

Optisch Parametrischer Verstärker

Bachelor-Thesis

von: Kevin Henrichs
geb.: 24.07.1987

vorgelegt am: 14. September 2010

**durchgeführt am Fachbereich Physik der
Goethe-Universität Frankfurt am Main
und am Physics Department an der Kansas State University in
Manhattan, Kansas, Vereinigte Staaten von Amerika**

Prüfer: Prof.Dr. Reinhard Dörner

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Einleitung	2
2	Theoretische Beschreibung	3
2.1	Generation von Laserlicht - Stimulierte Emission	3
2.2	Wellengleichung	5
2.2.1	Frequenzdarstellung	6
2.3	Nichtlineare Optik	7
2.3.1	Polarisation in nichtlinearen Medien	7
2.3.2	Drei-Wellen-Mischen (Three-Wave-Mixing)	7
2.3.3	Phasenanpassungsbedingung	8
2.4	Doppelbrechende Medien	9
2.4.1	Optische Achse	10
2.4.2	Phasenanpassung mit doppelbrechenden Medien	10
2.4.3	Walkoff	11
2.5	Weißlichterzeugung	12
2.6	Gruppengeschwindigkeitsanpassung	13
3	Experimenteller Aufbau	16
3.1	Überblick	16
3.2	Aufbau	17
3.2.1	Aufbau des Lasersystems	17
3.2.2	Aufbau des OPA	18
3.3	Optische Bestandteile	20
3.3.1	BBO-Kristall	20
3.3.2	Dielektrische Spiegel	21
3.3.3	Verzögerungsstrecke	22
3.4	Messgeräte	23
3.4.1	Photodiode	23
3.4.2	Spektrometer	25
3.5	Durchführung	26
4	Messungen und Auswertung	28
4.1	Spektrum des Weißlichts	28
4.2	Spektrum der Pumpe vor dem BBO	28
4.3	Spektrum nach dem BBO	28

4.4	Verstärkung	30
5	Zusammenfassung und Ausblick	33
5.1	Fazit	33
5.2	Ausblick	33
5.3	Danksagung	33
	Literatur	34

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einleitung

Vor über einem Jahrhundert noch war die Meinung weit verbreitet, dass es in der Physik nichts Neues mehr zu entdecken gibt. Es herrschte die Ansicht, dass alles, was die Natur beschreibt, schon gefunden und formuliert war. Man konnte nicht weiter von der Wahrheit entfernt liegen.

Den Grundstein eines der sich am schnellsten entwickelnden Felder der Physik - der Lasertechnik - legte Einstein, als er 1916 die Quantennatur des Lichtes beschrieb und unter anderem die stimulierte Emission postulierte. Hierbei sollte es möglich sein, mit einem Lichtteilchen (Photon) ein angeregtes Elektron zur Emission eines weiteren Lichtteilchens mit gleicher Wellenlänge, Polarisation und Phase zu zwingen. Als dieser Prozess 1928 von Rudolf Ladenburg experimentell nachgewiesen wurde, war die Entwicklung eines LASERs nur noch eine Frage der Zeit. Zunächst gelang dies Charles H. Townes im Jahr 1954 nur in Form eines MASERs, in dem Mikrowellen verstärkt wurden und gleiche Eigenschaften hatten wie das Licht des Lasers. Erst im Jahr 1960 gelang es Theodore Mainman einen funktionierenden Laser zu bauen.

Die Entwicklung dieser Technik war seitdem rasant. Im Alltag ist der LASER heute genausowenig wegzudenken wie in weiten Teilen der Forschung und Medizin. Er findet Anwendung in der Datentechnik (z.B. bei CDs und DVDs), hilft, Augenschäden zu heilen und hat natürlich auch weitreichende Bedeutung in der Physik. Besonders ultrakurze Pulse und hohe Energiedichten werden hierbei benötigt. Um hohe Energiedichten zu erreichen, müssen oft Verstärker (englisch: amplifier) benutzt werden. Häufig verwendet wird hierbei ein Aufbau, bestehend aus einem Stretcher, der schon bestehende Pulse zeitlich streckt, um Beschädigungen an optischen Geräten zu vermeiden, einem verstärkenden Medium, in dem der Puls durch stimulierte Emission verstärkt wird, und einem anschließenden Kompressor, der den Puls zeitlich wieder komprimiert. Hierbei kann man aber nur einen bestehenden Puls verstärken und nicht die zentrale Wellenlänge ändern. Gerade diese Art Verstärker wird jedoch in vielen Bereichen benötigt, in denen man infrarotes Licht mit durchstimmbarer Wellenlänge haben möchte. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen, stellt der optisch-parametrische Verstärker dar. Eben dieser wird in der folgenden Arbeit behandelt und näher beschrieben.

