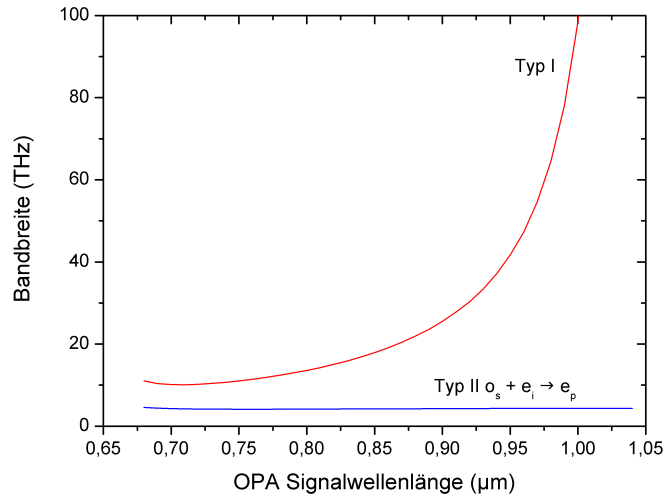


**Abbildung 3.4:** Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung für Pumpe-Signal (blau) und Pumpe-Idler (rot) bei einem BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  für Typ-I-Phasenانpassung (durchgezogene Linie) und Typ II  $o_s + e_i \rightarrow e_p$  Phasenانpassung (gestrichelte Linie).

Eine große Verstärkungsbandbreite kann erreicht werden, wenn bei Typ-I-Phasenانpassung des OPAs die Wellenlängen zum Entartungspunkt hin verschoben werden ( $\omega_s \rightarrow \omega_i$ ) oder wenn die Gruppengeschwindigkeiten von Signal und Idler gleich sind. Im letzten Fall muss die Gleichung (3.34) dann bis zur zweiten Ordnung entwickelt werden. Für die Halbwertsbreite der Phasenانpassung ergibt sich

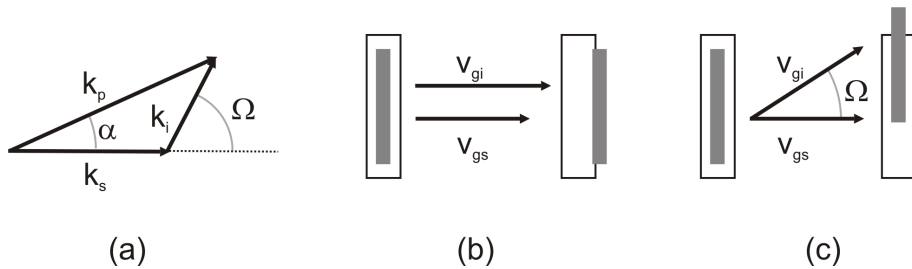
$$\Delta\nu = \frac{2(\ln 2)^{1/4}}{\pi} \left( \frac{\Gamma}{L} \right)^{1/4} \frac{1}{\left| \frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} + \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right|}. \quad (3.36)$$

In Abbildung 3.5 ist die mit Gleichung (3.35) berechnete Phasenانpassungsbandbreite bei einem BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  dargestellt. Dabei ist ersichtlich, dass bei Typ-II-Phasenانpassung die Bandbreite deutlich schmaler ist im Vergleich zur Typ-I-Phasenانpassung und über den gesamten Durchstimmbereich nahezu konstant bleibt. Dies ist z.B. bei spektroskopischen Anwendungen von Vorteil. Demgegenüber kann bei Typ-I-Phasenانpassung und Wellenlängen nahe des Entartungspunktes eine sehr große Bandbreite erreicht werden, was zur Erzeugung möglichst kurzer Pulse notwendig ist.



**Abbildung 3.5:** Phasenanpassungsbandbreite bei einem BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  für Typ-I-Phasenanpassung (rot) und Typ II  $o_s + e_i \rightarrow e_p$  Phasenanpassung (blau). Die Kristalllänge beträgt  $1 \text{ mm}$  und die Pumpintensität  $10 \text{ GW/cm}^2$ .

### 3.4 Nichtkollinearer OPA zur Erzeugung ultrakurzer Pulse



**Abbildung 3.6:** Wellenvektoren von Pumpe, Signal und Idler bei nichtkollinearer Geometrie (a). Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung zwischen Signal und Idler bei kollinear (b) und nichtkollinearer Geometrie (c). Aus [Cer03].

Bei einem OPA mit kollinearer Geometrie wird die Propagationsrichtung im nichtlinearen Kristall so gewählt, dass für eine gegebene Signalwellenlänge die Phasenanpassung  $\Delta k = 0$  erfüllt ist. In diesem Fall sind die Gruppengeschwindigkeiten von Signal und Idler festgelegt und die Phasenanpassungsbandbreite des Prozesses ist durch Gleichung (3.35) gegeben. Werden Pumpe und Signal hingegen unter einem Winkel  $\alpha$  eingestrahlt (Abb. 3.6a), dann wird die Phasenanpassungsbedingung zu



einer Vektorgleichung, wobei für die Projektion auf die Richtungen parallel bzw. senkrecht zum Wellenvektor des Signals gilt:

$$\Delta k_{\parallel} = k_p \cos \alpha - k_s - k_i \cos \Omega = 0, \quad (3.37)$$

$$\Delta k_{\perp} = k_p \sin \alpha - k_i \sin \Omega = 0. \quad (3.38)$$

Wird nun die Signalfrequenz auf  $\omega_s + \Delta\omega$  erhöht, dann reduziert sich die Idlerfrequenz auf  $\omega_i - \Delta\omega$ . Die Phasenfehlانpassung entlang der beiden Richtungen lässt sich in erster Näherung ausdrücken als

$$\Delta k_{\parallel} \cong -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \Delta\omega + \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \cos \Omega \Delta\omega - k_i \sin \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \omega_i} \Delta\omega, \quad (3.39)$$

$$\Delta k_{\perp} \cong \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \sin \Omega \Delta\omega + k_i \cos \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \omega_i} \Delta\omega. \quad (3.40)$$

Um eine breitbandige Phasenanpassung zu erreichen, müssen sowohl  $\Delta k_{\parallel}$  und  $\Delta k_{\perp}$  verschwinden. Durch Multiplikation von Gleichung (3.39) mit  $\cos \Omega$  und Gleichung (3.40) mit  $\sin \Omega$  und anschließender Addition der beiden Ergebnisse ergibt sich

$$\frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} - \cos \Omega \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} = 0. \quad (3.41)$$

Diese Gleichung lässt sich ausdrücken als

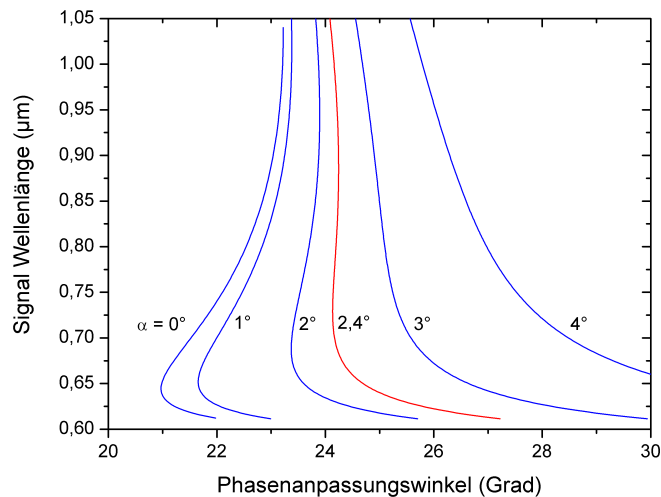
$$v_{gs} = v_{gi} \cos \Omega. \quad (3.42)$$

Diese Gleichung sagt aus, dass eine breitbandige Phasenanpassung für den Winkel  $\Omega$  realisiert werden kann, wenn die Gruppengeschwindigkeit des Signals gleich der Projektion der Gruppengeschwindigkeit des Idlers auf diese Richtung ist. Der Effekt ist in Abbildung 3.6 veranschaulicht. Bei kollinearer Geometrie (Abb. 3.6b) laufen Signal und Idler mit unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit und werden somit schnell voneinander getrennt. Dies führt zu einer Reduzierung der Bandbreite und Verlängerung der Pulse. Demgegenüber bleiben die beiden Pulse bei nichtkollinearer Geometrie (Abb. 3.6c) effektiv überlagert. Die Gleichung (3.42) kann nur erfüllt werden, wenn die Gruppengeschwindigkeiten die Bedingung  $v_{gi} > v_{gs}$  erfüllen. Bei der Typ-I-Phasenanpassung in negativ uniaxialen Kristallen und Pumpwellenlängen im blauen oder grünen Spektralbereich (der OPA wird mit der frequenzverdoppelten Strahlung des Lasers gepumpt) ist dies stets gegeben. Der Winkel  $\alpha$  zwischen Pumpe und Signal, bei dem die breitbandige Phasenanpassung realisiert ist, ist gegeben durch [Cer03]:

$$\alpha = \arcsin \left( \frac{1 - v_{gs}^2/v_{gi}^2}{1 + 2v_{gs}n_s\lambda_i/v_{gi}n_i\lambda_s + n_s^2\lambda_i^2/n_i^2\lambda_s^2} \right)^{1/2}. \quad (3.43)$$

Wenn der Winkel  $\alpha$  zwischen Pumpe und Signal fest eingestellt ist, ergibt sich der Winkel  $\Omega$  zwischen Signal und Idler aus der Phasenanpassungsbedingung (Gleichung (3.38)), d.h. der Idler wird für jede Wellenlänge unter einem anderen Winkel emittiert und weist somit eine Winkeldispersion auf.

Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 3.7 für einen Typ-I BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  der Phasenanpassungswinkel  $\theta_m$  als Funktion der Signalwellenlänge für verschiedene Winkel  $\alpha$  zwischen Pumpe und Signal dargestellt. Die Berechnung wurde mit SNLO durchgeführt. Für die kollineare Geometrie ( $\alpha = 0^\circ$ ) zeigt  $\theta_m$  eine starke Abhängigkeit von der Signalwellenlänge, so dass für eine gegebene Orientierung des Kristalls die Phasenanpassung nur über einen schmalen Wellenlängenbereich realisiert werden kann. Bei Vergrößerung des Winkels  $\alpha$  nimmt die Wellenlängenabhängigkeit von  $\theta_m$  stetig ab, bis der optimale Winkel  $\alpha = 2,4^\circ$  erreicht ist, bei dem gleichzeitig Phasenanpassung über eine sehr große Bandbreite gegeben ist.

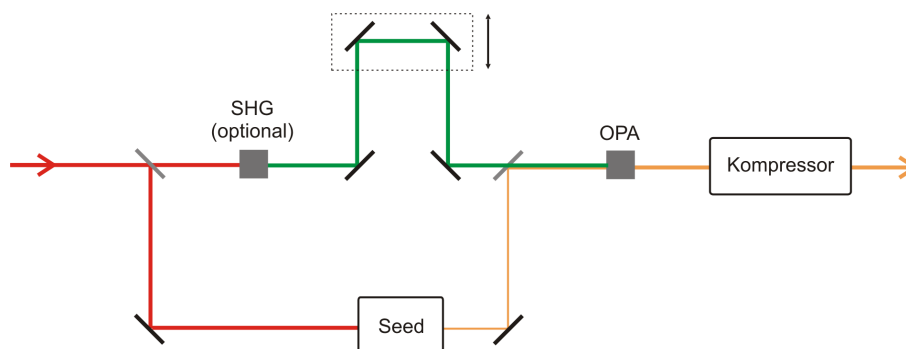


**Abbildung 3.7:** Phasenanpassungskurven für einen nichtkollinearen BBO-OPA mit der Pumpwellenlänge  $\lambda_p = 520 \text{ nm}$  bei verschiedenen Winkeln  $\alpha$  zwischen Pumpe und Signal.

Die nichtkollineare Geometrie wurde erstmalig experimentell bei einem OPO realisiert und es konnten dabei Pulsdauern von 13 fs erreicht werden [Gal95].

### 3.5 Prinzipieller Aufbau eines OPAs

Der prinzipielle Aufbau eines optisch parametrischen Verstärkers ist in Abbildung 3.8 dargestellt.



**Abbildung 3.8:** Allgemeines Schema eines optisch parametrischen Verstärkers. Seed: Weißlichterzeugung, SHG: Frequenzverdopplung, OPA: parametrische Verstärkung.

Als Pump laser für den OPA werden Pikosekunden- oder Femtosekunden-Lasersysteme benötigt, da nur auf diese Weise die erforderlichen hohen Spitzenleistungen erzielt werden können. Meistens kommen Ti:Saphir-Verstärkersysteme zum Einsatz, die bei einer Wellenlänge von 800 nm und einer Repetitionsrate im kHz-Bereich Pulse mit einer Energie bis zu 1 mJ und einer Pulsdauer von etwa 100 fs emittieren.

Ein Teil der Strahlung wird dazu verwendet, den Seed für die parametrische Verstärkung zu erzeugen. Dabei können zwei verschiedene Möglichkeiten ausgenutzt werden: die parametrische Superfluoreszenz [Har67] und die Weißlichterzeugung [Alf70, For83].

Die parametrische Superfluoreszenz entspricht der parametrischen Verstärkung des Vakuumrauschens. Im Teilchenbild lässt sie sich als spontane Zwei-Photonen-Emission von einem virtuellen Niveau beschreiben, welches durch das Pumplicht angeregt wurde. Realisiert wird die optisch parametrische Erzeugung (OPG) durch Fokussierung der Laserstrahlung in einen nichtlinearen Kristall. Der erzeugte Seed kann anschließend in einem zweiten nichtlinearen Kristall parametrisch verstärkt werden. Dieses Verfahren wurde z.B. in [Mar07] in Verbindung mit periodisch-gepolten LiNbO<sub>3</sub>-Kristallen eingesetzt, und ermöglicht eine Seederzeugung mit geringeren Pulsenergien im Vergleich zur Weißlichterzeugung.

Die Weißlichterzeugung wird durch Fokussierung der Laserstrahlung in ein transparentes Material (meistens Saphir) realisiert. Dabei wird das Spektrum durch Selbst-

phasenmodulation verbreitert (siehe Abschnitt 2.1). Diese Beschreibung ist allerdings deutlich vereinfacht dargestellt. Neben der Selbstphasenmodulation spielen auch weitere Effekte wie Self-Steepening, räumlich-zeitliche Fokussierung, Multiphotonenabsorption und Plasmaerzeugung eine entscheidende Rolle. Ein theoretisches Modell, das mit experimentellen Ergebnissen konsistent ist, wird in [Gae00] vorgestellt. Ab einer kritischen Pulsspitzenleistung, die im Bereich einiger MW liegt, führt die Selbstfokussierung zu einer räumlich-zeitlichen Fokussierung des Pulses, und in Verbindung mit dem Self-Steepening bildet sich eine optische Schockfront an der hinteren Pulsflanke aus. Die abrupte Phasenänderung, die mit dieser Schockfront verbunden ist, bewirkt die Erzeugung eines blauverschobenen Podests im Leistungsspektrum, wobei die Cut-Off-Wellenlänge des Podests durch das Einsetzen von Multiphotonenabsorption und Plasmaerzeugung gegeben ist.

Bei bisherigen Arbeiten wurden bisher meist Ti:Saphir-Lasersysteme (800 nm, 100 fs) zur Weißlichterzeugung in Saphir verwendet. Die erforderliche Pulsenergie liegt bei etwa 1  $\mu$ J. Die Energie des generierten Weißlichts beträgt etwa 10 pJ pro nm Bandbreite; es weist ein exzellentes räumliches Strahlprofil und sehr geringe Puls-zu-Puls Energieschwankungen auf. Außerdem hat Saphir eine hohe Wärmeleitfähigkeit und geringe Absorption im UV-Bereich, so dass keine Degradierung des Materials stattfindet.

Anschließend werden der erzeugte Seedstrahl und der Pumpstrahl in einem nichtlinearen Kristall überlagert, wo dann der eigentliche Prozess der parametrischen Verstärkung stattfindet. Als Pumpe kann sowohl die fundamentale Strahlung als auch die frequenzverdoppelte Strahlung des Lasers verwendet werden.

Das verstärkte Signal kann gegebenenfalls in einem zweiten nichtlinearen Kristall weiter verstärkt werden. Der zweistufige Aufbau hat den Vorteil, dass die Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung zwischen Pumpe und Signal, die in der ersten Stufe auftritt, kompensiert werden kann. Außerdem kann die Pumpintensität in den beiden Stufen separat eingestellt werden.

Zum Schluss werden die verstärkten Signal- und Idlerpulse und die übrige Pumpstrahlung voneinander getrennt. Auf Grund der Dispersion, die durch die Saphirplatte, den nichtlinearen Kristall und die übrigen Optiken hervorgerufen wird, sind die verstärkten Pulse im Allgemeinen nicht Fourier-limitiert. Deshalb ist eine Pulskompression erforderlich. Dazu können gewöhnliche Prismenstrecken [Cer97, Wil97a], Kombinationen von Gittern und Prismen [Shi98], Kombinationen von Prismen und dispersiven Spiegeln [Shi99], ausschließlich dispersive Spiegel [Cer99, ZR01, Bau06] oder adaptive Optiken [Zei00, Arm01, Bal02b] verwendet werden.

Im Folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften von optisch parametrischen Verstärkern zusammengefasst.

- Beim OPA können sehr große Verstärkungsfaktoren ( $10^4$  bis  $10^6$ ) bei der Verwendung von kurzen Kristallen (einige mm) erreicht werden.
- OPAs verfügen über eine große Verstärkungsbandbreite. Dieses ermöglicht zum einen die Erzeugung von Pulsen, die über einen weiten spektralen Bereich durchstimmbare sind, und zum anderen die Erzeugung ultrakurzer Pulse mit der Dauer weniger optischer Zyklen. Somit kann eine effiziente Pulsverkürzung in Bezug auf die verwendeten Pumpelaser realisiert werden.
- Im Gegensatz zu klassischen Laserverstärkern gibt es bei der parametrischen Verstärkung keine Energiespeicherung im Medium, d.h. die Verstärkung findet nur während der Zeitdauer des Pumpimpulses statt.
- Da der Prozess der parametrischen Verstärkung durch die Energieerhaltung gekennzeichnet ist, wird die eingestrahlte Pumpenergie vollständig in Signal- und Idlerphotonen umgewandelt, so dass thermo-optische Probleme weitestgehend vernachlässigbar sind.
- Bei ultrakurzen Pulsen enthält die Trägeroszillation unter der Pulsenhüllenden nur noch wenige Schwingungszyklen. Die Phasendifferenz zwischen dem Maximum der Einhüllenden und dem Maximum der Trägerwelle wird als CEO-Phase bezeichnet. Besonders in der extrem nichtlinearen Optik zeigt sich diese Abhängigkeit in vielen verschiedenen Effekten. Bei einem Laseroszillator ändert sich die CEO-Phase im Allgemeinen von Puls zu Puls. Mit einem optisch parametrischen Verstärker kann eine passive Stabilisierung der CEO-Phase realisiert werden, weil die Differenzfrequenzerzeugung dazu führt, dass die CEO-Phase des Idlers automatisch phasenstabil ist, sofern Pumpe und Signal die gleiche CEO-Phase besitzen [Bal02a].

Zum Schluss dieses Kapitels soll noch ein kurzer Überblick über den gegenwärtigen Stand der Technik bei optisch parametrischen Verstärkern gegeben werden.

Durchstimmbare Pulse im NIR-Spektralbereich lassen sich mit einem OPA erzeugen, der mit der fundamentalen Strahlung (800 nm) eines Ti:Saphir-Verstärkersystems gepumpt wird. Als nichtlinearer Kristall wird dabei meistens BBO verwendet. Der Durchstimmbereich beträgt etwa  $1,1 - 1,6 \mu\text{m}$  für das Signal und  $1,6 - 3 \mu\text{m}$  für den Idler; er wird durch die Absorption des Idlers bei Wellenlängen größer  $3 \mu\text{m}$  im nichtlinearen Kristall begrenzt.

Auf diese Weise können Pulsenergien bis zu  $200\ \mu\text{J}$  und Pulsdauern im Bereich von  $30\text{--}50\ \text{fs}$  bei Repetitionsraten von  $1\ \text{kHz}$  erzeugt werden [Nis94, Wil97b].

Kürzlich wurde gezeigt, dass sich das Prinzip der nichtkollinearen Phasenanpassung auch auf den NIR-Spektralbereich ausdehnen lässt, indem geeignete nichtlineare Kristalle verwendet werden. Mit periodisch-gepoltem stöchiometrischen  $\text{LiTaO}_3$  konnten Pulsdauern von  $16\ \text{fs}$  bei  $1,3\ \mu\text{m}$  demonstriert werden [Cir07].

Durchstimmbare Pulse im sichtbaren Spektralbereich lassen sich mit einem OPA erzeugen, der mit der frequenzverdoppelten Strahlung ( $400\ \text{nm}$ ) eines Ti:Saphir-Verstärkersystems gepumpt wird. Auch hier wird als nichtlinearer Kristall üblicherweise BBO verwendet. Der Durchstimmbereich beträgt etwa  $460\text{--}800\ \text{nm}$  für das Signal und  $800\ \text{nm}\text{--}3\ \mu\text{m}$  für den Idler. Die Pulsenergien, die im sichtbaren Spektralbereich erzeugt werden können, sind geringer im Vergleich zum NIR-Spektralbereich, da durch die Frequenzverdopplung weniger Pumpenergie zur Verfügung steht.

Es können heute bei Repetitionsraten von  $1\ \text{kHz}$  mit nichtkollinearer Phasenanpassung durchstimmbare sub- $20\text{-fs}$ -Pulse mit Energien bis zu  $10\ \mu\text{J}$  [Cer97, Wil97a, Pie00] oder ultrakurze Pulse im sub- $6\text{-fs}$ -Bereich [Shi99, ZR01, Bau06] erzeugt werden.

Die kürzeste Pulsdauer, die mit einem NOPA und adaptiver Pulskompression realisiert werden konnte, beträgt  $3,9\ \text{fs}$  [Bal02b].

Die höchste bisher mit einem zweistufigen NOPA erreichte Pulsenergie liegt bei  $310\ \mu\text{J}$  [Tza06]. Diese Pulsenergie ist z.B. ausreichend, um in einem anschließenden Konversionsprozess durchstimmbare Strahlung im VUV-Bereich mit Pulsenergien bis zu  $150\ \text{nJ}$  zu erzeugen.

Bei höheren Repetitionsraten von  $100\ \text{kHz}$  wurden mit optisch parametrischen Verstärkern Pulsenergien bis zu  $750\ \text{nJ}$  bei sub- $20\text{-fs}$ -Pulsen demonstriert [Pie06].

Bislang wurde nur auf die Erzeugung des Signals beim NOPA eingegangen. Der Idler besitzt eine vergleichbare Bandbreite und somit ebenfalls das Potential zur Erzeugung ultrakurzer Pulse. Allerdings weist der Idler wie in Abschnitt 3.4 beschrieben eine Winkeldispersion auf. Durch eine geeignete Kombination aus einem Gitter und Zylinderspiegeln lässt sich dies aber kompensieren, und bei anschließender Kompression mit einer Prismenstrecke konnten auch sub- $10\text{-fs}$ -Pulse im NIR-Spektralbereich erzeugt werden [Shi98, Kob00].

Durchstimmbare Pulse im UV-Bereich lassen sich durch anschließende Frequenzverdopplung oder Summenfrequenzerzeugung generieren. So konnten sub- $30\text{-fs}$ -Pulse mit Pulsenergien größer  $2\ \mu\text{J}$  im Bereich von  $295\text{--}450\ \text{nm}$  demonstriert werden [Koz03].

Eine alternative Methode ist die direkte Erzeugung mittels eines NOPAs, der mit der frequenzverdreifachten Strahlung gepumpt wird. Auf diese Weise wurden durchstimmbare sub-35-fs-Pulse im Bereich von 335–480 nm mit Energien von einigen 100 nJ generiert [Tza03].

Vor kurzem wurde außerdem eine Möglichkeit präsentiert, im NIR-Spektralbereich Pulse einer Dauer weniger Zyklen mit stabiler CEO-Phase zu erzeugen [Man06b]. Dazu wird in einer mit Gas gefüllten Hohlkapillare des Spektrum eines Ti:Saphir-Verstärkersystems durch Selbstphasenmodulation stark verbreitert. Durch einen Differenzfrequenzprozess zwischen den langwelligen und kurzwelligen Anteilen des Spektrums wird dann der Seedpuls bei 1,5  $\mu\text{m}$  generiert, der automatisch phasenstabil ist. Der Seed wird dann in einem zweistufigen OPA verstärkt, der bei der fundamentalen Wellenlänge gepumpt wird. Auf diese Weise können bei einer Repetitionsrate von 1 kHz Pulse mit einer Dauer von 15 fs und einer Energie von 200  $\mu\text{J}$  erzeugt werden [Voz06]. Bei einer deutlich niedrigeren Repetitionsrate von 10 Hz lassen sich Pulse mit einer Dauer von 17 fs und einer Energie von 1,2 mJ [Voz07] erzeugen.

Die bisher vorgestellten Systeme basieren alle auf Ti:Saphir-Verstärkersystemen, so dass die Repetitionsrate auf  $\sim 100$  kHz begrenzt ist. Für viele Anwendungen sind jedoch MHz-Repetitionsraten wünschenswert, um eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses zu erreichen. Neben dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten optisch parametrischen Verstärker wurde vor kurzem auch ein NOPA präsentiert, der mit einem Yb-Faserverstärker gepumpt wird. Damit konnten bei einer Repetitionsrate von 1 MHz durchstimmbare Pulse im Bereich von 700–1500 nm mit einer Pulsenergie von 1  $\mu\text{J}$  generiert werden [And06]. Das Weißlicht wurde in einer photonischen Kristallfaser erzeugt, wobei der Prozess im Wesentlichen auf Solitonenzerfall und Vier-Wellen-Mischung beruht. Dies führt allerdings zu einer geringen Kohärenz des Weißlichts, so dass die Pulse nur auf etwa 250–300 fs komprimiert werden konnten.

Es konnte auch die Erzeugung von 50-fs-Pulsen bei 870 nm demonstriert werden, wobei nur der phasenangepasste nicht-solitonische Anteil des Weißlichts als Seed für den parametrischen Verstärker verwendet wurde [Agu07].

Um Femtosekunden-Pulse mit Energien im Bereich mehrerer Millijoule zu erzeugen, wird das Verfahren der optisch parametrischen Verstärkung mit gestreckten Pulsen (*optical parametric chirped pulse amplification*, OPCPA) [Dub92] angewandt. Dabei wird ein breitbandiger Ti:Saphir-Seedlaser verwendet, der Pulse im sub-10-fs-Bereich emittiert. Die Pulse werden zeitlich auf einige 10 ps gestreckt, in mehreren nichtlinearen Kristallen parametrisch verstärkt und anschließend wieder komprimiert. Der

Seedlaser und der Pumplaser werden dabei elektronisch [Wit05] oder optisch [Tei05] miteinander synchronisiert.