Kapitel 2

Theoretische Beschreibung

Hier werde ich mich mit den theoretischen Grundlagen eines Optisch-Parametrischen Verstärkers beschäftigen. Dazu soll auf die Grundlagen des Lasers sowie die Propagation von Wellen im Allgemeinen und im nichtlinearen Fall eingegangen werden.

2.1 Generation von Laserlicht - Stimulierte Emission

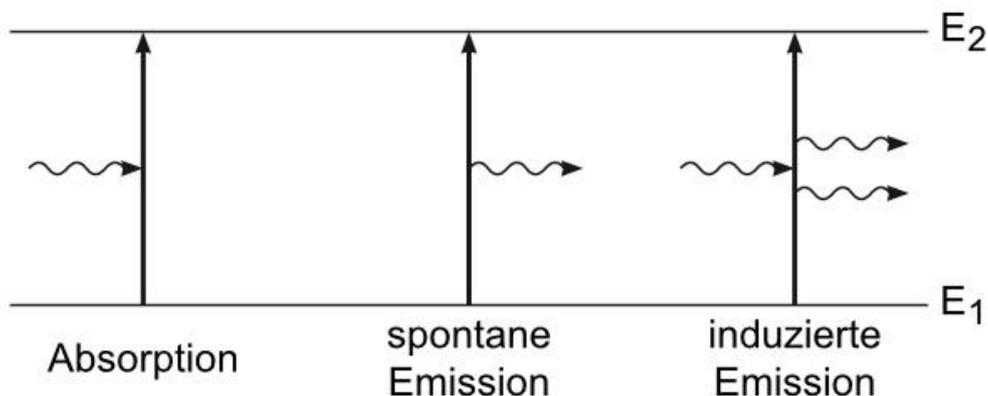


Abbildung 2.1: Stimulierte Emission [5]

Elektronen in Atomen haben bekannterweise diskrete Energieniveaus, die sie besetzen, und auf welche sie - bildlich gesprochen - angehoben werden oder herunterfallen können. Habe E_1 (Grundzustand) eine niedrigere Energie als E_2 . Ist die Energielücke größer als die thermische Energie und gibt es keinen äußeren Einfluss, so befinden sich alle Elektronen im Grundzustand. Sind mehr Elektronen in E_2 als in E_1 , spricht man von Besetzungsinversion. Der höherenergetische Zustand ist also zahlenmäßig mehr besetzt als der niedrigere. Üblicherweise fallen diese angeregten Elektronen nach einer kurzen Zeit wieder zurück in den niedrigeren Zustand (sogenannte spontane Emission, Abb. 2.1) und strahlen in zufällige Richtung und mit zufälliger Phase ein Photon ab, welches der Differenzenergie der beiden Zustände entspricht. Dadurch wäre die

Besetzungsinversion nach kurzer Zeit durch inkohärent abgestrahltes Licht in alle Richtungen wieder aufgehoben. Um das zu verhindern, strahlt man einen sogenannten Pumplaser auf das anzuregende Medium. Die Photonen dieses Lasers müssen genau die Differenzenergie des angeregten und des anzuregenden Zustandes haben. Wird ein Elektron durch diesen Effekt auf ein höheres Energieniveau gehoben, spricht man von Absorption. Der für den Laser wichtige Effekt ist ein dritter: die stimulierte Emission. Wie in Abb. 2.1 zu sehen, löst ein an einem angeregten Elektron vorbei propagierendes Photon, welches wieder die gleiche Energie hat, wie die Lücke zwischen den Niveaus, den Übergang in den niedrigeren Zustand aus. Das resultiert wieder in einem Photon der gleichen Energie. Anders als bei der spontanen Emission ist dieses Photon jedoch mit dem stimulierenden in Phase und hat die gleiche Propagationsrichtung. Diese beiden identischen Photonen lösen im Medium wieder stimulierte Emissionen aus, was im Folgenden zu einer lawinenartigen Erhöhung der Photonenzahl führt.