Mit diesem Verfahren wurde die Erzeugung von 6,4-fs-Pulsen mit einer Pulsenergie von 1,5 mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz demonstriert [Ada07]. Bei einer deutlich geringeren Repetitionsrate von 10 Hz lassen sich sub-10-fs-Pulse mit Energien von 80 mJ erzielen, was einer Pulsspitzenleistung von 10 TW entspricht [Tav07].



## Kapitel 4

# Erzeugung weit durchstimmbarer Femtosekundenpulse mit einem optisch parametrischen Verstärker

In diesem Kapitel wird die Erzeugung weit durchstimmbarer Femtosekundenpulse mit einem optisch parametrischen Verstärker bei einer Repetitionsrate von 1 MHz beschrieben. Das Kapitel ist folgendermaßen gegliedert: In Abschnitt 4.1 wird der Yb:KYW-Laser vorgestellt, der als Pumpquelle für den OPA verwendet wird. In Abschnitt 4.2 wird der Aufbau des OPAs beschrieben und in Abschnitt 4.3 werden schließlich die erzielten Ergebnisse vorgestellt.

### 4.1 Yb:KYW-Laser mit Cavity-Dumping

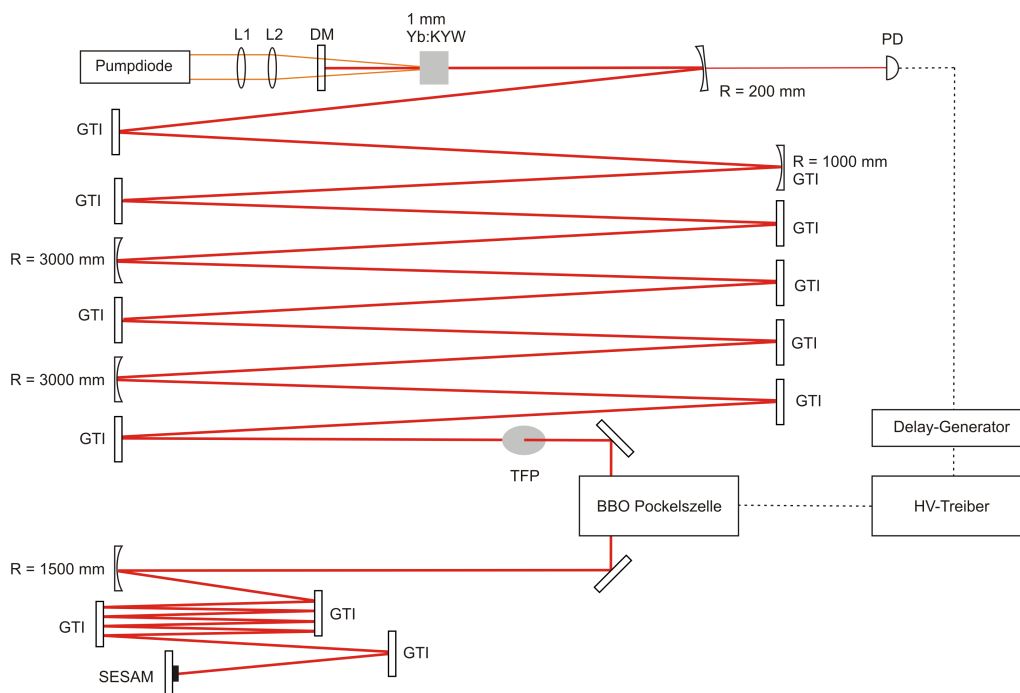
Als Pumplaser für den optisch parametrischen Verstärker wird ein diodengepumpter, passiv modengekoppelter Yb:KYW-Laser mit elektro-optischem Cavity-Dumping verwendet [Kil05a, Kil05c]. Der schematische Aufbau des Lasers ist in der Abbildung 4.1 dargestellt.

Als laseraktives Material dient ein 1 mm langer Yb:KYW-Kristall; die Dotierung des Kristalls mit  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen beträgt 5 %, und die Endflächen sind für den Wellenlängenbereich von 980–1050 nm antireflexbeschichtet. Der Kristall wird in der  $N_g$ -geschnittenen Geometrie verwendet, so dass die Polarisation des Lasers entlang der  $N_p$ -Achse (kristallographische b-Achse) ausgerichtet ist. Die Kühlung des Kristalls erfolgt mit einem Peltier-Element, wobei die Temperatur am Kristallhalter etwa 15 °C beträgt. Als Pumpdiode wird ein kollimierter Diodenbarren<sup>1</sup> verwendet, der

---

<sup>1</sup>LIMO, HLU20C10x2-981

eine Leistung bis zu 35 W bei einer Zentralwellenlänge von 981 nm und einer spektralen Breite von etwa 3,2 nm liefert. Beim Laserbetrieb wird typischerweise eine Pumpleistung von 18 W benutzt, von der ungefähr die Hälfte absorbiert wird. Das Pumplicht wird mit einer achromatischen Linse (L1,  $f = 30$  mm) und einer Zylinderlinse (L2,  $f = 100$  mm in sagittaler Ebene) in den Kristall fokussiert, wobei ein fast runder Pumpquerschnitt mit einem Durchmesser von etwa 300  $\mu\text{m}$  erreicht wird. Der Laserresonator ist in einer quasi endgepumpten Geometrie aufgebaut und hat eine Länge von 8,8 m, was einer Repetitionsrate von  $f_{\text{rep}} = 17$  MHz entspricht. Die passive Modenkopplung wird mit einem sättigbaren Halbleiter-Absorberspiegel<sup>2</sup> (SESAM) realisiert.



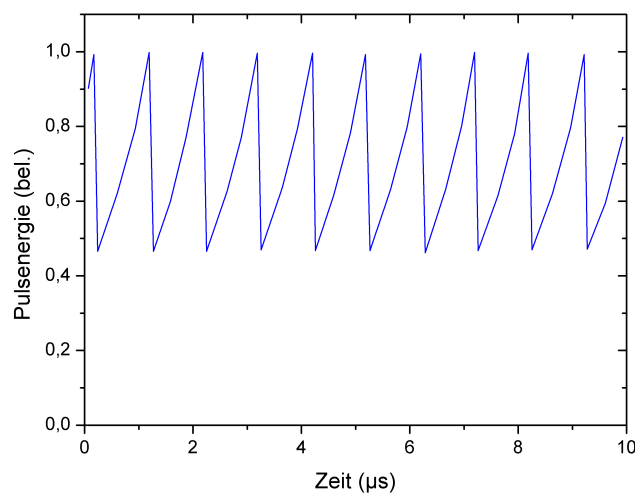
**Abbildung 4.1:** Skizze des Yb:KYW-Lasers mit Cavity-Dumping. L1: achromatische Linse, L2: Zylinderlinse, DM: dichroitischer Pumpspiegel, GTI: dispersiver Spiegel, SESAM: sättigbarer Halbleiter-Absorberspiegel, TFP: Dünnschichtpolarisator, PD: Photodiode.

Der Laser wird im negativen Dispersionsbereich betrieben, um den solitären Betrieb zu ermöglichen. Die dazu erforderliche negative Dispersion wird durch dispersive Spiegel<sup>3</sup> (Gires-Tournois interferometer, GTI) bereitgestellt, die jeweils eine Dispersion von  $-500 \text{ fs}^2$  aufweisen. Die Berechnung der erforderlichen Dispersion erfolgt mit der Gleichung (2.10), wobei für die mittlere resonatorinterne Puls-

<sup>2</sup>HighQ Laser, HQL 45A

<sup>3</sup>Design: Uwe Morgner, Herstellung: Nanolayers

energie  $W = 2,5 \mu\text{J}$ , für die Pulsdauer  $\tau = 340 \text{ fs}$  und für die Nichtlinearität  $\Phi \approx 6,39 \cdot 10^{-8} \text{ W}^{-1}$  (1 mm langer Yb:KYW-Kristall, Strahldurchmesser  $240 \mu\text{m}$  und 36 mm lange BBO-Pockelszelle, Strahldurchmesser 1,5 mm) angenommen wird. Die notwendige Dispersion für die Ausbildung eines Solitons der angestrebten Pulsdauer ist  $D \approx -15400 \text{ fs}^2$ . Bei Berücksichtigung der Dispersion des Yb:KYW-Kristalls und der Pockelszelle ( $\sim 3500 \text{ fs}^2$ ) ergibt sich eine gesamte Dispersion von  $D \approx -18900 \text{ fs}^2$ , welche durch die Spiegel bereitgestellt werden muss. Die Abweichung des berechneten Wertes von der experimentell realisierten Dispersion ( $-18000 \text{ fs}^2$ ) ist auf Abweichungen beim berechneten Strahldurchmesser und beim nichtlinearen Brechungsindex zurückzuführen.



**Abbildung 4.2:** Relaxationstransient der resonatorinternen Pulsenergie bei einer Dumpingfrequenz von 1 MHz.

Das Cavity-Dumping wird mit einer Kombination aus einer 36 mm langen BBO-Pockelszelle<sup>4</sup> und einen Dünnschichtpolarisator (*thin film polarizer*, TFP) realisiert. Der Pockelszellentreiber<sup>5</sup> liefert bei der Dumpingfrequenz  $f_{\text{dump}} = 1 \text{ MHz}$  eine Spannung bis zu 1,5 kV. Mit einer schnellen Photodiode wird das für die Synchronisation erforderliche Triggersignal detektiert. Wird nun eine Hochspannung an den BBO-Kristall angelegt, dann wird im Kristall eine Doppelbrechung induziert. Die Polarisierung des Lasers wird elliptisch und ein signifikanter Anteil der resonatorinternen Pulsenergie ( $\sim 50\%$ ) wird am TFP aus dem Resonator ausgekoppelt. Ein typischer Relaxationstransient ist in der Abbildung 4.2 dargestellt. Das Verhältnis zwischen

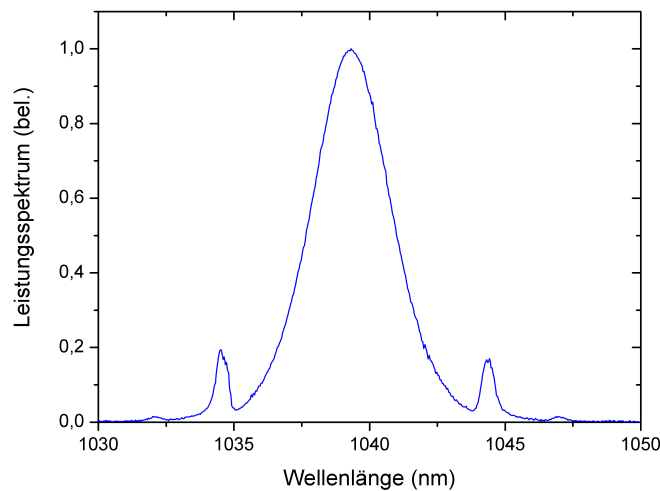
<sup>4</sup>Cleveland Crystals, LightGate 3

<sup>5</sup>Bergmann Messgeräte Entwicklung

dem ausgekoppeltem Puls und den Nachfolgepulsen ist bei Verwendung von zwei hintereinander angeordneten Dünnschichtpolarisatoren besser als 1:2000.

Der Laser ist auf einer  $90\text{ cm} \times 50\text{ cm}$  großen temperaturstabilisierten Aluminiumplatte aufgebaut und mit einem stabilen abgedichteten Gehäuse versehen, welches mit Trockenluft gespült werden kann.

Bei der Dumpingfrequenz  $f_{\text{dump}} = 1\text{ MHz}$  emittiert der Laser Pulse mit einer Energie von  $1,2\text{ }\mu\text{J}$ . Die Zentralwellenlänge liegt bei  $\lambda = 1040\text{ nm}$  und die spektrale Breite beträgt  $\Delta\lambda = 3,4\text{ nm}$ . Das Leistungsspektrum des Lasers ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Im Spektrum sind klar die Kelly-Seitenbänder zu erkennen, die durch die Interferenz zwischen dem Puls und dem dispersiven Kontinuum, welches durch die periodische Störung des Solitons entsteht, hervorgerufen werden [Kel92]. Die Pulsdauer wurde mit einem hintergrundfreien Intensitätsautokorrelator gemessen und beträgt  $\tau_{\text{FWHM}} = 340\text{ fs}$ , woraus eine Pulsspitzenleistung von ungefähr  $3\text{ MW}$  resultiert. Das Zeit-Bandbreite-Produkt von  $0,32$  impliziert nahezu Fourier-limitierte Pulse. Der Laser zeigt ein äußerst geringes rms-Rauschen der Pulsenergie kleiner  $0,5\%$  und weist eine exzellente Langzeitstabilität auf.

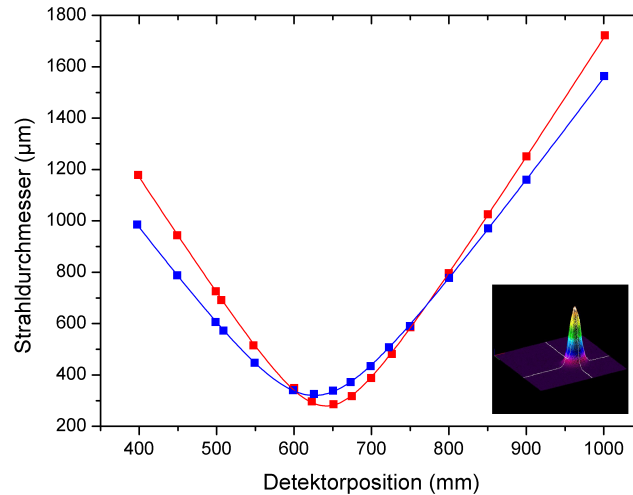


**Abbildung 4.3:** Leistungsspektrum des Yb:KYW-Lasers. Die spektrale Breite beträgt  $3,4\text{ nm}$ .

Mit einem kommerziellen Strahlanalysator<sup>6</sup> wurde eine  $M^2$ -Messung durchgeführt. Dazu wird der Laserstrahl mit einer Linse leicht fokussiert und der Strahlradius wird an verschiedenen Positionen mit einer CCD-Kamera vermessen. In der Abbildung 4.4

<sup>6</sup>Spiricon,  $M^2$ -200

ist das Ergebnis dieser Messung in horizontaler (rot) und vertikaler (blau) Richtung dargestellt. Der Fit ergibt für beide Richtungen einen Wert  $M^2 < 1,1$ , was einem nahezu beugungsbegrenzt fokussierbaren Strahl entspricht.



**Abbildung 4.4:**  $M^2$ -Messung in horizontaler (rot) und vertikaler (blau) Richtung. Die Messung ergibt für beide Richtungen einen Wert  $M^2 < 1,1$ . In der Abbildung ist außerdem die Aufnahme des räumlichen Strahlprofils mit einer CCD-Kamera zu sehen.

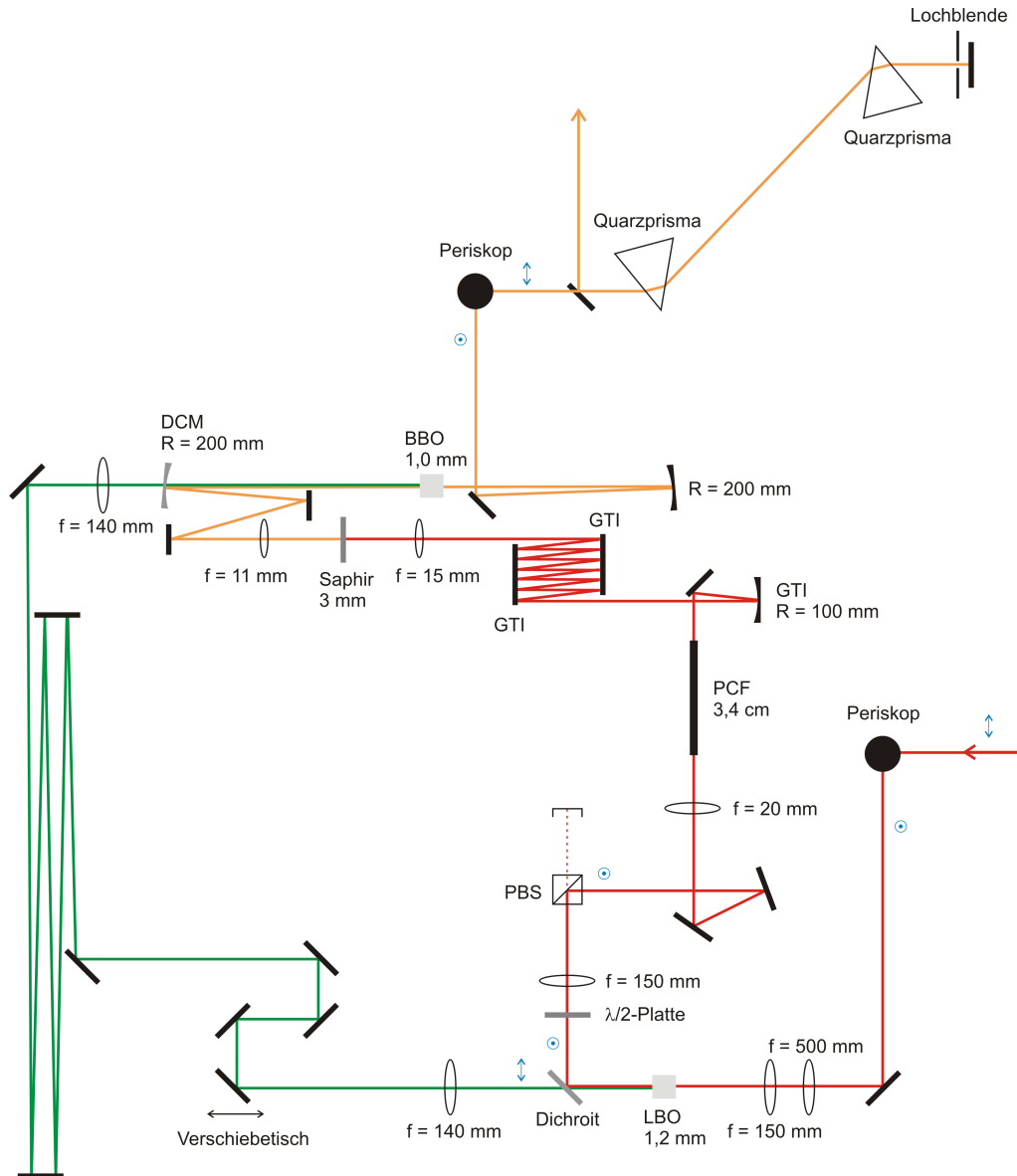
## 4.2 Aufbau des OPAs

Der schematische Aufbau des optisch parametrischen Verstärkers ist in der Abbildung 4.5 dargestellt.

Die Strahlung des Yb:KYW-Lasers wird zunächst mit einem 1,2 mm langen LBO Kristall<sup>7</sup>, der für Typ-I-Phasenanpassung geschnitten ist, verdoppelt. LBO wurde wegen seines geringen räumlichen Walk-Offs ausgewählt. Die Fokussierung erfolgt mit zwei Linsen ( $f = 500$  mm und  $f = 150$  mm), und der Durchmesser des Laserstrahls im Kristall liegt bei etwa  $110 \mu\text{m}$ . Bei der Frequenzverdopplung wird eine Konversionseffizienz von fast 50 % erreicht.

Anschließend werden die frequenzverdoppelte und die übrige fundamentale Strahlung mit einem dichroitischen Strahlteiler voneinander getrennt. Das grüne Licht steht als Pumplicht für den parametrischen Prozess zur Verfügung, während die

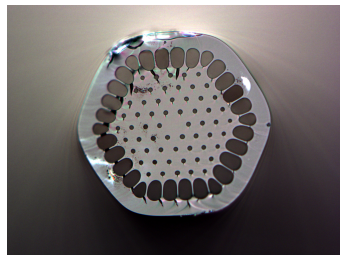
<sup>7</sup>Lithiumtriborat,  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , Schnittwinkel:  $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 13,1^\circ$



**Abbildung 4.5:** Aufbau des optisch parametrischen Verstärkers. PBS: Polarisationsstrahlteilerwürfel, PCF: photonische Kristallfaser, GTI: dispersiver Spiegel, DCM: breitbandiger dispersiver Spiegel, hoch transmittierend für die Pumpwellenlänge. Die jeweilige Polarisation der Strahlung ist durch die blauen Pfeile (p-polarisiert) bzw. Punkte (s-polarisiert) gekennzeichnet.

infrarote Strahlung zur Erzeugung des Weißlichtseeds verwendet wird. Die spektrale Breite der infraroten Strahlung wird bei der Frequenzverdopplung leicht auf 2,9 nm reduziert, woraus eine Fourier-limitierte Pulsdauer von 390 fs resultiert. Die Pulsenergie beträgt 600 nJ und die Pulsspitzenleistung ist 1,3 MW. Allerdings sind diese Parameter nicht ausreichend, um direkt in einer Saphirplatte Weißlicht zu erzeugen. Deshalb ist es erforderlich, die Pulsspitzenleistung durch ein nichtlineares Pulskompressionsschema zu erhöhen.

Das Spektrum wird dazu durch Selbstphasenmodulation in einer 3,4 cm langen photonischen Kristallfaser<sup>8</sup> verbreitert. In Abbildung 4.6 ist eine Mikroskopaufnahme der verwendeten Faser dargestellt. Die Faser hat eine numerische Apertur von 0,09 und der Modenfelddurchmesser beträgt etwa 16  $\mu\text{m}$ . Die Pulsenergie, die in die Faser eingekoppelt wird, kann mit einer  $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel eingestellt werden. Anschließend werden dispersive Spiegel<sup>9</sup> verwendet, um den Chirp des Pulses zu kompensieren. Die Spiegel weisen eine Dispersion von  $-300 \text{ fs}^2$  auf; insgesamt werden 13 Reflexionen benötigt, um den Puls zu komprimieren. Die Pulsenergie hinter der Faser beträgt typischerweise 250 nJ.



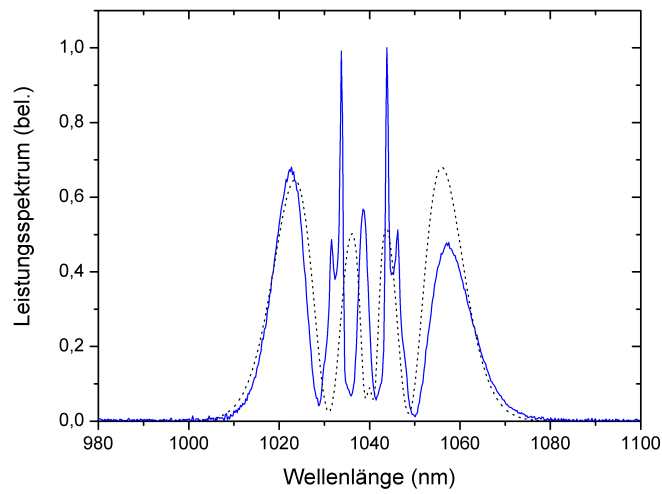
**Abbildung 4.6:** Mikroskopaufnahme der photonischen Kristallfaser, die zur spektralen Verbreiterung verwendet wird.

Mit einem Split-Step-Fourier Algorithmus [Agr01] wird der Prozess der Pulskompression berechnet. Dabei werden Selbstphasenmodulation, Self-Steepening und Dispersion der Faser sowie die Dispersion der Spiegel berücksichtigt. Die Abbildung 4.7 zeigt das gemessene Spektrum hinter der photonischen Kristallfaser (blaue durchgezogene Linie) und das berechnete Spektrum (schwarze gestrichelte Linie). Der rekonstruierte Puls ist dann in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Pulsdauer beträgt etwa 50 fs und die Pulsspitzenleistung erreicht 4 MW.

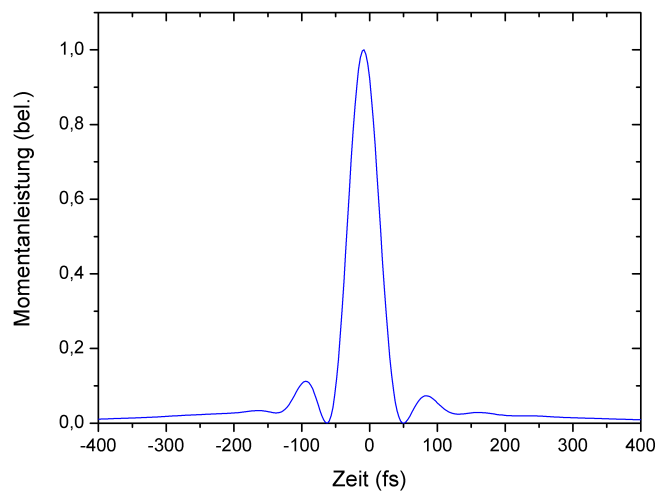
Diese Parameter sind ausreichend, um ein stabiles Weißlichtfilament in Saphir zu generieren (Abb. 4.9). Um einen hinreichend kleinen Fokus zu erzeugen, wird die infrarote Strahlung mit einer Asphäre ( $f = 15 \text{ mm}$ ) in eine 3 mm dicke Saphirplatte

<sup>8</sup>Institut für Physikalische Hochtechnologie e.V., Jena

<sup>9</sup>Design: Uwe Morgner, Herstellung: Nanolayers



**Abbildung 4.7:** Leistungsspektrum nach spektraler Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation in der photonischen Kristallfaser. Blaue durchgezogene Linie: gemessenes Spektrum, schwarze gestrichelte Linie: berechnetes Spektrum. Die scharfen Strukturen neben der Mitte des Spektrums werden durch die Kelly-Seitenbänder hervorgerufen, die nicht durch die Selbstphasenmodulation beeinflusst werden.



**Abbildung 4.8:** Berechnete Momentanleistung des Pulses nach der Kompression. Die Pulsdauer beträgt etwa 50 fs.



fokussiert. Mit einer weiteren Asphäre ( $f = 11$  mm) wird das Weißlicht wieder kollimiert. Der kurzwellige Bereich des Weißlichtkontinuums von 600–900 nm wird als Seed für den OPA verwendet. Das Spektrum ist in diesem Spektralbereich relativ glatt und zeigt keine starken Modulationen (Abb. 4.11), und die mittlere Leistung des Weißlichts beträgt ungefähr 5 mW. Die räumliche Mode des Weißlichtkontinuums ist nahezu gaußförmig.



**Abbildung 4.9:** Foto vom erzeugten Weißlicht.

Der OPA ist in der kollinearen Geometrie aufgebaut. Der Pumpstrahl und der Seedstrahl werden mit einem breitbandigen dispersiven Spiegel<sup>10</sup> (*double-chirped mirror*, DCM) kombiniert, der für die Pumpwellenlänge von 520 nm hoch transmittierend ist. Die Fokussierung des Weißlichts erfolgt mit diesem Spiegel ( $R = 200$  mm), das grüne Pumplicht wird mit einer achromatischen Linse ( $f = 140$  mm) durch diesen Spiegel hindurch in den BBO-Kristall fokussiert. Der zeitliche Überlapp zwischen den beiden Pulsen lässt sich mit einem Verschiebetisch einstellen.

Als nichtlinearer Kristall für die parametrische Verstärkung wird ein 1 mm langer BBO-Kristall<sup>11</sup> verwendet, der für Typ-I-Phasen Anpassung geschnitten ist, d.h. die Polarisation der Pumpstrahlung ist außerordentlich, während Signal- und Idlerstrahlung ordentlich polarisiert sind. Der Durchmesser des Seedstrahls im Fokus beträgt etwa 50  $\mu\text{m}$ , der Durchmesser des Pumpstrahls ist geringfügig größer. Das verstärkte Signal wird anschließend mit einem sphärischen Silberspiegel ( $R = 200$  mm) wieder kollimiert.

Für die experimentelle Umsetzung der parametrischen Verstärkung müssen drei Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein: räumlicher und zeitlicher Überlapp der Pump- und Seedpulse sowie richtige Orientierung der Kristallachse. Bei der Justage ist es möglich, die drei Parameter unabhängig voneinander einzustellen.

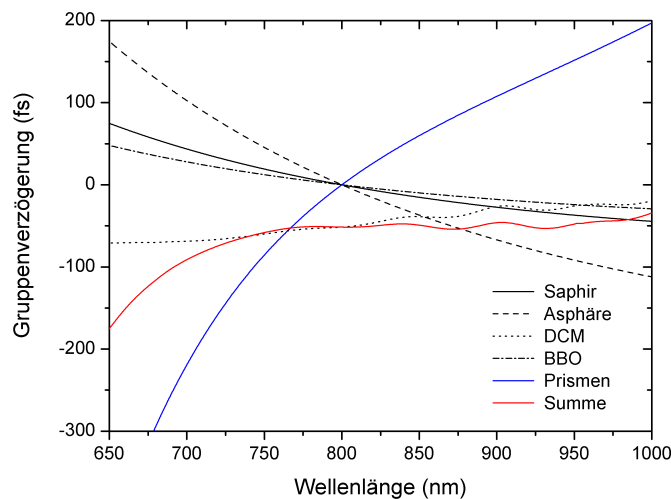
Durch Einsatz einer Lochblende mit 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser an Stelle des BBO-Kristalls lässt sich der räumliche Überlapp einstellen. Der zeitliche Überlapp lässt sich bestimmen, indem bei niedriger Leistung, wenn noch keine spektrale Verbreiterung in

<sup>10</sup>Nanolayers, DCM Green

<sup>11</sup>Beta-Bariumborat,  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, Schnittwinkel:  $\theta = 25^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$

der photonischen Kristallfaser erfolgt, die infrarote Seedstrahlung im BBO-Kristall verdoppelt und mit der grünen Pumpstrahlung überlagert wird. Beim richtigen zeitlichen Überlapp kann dann Interferenz zwischen den beiden grünen Pulsen beobachtet werden kann. Zur Bestimmung der richtigen Kristallorientierung wird zunächst der benötigte Phasenanpassungswinkel berechnet, z.B.  $22,5^\circ$  für 800 nm (Abb. 3.3). Dieser ist gleich dem Phasenanpassungswinkel für die Frequenzverdopplung von 1085 nm; der BBO-Kristall wird somit gedreht, bis dieser Anteil des Weißlichtkontinuums verdoppelt wird.

Die verstärkten Signalpulse sind auf Grund der Propagation durch die verschiedenen optischen Komponenten im OPA gechirpt. Um Fourier-limitierte Pulse zu erhalten, ist eine anschließende Pulskompression erforderlich. Diese wird mit einer Prismensequenz realisiert, die aus zwei Quarz-Prismen mit einem Apexabstand von 50 cm besteht. Die Quarzprismen sind im Brewsterwinkel für 800 nm geschnitten. Die Abbildung 4.10 zeigt die berechnete Gruppenverzögerung der einzelnen Spektralanteile im OPA. Der Beitrag des Prismenkompressors ist blau dargestellt, die Beiträge der übrigen Komponenten (Saphirplatte, Asphäre, DCM, BBO-Kristall) schwarz. Die rote Kurve ist die Summe aus den einzelnen Beiträgen und weist einen annähernd konstanten Verlauf auf.



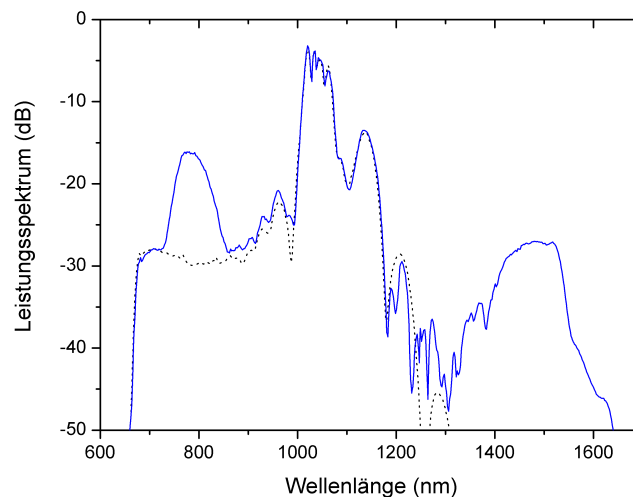
**Abbildung 4.10:** Gruppenverzögerung der einzelnen Spektralanteile im OPA. Die Summe aus den einzelnen optischen Komponenten ist rot gekennzeichnet und zeigt einen annähernd konstanten Verlauf.

Vor der Prismenstrecke wird die Polarisation mit einem Periskop gedreht, um p-polarisierte Strahlung zu erhalten. Hinter dem zweiten Prisma ist eine verschiebbare Lochblende platziert, mit der die unerwünschten Spektralkomponenten, wie

z.B. die restliche Pumpstrahlung, abgeblockt werden. Der Abstand zwischen dem BBO-Kristall und dem sphärischen Silberspiegel wird so eingestellt, dass sich der Fokus des Strahls an der Position der Lochblende befindet.

### 4.3 Ergebnisse

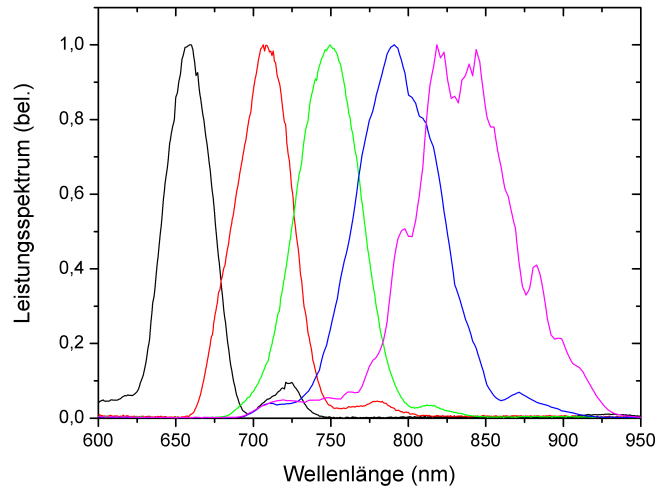
In Abbildung 4.11 ist das Spektrum des generierten Weißlichtseeds (schwarze gestrichelte Linie) dargestellt. Wird nun das grüne Pumplicht in den BBO-Kristall eingestrahlt, dann wird das Weißlicht signifikant verstärkt. Das verstärkte Signal bei 800 nm und der Idler bei 1,5  $\mu\text{m}$  (blaue durchgezogene Linie) sind in der Abbildung 4.11 zu erkennen.



**Abbildung 4.11:** Schwarze gestrichelte Linie: Leistungsspektrum des generierten Weißlichts ohne Verstärkung, blaue durchgezogene Linie: verstärktes Weißlicht mit Signal bei 800 nm und Idler bei 1,5  $\mu\text{m}$ .

Die Signalwellenlänge lässt sich einfach durchstimmen, indem der Phasenanpassungswinkel des BBO-Kristalls variiert und der zeitliche Überlapp mit dem Verschiebetisch nachjustiert wird. Der Durchstimmbereich ist in Abbildung 4.12 zu erkennen. Zu kürzeren Wellenlängen hin ist der Durchstimmbereich durch die Phasenanpassung im BBO-Kristall begrenzt, die bei Wellenlängen unterhalb 620 nm nicht mehr möglich ist. Außerdem erstreckt sich auch das Weißlichtspektrum nicht wesentlich weiter zu kürzeren Wellenlängen. Zu den größeren Wellenlängen hin ist der Durchstimmbereich durch die Reflektivität der verwendeten Spiegel begrenzt, die nicht die gesamte Bandbreite des Weißlichts unterstützen. Im Prinzip lässt sich das Signal

aber bis zum Entartungspunkt bei 1040 nm durchstimmen. In den Abschnitten 6.2 und 6.3 werden später auch Messungen vorgestellt, bei denen die Idlerwellenlänge auf etwa 1,1  $\mu\text{m}$  eingestellt war, was einer Signalwellenlänge von etwa 950 nm entspricht.



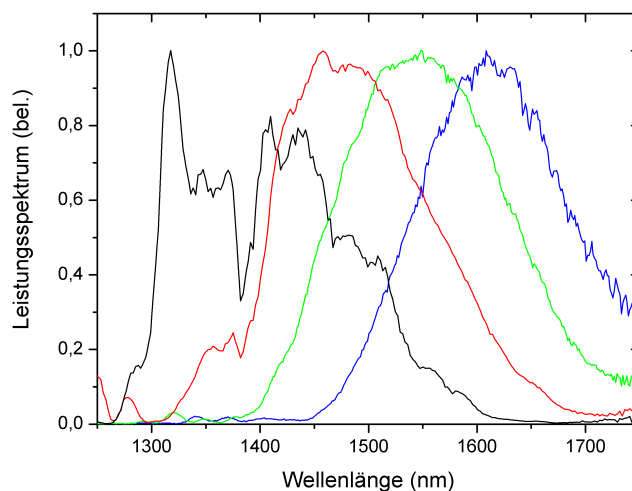
**Abbildung 4.12:** Durchstimmbereich des Signals von 650 bis 850 nm.

Die Leistung des Signals hinter der Prismensequenz ist für den gesamten Durchstimmbereich größer als 30 mW. Auf Grund der Energieaufteilung zwischen Signal- und Idlerphotonen ist bei kürzeren Wellenlängen eigentlich eine höhere Leistung zu erwarten. Allerdings ist in Abbildung 4.12 zu erkennen, dass die spektrale Breite des Signals mit kürzeren Wellenlängen abnimmt und somit auch die Leistung des verstärkten Signals. In diesem Fall scheinen sich die beiden Effekte annähernd aufzuheben.

In Abschnitt 3.2 wurde gezeigt, dass die parametrische Verstärkung exponentiell mit der Kristalllänge anwächst. Der 1 mm lange BBO-Kristall wurde deshalb durch einen 2 mm langen Kristall ersetzt. Allerdings konnte keine höhere Leistung gemessen werden. Der räumliche Walk-Off zwischen Pumpe und Signal, der mit SNLO zu 50  $\mu\text{m}/\text{mm}$  berechnet wurde, ist in der vorliegenden Geometrie der begrenzende Faktor. Die Gruppengeschwindigkeitsfehlانpassung zwischen Pumpe und Signal spielt bei diesen Kristalllängen noch keine Rolle. Mit  $\delta_{sp} = 63 \text{ fs}/\text{mm}$  und  $\delta_{ip} = 111 \text{ fs}/\text{mm}$  und einer Dauer des Pumpimpulses von 340 fs beträgt die Strecke, nach welcher der Idlerpuls vom Pumpimpuls separiert ist, etwa 3 mm (Gleichung (3.32)).

In Abbildung 4.13 ist der Durchstimmbereich des Idlers dargestellt. Wie oben beschrieben ist der Durchstimmbereich zu kürzeren Wellenlängen hin durch die Re-

fektivität der Spiegel begrenzt. Zu den längeren Wellenlängen ist die Detektion durch das verwendete Spektrometer<sup>12</sup> limitiert. Theoretisch lässt sich der Idler bis zu  $2,5\ \mu\text{m}$  durchstimmen, was einem Signal bei  $620\ \text{nm}$  entspricht. Die Leistung des Idlers hinter der Prismensequenz fällt von  $12,9$  auf  $5,8\ \text{mW}$  ab, wenn die Wellenlänge von  $1,35$  nach  $1,6\ \mu\text{m}$  durchgestimmt wird.



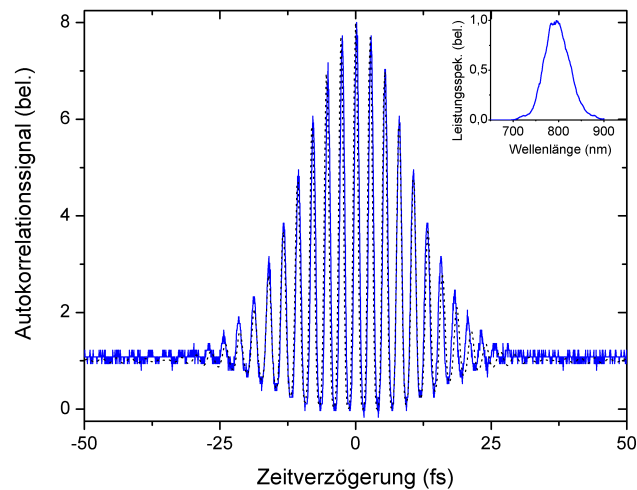
**Abbildung 4.13:** Durchstimmbereich des Idlers von  $1,4$  bis  $1,6\ \mu\text{m}$ . Die Spektren bei längeren Wellenlängen können nicht mehr mit dem verwendeten Spektrometer detektiert werden.

Der Prozess der parametrischen Verstärkung wurde mit der frei verfügbaren Software SNLO berechnet. Die Berechnung beinhaltet GVM, lässt aber den räumlichen Walk-Off unberücksichtigt. Die verwendeten Parameter sind  $500\ \text{nJ}$  Pulsenergie und  $340\ \text{fs}$  Pulsdauer für den Pumpimpuls sowie  $1\ \text{nJ}$  und  $50\ \text{fs}$  für den Seedimpuls. Für den Durchmesser des Seedstrahls im Fokus wird  $50\ \mu\text{m}$  und für den Durchmesser des Pumpstrahls  $60\ \mu\text{m}$  angenommen. Die Berechnung ergibt für das Signal eine Pulsenergie von  $29\ \text{nJ}$  und für den Idler eine Pulsenergie von  $15\ \text{nJ}$ . Die gemessene Pulsenergie von Signal- und Idlerpulsen stimmt unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten bei den einzelnen Parametern gut mit der berechneten Pulsenergie überein. Der OPA ist anscheinend gut justiert, und bei der verfügbaren Pumpleistung kann keine höhere Energie erzielt werden.

Die Pulsdauer des verstärkten Signals wurde mit einem interferometrischen Autokorrelator gemessen. In Abbildung 4.14 ist eine typische Autokorrelation zu sehen, das zugehörige Leistungsspektrum bei einer Zentralwellenlänge von  $800\ \text{nm}$  ist im

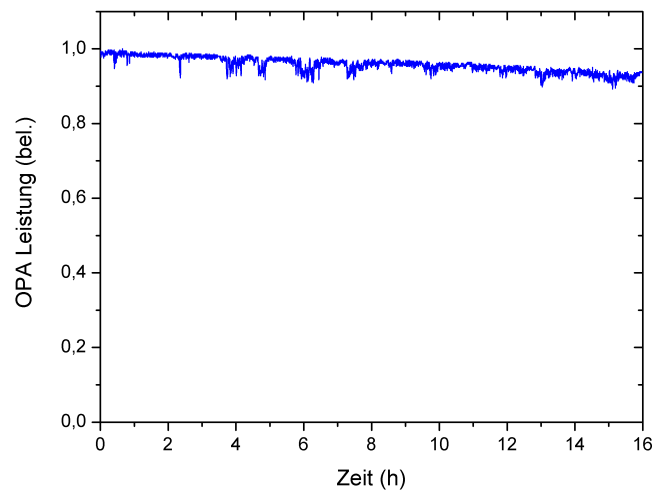
<sup>12</sup>ANDO, AQ-6315A

Inset dargestellt. Die spektrale Bandbreite des Signals beträgt 65 nm, woraus eine Fourier-limitierte Pulsdauer von 14 fs resultiert. Die interferometrische Autokorrelation wurde außerdem berechnet, wobei die Propagation des Fourier-limitierten Pulses durch die optischen Komponenten (Saphirplatte, Asphäre, DCM, BBO-Kristall, Prismenstrecke) berücksichtigt wurde. In der Abbildung 4.14 ist das Ergebnis der Berechnung durch die schwarze gestrichelte Linie dargestellt. Die resultierende Pulsdauer beträgt 16 fs. Mit einer Pulsenergie von 30 nJ ergibt sich eine Pulspitzenleistung von 2 MW.



**Abbildung 4.14:** Interferometrische Autokorrelation des Signals bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm. Blaue durchgezogene Linie: gemessene Autokorrelation, schwarze gestrichelte Linie: berechnete Autokorrelation. Die resultierende Pulsdauer beträgt 16 fs. Das zugehörige Leistungsspektrum mit einer spektralen Breite von 65 nm ist im Inset dargestellt.

Der optisch parametrische Verstärker zeigt ein sehr geringes rms-Rauschen der Pulsenergie kleiner 1 %, was ein exzellenter Wert ist verglichen mit OPAs, die im kHz-Bereich betrieben werden. Dort treten häufig Energieschwankungen von mehreren Prozent auf [Cer97, Wil97a]. Dies im Wesentlichen auf das geringe Rauschen des verwendeten Yb:KYW-Pumplasers zurückzuführen. Darüber hinaus ist auch eine gute Langzeitstabilität gegeben. In Abbildung 4.15 ist die Messung der Leistung des Signals über einen Zeitraum von 16 Stunden dargestellt; der Drift der Leistung ist kleiner 10 % und wird wahrscheinlich durch Schwankungen der Labortemperatur hervorgerufen.



**Abbildung 4.15:** Messung der Langzeitstabilität des optisch parametrischen Verstärkers über einen Zeitraum von 16 Stunden.

## 4.4 Schlussfolgerung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal ein optisch parametrischer Verstärker aufgebaut, der direkt mit einem Femtosekunden-Laseroszillator gepumpt wird [Kil06]. Dadurch wurde ein einfacher und kostengünstiger Aufbau im Vergleich zu konventionellen OPAs realisiert, die mit Verstärkersystemen gepumpt werden. Außerdem konnte auf diese Weise erstmalig eine Repetitionsrate von 1 MHz realisiert werden. Für viele Anwendungen sind MHz-Repetitionsraten vorteilhaft, da auf diese Weise eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses erzielt werden kann. Der optisch parametrische Verstärker emittiert Pulse mit einer Dauer von 16 fs und einer Pulsspitzenleistung von 2 MW. Die Wellenlänge ist über einen weiten Spektralbereich von 650 bis 850 nm für das Signal und 1,4 bis 2,5  $\mu\text{m}$  für den Idler durchstimmbare. Mit diesen Parametern ist der OPA eine vielseitige Laserquelle für Anwendungen in der Spektroskopie oder nichtlinearen Mikroskopie und stellt eine interessante, kostengünstige Alternative zu traditionellen OPAs dar, die auf Ti:Saphir-Technologie basieren.





## Kapitel 5

# Erzeugung ultrakurzer Pulse mit einem nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärker

In diesem Kapitel wird die Erzeugung breitbandiger Strahlung und ultrakurzer Pulse im Bereich unter 10 fs mit einem nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärker bei einer Repetitionsrate von 1 MHz beschrieben. In Abschnitt 5.1 wird zunächst der Aufbau des NOPAs vorgestellt und in Abschnitt 5.2 werden anschließend die erzielten Ergebnisse präsentiert.

### 5.1 Aufbau des NOPAs

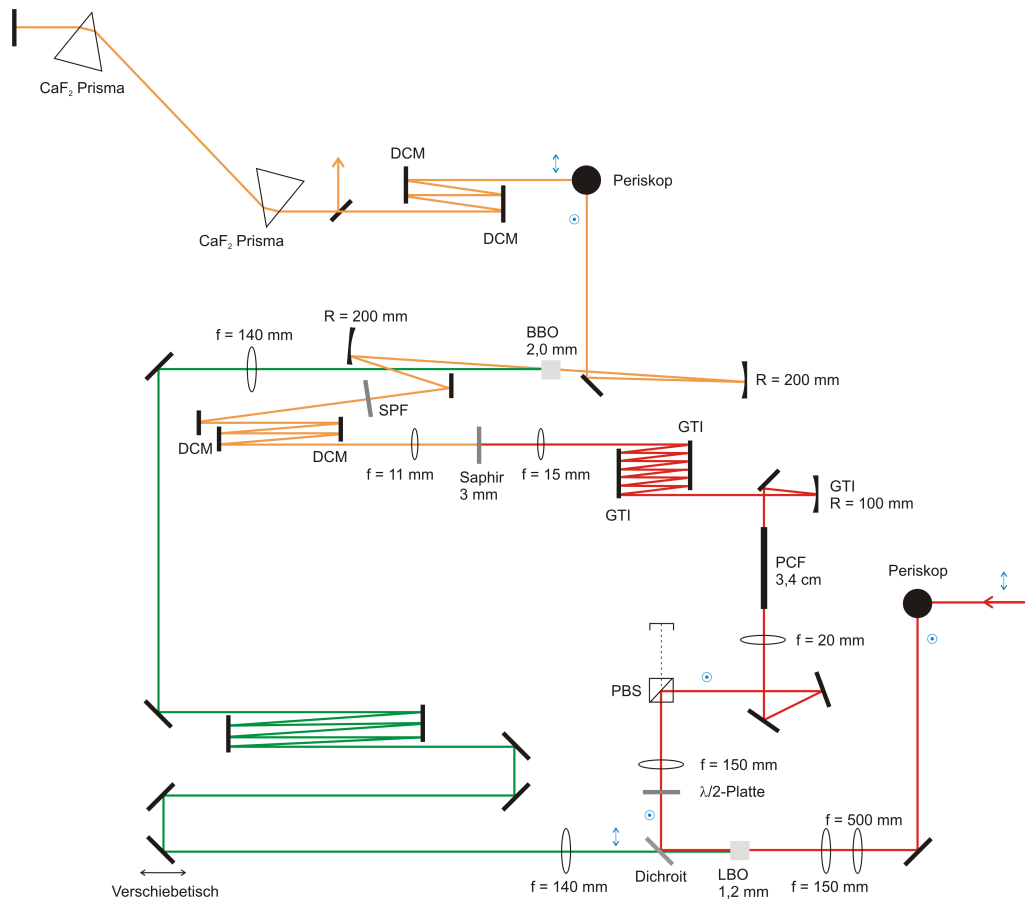
Der schematische Aufbau des nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärkers ist in der Abbildung 5.1 dargestellt. Für die Frequenzverdopplung und die Weißlichterzeugung ist der Aufbau identisch mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen kollinearen OPA.

Der Chirp des Weißlichts, der durch die Saphirplatte, die Asphäre und den Kurzpassfilter hervorgerufen wird, entspricht einer Gruppenverzögerung zwischen den spektralen Komponenten bei 650 und 900 nm von  $\sim 580$  fs. Dieser Chirp führt dazu, dass nur ein Teil des Spektrums zeitlich mit dem Pumpimpuls überlappt und verstärkt werden kann. Um eine möglichst breitbandige Verstärkung zu realisieren, muss der Chirp deshalb kompensiert werden. Dazu wurden breitbandige dispersive Spiegel<sup>1</sup> (*double-chirped mirror*, DCM [Kär01]) verwendet, die eine Dispersion von  $-60$  fs<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>Design: Uwe Morgner, Herstellung: Nanolayers

pro Reflexion aufweisen und ein oktavbreites Spektrum abdecken. Die besten Resultate wurden bei fünf Reflexionen auf den Spiegeln erreicht. Mit einem Kurzpassfilter<sup>2</sup> wird anschließend die fundamentale Strahlung des Yb:KYW-Lasers bei 1040 nm geblockt, und nur der Weißlichtseed im Wellenlängenbereich von 600–1000 nm wird transmittiert.



**Abbildung 5.1:** Aufbau des nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärkers. PBS: Polarisationsstrahlteilerwürfel, PCF: photonische Kristallfaser, GTI: dispersiver Spiegel, DCM: breitbandiger dispersiver Spiegel, SPF: Kurzpassfilter. Die jeweilige Polarisation der Strahlung ist durch die blauen Pfeile (*p*-polarisiert) bzw. Punkte (*s*-polarisiert) gekennzeichnet.

Als nichtlinearer Kristall für die parametrische Verstärkung wird ein 2 mm langer BBO-Kristall<sup>3</sup> verwendet, der für Typ-I-Phasenanpassung geschnitten ist, d.h. die Polarisation der Pumpstrahlung ist außerordentlich, während Signal- und Idlerstrahlung ordentlich polarisiert sind. Der Pumpstrahl und der Seedstrahl werden in der

<sup>2</sup>Layertec, AR 800–1000 nm, HR 1020–1200 nm

<sup>3</sup>Beta-Bariumborat,  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, Schnittwinkel:  $\theta = 25^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$

nichtkollinearen Geometrie unter einem Winkel von  $3,9^\circ$  in den Kristall eingestrahlt, was einem internen Winkel von  $\alpha = 2,4^\circ$  entspricht (Abb. 3.7). Im Vergleich zur kollinearen Geometrie kann ein längerer Kristall eingesetzt werden, weil die Bandbreite der Phasen Anpassung nicht mehr durch die GVM zwischen Signal- und Idlerpuls begrenzt ist (Abb. 3.6) und weil der Winkel  $\alpha$  nahe an dem Winkel ( $\sim 3,2^\circ$ ) liegt, für den der räumliche Walk-Off zwischen Pumpe und Signal kompensiert wird.