Zu beachten ist aber auch, dass stimulierte Emission und Absorption Konkur-

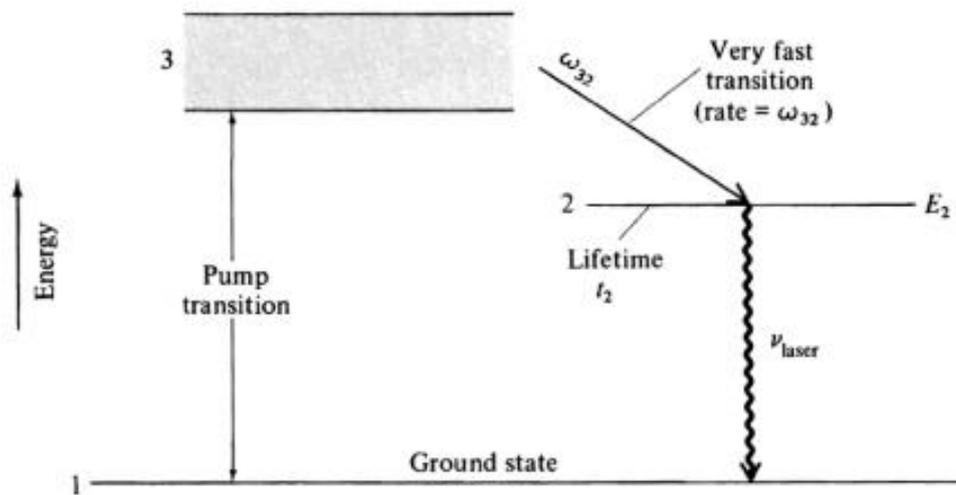


Abbildung 2.2: Drei-Level-Laser [12]

renzeffekte sind. Hebt der Pumplaser also Elektronen von E_1 auf E_2 löst er gleichzeitig stimulierte Emission aus, angeregte Elektronen fallen also wieder auf E_1 zurück. Die Wirkungsquerschnitte der stimulierten Emission und der Absorption sind laut Einstein exakt gleich, weshalb ein Zweiniveaulaser durch Pumpen nie auf Besetzungsinversion getrieben werden kann. Es wird sich maximal ein 50-50 Verhältnis aufbauen, womit aber kein Laser funktioniert, da Besetzungsinversion unabdingbar ist um dem Laserstrahl effektiv Energie hinzuzufügen. Deshalb braucht man mindestens drei Niveaus, um einen Laser zu betreiben. Abb. 2.2 zeigt, dass der Pumplaser die Elektronen von E_1 in ein drittes Niveau hebt, von denen sie sehr schnell spontan auf E_2 fallen. Jetzt kann eine Besetzungsinversion zwischen E_1 und E_2 vorliegen und mit stimulierter Emission Laserlicht generiert werden.

2.2 Wellengleichung

Nach Maxwell kann man für den einfachen Fall nichtmagnetischer und verlustfreier Medien ohne freie Ladungsträger die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen durch [2][7]

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.4)$$

beschreiben. Außerdem gilt:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2.6)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.7)$$

mit

$\vec{B}(\vec{r}, t)$:	magnetische Flussdichte
$\vec{H}(\vec{r}, t)$:	magnetische Feldstärke
$\vec{j}(\vec{r}, t)$:	elektrische Stromdichte
$\vec{D}(\vec{r}, t)$:	elektrische Verschiebungsdichte
$\vec{P}(\vec{r}, t)$:	Polarisation
$\vec{E}(\vec{r}, t)$:	Elektrische Feldstärke
μ_0 :	magnetische Feldkonstante
ϵ_0 :	elektrische Feldkonstante

Wenn man nun auf (2.1) die Rotation anwendet und (2.2) nach der Zeit differenziert, erhält man

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.9)$$

Setzt man jetzt (2.9) in (2.8) ein, erhält man mit (2.5) die Wellengleichung

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) - \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.10)$$

wobei E-Felder der Form $\vec{E}(\vec{r}, t) e^{i(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})}$ (ω : Kreisfrequenz, \vec{k} : Wellenvektor) die Wellengleichung lösen. Der Polarisationsterm wird bei der Arbeit mit nichtlinearen Medien die entscheidende Rolle spielen.