Die Fokussierung des Weißlichts erfolgt mit einem sphärischen Silberspiegel ( $R = 200$  mm) und die Fokussierung des Pumplichts mit einer achromatischen Linse ( $f = 140$  mm). Der Durchmesser des Seedstrahls im Fokus beträgt etwa  $50 \mu\text{m}$ , der Durchmesser des Pumpstrahls ist geringfügig größer. Der zeitliche Überlapp lässt sich mit einem Verschiebetisch einstellen. Das verstärkte Signal wird anschließend mit einem sphärischen Silberspiegel ( $R = 200$  mm) wieder kollimiert. Da alle am Prozess beteiligten Strahlen einen unterschiedlichen Winkel aufweisen, können Pumpe und Idler einfach geblockt werden, und es ist keine dichroitische Optik zur Strahlentrennung erforderlich.

Die Pulskompression wird mit einer Kombination aus dispersionskompensierenden Spiegeln und einer Prismensequenz realisiert. Bei den Spiegeln handelt es sich um breitbandige dispersive Spiegel<sup>4</sup>, die jeweils eine Dispersion von  $-60 \text{ fs}^2$  pro Reflexion aufweisen und eine gesamte Oktave des optischen Spektrums abdecken. Insgesamt werden vier Reflexionen auf diesen Spiegeln verwendet. Die anschließende Prismensequenz besteht aus zwei  $\text{CaF}_2$ -Prismen mit einem Apexabstand von 55 cm.

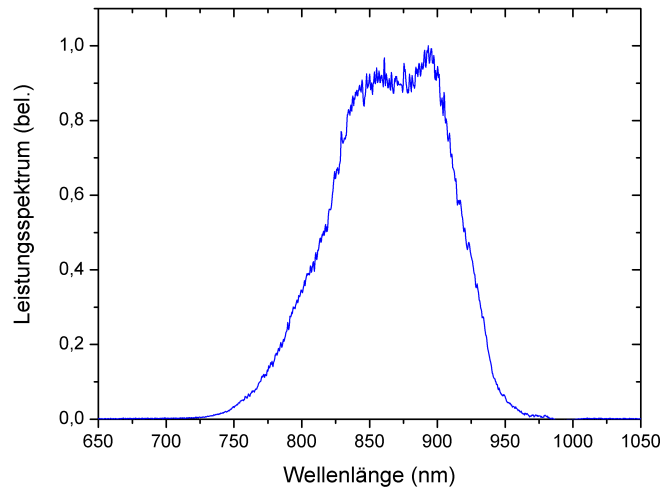
## 5.2 Ergebnisse

Die mittlere Leistung des verstärkten Signals beträgt direkt hinter dem BBO-Kristall 55 mW und hinter der Prismenstrecke noch 45 mW. Bei der Repetitionsrate von 1 MHz resultiert daraus eine Pulsenergie von 45 nJ. Das Leistungsspektrum des verstärkten Signals bei einer Zentralwellenlänge von etwa 850 nm und einer spektralen Breite von 105 nm ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

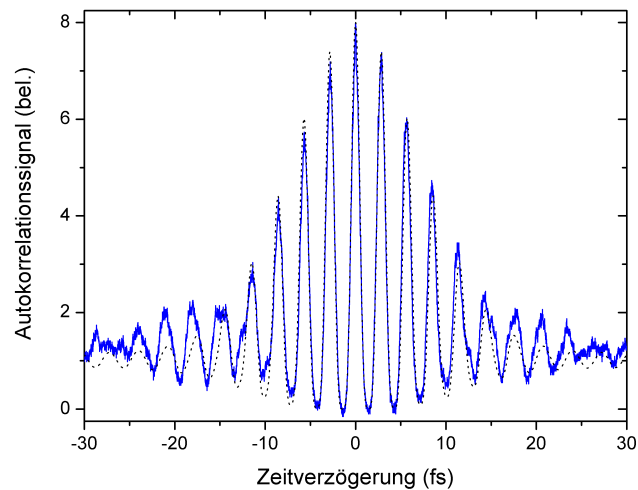
Die Pulsdauer des verstärkten Signals wurde mit einem interferometrischen Autokorrelator gemessen, der zur Charakterisierung von sub-10-fs-Pulsen geeignet ist. Die Abbildung 5.3 zeigt die gemessene interferometrische Autokorrelation (blaue durchgezogene Linie) und die berechnete Autokorrelation unter der Annahme einer flachen Phase (schwarze gestrichelte Linie). Die Messung ergibt eine Pulsdauer von 9,7 fs, woraus eine Pulspitzenleistung von 4 MW resultiert.

---

<sup>4</sup>Design: Uwe Morgner, Herstellung: Nanolayers



**Abbildung 5.2:** Leistungsspektrum des Signals. Die spektrale Breite beträgt 105 nm.



**Abbildung 5.3:** Interferometrische Autokorrelation des Signals. Blaue durchgezogene Linie: gemessene Autokorrelation, schwarze gestrichelte Linie: berechnete Autokorrelation. Die resultierende Pulsdauer beträgt 9,7 fs.

Der NOPA zeigt ein sehr geringes rms-Rauschen der Pulsenergie kleiner 1 %, was ein exzellenter Wert ist verglichen mit kHz-Systemen, sowie eine gute Langzeitstabilität, die es ermöglicht, den NOPA für mehrere Tage ohne jegliche Justage zu betreiben.

### 5.3 Schlussfolgerung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein nichtkollinearer optisch parametrischer Verstärker aufgebaut, der direkt mit einem Femtosekunden-Laserszillator gepumpt wird [Ste06a]. Der NOPA emittiert bei einer Repetitionsrate von 1 MHz Pulse mit einer Dauer von 9,7 fs und einer Pulsspitzenleistung von 4 MW.

In anderen Arbeiten wurden mit NOPAs noch kürzere Pulsdauern um 6 fs demonstriert. Hier war es nicht möglich, solche Pulsdauern zu erreichen. Dieses ist wahrscheinlich auf eine nicht ganz exakte Einstellung des Winkels zwischen Pumpstrahl und Seedstrahl zurückzuführen. Wie in Abbildung 3.7 zu erkennen ist, führen bereits kleine Abweichungen unter  $0,5^\circ$  zu einer deutlichen Reduzierung der Bandbreite. Bei NOPAs, die mit Verstärkersystemen gepumpt werden, kann auf Grund der hohen Pumpintensität parametrische Superfluoreszenz beobachtet werden, die auf einem Kegelmantel hinter den Kristall abgestrahlt wird. Der Winkel zwischen Pumpe und Signal kann dann so eingestellt werden, dass er genau auf diesem Kegelmantel liegt [Cer98]. Bei der hier verfügbaren niedrigeren Pumpintensität kann keine parametrische Superfluoreszenz beobachtet werden, so dass die exakte Einstellung des Winkels erschwert wird.

Zur Leistungsskalierung des NOPAs ist es erforderlich, die Leistung der Ytterbium-Laser weiter zu erhöhen. Die Konzepte, die dazu verfolgt werden, beruhen auf dem Einsatz von Scheibenlasern [Gie07] oder Faserverstärkern [Tün05, Lim06, Lim07], und bei den Fortschritten in der Laserentwicklung wird es in Zukunft möglich sein, mit nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärkern bei MHz-Repetitionsraten Pulse mit einer Dauer von wenigen optischen Zyklen und Energien im  $\mu\text{J}$ -Bereich zu erzeugen.



## Kapitel 6

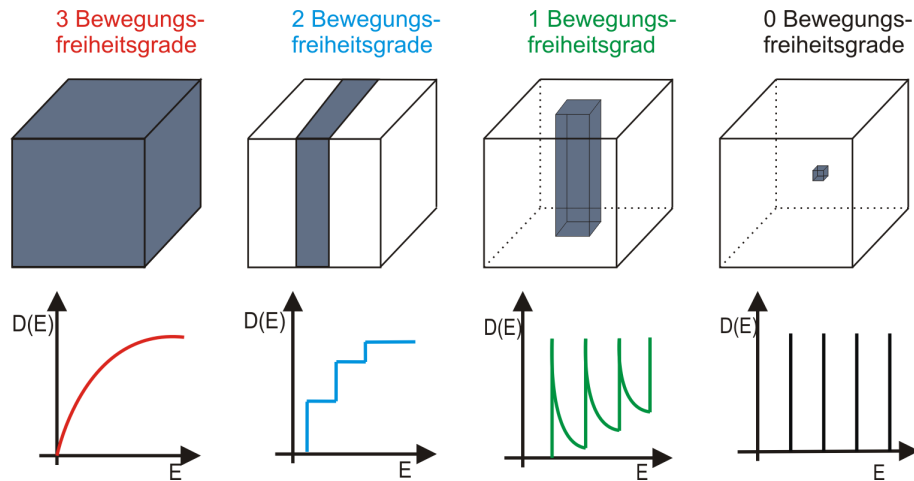
# Anwendungen

Der in den vorangehenden Kapiteln vorgestellte optisch parametrische Verstärker ist für viele Anwendungen in der Spektroskopie oder der nichtlinearen Mikroskopie interessant. Im Folgenden wird der Einsatz des OPAs als Laserquelle für Anrege-Abfrage-Messungen an Nanostrukturen beschrieben. Dieses Kapitel ist folgendermaßen gegliedert: In Abschnitt 6.1 werden zunächst die wesentlichen Grundlagen der untersuchten Nanostrukturen vorgestellt. In den Abschnitten 6.2 und 6.3 werden dann die durchgeführten Messungen und die erzielten Ergebnisse präsentiert. Für eine ausführliche Beschreibung der Messungen wird auf [Sch07] verwiesen.

### 6.1 Grundlagen

Die Energieniveaueverteilung in einem Festkörper lässt sich anschaulich mit Hilfe der Zustandsdichte  $D(E)$  beschreiben. Sie gibt an, wie viele Zustände in einem Energieintervall  $[E, E + dE]$  existieren. Wird die Bewegung der Ladungsträger räumlich im Bereich der de-Broglie Wellenlänge  $\lambda_{\text{de-Broglie}} = \frac{h}{p} \approx 50 \text{ nm}$  eingeschränkt, dann bewirken Quanteneffekte eine Diskretisierung der Energieniveaus. In der Abbildung 6.1 ist der Effekt der Quantisierung schematisch dargestellt. Bei einem Festkörper mit Bewegungsfreiheit in allen drei Dimensionen ist die Zustandsdichte proportional zu  $\sqrt{E}$ . Bei einer Einschränkung der Bewegungsfreiheit auf zwei Dimensionen (Quantenfilm) oder eine Dimension (Nanoröhre, Nanodraht) ist eine zunehmende Quantisierung zu erkennen. Ist schließlich die Bewegung in allen Raumrichtung eingeschränkt (Quantenpunkt), dann ist die Energiedichte vollständig quantisiert. Diese Quantenpunkte werden deshalb auch als künstliche Atome bezeichnet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Nanostrukturen mit dem Anrege-Abfrage-Schema untersucht: einwandige Kohlenstoff-Nanoröhren und zwei unterschiedliche Quantenpunktstrukturen.



**Abbildung 6.1:** Einfluss der räumlichen Beschränkung auf die Zustandsdichte eines Festkörpers. Eine räumliche Begrenzung im Bereich der de-Broglie Wellenlänge bewirkt eine Diskretisierung der Energieniveaus.

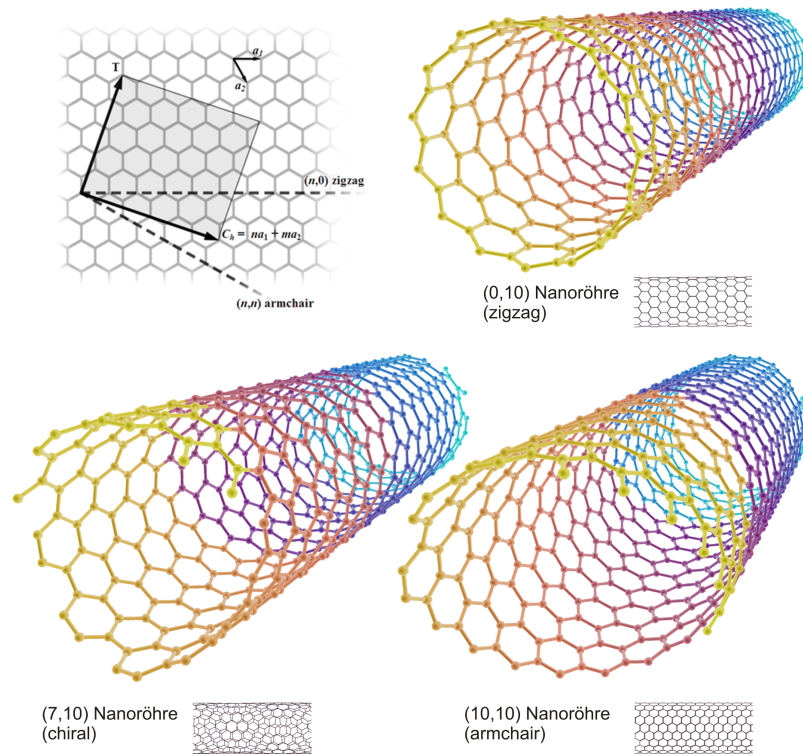
## Kohlenstoff-Nanoröhren

Einwandige Kohlenstoff-Nanoröhren (*single-walled carbon nanotubes*, SWCNT) sind quasi eindimensionale Festkörper. Sie bestehen aus einer Graphitebene, die zur einer Röhre aufgerollt ist. Der typische Durchmesser beträgt etwa 1 nm, die Länge kann bis einige hundert Mikrometer oder sogar Millimeter betragen. Abhängig von der Art, in der die Nanoröhren aufgerollt sind, wird zwischen zigzag, armchair und chiralen Typen unterschieden (Abb. 6.2). Die armchair-Typen sind stets metallisch, während sich die zigzag und die chiralen Typen sowohl metallisch als auch halbleitend verhalten können. Insgesamt sind ungefähr 1/3 der Kohlenstoff-Nanoröhren metallisch und 2/3 halbleitend.

Auf Grund ihrer Eigenschaften sind Kohlenstoff-Nanoröhren für Anwendungen in der Mechanik [Tre96], der Nanoelektronik [Tan98, Bac01] oder der Photonik [Alo00] von großem Interesse. Für einen umfassenden Überblick über die Physik der Kohlenstoff-Nanoröhren wird auf [Dre01] verwiesen.

Die Einschränkung der Bewegungsfreiheit auf eine Dimension führt zu einer Quantisierung der Zustände und im Energieniveauschema zur Ausbildung von diskreten Subbändern unterhalb des Leitungsbandes. Diese Zustände, die auf einer attraktiven Coulombbindung zwischen Elektronen und Löchern bestehen, werden als exzitonsche Zustände bezeichnet.





**Abbildung 6.2:** Darstellung der verschiedenen Typen von einwandigen Kohlenstoff-Nanoröhren. Abbildung entnommen aus [Wik08].

Mit einer Anrege-Abfrage-Messung lässt sich nun die zeitliche Dynamik dieser Exzitonenniveaus untersuchen. Bei einer Anregung der Probe werden Photonen absorbiert und die Ladungsträger in die Exzitonenniveaus angehoben. Wenn alle Niveaus besetzt sind, können keine weiteren Photonen mehr absorbiert werden. Die Transmission der Probe steigt an und sinkt erst nach der Relaxation der Ladungsträger wieder ab.

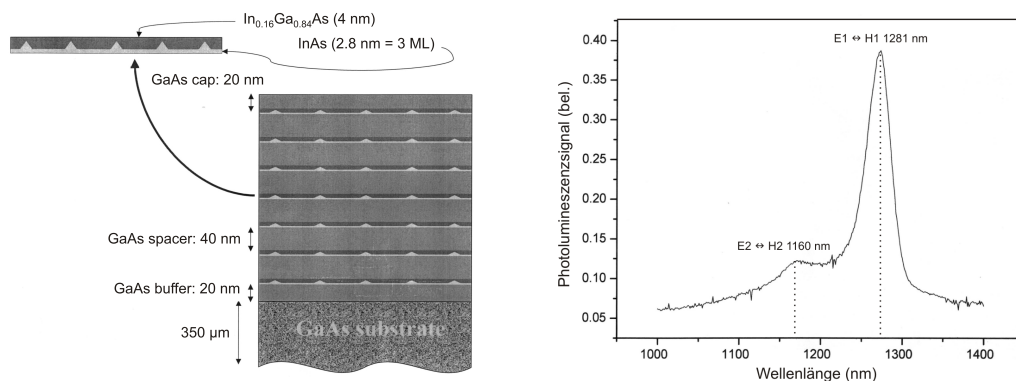
Untersuchungen an Kohlenstoff-Nanoröhren wurden bereits in [Man05] veröffentlicht. Für die Anregung des ersten exzitonischen Zustandes im Wellenlängenbereich um  $1,3\mu\text{m}$  zeigte sich eine schnelle Relaxationszeit von ungefähr 1 ps.

## Quantenpunktstrukturen

Quantenpunkte sind nulldimensionale Strukturen mit atomähnlicher Zustandsdichte. Für einen Überblick über die Physik von Quantenpunkten wird z.B. auf [Bim99] verwiesen. Für die Untersuchungen stehen zwei verschiedene Quantenpunktstrukturu-

ren zur Verfügung. Bei der ersten Probe handelt es sich um eine kolloidale Quantenpunktprobe (Bezeichnung „R17“). Die zweite Probe (Bezeichnung „A140“) wurde mit dem Stranski-Krastanow Prozess hergestellt. Dabei werden zuerst einige Monolagen mittels Molekularstrahlepitaxie (*molecular beam epitaxy*, MBE) aufgewachsen, die anschließend in selbstorganisiertes Inselwachstum übergehen. Der Grund für dieses Verhalten liegt in den unterschiedlichen Gitterkonstanten der verschiedenen Halbleiterschichten. Die dabei auftretende Verspannungsenergie wird reduziert, indem sich isolierte Inseln ausbilden.

Der schematische Aufbau der Probe „A140“ ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Probe besteht insgesamt aus sieben Quantenpunktlagen. Diese Lagen bestehen jeweils aus einem 2,8 nm dicken InAs-Substrat, auf dessen Oberfläche sich durch selbstorganisiertes Wachstum Quantenpunkte bilden. Die Dichte der Quantenpunkte beträgt  $2-3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Auf dem InAs-Substrat befindet sich eine 4 nm dicke  $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ -Schicht. Die einzelnen Lagen werden durch eine 40 nm dicke GaAs-Schicht voneinander getrennt. Das gesamte Schichtsystem ist auf einem 350  $\mu\text{m}$  dicken GaAs-Substrat aufgebracht.

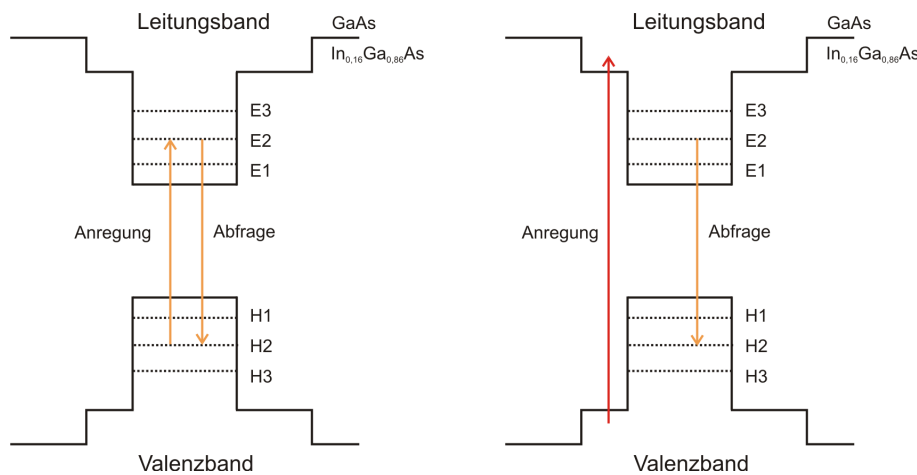


**Abbildung 6.3:** Schematischer Aufbau (links) und Photolumineszenzspektrum (rechts) der Quantenpunktprobe „A140“ [Man07].

Durch die räumliche Beschränkung in allen Raumrichtungen sind die Energieniveaus vollständig quantisiert. Die Abbildung 6.4 zeigt das Energieniveauschema der Quantenpunkte. Die Bandlücke in GaAs beträgt 1,425 eV (870 nm) und in  $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$  1,196 eV (1039 nm). Die Auswahlregeln erlauben nur Übergänge zwischen Niveaus mit derselben Quantenzahl (E1  $\leftrightarrow$  H1, E2  $\leftrightarrow$  H2, ...). Diese Übergänge liegen im NIR-Spektralbereich und sind im Photolumineszenzspektrum (Abb. 6.3) zu erkennen.

Zur Untersuchung der Quantenpunktstrukturen sind zwei verschiedene Messungen möglich.

- Bei der sog. entarteten Anrege-Abfrage-Messung wird zur Anregung der Probe und zur Abfrage die gleiche Wellenlänge verwendet, die auf einen bestimmten Übergang eingestellt ist. Der Anregepuls regt Elektronen in das entsprechende Niveau an. Jedes Niveau kann auf Grund des Pauli-Prinzips nur mit zwei Elektronen oder zwei Löchern besetzt werden, die unterschiedlichen Spin besitzen. Wenn alle Niveaus besetzt sind, können somit keine weiteren Photonen mehr absorbiert werden und die Transmission der Probe steigt an. Durch eine zeitliche Verschiebung des Abfragepulses lässt sich nun die zeitliche Rekombination der Ladungsträger untersuchen.
- Darüber hinaus können auch Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messungen durchgeführt werden. Dabei werden mit dem Pumpimpuls bei 1040 nm Ladungsträger in die  $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ -Schicht angeregt und mit dem durchstimmbaren Abfragepuls lässt sich die Einfangzeit der Ladungsträger in den Quantenpunkten und die anschließende Rekombination untersuchen. Diese Messungen können auch Aufschluss über sog. Bottleneck-Effekte [Ura01] geben.

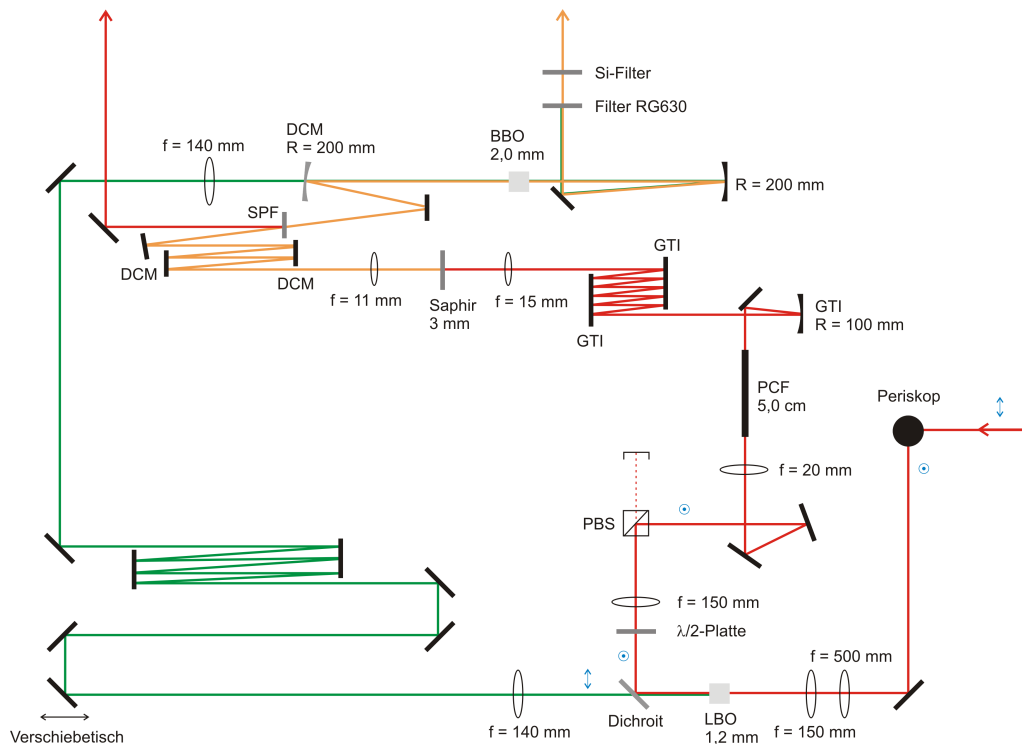


**Abbildung 6.4:** Schematische Darstellung der beiden möglichen Messungen an der Quantenpunktprobe „A140“.

Die untersuchten Proben wurden vom *Dipartimento di Fisica, Politecnico di Milano* zur Verfügung gestellt. Anrege-Abfrage-Messungen an den Kohlenstoff-Nanoröhren und an der Quantenpunktprobe „R17“ wurden bereits dort mit einem parametrischen Verstärker bei einer Repetitionsrate von 1 kHz durchgeführt. Messungen an der Quantenpunktprobe „A140“, bei denen eine Transmissionsänderung im sub-1 %-Bereich erwartet wird, sind dort bislang erfolglos geblieben. Durch die Verwendung eines optische parametrischen Verstärkers mit einer Repetitionsrate von 1 MHz wird eine deutliche Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses erwartet, so dass auch Proben mit äußerst geringen Transmissionsänderungen untersucht werden können.

## 6.2 Anrege-Abfrage-Messungen an Kohlenstoff-Nanoröhren

Der schematische Aufbau des optisch parametrischen Verstärkers, der für die Anrege-Abfrage-Messungen verwendet wird, ist in der Abbildung 6.5 dargestellt. Der Aufbau ist zu einem großen Teil identisch mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen OPA.



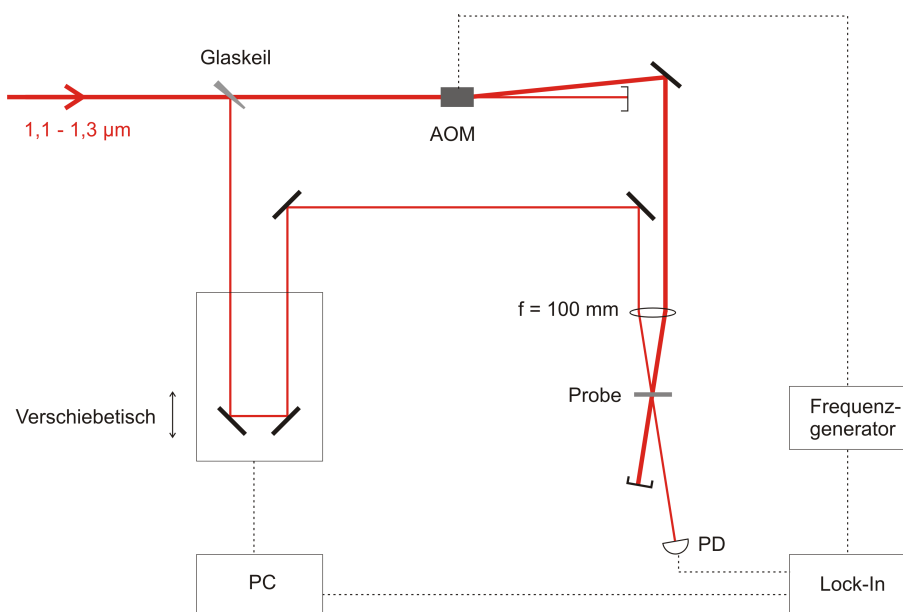
**Abbildung 6.5:** Aufbau des optisch parametrischen Verstärkers für die Anrege-Abfrage-Messungen. PBS: Polarisationsstrahlteilerwürfel, PCF: photonische Kristallfaser, GTI: dispersiver Spiegel, SPF: Kurzpassfilter, DCM: breitbandiger dispersiver Spiegel, hoch transmittierend für die Pumpwellenlänge. Die jeweilige Polarisation der Strahlung ist durch die blauen Pfeile (*p*-polarisiert) bzw. Punkte (*s*-polarisiert) gekennzeichnet.

Mit einem Kurzpassfilter<sup>1</sup> wird nach der Weißlichterzeugung die fundamentale Strahlung des Yb:KYW-Lasers bei 1040 nm abgetrennt. Diese Strahlung steht als Anregepuls für Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messungen zur Verfügung. Das restliche Weißlicht im Bereich von 650–1000 nm wird als Seed für die parametrische Verstärkung benutzt.

Der OPA ist in der kollinearen Geometrie aufgebaut. Der Pumpstrahl und der Seedstrahl werden mit einem breitbandigen dispersiven Spiegel kombiniert, der für die Pumpwellenlänge von 520 nm hoch transmittierend ist. Nach der Verstärkung

<sup>1</sup>Layertec, AR 800–1000 nm, HR 1020–1200 nm

im BBO-Kristall werden die restliche Pumpstrahlung und das Signal mit einem Farbglasfilter<sup>2</sup> und einem Silizium-Halbleiterfilter<sup>3</sup> geblockt, und nur der Idler bei  $1,1 - 1,3 \mu\text{m}$  wird transmittiert. Der Idler besitzt eine spektrale Bandbreite, die Pulsdauern im sub-20-fs-Bereich unterstützt. Allerdings sind die emittierten Pulse nicht Fourier-limitiert, sondern auf Grund der Dispersion der Optiken im OPA gechirpt. Da die Relaxationszeiten bei den untersuchten Proben aber im ps- bis ns-Bereich liegen und eine zeitliche Auflösung auf einer 20-fs-Skala deshalb nicht erforderlich ist, wird auf eine Pulskompression verzichtet.



**Abbildung 6.6:** Schematischer Aufbau zur Messung der Kohlenstoff-Röhren mit gleicher Anrege- und Abfragewellenlänge. AOM: akusto-optischer Modulator, PD: Photodiode.

In der Abbildung 6.6 ist der Aufbau für die Anrege-Abfrage-Messungen dargestellt. Mit einem Glaskeil wird der durchstimmbare Idler des OPAs im Wellenlängenbereich von  $1,1 - 1,3 \mu\text{m}$  in einen schwachen Abfragepuls und in einen starken Anregepuls aufgespalten. Anschließend werden beide Pulse mit einer Linse ( $f = 100 \text{ mm}$ ) unter einen Winkel auf die Probe fokussiert. Der Abfragepuls wird hinter der Probe mit einer Photodiode<sup>4</sup> detektiert. Um eine Lock-In-Detektion der Transmissionsänderung zu ermöglichen, wird der Anregepuls mit einem akusto-optischen Modulator<sup>5</sup> (AOM) bei einer Frequenz von etwa 48 kHz moduliert. Dies entspricht einer Referenzfrequenz für den Lock-In-Verstärker von 96 kHz, da der AOM sowohl in der positiven als auch

<sup>2</sup>Schott RG630, Langpassfilter mit Cut-Off-Wellenlänge bei 630 nm

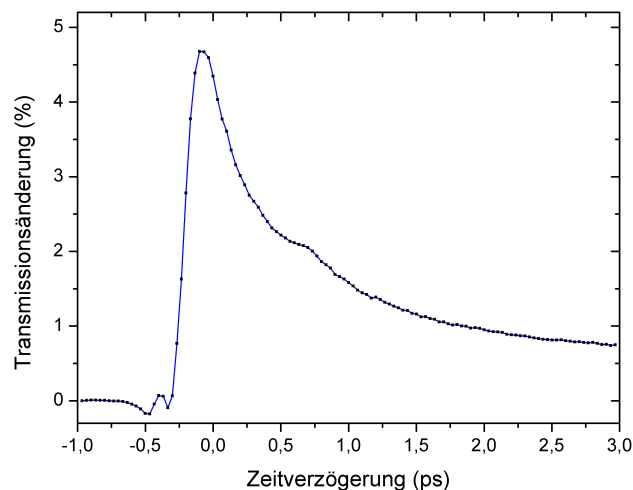
<sup>3</sup>Langpassfilter mit Cut-Off-Wellenlänge bei 1050 nm

<sup>4</sup>New Focus, InGaAs Balanced Receiver, Model 2117

<sup>5</sup>AA Opto-Electronic, MT200-A0.5-IR

in der negativen Halbwelle der Sinusmodulation abbeugt. Die zeitliche Verzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls wird mit einem computergesteuerten Verschiebetisch<sup>6</sup> eingestellt. Der gesamte Verschiebeweg beträgt 15 cm mit einer minimalen Schrittweite von 100 nm, d.h. es kann ein Zeitbereich von 2 ns mit einer Auflösung von 0,67 fs vermessen werden. Die Auswertung der Messung folgt über einen PC, der sowohl den Verschiebetisch ansteuert als auch die Messwerte aus dem Lock-In-Verstärker<sup>7</sup> ausliest.

Die zeitliche Auflösung, die bei der Anrege-Abfrage-Messung erreicht wird, lässt sich durch eine Kreuzkorrelation bestimmen, indem an Stelle der Probe ein 600  $\mu\text{m}$  langer BBO-Kristall platziert wird. Die gemessene Halbwertsbreite des Kreuzkorrelationssignals beträgt etwa 250 fs. Dabei ist zu beachten, dass die eigentliche Pulsdauer des Idlers deutlich kürzer ist und der Puls im einem Arm durch die Dispersion im AOM (6,5 mm langer  $\text{TeO}_2$ -Kristall) signifikant verbreitert wird.



**Abbildung 6.7:** Messung des Relaxationsverhaltens der Kohlenstoff-Nanoröhren bei der Anrege- und Abfragewellenlänge 1,2  $\mu\text{m}$ .

Abbildung 6.7 zeigt die Messung der Transmissionsänderung einer Kohlenstoff-Nanoröhren Probe. Bei der Messung wurde für den Anrege- und den Abfragepuls eine Wellenlänge von etwa 1,2  $\mu\text{m}$  eingestellt. Die Energie des Anregepulses beträgt  $W_{\text{Anregung}} = 0,28 \text{ nJ}$  und die Energie des Abfragepulses  $W_{\text{Abfrage}} = 0,04 \text{ nJ}$ ; der Strahldurchmesser am Ort der Probe ist etwa 50  $\mu\text{m}$ .

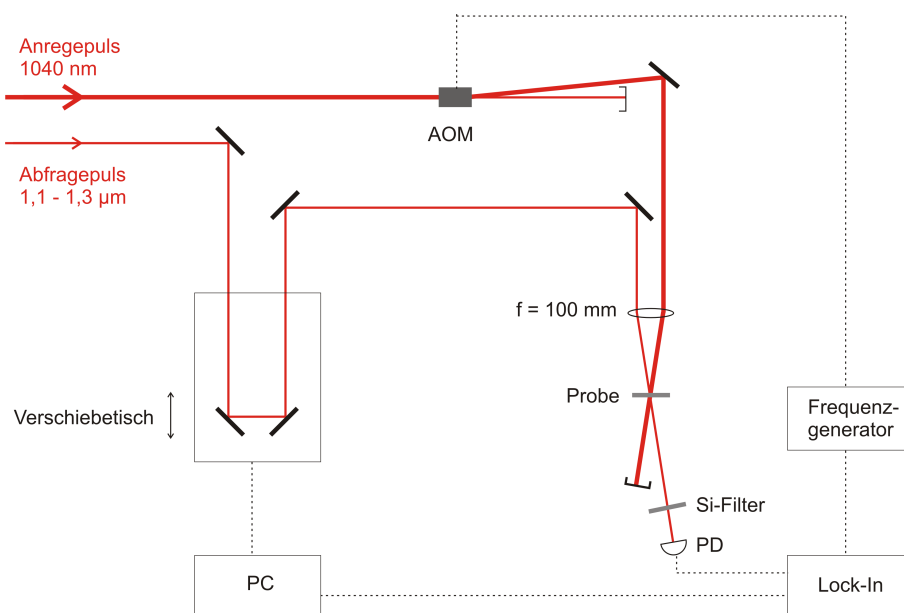
<sup>6</sup>Newport, ESP300

<sup>7</sup>Stanford Research, SR830 DSP

Die Messung zeigt eine Transmissionsänderung  $\Delta T/T = 4,9\%$  und eine schnelle Relaxationszeit von  $\tau \approx 1$  ps. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit zuvor durchgeführten Messungen am *Politecnico di Milano*.

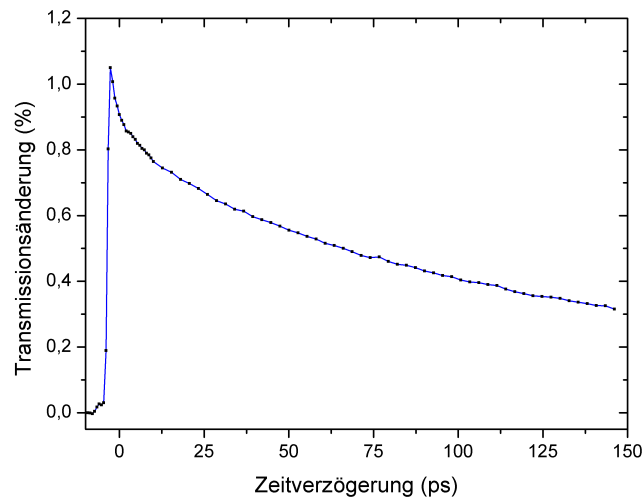
### 6.3 Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messungen an Quantenpunktstrukturen

In der Abbildung 6.8 ist der Aufbau für die Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messungen dargestellt. Als Anregepuls dient die fundamentale Strahlung des Yb:KYW-Lasers bei 1040 nm, die allerdings durch Selbstphasenmodulation in der photonischen Kristallfaser spektral verbreitert ist, und als Abfragepuls wird der durchstimmbare Idler des OPAs im Wellenlängenbereich von 1,1 – 1,3  $\mu\text{m}$  verwendet. Die Messung mit verschiedenen Wellenlängen hat den Vorteil, dass Streulicht, welches vom Anregepuls herrührt, mit einem Silizium-Halbleiterfilter, der als Langpassfilter mit einer Cut-Off-Wellenlänge von 1050 nm fungiert, vor der Photodiode geblockt werden kann. Dadurch lässt sich das Signal-Rausch-Verhältnis signifikant verbessern.



**Abbildung 6.8:** Schematischer Aufbau zur Messung der Quantenpunktstrukturen mit unterschiedlicher Anrege- und Abfragewellenlänge. AOM: akustooptischer Modulator, PD: Photodiode.

In Abbildung 6.9 ist die Messung der Transmissionsänderung der Quantenpunktprobe „R17“ dargestellt. Bei der Messung wurde für den Abfragepuls eine Wellenlänge von 1,1  $\mu\text{m}$  eingestellt. Die Energie des Anregepulses beträgt  $W_{\text{Anregung}} = 5$  nJ und



**Abbildung 6.9:** Messung des Relaxationsverhaltens der Quantenpunktprobe „R17“ bei der Anregewellenlänge 1040 nm und der Abfragewellenlänge 1,1  $\mu\text{m}$ .

die Energie des Abfragepulses  $W_{\text{Abfrage}} = 0,5 \text{ nJ}$ ; der Strahldurchmesser am Ort der Probe ist etwa 30  $\mu\text{m}$ .

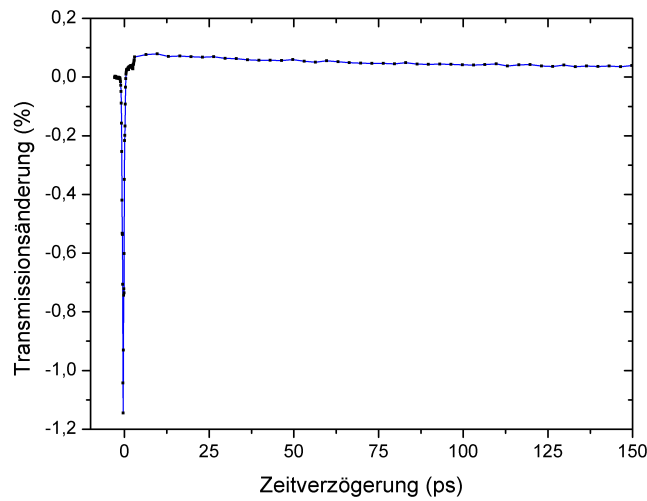
Die Messung zeigt eine Transmissionsänderung  $\Delta T/T = 1,05\%$  und eine Relaxationszeit von  $\tau \approx 100 \text{ ps}$ . Auch diese Ergebnisse stimmen gut mit früheren Untersuchungen am *Politecnico di Milano* überein.

In der Abbildung 6.10 ist die zeitliche Dynamik der Quantenpunktprobe „A140“ dargestellt. Bei der Messung wurde wie in der vorherigen Messung für den Abfragepuls eine Wellenlänge von 1,1  $\mu\text{m}$  eingestellt; die Energie des Anregepulses ist  $W_{\text{Anregung}} = 5 \text{ nJ}$  und die Energie des Abfragepulses  $W_{\text{Abfrage}} = 0,5 \text{ nJ}$ .

Das Ergebnis unterscheidet sich deutlich von der vorherigen Quantenpunktprobe. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist zunächst ein deutlicher Abfall der Transmission zu erkennen; die Transmissionsänderung beträgt  $\Delta T/T = -1,15\%$ . Für die Zeiten  $t > 0$  steigt die Transmission der Probe an. Die Transmissionsänderung ist mit  $\Delta T/T = 0,09\%$  äußerst gering. Das Relaxationsverhalten der Probe ist weiterhin durch eine extrem lange Rekombinationszeit von  $\tau \approx 1 - 10 \text{ ns}$  charakterisiert.

Dieses Verhalten lässt sich mit Hilfe des Termschemas in Abbildung 6.11 veranschaulichen. Der Abfall der Transmission zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist auf Zwei-Photonen-Absorption in die GaAs-Schicht zurückzuführen, wobei jeweils ein Photon des Anregepulses und ein Photon des Abfragepulses beteiligt ist. Der weitere Verlauf der



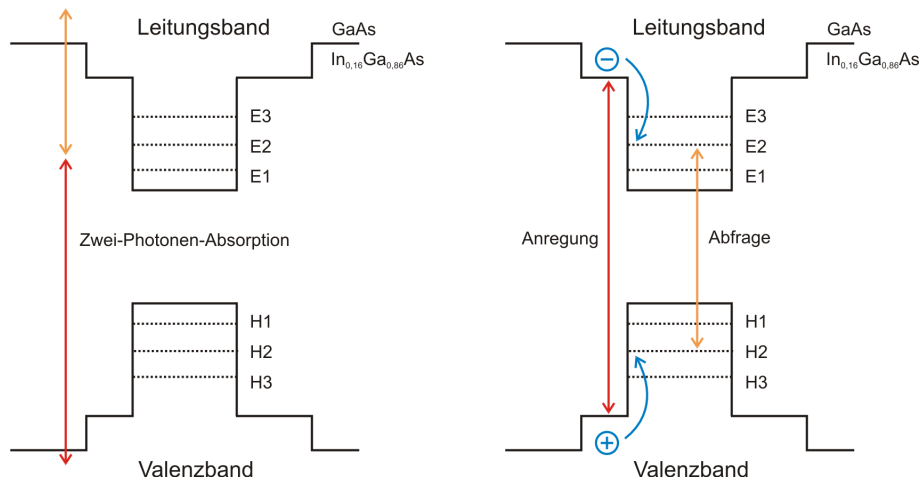


**Abbildung 6.10:** Messung des Relaxationsverhaltens der Quantenpunktprobe „A140“ bei der Anregewellenlänge 1040 nm und der Abfragewellenlänge 1,1  $\mu\text{m}$ .

gemessenen Kurve kommt folgendermaßen zustande: Durch den Anregepuls bei 1040 nm werden Elektronen-Loch-Paar in der  $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ -Schicht erzeugt. Die Elektronen und die Löcher werden von den Quantenpunkten eingefangen (gekennzeichnet durch die blauen Pfeile). Da jedes Niveau auf Grund des Pauli-Prinzips nur mit zwei Elektronen oder zwei Löchern besetzt werden kann, stehen nach der Anregung für die Absorption auf dem Übergang  $\text{E2} \leftrightarrow \text{H2}$  bei 1,1  $\mu\text{m}$  weniger freie Zustände zur Verfügung, und die Transmission der Probe steigt somit an. Mit der Zeit relaxieren die Elektronen-Loch-Paare wieder, und durch Messung der Transmissionsänderung  $\Delta T/T$  als Funktion der Zeitverzögerung zwischen den Anrege- und dem Abfragepuls lässt sich die zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichte der einzelnen Energieniveaus der Quantenpunkte beobachten.

## 6.4 Schlussfolgerung

Mit Hilfe des optisch parametrischen Verstärkers, der Pulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz emittiert, und einer Anrege-Abfrage-Messung ist es möglich, das Relaxationsverhalten von Nanostrukturen zu vermessen, die nur sehr geringe Transmissionsänderungen im sub-0,1 %-Bereich aufweisen. Dies ist zum einen darauf zurückzuführen, dass Lasersysteme im MHz-Bereich im Allgemeinen ein geringeres rms-Rauschen der Pulsenergie aufweisen als kHz-Systeme. Der Hauptgrund liegt in der deutlich höheren Referenzfrequenz für die Lock-In-Detektion. Während



**Abbildung 6.11:** Zwei-Photonen-Absorption (links) und Ladungsträgerdynamik bei der Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messung (rechts).

bei kHz-Lasersystemen die Modulation mit einem Chopper bei einigen 100 Hz erfolgt, kann bei Lasersystemen mit Repetitionsraten im MHz-Bereich die Modulation mit einem AOM im Bereich von 100 kHz realisiert werden. Da die Rauschamplitude eine  $1/f$ -Abhängigkeit zeigt, ist die Messung bei höheren Frequenzen deutlich rauschärmer.

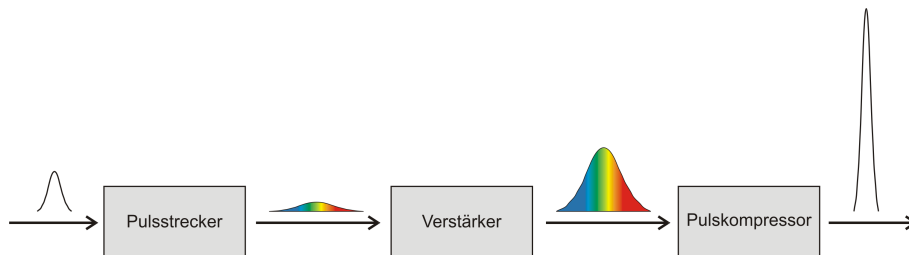
Durch eine Pulskompression hinter dem OPA lassen sich sub-20-fs-Pulse erzeugen, so dass bei den Anrege-Abfrage-Messungen auch eine Zeitauflösung in diesem Bereich erreicht werden kann, was bei Proben mit kurzen Relaxationszeiten erforderlich ist. Darüber hinaus kann eine weitere Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses durch die balancierte Detektion realisiert werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der MHz-OPA auf Grund der hohen Repetitionsrate und der Möglichkeit, über einen weiten Spektralbereich durchstimmbare Femtosekundenpulse zu erzeugen, eine ideale Laserquelle für Anwendungen in der zeitaufgelösten Spektroskopie darstellt.

## Kapitel 7

# Erzeugung hochenergetischer Laserpulse durch Nachverstärkung eines Yb:KYW Lasers

Zur Verstärkung von Femtosekunden-Laserpulsen wird gewöhnlich das Prinzip der Verstärkung mit gestreckten Pulsen (*chirped pulse amplification*, CPA) [Str85] angewendet, welches in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt ist. Ein Laseroszillator erzeugt Femtosekunden-Pulse mit einer niedrigen Pulsenergie. Die emittierten Pulse werden zunächst zeitlich gestreckt auf Pulsdauern im ps- bis ns-Bereich. Anschließend werden die gestreckten Pulse verstärkt und schließlich wieder auf die ursprüngliche Pulsdauer komprimiert.

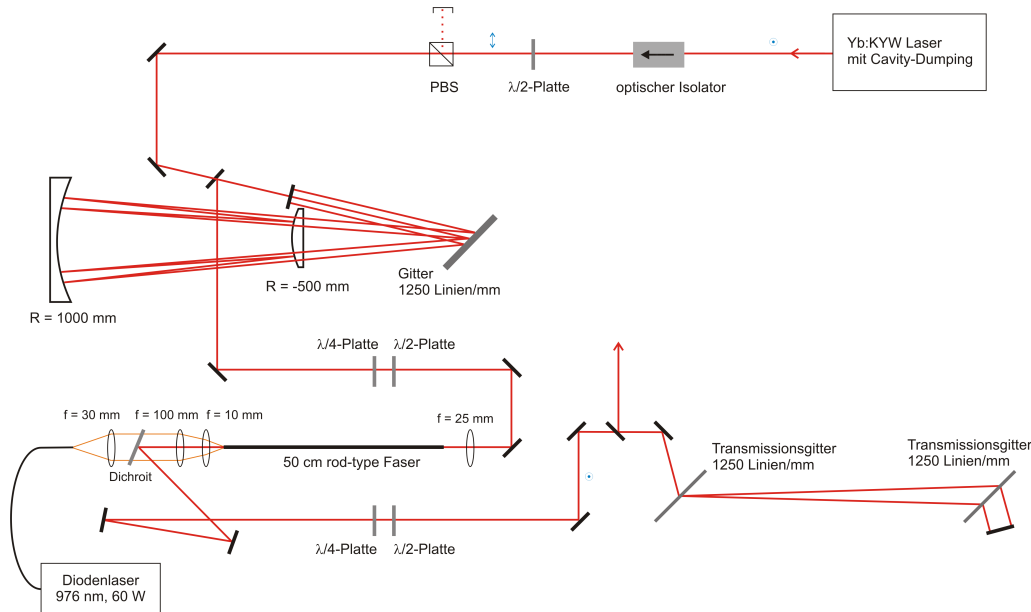


**Abbildung 7.1:** Prinzip der Verstärkung mit gestreckten Pulsen (*chirped pulse amplification*, CPA). Der Seedpuls wird zunächst zeitlich gestreckt, anschließend verstärkt und dann wieder auf die ursprüngliche Pulsdauer komprimiert.

Beim CPA-Schema kommt es bei gleichbleibender Pulsenergie zu einer Absenkung der Pulsspitzenleistung im Verstärker. Dies hat zur Folge, dass nichtlineare Effekte wie z.B. Selbstphasenmodulation im Verstärkermedium deutlich reduziert werden und die Pulsspitzenleistung unterhalb der Zerstörschwelle der eingesetzten Komponenten bleibt.

## 7.1 Aufbau des Faserverstärkers

In der Abbildung 7.2 ist der schematische Aufbau des faserbasierten CPA-Systems dargestellt. Es besteht aus einem Yb:KYW-Seedlaser, einem Gitterstrecker im Offner-Design, einer Yb-dotierten rod-type Faser und einem Gitterkompressor mit Quarz-Transmissionsgittern und wird im Folgenden detailliert beschrieben.

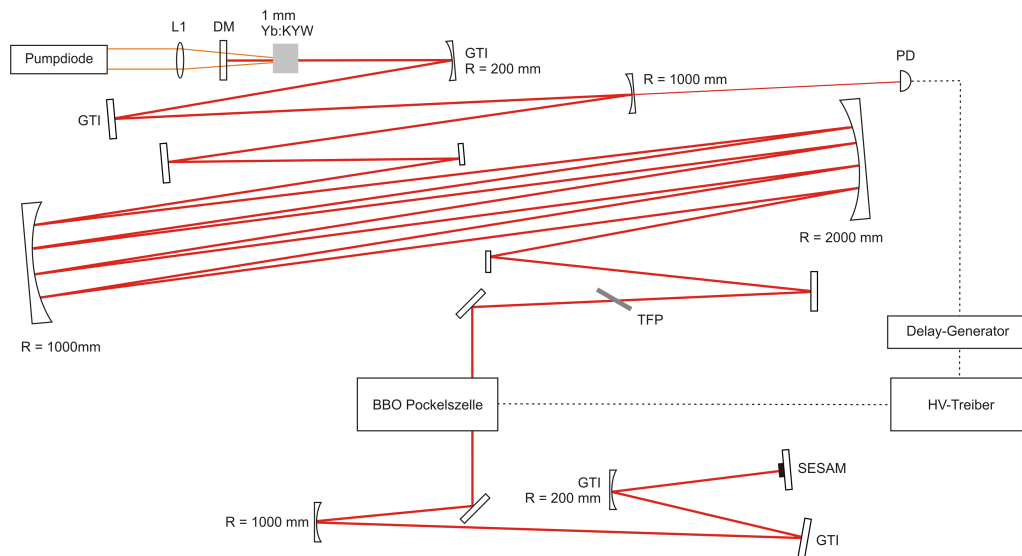


**Abbildung 7.2:** Experimenteller Aufbau des faserbasierten CPA-Systems. Zwischen dem Yb:KYW-Laser und dem Gitterstrecker ist ein optischer Isolator platziert, um Rückreflexionen in den Oszillator zu verhindern.