2.2.1 Frequenzdarstellung

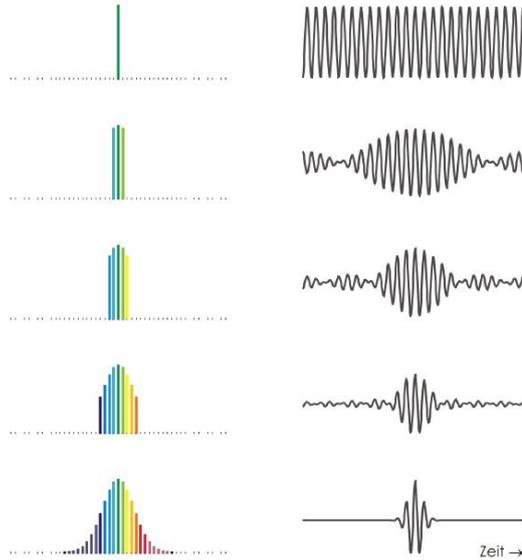


Abbildung 2.3: Fouriertransformation verschiedener Frequenzprofile [12]

Durch Anwendung der Fouriertransformation kann man nun aus der Zeit- in die Frequenzdarstellung wechseln.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \mu_0 \omega^2 \vec{P}(\vec{r}, \omega) \quad (2.11)$$

Nur mit dem Wissen, dass die Fouriertransformation zwischen Zeit- und Frequenzdomäne wechselt und ohne die Wellengleichung zu lösen, kann man nun etwas Wichtiges über kurze Pulse erfahren. Setzt man zur Veranschaulichung einige häufig auftretende Frequenzprofile in die Fouriertransformation

$$f(t) = \int_{+\infty}^{-\infty} d\nu \cdot e^{i2\pi\nu t} F(\nu) \quad (2.12)$$

ein, erkennt man Folgendes (siehe Abb. 2.3):

Bei einem CW (constant wave, also Dauerstrich) Laser erhält man für die Frequenzdomäne eine Deltafunktion; man braucht also exakt eine Frequenz, um einen CW-Laserstrahl zu erhalten. Wenn man hingegen einen zeitlich extrem kurzen Gauß-Puls in die Fouriertransformation einsetzt, erhält man ein sehr breites Frequenzprofil. Um sehr kurze Pulse zu erhalten, benötigt man also große Bandbreiten in der Frequenz. Diese vielen verschiedenen Frequenzen haben im Medium verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten (Dispersion), der Puls wird also bei der Propagation zeitlich gestreckt.

2.3 Nichtlineare Optik

Im OPA (Optical-Parametric-Amplifier) spielen nicht lineare Effekte eine entscheidende Rolle. Daher soll jetzt auf diese eingegangen werden.

2.3.1 Polarisation in nichtlinearen Medien

Normalerweise geht man in der linearen Optik von Licht mit vergleichsweise niedrigen Intensitäten aus. Hier kann man sehr gut annehmen, dass die Antwort der Materialien linear zum auftretenden elektrischen Feld ist.

$$\vec{P}(\vec{E}) = \epsilon_0 \chi \cdot \vec{E} \quad (2.13)$$

Die Antwort erfolgt in Form von Polarisation des Materials, das heißt, das elektrische Feld führt zu einer Verschiebung des Ladungsschwerpunktes der Elektronenwolke in Bezug zum Atomrumpf. Damit kommt es zur Ausbildung eines Dipolmomentes, welches der treibenden Kraft des elektrischen Feldes folgt. Es entsteht also eine Polarisationswelle, die die gleiche Frequenz wie die eingestrahlte Welle hat.

In der nichtlinearen Optik hingegen arbeiten wir mit sehr hohen Intensitäten (ca. $10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$). Hier darf man sich nicht nur auf den linearen Term der Polarisation beschränken, sondern muss auch Terme höherer Ordnung beachten. Man kann die Polarisation folgendermaßen entwickeln:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \vec{P}(\vec{E}) = \chi_1 \cdot \vec{E} + \chi_2 \cdot \vec{E}^2 + \dots \quad (2.14)$$

Die Suszeptibilitäten χ_j mit $j \geq 2$ sind bei niedrigen Intensitäten vernachlässigbar klein. Erst bei sehr hohen Intensitäten spielen sie eine signifikante Rolle und müssen beachtet werden.