### 7.1.1 Yb:KYW-Seedlaser

Als Seedlaser für den Faserverstärker wird ein diodengepumpter, passiv modengekoppelter Yb:KYW-Laser mit elektro-optischem Cavity-Dumping verwendet, der im positiven Dispersionsbereich betrieben wird [Pal07]. Der schematische Aufbau des Lasers ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

Als laseraktives Material dient ein 1 mm langer Yb:KYW-Kristall; die Dotierung des Kristalls mit  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen beträgt 5% und die Endflächen sind für den Wellenlängenbereich von 980–1050 nm antireflexbeschichtet. Der Kristall wird in der  $N_g$ -geschnittenen Geometrie verwendet, so dass die Polarisation des Lasers entlang der  $N_m$ -Achse ausgerichtet ist. Die Kühlung des Kristalls erfolgt mit einem Peltier-Element, wobei die Temperatur am Kristallhalter etwa 15 °C beträgt. Als Pumpdi-



**Abbildung 7.3:** Skizze des Yb:KYW-Lasers mit Cavity-Dumping im positiven Dispersionsbereich. L1: achromatische Linse, DM: dichroitischer Pumpspiegel, GTI: dispersiver Spiegel, SESAM: sättigbarer Halbleiter-Absorberspiegel, TFP: Dünnschichtpolarisator, PD: Photodiode.

ode wird ein kollimierter Diodenbarren<sup>1</sup> verwendet, der eine Leistung bis zu 35 W bei einer Zentralwellenlänge von 980 nm und einer spektralen Breite von etwa 2,4 nm liefert. Beim Laserbetrieb wird typischerweise eine Pumpleistung von 22 W benutzt, von der ungefähr die Hälfte absorbiert wird. Das Pumplicht wird mit einer achromatischen Linse ( $f = 25$  mm) in der Kristall fokussiert. Der Laserresonator ist in einer quasi endgepumpten Geometrie aufgebaut und hat eine Länge von 8,64 m, was einer Repetitionsrate von  $f_{\text{rep}} = 17,35$  MHz entspricht. Um den Aufbau möglichst kompakt zu realisieren, wurde eine Herriott-Zelle [Her64] im Laserresonator eingebaut. Sie besteht aus zwei konkaven Spiegeln mit den Krümmungsradien 1 bzw. 2 m, die im Abstand von etwa 76 cm angeordnet sind. Auf den beiden Spiegeln gibt es jeweils vier Reflexionen. Das Besondere an der Herriott-Zelle ist die identische Abbildung des Eingangsstrahls auf den Ausgangsstrahl, d.h. die Herriot-Zelle kann für die Lasergeometrie als Planspiegel verstanden werden.

Die passive Modenkopplung wird mit einem sättigbaren Halbleiter-Absorberspiegel<sup>2</sup> (SESAM) realisiert. Im Gegensatz zu dem Yb:KYW-Laser aus Abschnitt 4.1 wird dieser Laser im positiven Dispersionsbereich mit einer Gesamtdispersion von  $+250$  fs<sup>2</sup> betrieben (sog. *chirped-pulse oscillator*). Die emittierten Pulse sind auf Grund der dispersiven Verbreiterung im Resonator gechirpt.

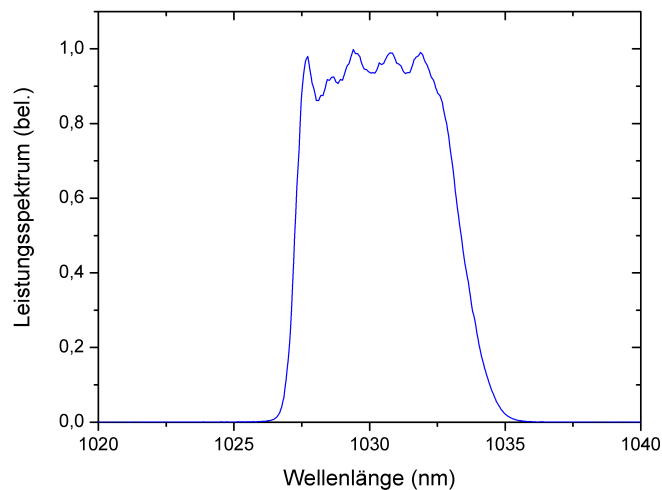
<sup>1</sup>LIMO, HLU35C10x5-980

<sup>2</sup>HighQ Laser, HQL 56B Top

Das Cavity-Dumping wird mit einer Kombination aus einer 36 mm langen BBO-Pockelszelle<sup>3</sup> und einen Dünnschichtpolarisator (TFP) realisiert. Der Pockelszellentreiber<sup>4</sup> liefert bei der Dumpingfrequenz  $f_{\text{dump}} = 1$  MHz eine Spannung bis zu 1,5 kV. Eine schnelle Photodiode liefert das für die Synchronisation erforderliche Triggersignal. Wird eine Hochspannung an den BBO-Kristall angelegt, dann wird im Kristall eine Doppelbrechung induziert, die Polarisation des Lasers wird elliptisch und ein signifikanter Anteil der resonatorinternen Pulsenergie wird am TFP aus dem Resonator ausgekoppelt. Das Verhältnis zwischen dem ausgekoppeltem Puls und den Nachfolgepulsen ist bei Verwendung von zwei Dünnschichtpolarisatoren besser als 1/500.

Der Laser ist auf einer 90 cm × 50 cm großen temperaturstabilisierten Aluminiumplatte aufgebaut und mit einem stabilen abgedichteten Gehäuse versehen, welches mit Trockenluft gespült werden kann.

Bei der Dumpingfrequenz  $f_{\text{dump}} = 1$  MHz emittiert der Laser Pulse mit einer Energie bis zu 1,5  $\mu$ J. Die Zentralwellenlänge liegt bei  $\lambda = 1030$  nm und die spektrale Breite beträgt  $\Delta\lambda = 6,1$  nm. Das Leistungsspektrum ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die rechteckige Form des Spektrums ist typisch für Laser, die im positiven Dispersionsbereich betrieben werden. Die Fourier-limitierte Pulsdauer beträgt 390 fs. Die emittierten Pulse sind gechirpt und die gemessene Pulsdauer liegt bei etwa 2–3 ps.

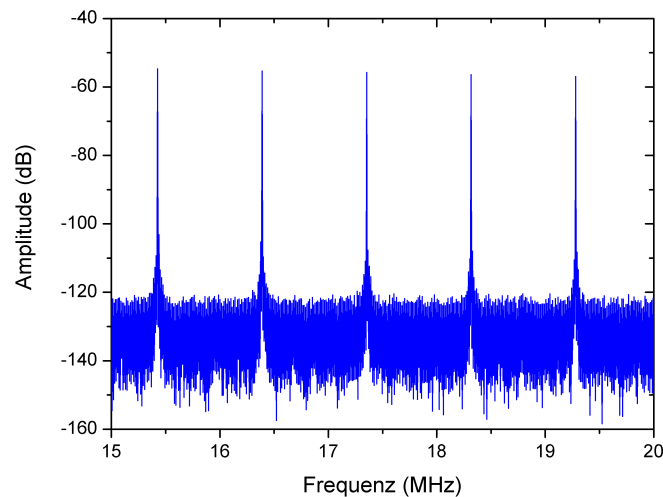


**Abbildung 7.4:** Leistungsspektrum des Yb:KYW-Lasers im positiven Dispersionsbereich. Die spektrale Breite beträgt 6,1 nm.

<sup>3</sup>Cleveland Crystals, LightGate 3

<sup>4</sup>Bergmann Messgeräte Entwicklung

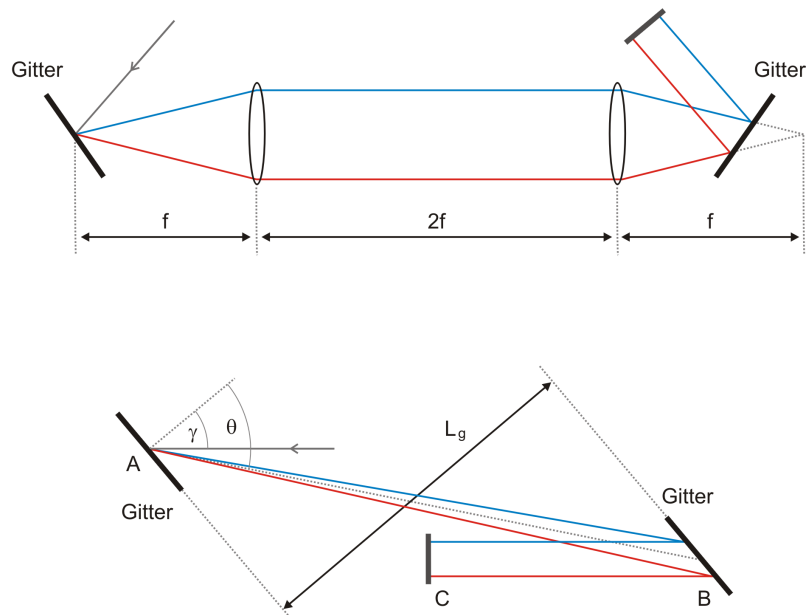
Die Messung der emittierten Pulse mit einer schnellen Photodiode und einem RF-Spektralanalysator (Abb. 7.5) bestätigt einen stabilen modengekoppelten Betrieb. Der Laser zeigt ein rms-Rauschen der Pulsenergie kleiner 0,5 % und einen nahezu beugungsbegrenzt fokussierbaren Strahl mit  $M^2 < 1,1$ .



**Abbildung 7.5:** RF-Spektrum des Yb:KYW-Lasers im positiven Dispersionsbereich. Der Laser zeigt stabilen modengekoppelten Betrieb.

### 7.1.2 Pulsstreckker

Die emittierten Pulse des Laseroszillators werden anschließend zeitlich gestreckt, um die Pulsspitzenleistung zu reduzieren. Dazu kommt ein Gitterstreckker zum Einsatz, da auf diese Weise einfach die erforderlichen großen Streckungsfaktoren realisiert werden können. Der Puls wird dabei mit einem Gitter spektral aufgespalten, und die einzelnen Spektralanteile legen unterschiedlich lange Wege im Pulsstreckker zurück. Der schematische Aufbau eines Gitterstreckkers in der Martinez-Konfiguration [Mar87] ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Dabei ist ein Teleskop zwischen zwei antiparallel angeordneten Gittern platziert und die Dispersion lässt sich durch den Abstand zwischen dem zweiten Gitter und dem Bild des ersten Gitters einstellen. Wenn ein negativer Abstand eingestellt wird, dann besitzt der Gitterstreckker genau die komplementäre Dispersion zu einem Gitterkompressor (Abb. 7.6). Die Kombination aus Gitterstreckker und -kompressor ermöglicht also, die Pulse auf eine beliebige Dauer zu strecken und anschließend wieder auf die ursprüngliche Pulsdauer zu komprimieren [Pes87].



**Abbildung 7.6:** Schematische Darstellung eines Gitterstreckers in der Martinez-Konfiguration (oben) und eines Gitterkompressors in der Treacy-Konfiguration (unten).

In [Tre69] wurde gezeigt, dass ein Paar identischer parallel angeordneter Gitter benutzt werden kann, um negative Dispersion zu erzeugen. Dies lässt sich mit Abbildung 7.6 verdeutlichen. Der optische Weg entlang der Strecke  $\overline{ABC}$  ist gegeben durch [Bac98]

$$P(\lambda) = \frac{L_g}{\cos \theta} [1 + \cos(\gamma - \theta)], \quad (7.1)$$

wobei die Definition der Variablen aus der Abbildung entnommen werden kann. Der Beugungswinkel für die erste Ordnung lässt sich mit der Gittergleichung

$$\sin \theta + \sin \gamma = \frac{\lambda}{d}, \quad (7.2)$$

berechnen; dabei ist  $d$  die Gitterperiode. Der Beugungswinkel ist für die langwelligen (roten) Spektralanteile größer als für die kurzwelligen (blauen) Spektralanteile, so dass die langwelligen Anteile im Kompressor einen längeren Weg zurücklegen und somit negative Dispersion realisiert wird. Für die Dispersion, die mit dem Gitterkompressor hervorgerufen wird, gilt dann [Dra06]:



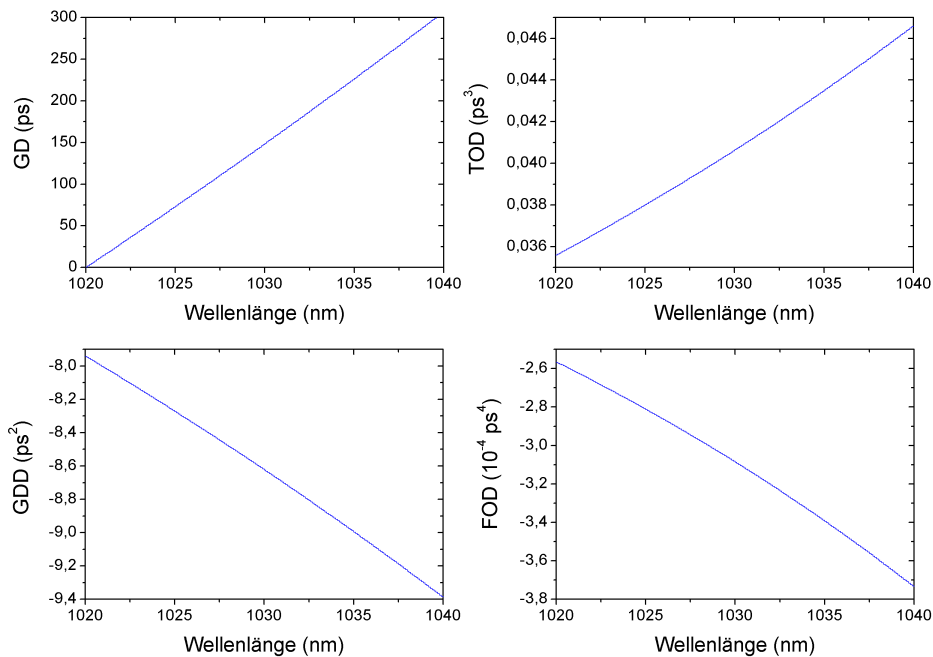
$$\text{GDD} = \frac{d^2 \phi_g(\omega)}{d\omega^2} = -\frac{\lambda^3 L_g}{\pi c^2 d^2 \cos^3(\theta)}, \quad (7.3)$$

$$\text{TOD} = \frac{d^3 \phi_g(\omega)}{d\omega^3} = -\frac{3\lambda}{2\pi c} \frac{d^2 \phi_g(\omega)}{d\omega^2} \left[ 1 + \frac{\lambda \tan(\theta)}{d \cos(\theta)} \right], \quad (7.4)$$

$$\text{FOD} = \frac{d^4 \phi_g(\omega)}{d\omega^4} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \frac{d^2 \phi_g(\omega)}{d\omega^2} \left[ 4 \left( 1 + \frac{\lambda \tan(\theta)}{d \cos(\theta)} \right)^2 + \frac{\lambda^2}{d^2 \cos^4(\theta)} \right] \quad (7.5)$$

mit  $\cos(\theta) = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma\right)^2}$ .

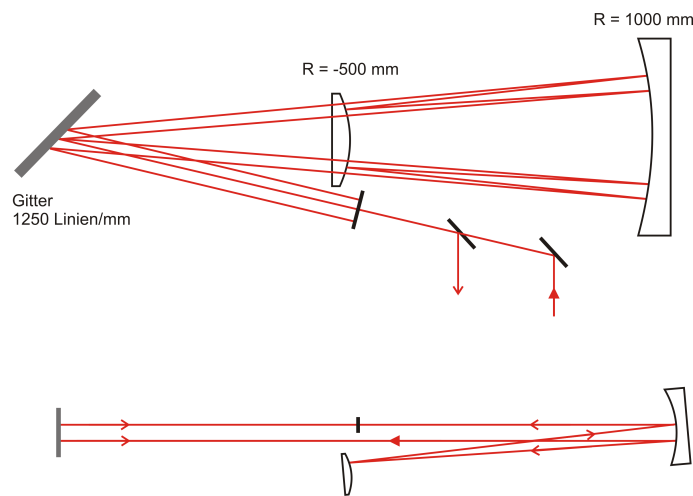
In der Abbildung 7.7 ist die berechnete Dispersion eines Gitterkompressors bei dem Einfallswinkel  $\gamma = 35^\circ$ , der Gitterkonstanten  $d = 800$  nm, dem Abstand  $L_0 = 70$  cm zwischen den Gittermitten und dem senkrechten Gitterabstand  $L_g = L_0 \cos \theta = 49$  cm dargestellt.



**Abbildung 7.7:** Berechnung der Dispersion eines Gitterkompressors. Die verwendeten Parameter sind:  $L_g = 49$  cm,  $d = 800$  nm und  $\gamma = 35^\circ$

In dieser Arbeit wurde der Gitterstrecker nicht in der klassischen Martinez-Konfiguration realisiert, sondern im Offner-Design [Off73, Du95, Che96]. Der Aufbau ist in Abbildung 7.8 schematisch dargestellt. Er besteht aus einem einzelnen Gitter und zwei sphärischen Spiegeln mit positivem ( $R = 1000$  mm) und negativem

( $R = -500$  mm) Krümmungsradius. Die beiden Spiegel sind konzentrisch angeordnet und der Abstand des Gitters vom Mittelpunkt der Krümmungsradien beträgt 35 cm. Der einfallende und der am Gitter abgebeugte Strahl liegen in einer Ebene. Der konkave Spiegel ist leicht nach unten geneigt und reflektiert den Strahl auf den konvexen Spiegel. Von dort wird der Strahl dann wieder zurück reflektiert, so dass er das Gitter an einer höheren Position trifft; der abgebeugte und der einfallende Strahl verlaufen dann parallel. Mit einem Planspiegel wird schließlich der Strahl mit einem leichten Höhenversatz in den Gitterstrecker zurück reflektiert.



**Abbildung 7.8:** Skizze des Offner-Streckers in der Aufsicht (oben) und in der Seitenansicht (unten). Die beiden Spiegel sind konzentrisch angeordnet.

Die Realisierung des Pulsstreckers im Offner-Design hat gegenüber der klassischen Martinez-Konfiguration den Vorteil, dass keine chromatische Aberration auftritt, da nur reflektive Optiken benutzt werden. Darüber hinaus bewirkt die Verwendung zweier sphärischer Spiegel, deren Krümmungsradien ein unterschiedliches Vorzeichen besitzen und deren Verhältnis gleich zwei ist, dass sphärische Aberration und Astigmatismus kompensiert werden.

Bei der Justage des Gitterstreckers ist es äußerst wichtig, dass die beiden Gitter exakt antiparallel zueinander ausgerichtet sind, da sonst ein zeitlicher und räumlicher Chirp des Pulses entsteht, der im Kompressor nicht kompensiert werden kann. Beim Offner-Design mit nur einem einzelnen Gitter kann dieses Problem hingegen nicht auftreten. Außerdem ist der Offner-Streckler relativ kompakt, da der Strahlengang mehrfach gefaltet wird.

Im Offner-Streckler wird ein holographisches Gold-beschichtetes Gitter<sup>5</sup> mit 1250 Linien/mm verwendet. Das Gitter ist spezifiziert mit einer Beugungseffizienz  $> 90\%$

<sup>5</sup>Spectrogon, PC 1250 30x64x10 NIR

bei einem Einfallswinkel nahe dem Littrow-Winkel ( $\gamma_L = \arcsin \frac{\lambda}{2d} = 40^\circ$ ) für die Wellenlänge 1040 nm und p-polarisierte Strahlung.

Die Berechnung der Dispersion des Offner-Streckers ist mit den Gleichungen (7.3) bis (7.5) möglich. Der Abstand der Gittermitten im Offner-Streckter ist  $L_0 = 70$  cm. Beim Einfallswinkel  $\gamma = 35^\circ$  resultiert daraus ein senkrechter Gitterabstand  $L_g = L_0 \cos \theta = 49$  cm. Die Dispersion des Gitterstreckers lässt sich mit den Gleichungen (7.3) bis (7.5) berechnen und beträgt  $\text{GDD}_{\text{Streckter}} = 8,6184 \text{ ps}^2$ ,  $\text{TOD}_{\text{Streckter}} = -0,0406 \text{ ps}^3$  und  $\text{FOD}_{\text{Streckter}} = 3,0842 \cdot 10^{-4} \text{ ps}^4$ .

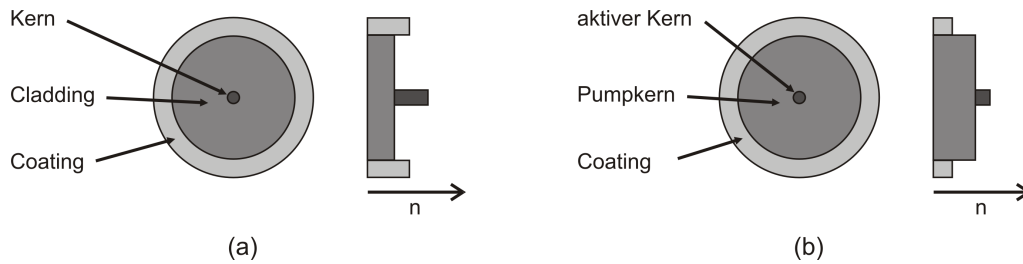
Die emittierten Pulse des Yb:KYW-Seedlasers werden mit dem Gitterstreckter auf eine Pulsdauer von ungefähr 45 ps gestreckt und sind somit um mehr als das 100-fache gegenüber der Fourier-limitierten Pulsdauer verlängert.

### 7.1.3 rod-type Faser

Bei einer optischen Faser wird das Licht durch Totalreflexion in einem Kern geführt, der von einem Cladding mit niedrigerem Brechungsindex umgeben ist (Abb. 7.9a). Bei klassischen Faserverstärkern, die z.B. im Telekommunikationsbereich verwendet werden, ist der Kern mit laseraktiven Ionen dotiert, und das Pumplicht wird direkt in den Kern eingekoppelt. Damit ein beugungsbegrenzter Strahl emittiert wird, darf nur die transversale Grundmode im Kern geführt werden. Für Singlemode-Fasern ist der Kerndurchmesser kleiner als  $10 \mu\text{m}$  bei einer NA von  $\sim 0,1$ . Um das Pumplicht effizient in den Kern einkoppeln zu können, müssen daher Laserdioden eingesetzt werden, die selbst ein grundmodiges Strahlprofil aufweisen. Die Leistung solcher Laserdioden ist allerdings auf einige Watt begrenzt.

Diese Leistungsbegrenzung wird durch den Einsatz von Doppelkernfasern (*double clad fiber*) aufgehoben. Bei diesen Fasern ist der mit laseraktiven Ionen dotierte Kern von einem zweiten multimodigen Kern umgeben, in welchen das Pumplicht eingekoppelt wird (Abb. 7.9b). Der Durchmesser des Pumpkerns beträgt einige  $100 \mu\text{m}$  und die numerische Apertur ist  $\sim 0,4$ . Die hohen Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpdioden werden somit reduziert, und es können leistungsstarke, kostengünstige Laserdioden eingesetzt werden.

Allerdings ist der Modenfelddurchmesser und somit die extrahierbare Pulsenergie begrenzt. Um die Ausbreitung von höheren Transversalmoden zu verhindern, muss mit steigendem Kerndurchmesser der Brechungsindexsprung zwischen Kern und Cladding verkleinert werden, so dass schließlich die Wellenleitereigenschaft der Faser verloren geht. Zur Lösung dieses Problems bieten sich die photonischen Kristallfasern (*photonic crystal fiber*) oder mikrostrukturierten Fasern an [Rus03, Rus06]. Sie bestehen aus einem Quarzglaskern, der mit einer regelmäßigen Struktur von



**Abbildung 7.9:** Querschnitt und Brechungsindexprofil einer optischen Faser (a) und einer Doppelkernfaser (b).

Luftlöchern umgeben ist. Durch das Design der Faser lassen sich die Wellenleiter-eigenschaften der Faser gezielt beeinflussen und es ist möglich, im Vergleich zu konventionellen Doppelkernfasern einen größeren Modenfelddurchmesser von einigen  $10\ \mu\text{m}$  unter Beibehaltung der Grundmode zu realisieren.

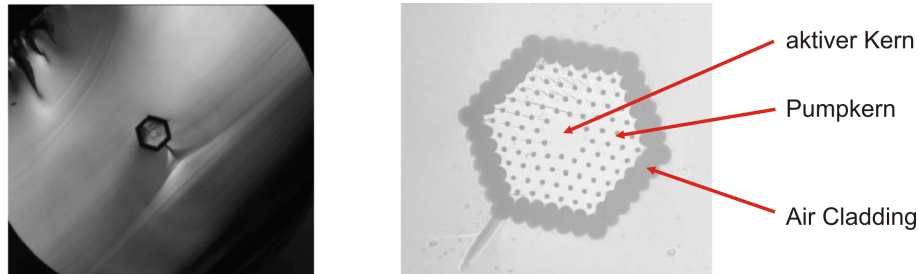
Neben einer Dotierung mit laseraktiven Ionen lässt sich auch das Konzept der Doppelkernfasern auf photonische Kristallfasern übertragen. Der Pumpkern wird dabei an dünnen Quarzglasbrücken aufgehängt, deren Breite kleiner ist als die Wellenlänge der geführten Strahlung (*air-clad fiber*). Der große Brechungsindexsprung zwischen Glas und Luft ermöglicht somit eine signifikant größere numerische Apertur des Pumpkerns von  $\sim 0,6$ .

Zum Schutz der Faser wird normalerweise ein äußeres Polymer-Coating benötigt. Allerdings ist dessen Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu Quarzglas geringer, und dieses führt bei hohen extrahierten Leistungen zu thermischen Problemen. Diese lassen sich aber umgehen, indem der Faserdurchmesser auf  $\sim 1\ \text{mm}$  vergrößert wird, so dass die Faser selbst genügend mechanische Stabilität aufweist (*rod-type fiber*).

Eine solche Yb-dotierte rod-type Faser<sup>6</sup> [Lim05] wird in dieser Arbeit zur Verstärkung der gestreckten Pulse verwendet. Die Faser ist  $50\ \text{cm}$  lang und hat einen äußeren Durchmesser von  $1,7\ \text{mm}$ . In Abbildung 7.10 ist eine Mikroskopaufnahme der Faser gezeigt. Der Pumpkern besitzt eine hexagonale Struktur mit einem Durchmesser von  $117\ \mu\text{m}$  und die numerische Apertur (NA) beträgt  $0,6$ . Auf Grund der hohen NA des Pumpkerns, die durch das mikrostrukturierte Design der Faser hervorgerufen wird, ist der Pumpkern kompatibel zu Standard-Pumpfasern mit einer NA von  $0,22$  und einem Durchmesser von  $400\ \mu\text{m}$ . Der Yb-dotierte Kern hat einen Durchmesser von  $33\ \mu\text{m}$  und weist eine Pumplichtabsorption von  $30\ \text{dB/m}$  bei  $976\ \text{nm}$  auf. Die Endflächen der Faser sind unter einem Winkel von  $\sim 5^\circ$  poliert, um parasitären Laserbetrieb zu vermeiden. Um die Faser während des Betriebs vor

<sup>6</sup>Crystal Fibre, DC-117-33-Yb

Umwelteinflüssen zu schützen, sind die beiden Endflächen versiegelt, indem die Kapillaren zum Kollabieren gebracht wurden sind.



**Abbildung 7.10:** Mikroskopaufnahme der rod-type Faser (links) und Detailaufnahme des Kernregion (rechts). Abbildung entnommen aus [Lim05].