Der χ_2 -Term ist also der führende nichtlineare Term. Er ist u.a. verantwortlich für das sogenannte "Drei-Wellen-Mischen".

2.3.2 Drei-Wellen-Mischen (Three-Wave-Mixing)

Wenn man nun an der Stelle $z = 0$ ein E-Feld mit zwei spektralen Komponenten einsetzt, erhält man Folgendes [12]:

$$\left(\frac{1}{\epsilon_0 \chi_2}\right) \vec{P}_2 = \vec{E}^2 \quad (2.15)$$

$$\left(\frac{1}{\epsilon_0 \chi_2}\right) \vec{P}_2 = [\vec{E}_1(t)e^{i\omega_1 t} + \vec{E}_2(t)e^{i\omega_2 t} + \vec{E}_1^*(t)e^{-i\omega_1 t} + \vec{E}_2^*(t)e^{-i\omega_2 t}]^2 \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\epsilon_0 \chi_2}\right) \vec{P}_2 = & \vec{E}_1^2(t)e^{i2\omega_1 t} + \vec{E}_2^2(t)e^{i2\omega_2 t} + 2\vec{E}_1(t)\vec{E}_2(t)e^{i(\omega_1+\omega_2)t} \\ & + |\vec{E}_1(t)|^2 + |\vec{E}_2(t)|^2 + 2\vec{E}_1(t)\vec{E}_2^*(t)e^{i(\omega_1-\omega_2)t} + c.c. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Man erkennt also, dass durch Interaktion mit nichtlinearen Medien neue Frequenzkomponenten entstehen. Die Entstehung der doppelten Frequenz wird Erzeugung der Zweiten Harmonischen (Second-Harmonic-Generation, kurz SHG) genannt. Die Frequenz, die aus der Addition der beiden Spektralkomponenten entsteht, wird als Summenfrequenz (Sum-Frequency-Generation, kurz SFG) bezeichnet, ähnlich die Frequenz, die aus der Subtraktion entsteht: Differenzfrequenz (Difference-Frequency-Generation, kurz DFG).

Beim Drei-Wellen-Mischen (siehe Abb. 2.4) haben die beteiligten Wellen fest-

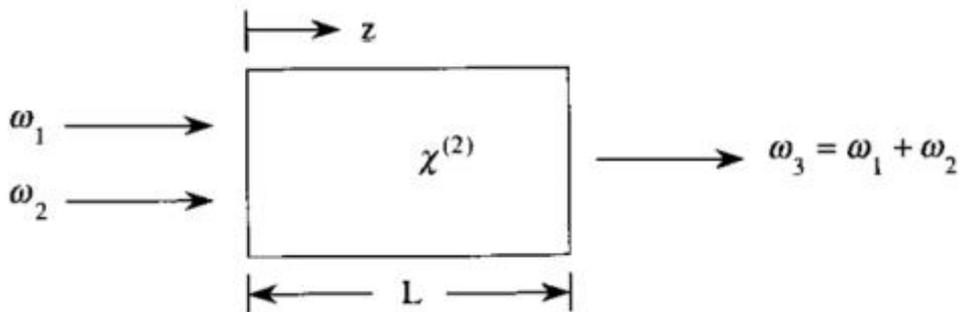


Abbildung 2.4: Drei-Wellen-Mischen [2]