Die Seedstrahlung und die Pumpstrahlung werden von den gegenüberliegenden Seiten in die rod-type Faser eingekoppelt. Als Pumpdiode wird ein fasergekoppelter Diodenlaser<sup>7</sup> verwendet, der eine Leistung von 60 W bei einer Zentralwellenlänge von 976 nm und einer spektralen Breite kleiner 5 nm liefert. Die Temperatur der Laserdiode wird mit einem Peltier-Regelgerät<sup>8</sup> stabilisiert, um die Emissionswellenlänge konstant zu halten.

#### 7.1.4 Pulskompressor

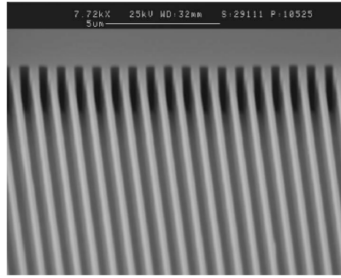
Die in der rod-type Faser verstärkten Pulse werden schließlich mit einem Gitterkompressor wieder in den Femtosekundenbereich komprimiert. Der Kompressor besteht aus zwei parallel angeordneten Quarz-Transmissionsgittern<sup>9</sup> [Cla03] mit 1250 Linien/mm. Die Gitter wurden mittels Elektronenstrahl-Lithographie hergestellt und sind spezifiziert mit einer Beugungseffizienz  $> 94\%$  bei 1040 nm und s-polarisierter Strahlung. Die Rückseite der Gitter ist für die Laserwellenlänge antireflexbeschichtet. Die Transmissionsgitter zeichnen sich durch eine deutlich höhere Zerstörschwelle im Vergleich zu konventionellen Gold-beschichteten Gittern aus, so dass sie zur Pulskompression bei den vorliegenden mittleren Ausgangsleistungen verwendet werden können.

Mit dem Gitterkompressor muss nicht nur die Dispersion des Gitterstreckers kompensiert werden, sondern auch der anfängliche Chirp der emittierten Laserpulse und die Dispersion, die durch die rod-type Faser hervorgerufen wird. Die entsprechenden Beiträge der Dispersion zweiter Ordnung sind  $GDD_{\text{Seedlaser}} \approx 0,4832 \text{ ps}^2$  und

<sup>7</sup>Jenoptik, JOLD-75-CPXF-2P

<sup>8</sup>Peltron, PRG RS H 400

<sup>9</sup>Institut für Angewandte Physik, Friedrich-Schiller-Universität Jena



**Abbildung 7.11:** Rasterelektronenmikroskopaufnahme des Transmissionsgitters. Abbildung entnommen aus [Lim02].

$\text{GDD}_{\text{Faser}} \approx 0,0092 \text{ ps}^2$ . Die gesamte benötigte Dispersion des Kompressors beträgt also  $\text{GDD}_{\text{Kompressor}} = 9,1108 \text{ ps}^2$ , woraus nach Gleichung (7.3) beim Einfallswinkel  $\gamma = 35^\circ$  ein senkrechter Gitterabstand  $L_g = 51,8 \text{ cm}$  und ein Abstand der Gittermitten  $L_0 = 74 \text{ cm}$  resultiert.

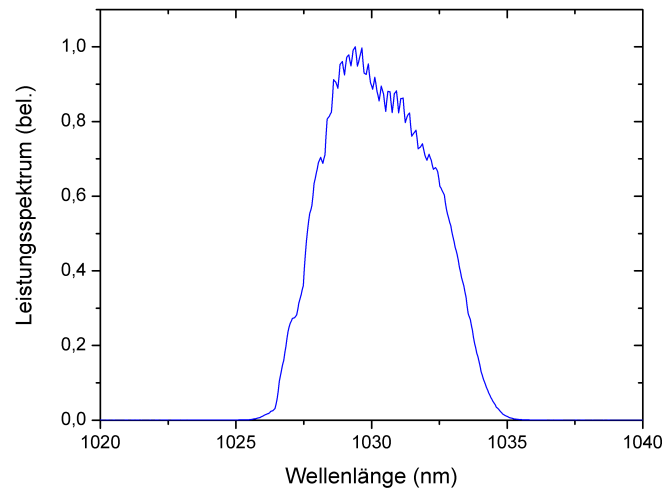
Dieser im Vergleich zum Strecker vergrößerte Gitterabstand führt allerdings dazu, dass die Dispersion dritter und vierter Ordnung nicht mehr exakt ausgeglichen sind. Die entsprechenden Beiträge des Kompressors sind  $\text{TOD}_{\text{Kompressor}} = 0,0429 \text{ ps}^3$  und  $\text{FOD}_{\text{Kompressor}} = -3,2604 \cdot 10^{-4} \text{ ps}^4$ , so dass folgende Dispersionsbeiträge übrig bleiben:  $\text{TOD} = 0,0023 \text{ ps}^3$  und  $\text{FOD} = -0,1762 \cdot 10^{-4} \text{ ps}^4$ .

## 7.2 Ergebnisse

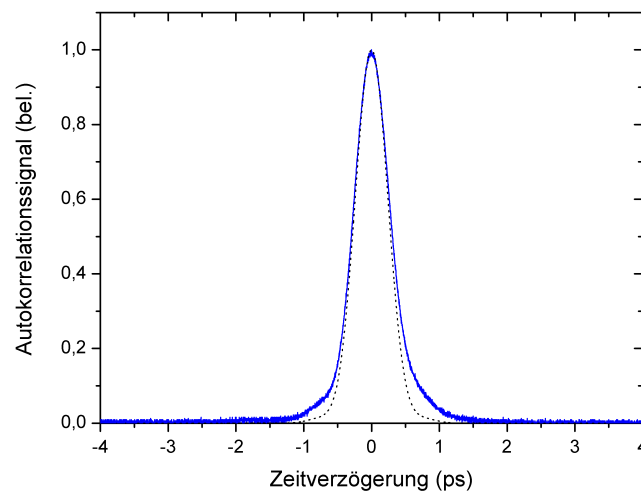
In die rod-type Faser wird eine Seedleistung von etwa 800 mW eingekoppelt, wobei die Verluste durch den optischen Isolator und den Gitterstrecker berücksichtigt sind. Von der gegenüberliegenden Seite wird die Faser mit 60 W gepumpt. Die erzielte Ausgangsleistung hinter der Faser ist  $\geq 13 \text{ W}$ , was einem Verstärkungsfaktor von ungefähr 16 entspricht. Die Leistung ist dabei durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung begrenzt. In der Abbildung 7.12 ist das Leistungsspektrum der verstärkten Pulse dargestellt. Die spektrale Breite wird im Verstärker geringfügig auf 5,4 nm reduziert; die Fourier-limitierte Pulsdauer beträgt 400 fs.

Hinter dem Gitterkompressor beträgt die Leistung noch 9 W, was einer Gesamteffizienz des Kompressors von knapp 70 % entspricht. Da die rod-type Faser nicht polarisationserhaltend ist, wird eine Kombination aus einer  $\lambda/2$ -Platte und einer  $\lambda/4$ -Platte sowohl vor als auch hinter der Verstärkerfaser eingesetzt, um den Durchsatz durch den Gitterkompressor zu maximieren.

Zur zeitlichen Charakterisierung der komprimierten Pulse wird ein hintergrundfreier



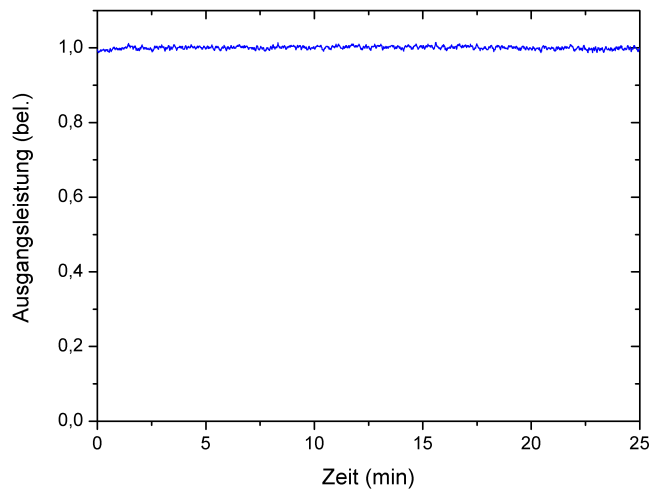
**Abbildung 7.12:** Leistungsspektrum des Faserverstärkers. Die spektrale Breite beträgt 5,4 nm.



**Abbildung 7.13:** Hintergrundfreie Intensitätsautokorrelation des Faserverstärkers. Blaue durchgezogene Linie: gemessene Autokorrelation, schwarze gestrichelte Linie: berechnete Autokorrelation des Fourier-limitierten Pulses. Die resultierende Pulsdauer beträgt 420 fs.

Intensitätsautokorrelator eingesetzt. In der Abbildung 7.13 ist die gemessene Autokorrelation mit der blauen durchgezogenen Linie und die berechnete Autokorrelation des Fourier-limitierten Pulses mit der gestrichelten schwarzen Linie dargestellt. Die Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion beträgt 600 fs, und mit einem Entfaltungsfaktor von 0,71, der sich aus der Pulsform ergibt, resultiert eine Pulsdauer von 420 fs. Die Abweichung der gemessenen Pulsdauer vom Fourierlimit liegt bei 5 % und ist auf die nichtkompensierte Dispersion höherer Ordnungen zurückzuführen. Die resultierende Pulsspitzenleistung ist  $\sim 18$  MW.

Die Abbildung 7.14 zeigt die Messung der Ausgangsleistung des Faserverstärkers über einen Zeitraum von 25 Minuten. Der rms-Wert der Leistungsschwankungen ist kleiner 1 % und das System ist auch für Langzeit-Anwendungen sehr gut geeignet.



**Abbildung 7.14:** Messung der Ausgangsleistung des Faserverstärkers über einen Zeitraum von 25 Minuten. Der rms-Wert der Leistungsschwankungen ist kleiner 1 %.

### 7.3 Schlussfolgerung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein einstufiger Nachverstärker für einen Yb:KYW-Laser mit Cavity-Dumping aufgebaut. Das faserbasierte CPA-System emittiert Pulse mit einer Energie von  $9 \mu\text{J}$  und einer Pulsdauer von 420 fs bei einer Repetitionsrate von 1 MHz.

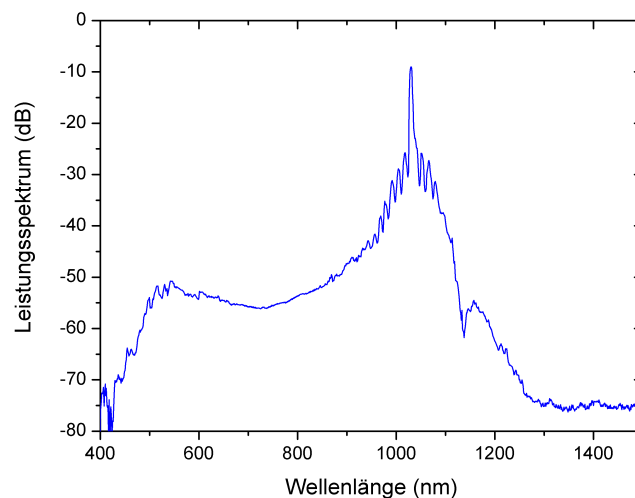
Der Faserverstärker stellt eine ideale Pumpquelle für den in Kapitel 4 und 5 beschriebenen optisch parametrischen Verstärker dar. Im Vergleich zum OPA aus Ka-



pitel 4 liegt die verfügbare Pumpenergie fast eine Größenordnung höher. Somit sind Pulsenergien des OPAs von mehreren 100 nJ zu erwarten. Außerdem besteht jetzt die Möglichkeit, die Pulsenergie auf zwei OPAs aufzuteilen und somit Zwei-Farben Anrege-Abfrage-Messungen in einem weiten Spektralbereich durchzuführen.

Kürzlich wurde in [Sch08] ein OPA vorgestellt, der mit einem kommerziellen Faserverstärker gepumpt wird, welcher 10  $\mu$ J Pulse liefert. Auf diese Weise konnten mit dem OPA bei 200 kHz durchstimmbare sub-20-fs-Pulse mit Pulsenergien bis zu 860 nJ demonstriert werden.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, direkt Weißlicht in Saphir zu erzeugen, ohne die Pulse vorher durch ein nichtlineares Pulskompressionsschema verkürzen zu müssen, wie dies beim OPA in Kapitel 4 der Fall war. Dazu wird die Strahlung mit einer Linse ( $f = 50$  mm) in die 3 mm dicke Saphirplatte fokussiert. Die benötigte Pulsenergie beträgt 3,1  $\mu$ J. In der Abbildung 7.15 ist das generierte Weißlichtspektrum dargestellt.



**Abbildung 7.15:** In Saphir generiertes Weißlichtspektrum.

Bei bisherigen Arbeiten wurden zur Weißlichterzeugung in Saphir Pulse mit einer Dauer im 100-fs-Bereich eingesetzt. Hier wurde demonstriert, dass Weißlichterzeugung auch mit längeren Pulsen möglich ist. Dabei zeigte sich, dass schon kleine Änderung der Pulsdauer einen deutlichen Einfluss auf die Schwelle der Weißlichterzeugung haben. Weiterhin ist noch nicht ganz klar, ob die mittlere Leistung über 3 W auf Dauer zu einer Schädigung des Saphirs führt. Es wurde ein stabiles Weißlichtfilament über einen längeren Zeitraum beobachtet, bei leicht

anderen Parametern des Eingangspulses hingegen wurden nach kurzer Zeit starke Leistungsschwankungen des Weißlichts beobachtet, was auf eine Degradierung des Saphirs hinweist. Um genaue Aussagen zu diesen Fragen treffen zu können, sind noch weitere Untersuchungen erforderlich.

Neben dem Einsatz als Pumpquelle für einen OPA gibt es noch weitere Anwendungsmöglichkeiten für den aufgebauten Faserverstärker.

In [Ose04, Tac04, Del05a, Del05b] wurde das Wellenleiterschreiben mit einem diodengepumpten Laseroszillator mit Cavity-Dumping demonstriert. Dabei wird durch nichtlineare Absorption im Fokus des Laserstrahls ein transparentes Material so manipuliert, dass eine wellenleitende Struktur entsteht. Durch Verschiebung des Fokus innerhalb des Substrats können auf diese Weise flexible dreidimensionale Strukturen realisiert werden.

Der Faserverstärker stellt im Vergleich zum Oszillator eine deutlich höhere Pulsenergie zur Verfügung. In Kombination im einem räumlich LCD Pulsformer besteht die Möglichkeit, den Fokus des Laserstrahls zu verändern und somit z.B. mehrere Wellenleiter simultan zu schreiben.

Um Mikrokanäle innerhalb eines Glassubstrats herzustellen, wird das Verfahren der Laserbestrahlung mit einem anschließenden Ätzprozess in Flusssäure angewendet [Bel04, Mas06, Ose07]. Durch nichtlineare Absorption im Fokus wird das Material so verändert, dass die Ätzrate im Vergleich zum nichtbestrahlten Material um bis zu zwei Größenordnungen erhöht wird. Bei den Experimenten wurden Ti:Saphir Verstärkersysteme eingesetzt und die eingestrahlte Pulsenergie betrug einige  $\mu\text{J}$ .

Alternative Methoden zur Herstellung von Mikrokanälen sind die direkte Laserablation innerhalb des Substrats [Li01, Hwa04] die Ablation an der Oberfläche [Gir04]. Beim ersten Ansatz werden Flüssigkeiten mit hohem Druck benötigt, um die Reste des Materials aus dem Kanal zu entfernen, wodurch die maximale Länge der Kanäle begrenzt wird. Beim zweiten Ansatz lassen sich beliebig lange Kanäle herstellen, allerdings muss die Oberfläche des Substrats anschließend mit einem Glasdeckel versehen werden und das Verfahren ist auf zwei Dimensionen begrenzt.

Der vorgestellte Faserverstärker stellt mit seiner Pulsenergie von  $9 \mu\text{J}$  eine geeignete Quelle dar, um sowohl Wellenleiter als auch Mikrokanäle auf einem Glassubstrat zu schreiben. Auf diese Weise lassen sich Biochips mit integrierten photonischen Funktionalitäten herstellen. Die Mikrokanäle ermöglichen den Transport von biologischen Substanzen, während die optischen Wellenleiter zur Detektion der Biomoleküle verwendet werden können. Untersuchung hierzu werden im Rahmen des aktuell laufenden EU-Projektes „HIBISCUS“ (*Hybrid integrated biophotonic sensors created by ultrafast laser systems*) durchgeführt.

Darüber hinaus ist der Faserverstärker eine interessante Laserquelle für die Beschichtungstechnik mit kurzen Pulsen (*pulsed laser deposition*, PLD) [Chr94]. Bei der PLD werden Nanopartikel mittels Ablation durch Laserpulse generiert. Bringt man während der Ablation ein Substrat in die Nähe des Targets, so wird es mit den entstehenden Nanopartikeln beschichtet. Bisher wurden Quellen eingesetzt, die alle mit niedrigen Wiederholraten im 10 Hz bis 1 kHz-Bereich betrieben wurden. Im Rahmen des zukünftigen BMBF-Verbundprojektes „PEARLS“ (*Präparation, Evaluation und Anwendung Randomisierender Laser Systeme*) soll nun der Einsatz von Femtosekunden-Lasern mit MHz-Repetitionsraten untersucht werden.

Die Ausgangsleistung des Faserverstärkers ist gegenwärtig durch die verfügbare Pumpleistung limitiert. Durch den Einsatz einer leistungsstärkeren Pumpdiode oder einen mehrstufigen Verstärkeraufbau ist das Potential zur Leistungsskalierung gegeben.

So konnte vor kurzem mit einem CPA-System und mehreren faserbasierten Verstärkerstufen bei einer Repetitionsrate von 0,9 MHz die Erzeugung von Pulsen mit einer Energie von 100  $\mu$ J und einer Pulsdauer von 500 fs demonstriert werden [Rös07b]. Bei Repetitionsraten im 100 kHz Bereich wurden Pulsenergien von 1 mJ erreicht [Rös07a].

Eine Verkürzung der Pulsdauer lässt sich erzielen, indem der Streckungsfaktor reduziert wird und somit das Spektrum während der Verstärkung durch Selbstphasenmodulation in der rod-type Faser verbreitert wird. In [Zao08] wurde gezeigt, dass sich auf diese Weise Pulsdauern von 49 fs bei einer Pulsenergie von 870 nJ erzielen lassen. Sollte sich diese Pulsdauer auch bei höheren Pulsenergien erzielen lassen, dann kann diese Laserquelle für Experimente wie z.B. die Erzeugung von hohen Harmonischen oder Attosekundenpulsen mit MHz-Repetitionsraten verwendet werden.



## Kapitel 8

# Zusammenfassung

Zur Erzeugung von durchstimmbaren Femtosekundenpulsen mit hoher Pulsspitzenleistung sind optisch parametrische Verstärker eine ideale Laserquelle. Auf Grund der benötigten hohen Pumpintensitäten wurden sie bisher überwiegend mit Ti:Saphir-Verstärkersystemen gepumpt und im kHz-Bereich betrieben.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein optisch parametrischer Verstärker entworfen und aufgebaut, der auf diodengepumpten Lasersystemen mit hoher Repetitionsrate basiert. Es konnte zum ersten Mal ein OPA realisiert werden, der direkt mit einem Yb:KYW-Laseroszillator mit Cavity-Dumping gepumpt wird. Auf diese Weise konnte eine Repetitionsrate von 1 MHz erreicht werden, was für viele Anwendungen auf Grund eines verbesserten Signal-Rausch-Verhältnisses von Vorteil ist.

Mit dem OPA können in der kollinearen Geometrie weit durchstimmbare Pulse im Wellenlängenbereich von 650 bis 850 nm für das Signal und 1,4 bis 2,5  $\mu\text{m}$  für den Idler realisiert werden. Für das Signal sind die Pulsenergien größer 30 nJ und die Pulsdauern liegen bei 16 fs.

Durch den Übergang zur nichtkollinearen Geometrie ist es möglich, ultrakurze Pulse mit einer Dauer von 9,7 fs und einer Pulsenergie von 45 nJ zu erzeugen, woraus eine Pulsspitzenleistung von 4 MW resultiert.

Mit diesen Parametern ist der MHz-OPA eine vielseitige Laserquelle für zahlreiche Anwendungen in der Spektroskopie oder der nichtlinearen Mikroskopie und stellt eine interessante, kostengünstige Alternative zu traditionellen OPAs dar, die auf der Ti:Saphir-Technologie basieren.

Das Potential des MHz-OPAs für die zeitaufgelöste Spektroskopie wurde an einem Beispiel eindrucksvoll demonstriert. Es wurden Anrege-Abfrage-Messungen an verschiedenen Proben wie Kohlenstoff-Nanoröhren und Quantenpunkt-Strukturen

durchgeführt, und dabei konnten selbst geringe Transmissionsänderungen kleiner 0,1 % erfolgreich detektiert werden.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigte sich mit der Untersuchung von Nachverstärker-Konzepten für Yb:KYW-Lasersoszillatoren.

Es wurde ein CPA-System realisiert, bei dem die Pulse des Oszillators zunächst zeitlich gestreckt, danach in einer Yb-dotierten rod-type Faser verstärkt und anschließend mit einem Kompressor bestehend aus Quarz-Transmissionsgittern wieder in den Femtosekundenbereich komprimiert werden. Auf diese Weise konnten bei der Repetitionsrate von 1 MHz Pulse mit einer Energie von 9  $\mu$ J und einer Dauer von 420 fs erzeugt werden.

Die Ausgangsleistung des Faserverstärkers lässt sich durch den Einsatz einer leistungsstärkeren Pumpdiode und einem mehrstufigen Verstärkeraufbau weiter skalieren.

Mit diesen Parametern wird der Faserverstärker viele Anwendungen finden, die von der Mikromaterialbearbeitung bis zum Einsatz als Pumpquelle für parametrische Verstärker reichen. Auf diese Weise wird es möglich sein, mit einem NOPA bei MHz-Repetitionsraten ultrakurze Pulse mit Pulsenergien im  $\mu$ J-Bereich zu erzeugen.

# Literaturverzeichnis

- [Ada07] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, S. Watanabe, *1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz*, Opt. Lett. **32**, 2487–2489 (2007).
- [Agr01] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2001).
- [Agu07] C. Agueraray, T. V. Andersen, D. N. Schimpf, O. Schmidt, J. Rothhardt, T. Schreiber, J. Limpert, E. Cormier, A. Tünnermann, *Parametric amplification and compression to ultrashort pulse duration of resonant linear waves*, Opt. Exp. **15**, 5699–5710 (2007).
- [Alf70] R. R. Alfano, S. L. Shapiro, *Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass*, Phys. Rev. Lett. **24**, 584–587 (1970).
- [Alo00] O. E. Alon, V. Averbukh, N. Moiseyev, *High Harmonic Generation of Soft X-Rays by Carbon Nanotubes*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5218–5221 (2000).
- [And06] T. V. Andersen, O. Schmidt, C. Bruchmann, J. Limpert, C. Agueraray, E. Cormier, A. Tünnermann, *High repetition rate tunable femtosecond pulses and broadband amplification from fiber laser pumped parametric amplifier*, Opt. Exp. **14**, 4765–4773 (2006).
- [Arm01] M. R. Armstrong, P. Plachta, E. A. Ponomarev, R. J. D. Miller, *Versatile 7-fs optical parametric pulse generation and compression by use of adaptive optics*, Opt. Lett. **26**, 1152–1154 (2001).
- [Bac98] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *High power ultrafast lasers*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 1207–1223 (1998).
- [Bac01] A. Bachtold, P. Hadley, T. Nakanishi, C. Dekker, *Logic Circuits with Carbon Nanotube Transistors*, Science **294**, 1317–1320 (2001).
- [Bal02a] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, *Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers*, Phys. Rev. Lett. **88**, 133901 (2002).

- [Bal02b] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, *Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control*, Opt. Lett. **27**, 306–308 (2002).
- [Bau06] P. Baum, M. Breuer, E. Riedle, G. Steinmeyer, *Brewster-angled chirped mirrors for broadband pulse compression without dispersion oscillations*, Opt. Lett. **31**, 2220–2222 (2006).
- [Bel04] Y. Bellouard, A. Said, M. Dugan, P. Bado, *Fabrication of high-aspect ratio, micro-fluidic channels and tunnels using femtosecond laser pulses and chemical etching*, Opt. Exp. **12**, 2120–2129 (2004).
- [Bim99] D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* (John Wiley & Sons, 1999).
- [Bin05] T. Binhammer, E. Rittweger, R. Ell, K. X. Kärtner, U. Morgner, *Prism-based Pulse Shaper for Octave Spanning Spectra*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **41**, 1552–1557 (2005).
- [Boy03] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2003).
- [Bra91] T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, *Mode locking in solitary laser*, Opt. Lett. **15**, 1961–1963 (1991).
- [Cer97] G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, *Generation of 11 fs pulses tunable across the visible by optical parametric amplification*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3616–3618 (1997).
- [Cer98] G. Cerullo, M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, *Sub-8-fs pulses from an ultrabroadband optical parametric amplifier in the visible*, Opt. Lett. **23**, 1283–1285 (1998).
- [Cer99] G. Cerullo, M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, G. Tempea, F. Krausz, K. Ferencz, *Mirror-dispersion-controlled sub-10-fs optical parametric amplifier in the visible*, Opt. Lett. **24**, 1529–1531 (1999).
- [Cer03] G. Cerullo, S. De Silvestri, *Ultrafast optical parametric amplifiers*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1–18 (2003).
- [Che96] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, L. F. Dimmauro, *Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification*, Opt. Lett. **21**, 414–416 (1996).
- [Chr94] D. B. Chrisey, G. K. Hubler (Hg.), *Pulsed Laser Deposition of Thin Films* (John Wiley & Sons, 1994).



- [Cir07] G. Cirmi, D. Brida, C. Manzoni, M. Marangoni, S. De Silvestri, G. Cerullo, *Few-optical-cycle pulses in the near-infrared from a noncollinear optical parametric amplifier*, Opt. Lett. **32**, 2396–2398 (2007).
- [Cla03] T. Clausnitzer, J. Limpert, K. Zöllner, H. Zellmer, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, M. Jupé, D. Ristau, *Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped-pulse amplification systems*, Appl. Opt. **42**, 6934–6938 (2003).
- [Del05a] G. Della Valle, R. Osellame, N. Chiodo, S. Taccheo, G. Cerullo, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *C-band waveguide amplifier produced by femtosecond laser writing*, Opt. Exp. **13**, 5976–5982 (2005).
- [Del05b] G. Della Valle, S. Taccheo, R. Osellame, A. Festa, G. Cerullo, P. Laporta, *1.5  $\mu\text{m}$  single longitudinal mode waveguide laser fabricated by femtosecond laser writing*, Opt. Exp. **13**, 5976–5982 (2005).
- [Dew06] S. Dewald, T. Lang, C. D. Schröter, R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Siegel, U. Morgner, *Ionization of noble gases with pulses directly from a laser oscillator*, Opt. Lett. **31**, 2072–2074 (2006).
- [Dra06] G. W. F. Drake (Hg.), *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics* (Springer, 2006).
- [Dre01] M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P. Avouris (Hg.), *Carbon Nanotubes: Synthesis, Structure, Properties, and Applications* (Springer, 2001).
- [Du95] D. Du, J. Squier, S. Kane, G. Korn, G. Mourou, C. Bogusch, C. T. Cotton, *Terawatt Ti:sapphire laser with a spherical reflective-optic pulse expander*, Opt. Lett. **20**, 2114–2116 (1995).
- [Dub92] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas, *Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*, Opt. Commun. **88**, 437–440 (1992).
- [Eks08] Ekspla Datenblatt, [http://www.ekspla.com/repository/catalogue/pdfai/NLOC/Yb\\_KGW.pdf](http://www.ekspla.com/repository/catalogue/pdfai/NLOC/Yb_KGW.pdf) (2008).
- [Ell01] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, B. Luther-Davies, *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **26**, 373–375 (2001).

- [For81] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, *Generation of optical pulses shorter than 0,1 psec by colliding pulse mode locking*, Appl. Phys. Lett. **38**, 671–672 (1981).
- [For83] R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W. J. Tomlinson, *Femtosecond white-light continuum pulses*, Opt. Lett. **8**, 1–3 (1983).
- [For87] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, C. V. Shank, *Generation of optical pulses shorter than 0,1 psec by colliding pulse mode locking*, Opt. Lett. **12**, 483–485 (1987).
- [Fu92] Q. Fu, G. Mak, H. M. van Driel, *High-power, 62-fs infrared optical parametric oscillator synchronously pumped by a 76-MHz Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **17**, 1006–1008 (1992).
- [Gae00] A. L. Gaeta, *Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3582–3585 (2000).
- [Gal95] G. M. Gale, M. Cavallari, T. J. Driscoll, F. Hache, *Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator*, Opt. Lett. **20**, 1562–1564 (1995).
- [Gib96] G. N. Gibson, R. Klank, F. Gibson, B. E. Bouma, *Electro-optically cavity-dumped ultrashort-pulse Ti:sapphire oscillator*, Opt. Lett. **21**, 1055–1057 (1996).
- [Gie07] A. Giesen, J. Speiser, *Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **13**, 598–609 (2007).
- [Gir04] M. S. Giridhar, K. Seong, A. Schülzgen, P. Khulbe, N. Peyghambarian, M. Mansuripur, *Femtosecond pulsed laser micromachining of glass substrates with application to microfluidic devices*, Appl. Opt. **43**, 4584–4589 (2004).
- [Gre05] M. Greve, B. Bodermann, H. R. Telle, P. Baum, E. Riedle, *High-contrast chemical imaging with gated heterodyne coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy*, Appl. Phys. **B 81**, 875–879 (2005).
- [Har67] S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer, *Observation of tunable optical parametric fluorescence*, Phys. Rev. Lett. **18**, 732–734 (1967).
- [Her64] D. Herriott, H. Kogelnik, R. Kompfner, *Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers*, Appl. Opt. **3**, 523–526 (1964).

- [Hön99] C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. A. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, U. Keller, *Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers*, Appl. Phys. **B 69**, 3–17 (1999).
- [Hwa04] D. J. Hwang, T. Y. Choi, C. P. Grigoropoulos, *Liquid-assisted femtosecond laser drilling of straight and three-dimensional microchannels in glass*, Appl. Phys. **A 79**, 605–612 (2004).
- [Kär95] F. X. Kärtner, U. Keller, *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber*, Opt. Lett. **20**, 16–18 (1995).
- [Kär96] F. X. Kärtner, I. D. Jung, U. Keller, *Soliton Mode-Locking with Saturable Absorbers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **2**, 540–556 (1996).
- [Kär98] F. X. Kärtner, J. Aus der Au, U. Keller, *Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers - What's the Difference?*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **4**, 159–168 (1998).
- [Kär01] F. X. Kärtner, U. Morgner, R. Ell, T. Schibli, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, *Ultrabroadband double-chirped mirror pairs for generation of octave spectra*, J. Opt. Soc. Am. **B 18**, 882–885 (2001).
- [Kel92] S. M. J. Kelly, *Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton*, Electron. Lett. **82**, 806–807 (1992).
- [Kel96] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, J. Aus der Au, *Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **2**, 435–543 (1996).
- [Kil04] A. Killi, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, *Diode-pumped femtosecond laser oscillator with cavity dumping*, Opt. Lett. **29**, 1288–1290 (2004).
- [Kil05a] A. Killi, *Cavity-Dumping in solitär modengekoppelten Femtosekunden-Laserszillatoren*, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (2005).
- [Kil05b] A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, D. Kopf, *High speed electro-optical cavity dumping of mode-locked laser oscillators*, Opt. Exp. **13**, 1916–1922 (2005).

- [Kil05c] A. Killi, A. Steinmann, U. Morgner, M. J. Lederer, D. Kopf, C. Fallnich, *High-peak-power pulses from a cavity-dumped Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> oscillator*, Opt. Lett. **30**, 1891–1893 (2005).
- [Kil06] A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt, J. Kobelke, *Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator*, Opt. Lett. **31**, 125–127 (2006).
- [Kob00] T. Kobayashi, A. Shirakawa, *Tunable visible and near-infrared pulse generator in a 5 fs regime*, Appl. Phys. **B 70**, S239–S246 (2000).
- [Koe06] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, 2006).
- [Kow03] A. M. Kowalevich, A. Tucay Zare, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, S. Dewald, U. Morgner, V. Scheuer, G. Angelow, *Generation of 150-nJ pulses from a multiple-pass cavity Kerr-lens mode-locked Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> oscillator*, Opt. Lett. **28**, 1597–1599 (2003).
- [Koz03] I. Z. Kozma, P. Baum, S. Lochbrunner, E. Riedle, *Widely tunable sub-30 fs ultraviolet pulses by chirped sum frequency mixing*, Opt. Exp. **11**, 3110–3115 (2003).
- [Kru00] W. F. Krupke, *Ytterbium Solid-State Lasers – The First Decade*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **6**, 1287–1296 (2000).
- [Kul97] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, V. P. Mikhailov, G. Huber, *Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>*, Opt. Lett. **22**, 1317–1319 (1997).
- [Li01] Y. Li, K. Itoh, W. Watanabe, K. Yamada, D. Kuroda, J. Nishii, Y. Jiang, *Three-dimensional hole drilling of silica glass from the rear surface with femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 1912–1914 (2001).
- [Lim02] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, A. Tünnermann, *High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier*, Opt. Exp. **10**, 628–638 (2002).
- [Lim05] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, C. Jakobsen, *High-power rod-type photonic crystal fiber laser*, Opt. Exp. **13**, 1055–1058 (2005).
- [Lim06] J. Limpert, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, *High-Power Ultrafast Fiber Laser Systems*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **12**, 233–244 (2006).

- [Lim07] J. Limpert, F. Röser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt, A. Tünnermann, *The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers*, IEEE Journ. of Sel. Topics in Quantum Electron. **13**, 537–545 (2007).
- [Man05] C. Manzoni, A. Gambetta, E. Menna, M. Meneghetti, G. Lanzani, G. Cerullo, *Intersubband Exciton Relaxation Dynamics in Single-Walled Carbon Nanotubes*, Phys. Rev. Lett. **94**, 207401 (2005).
- [Man06a] C. Manzoni, D. Polli, G. Cerullo, *Two-color pump-probe system broadly tunable over the visible and the near infrared with sub-30 fs temporal resolution*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 023103 (2006).
- [Man06b] C. Manzoni, C. Vozzi, E. Benedetti, G. Sansone, S. Stagira, O. Svelto, S. De Silvestri, M. Nisoli, G. Cerullo, *Generation of high-energy self-phase-stabilized pulses by difference-frequency generation followed by optical parametric amplification*, Opt. Lett. **31**, 963–965 (2006).
- [Man07] C. Manzoni, persönliche Mitteilung (2007).
- [Mar87] O. E. Martinez, *3000 Times Grating Compressor with Positive Group Velocity Dispersion: Application to Fiber Compensation in 1.3 - 1.6  $\mu\text{m}$  Region*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **23**, 59–64 (1987).
- [Mar07] M. Marangoni, R. Osellame, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Steinmann, U. Morgner, *Near-infrared optical parametric amplifier at 1 MHz directly pumped by a femtosecond oscillator*, Opt. Lett. **32**, 1489–1491 (2007).
- [Mas06] V. Maselli, R. Osellame, G. Cerullo, R. Ramponi, P. Laporta, L. Magagnin, P. L. Cavallotti, *Fabrication of long microchannels with circular cross section using astigmatically shaped femtosecond laser pulses and chemical etching*, Appl. Phys. Lett. **88**, 191107 (2006).
- [Mét99] G. Métrat, M. Boudeulle, N. Muhlstein, A. Brenier, G. Boulon, *Nucleation, morphology and spectroscopic properties of  $\text{Yb}^{3+}$ -doped  $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  crystals grown by the top nucleated floating crystal method*, J. Crystal Growth **197**, 883–888 (1999).
- [Nau05] S. Naumov, A. Fernandez, R. Graf, P. Dombi, F. Krausz, A. Apolonski, *Approaching the microjoule frontier with femtosecond laser oscillators*, New J. Phys. **7**, 216 (2005).
- [Nis94] M. Nisoli, S. De Silvestri, V. Magni, O. Svelto, R. Danielius, A. Piskarskas, G. Valiulis, A. Varanavicius, *Highly efficient parametric conversion of*

- femtosecond Ti:Sapphire laser pulses at 1 kHz*, Opt. Lett. **19**, 1973–1975 (1994).
- [Off73] A. Offner, US Patent 3,748,015 (1973).
- [Ose04] R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator*, Opt. Lett. **29**, 1900–1902 (2004).
- [Ose07] R. Osellame, V. Maselli, R. M. Vazquez, R. Ramponi, G. Cerullo, *Integration of optical waveguides and microfluidic channels both fabricated by femtosecond laser irradiation*, Appl. Phys. Lett. **90**, 231118 (2007).
- [Pal07] G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze, M. Lederer, U. Morgner, *Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> oscillator with positive dispersion*, Opt. Exp. **15**, 16017–16021 (2007).
- [Pel92] W. S. Pelouch, P. E. Powers, C. L. Tang, *Ti:sapphire-pumped, high-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator*, Opt. Lett. **17**, 1070–1072 (1992).
- [Pes87] M. Pessot, P. Maine, G. Mourou, *1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification*, Opt. Commun. **62**, 419–421 (1987).
- [Pie00] J. Piel, M. Beutter, E. Riedle, *20-50-fs pulses tunable across the near infrared from a blue-pumped noncollinear parametric amplifier*, Opt. Lett. **25**, 180–182 (2000).
- [Pie06] J. Piel, E. Riedle, L. Gundlach, R. Ernstorfer, R. Eichberger, *Sub-20 fs visible pulses with 750 nJ energy from a 100 kHz noncollinear optical parametric amplifier*, Opt. Lett. **31**, 1289–1291 (2006).
- [Psh94] M. S. Pshenichnikov, W. P. de Boeij, D. A. Wiersma, *Generation of 13-fs, 5-MW pulses from a cavity-dumped Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **19**, 572–574 (1994).
- [Ram93] M. Ramaswamy, M. Ulman, J. Paye, J. G. Fujimoto, *Cavity-dumped femtosecond Kerr-lens mode-locked Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser*, Opt. Lett. **18**, 1822–1824 (1993).
- [Rös07a] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, A. Tünnermann, *Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*, Opt. Lett. **32**, 3495–3497 (2007).

- [Rös07b] F. Röser, D. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortac, K. Rademaker, J. Limpert, A. Tünnermann, *90 W average power 100  $\mu$ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*, Opt. Lett. **32**, 2230–2232 (2007).
- [Rus03] P. S. J. Russell, *Photonic Crystal Fibers*, Science **299**, 358–362 (2003).
- [Rus06] P. S. J. Russell, *Photonic-Crystal Fibers*, J. Lightw. Technol. **24**, 4729–4749 (2006).
- [Sal91] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, 1991).
- [Sch03] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, *Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum*, Opt. Lett. **28**, 1987–1989 (2003).
- [Sch07] M. Schultze, *Pump-Abfrage-Experimente an Halbleiterstrukturen im nahen Infraroten*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [Sch08] C. Schriever, S. Lochbrunner, P. Krok, E. Riedle, *Tunable pulses from below 300 to 970 nm with durations down to 14 fs based on a 2 MHz ytterbium-doped fiber system*, Opt. Lett. **33**, 192–194 (2008).
- [Sha74] C. V. Shank, E. P. Ippen, *Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser*, Appl. Phys. Lett. **24**, 373–375 (1974).
- [Shi98] A. Shirakawa, I. Sakane, T. Kobayashi, *Pulse-front-matched optical parametric amplification for sub-10-fs pulse generation tunable in the visible and near infrared*, Opt. Lett. **23**, 1292–1294 (1998).
- [Shi99] A. Shirakawa, I. Sakane, M. Takasaka, T. Kobayashi, *Sub-5 fs visible pulse generation by pulse-front-matched noncollinear optical parametric amplification*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2268–2270 (1999).
- [Spe91] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42–44 (1991).
- [Ste06a] A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, T. Binhammer, U. Morgner, *Generation of few-cycle pulses directly from a MHz-NOPA*, Opt. Exp. **14**, 10627–10630 (2006).
- [Ste06b] G. Steinmeyer, G. Stibenz, *Generation of sub-4-fs pulses via compression of a white-light continuum using only chirped mirrors*, Appl. Phys. **B 82**, 175–181 (2006).

- [Str85] D. Strickland, G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219–221 (1985).
- [Sve98] O. Svelto, *Principles of Lasers* (Plenum Press, 1998).
- [Tac04] S. Taccheo, G. Della Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf, *Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses*, Opt. Lett. **29**, 2626–2628 (2004).
- [Tan98] S. J. Tans, A. R. M. Verschueren, C. Dekker, *Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube*, Nature **393**, 49–52 (1998).
- [Tav07] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevičius, F. Krausz, *Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier*, Opt. Lett. **32**, 2227–2229 (2007).
- [Tei05] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov, F. Krausz, *Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA*, Opt. Exp. **13**, 6550–6557 (2005).
- [Tre69] E. B. Treacy, *Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings*, IEEE Journ. of Quantum Electron. **5**, 454–458 (1969).
- [Tre96] M. M. Treacy, T. W. Ebbesen, J. M. Gibson, *Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes*, Nature **381**, 678–680 (1996).
- [Tün05] A. Tünnermann, T. Schreiber, F. Röser, A. Liem, S. Höfer, H. Zellmer, S. Nolte, J. Limpert, *The renaissance and bright future of fibre lasers*, J. Phys. B **38**, S681–S693 (2005).
- [Tza03] P. Tzankov, T. Fiebig, I. Buchvarov, *Tunable femtosecond pulses in the near-ultraviolet from ultrabroadband parametric amplification*, Appl. Phys. Lett. **82**, 517–519 (2003).
- [Tza06] P. Tzankov, J. Zheng, M. Mero, D. Polli, C. Manzoni, G. Cerullo, *300  $\mu$ J noncollinear optical parametric amplifier in the visible at 1 kHz repetition rate*, Opt. Lett. **31**, 3629–3631 (2006).
- [Ura01] J. Urayama, T. B. Norris, J. Singh, P. Bhattacharya, *Observation of Phonon Bottleneck in Quantum Dot Electronic Relaxation*, Phys. Rev. Lett. **86**, 4930–4933 (2001).



- [Voz06] C. Vozzi, G. Cirimi, C. Manzoni, E. Benedetti, F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, O. Svelto, S. De Silvestri, M. Nisoli, G. Cerullo, *High-energy, few-optical-cycle pulses at 1.5  $\mu\text{m}$  with passive carrier-envelope phase stabilization*, Opt. Exp. **14**, 10109–10116 (2006).
- [Voz07] C. Vozzi, F. Calegari, E. Benedetti, S. Gasilov, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Stagira, *Millijoule-level phase-stabilized few-optical-cycle infrared parametric source*, Opt. Lett. **32**, 2957–2959 (2007).
- [Wik08] Wikipedia, [http://commons.wikimedia.org/wiki/Image:Types\\_of\\_Carbon\\_Nanotubes.png](http://commons.wikimedia.org/wiki/Image:Types_of_Carbon_Nanotubes.png) (2008).
- [Wil97a] T. Wilhelm, J. Piel, E. Riedle, *Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter*, Opt. Lett. **22**, 1494–1496 (1997).
- [Wil97b] K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, *Ultrafast rainbow: tunable ultrashort pulses from a solid-state kilohertz system*, J. Opt. Soc. Am. **B 14**, 444–448 (1997).
- [Wit05] S. Witte, R. T. Zinkstok, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema, *Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification*, Opt. Exp. **13**, 4903–4908 (2005).
- [Zao08] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Aguergeray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, E. Cormier, *Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers*, Opt. Lett. **33**, 107–109 (2008).
- [Zei00] D. Zeidler, T. Hornung, D. Proch, M. Motzkus, *Adaptive compression of tunable pulses from a non-collinear-type OPA to below 16 fs by feedback-controlled pulse shaping*, Appl. Phys. **B 70**, S125–S131 (2000).
- [ZR01] M. Zavelani-Rossi, G. Cerullo, S. De Silvestri, L. Gallmann, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, G. Angelow, V. Scheuer, T. Tschudi, *Pulse compression over a 170-THz bandwidth in the visible by use of only chirped mirrors*, Opt. Lett. **26**, 1155–1157 (2001).



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben und so – direkt oder indirekt – zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Uwe Morgner für die Möglichkeit, diese interessante Aufgabenstellung in seiner Arbeitsgruppe in Heidelberg und später in Hannover bearbeiten zu können. Er war jederzeit ansprechbar, um auftretende Fragen und Probleme zu diskutieren, und hat diese Arbeit mit vielen Ideen bereichert.

Ein ganz großer Dank gilt Guido Palmer und Marcel Schultze für die exzellente Zusammenarbeit im Labor, die vielen hilfreichen Diskussionen und die kritische Durchsicht dieser Dissertation, sowie meinen früheren Diplomanden Moritz Emons und Anne Harth.

Ich bedanke mich bei meinen Doktoranden-Kollegen Martin Siegel, Matthias Pospiech und Stefan Rausch sowie bei Michael Born, Thomas Binhammer und Milutin Kovacev für ihre stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Allen gegenwärtigen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe sei für das ausgezeichnete Arbeitsklima und die gemütlichen Kaffeerunden gedankt.

Den Mitarbeitern der Werkstatt danke ich für ihre gute und zuverlässige Arbeit.

Allen ein herzlichen Dankeschön!

Ich hätte mir kein besseres Umfeld für meine Arbeit vorstellen können.



# Curriculum Vitae

## Persönliche Daten

Name: Andy Steinmann  
Geburtstag: 21. Januar 1977  
Geburtsort: Bad Gandersheim  
Staatsangehörigkeit: deutsch

## Schulbildung

1984 - 1988: Grundschule Rhüden  
1988 - 1990: Orientierungsstufe Seesen  
1990 - 1997: Jacobson Gymnasium Seesen  
Juni 1997: Abitur

## Wehrdienst

1997 - 1998: Grundwehrdienst in Munster

## Hochschulausbildung

1998 - 2004: Studium Physik/Physikalische Technologien an der Technischen Universität Clausthal  
Thema der Diplomarbeit:  
*„Spektrale und zeitliche Charakterisierung eines Sol-Gel DFB-Lasers“*  
Juni 2004: Abschluss: Diplom-Physiker

## Tätigkeiten

- Apr. 2000 - Juni 2000: studentische Hilfskraft am Institut für Angewandte Physik der TU Clausthal
- Okt. 2000 - Juli 2003: studentische Hilfskraft am Institut für Physik und Physikalische Technologien der TU Clausthal
- Nov. 2003 - Jan. 2004: studentische Hilfskraft am Institut für Physik und Physikalische Technologien der TU Clausthal
- Okt. 2004 - Okt. 2005: Doktorand am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
- seit Jan. 2005: wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover

# Publikationen

## Wissenschaftliche Veröffentlichungen

1. A. Killi, A. Steinmann, J. Dörring, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf und C. Fallnich  
*High-peak-power pulses from a cavity-dumped Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> oscillator*  
Optics Letters **30**, 1891–1893 (2005)
2. A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt und J. Kobelke  
*Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator*  
Optics Letters **31**, 125–127 (2006)
3. A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, T. Binhammer und U. Morgner  
*Generation of few-cycle pulses directly from a MHz-NOPA*  
Optics Express **14**, 10627–10630 (2006)
4. M. Marangoni, R. Osellame, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Steinmann und U. Morgner  
*Near-infrared optical parametric amplifier at 1 MHz directly pumped by a femtosecond oscillator*  
Optics Letters **32**, 1489–1491 (2007)
5. G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann und U. Morgner  
*Microjoule pulses from a passively mode-locked Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> thin-disk oscillator with cavity dumping*  
Optics Letters **32**, 1593–1595 (2007)
6. G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze, M. Lederer und U. Morgner  
*Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> oscillator with positive dispersion*  
Optics Express **15**, 16017–16021 (2007)

7. M. Siegel, G. Palmer, A. Steinmann, M. Pospiech und U. Morgner  
*Theoretical and experimental limits of cavity dumping in passively mode-locked thin-disk oscillators*  
Optics Express **15**, 16860–16869 (2007)
8. A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, M. Siegel und U. Morgner  
*Generation of 9- $\mu$ J 420-fs pulses by fiber-based amplification of a cavity-dumped Yb:KYW laser oscillator*  
Laser Physics **18**, 527–529 (2008)

## Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2005, Baltimore, USA  
Vortrag: *Microjoule femtosecond laser pulses from a cavity-dumped Yb:KYW oscillator*  
A. Killi, A. Steinmann, J. Dörring, U. Morgner, M. Lederer und D. Kopf
2. European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), Juni 2005, München  
Vortrag: *10 MW peak power pulses from a laser oscillator with cavity dumping*  
A. Killi, A. Steinmann, U. Morgner, M. Lederer, D. Kopf und C. Fallnich
3. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2006, Lake Tahoe, USA  
Vortrag: *Tunable fs laser pulses from OPA with MHz repetition rate*  
A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt und J. Kobelke
4. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2006, Long Beach, USA  
Vortrag: *High-energy laser pulses directly from the oscillator*  
U. Morgner, A. Killi, S. Dewald und A. Steinmann
5. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2007, Baltimore, USA  
Vortrag: *Generation of high repetition rate few-cycle pulses from a noncollinear optical parametric amplifier*  
A. Steinmann, G. Palmer und U. Morgner
6. Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Januar 2008, Nara, Japan  
Vortrag: *High-energy laser pulses directly from the oscillator: from thin-disk to positive dispersion*  
U. Morgner, G. Palmer, A. Steinmann, M. Emons, M. Pospiech, M. Schultze und M. Siegel



7. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2008, San Jose, USA  
Vortrag: *Passively mode-locked Yb:KW(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> thin disk oscillator with cavity-dumping*  
G. Palmer, M. Siegel, A. Steinmann, M. Schultze und U. Morgner
8. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2008, San Jose, USA  
Poster: *Theoretical and experimental limits of cavity-dumping in passively mode-locked thin-disk oscillators*  
M. Siegel, G. Palmer, A. Steinmann, M. Pospiech und U. Morgner
9. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Mai 2008, San Jose, USA  
Vortrag: *Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KW(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> oscillator with positive dispersion*  
G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann, M. Pospiech und U. Morgner

## Beiträge auf nationalen Konferenzen

1. DPG Frühjahrstagung, März 2002, Osnabrück  
Vortrag: *MIR-Differenzfrequenzerzeugung in AgGaS<sub>2</sub> und CdHgGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>*  
P. Geiser, U. Willer, A. Steinmann und W. Schade
2. DPG Frühjahrstagung, März 2003, Hannover  
Poster: *Nahfeldmikroskopische Untersuchungen lichtinduzierter DFB Strukturen*  
D. Scheel, A. Pohlkötter, A. Steinmann, C. Romano und W. Schade
3. DPG Frühjahrstagung, März 2004, München  
Poster: *Diffusionseffekte in photoinduzierten transienten DFB-Strukturen*  
A. Pohlkötter, A. Steinmann, A. Gorbatsевич und W. Schade
4. DPG Frühjahrstagung, März 2005, Berlin  
Vortrag: *Aktive Stabilisierung eines Yb:Glas-Laserszillators*  
A. Steinmann, A. Killi, S. Gorenflo, L. Jacome, J. Bitschnau, M. Lederer, D. Kopf und U. Morgner
5. DPG Frühjahrstagung, März 2006, Frankfurt  
Vortrag: *Erzeugung durchstimmbarer fs Laserpulse mit einem MHz OPA*  
A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer und U. Morgner
6. DPG Frühjahrstagung, März 2007, Düsseldorf  
Vortrag: *Erzeugung von sub 10 fs Pulsen mit einem MHz-NOPA*  
A. Steinmann, A. Harth und U. Morgner

7. DPG Frühjahrstagung, März 2007, Düsseldorf  
Poster: *Yb-Faserverstärker als Pumpquelle für einen MHz OPA*  
A. Steinmann, C. Hoffmann, M. Emons und U. Morgner
8. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt  
Vortrag: *Theoretische und experimentelle Limits von modengekoppelten Scheibenlasern mit Cavity-Dumping*  
M. Siegel, G. Palmer, N. Pfullmann, A. Steinmann und U. Morgner
9. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt  
Vortrag: *Passiv modengekoppelter Yb:KYW-Oszillator mit Cavity-Dumping im positiven Dispersionsregime*  
G. Palmer, M. Emons, M. Siegel, A. Steinmann und U. Morgner
10. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt  
Vortrag: *Faser-basierte Nachverstärkung eines Yb:KYW Lasers mit Cavity-Dumping*  
A. Steinmann, M. Emons, G. Palmer und U. Morgner
11. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt  
Poster: *Erzeugung und Detektion von gepulster Terahertz Strahlung mit GaP-Kristallen*  
M. Hoffmann, M. Pospiech, A. Steinmann, G. Palmer und U. Morgner
12. DPG Frühjahrstagung, März 2008, Darmstadt  
Vortrag: *Zwei-Farben-Pump-Abfrage-Messungen von Quantenpunktstrukturen mit einem MHz-OPA*  
M. Schultze, A. Steinmann, G. Palmer und U. Morgner