gelegte Namen. Nehmen wir an, wir strahlen zwei Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 , wobei die Indizes entsprechend der Frequenzen geordnet sind (die kleinste Frequenz ist also ω_1), auf ein Medium und erhalten mit der SFG eine Welle mit einer Frequenz, die der Summe der einkommenden Frequenzen entspricht. Die einfallenden Strahlen heißen je nach Nutzung Signal und Idler, die ausgehende Welle heisst Pumpe. Beim OPA ist der entscheidende Effekt jedoch die DFG. Diesen kann man am leichtesten als Umkehr der SFG verstehen. Man strahlt die Pumpe und das Signal ein und erhält als neue Frequenz den Idler, also die Differenz von Pumpe und Signal. Die Bezeichnung Signal wird in diesem Aufbau auch gerne durch Seed (engl. für Saat) ersetzt, da die Pumpe dazu angeregt wird, in zwei Wellen zu zerfallen, von denen eine genau die Frequenz des Seed-Strahles hat und die andere die Differenzfrequenz zwischen Pumpe und Seed. Dabei ist die DFG für die Erzeugung des Idlers zuständig. Da aber die Pulsenergie des Pumpstrahles wesentlich höher ist als die Pulsenergie des infraroten Seeds, zerfällt bei der DFG also sozusagen ein Pump Photon in das Idler Photon und noch ein Signal Photon. Dadurch wird nicht nur der Idler aufgebaut, sondern in gleichem Maße auch das Signal.

2.3.3 Phasenanpassungsbedingung

Wie bei jedem Prozess müssen beim Drei-Wellen-Mischen natürlich auch die Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein. [7] Für die Energieerhaltung im Falle der SHG gilt (der Einfachheit halber wird also angenommen, dass das Pump-Photon in zwei Photonen gleicher Frequenz, also der halben Frequenz des Pump-Photons, zerfällt)

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3 \quad (2.18)$$

$$2\hbar\omega_1 = \hbar 2\omega_1 \quad (2.19)$$

Damit ist die Energieerhaltung also für diesen Prozess erfüllt. Anders die Impulserhaltung:

$$\hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2 = \hbar\vec{k}_3 \quad (2.20)$$

$$\vec{k} = \frac{\omega n}{c_0} \quad (2.21)$$

Setzt man also (2.21) in (2.20) ein, teilt durch \hbar und multipliziert mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 , erhält man

$$\omega_1 n(\omega_1) + \omega_2 n(\omega_2) = \omega_3 n(\omega_3) \quad (2.22)$$

$$n(\omega_1) = n(2\omega_1) \quad (2.23)$$

Im Wellenbild kann man diese Bedingung auch anders ersichtlich machen. Stellt man sich vor, dass an jedem Punkt, durch den die einkommende Welle ω_1 propagiert, die SH (Second Harmonic, zweite Harmonische) erzeugt wird, so kann es nur zu einer Verstärkung kommen, wenn alle diese erzeugten SH's konstruktiv miteinander wechselwirken. Propagiert die Fundamentale also mit einer anderen Geschwindigkeit als die SH (heißt: $n(\omega_1) \neq n(2\omega_1)$), so kommt es zu Phasenverschiebungen zwischen den entstehenden SH's. Nach einer Strecke $L_c = \frac{\pi}{\Delta k}$ mit $\Delta k = k_{SH} - 2k_{Fund}$ kommt es also zur destruktiven Interferenz zwischen der SH, die am Anfang der Strecke erzeugt wurde, und der SH, die am Ende der Strecke erzeugt wurde. Auch die anderen SH's interferieren nicht komplett konstruktiv. Je weiter man also von der Phasenanpassbedingung $\Delta k = 0$ entfernt ist, desto kleiner wird die Kohärenzlänge L_c , womit die entstehende Welle weniger Verstärkung erfährt. Man sieht hierbei, welches der beiden Bilder man auch benutzt, dass diese sogenannte Phasenanpassbedingung (2.23) z.B. in Luft nicht erfüllt ist, da der Brechungsindex $n(\omega)$ von ω abhängig ist. Daher muss man sich eines Trickes bedienen, indem man doppelbrechende Materialien benutzt, in denen die DFG stattfindet.

2.4 Doppelbrechende Medien

In solchen Medien gibt es nur zwei zueinander senkrechte Polarisationsrichtungen, mit denen Wellen durch das Medium propagieren können. Doppelbrechende Medien besitzen eine optische Achse.

2.4.1 Optische Achse

Dieser Begriff hat verschiedene Bedeutungen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird er uns im Zusammenhang mit doppelbrechenden Materialien begegnen.

In diesem Kontext ist die optische Achse nicht wirklich eine Achse, sondern vielmehr eine Richtung. Die optische Achse ist jene Richtung, in der für beide möglichen Polarisationsrichtungen der Brechungsindex den gleichen Wert hat.

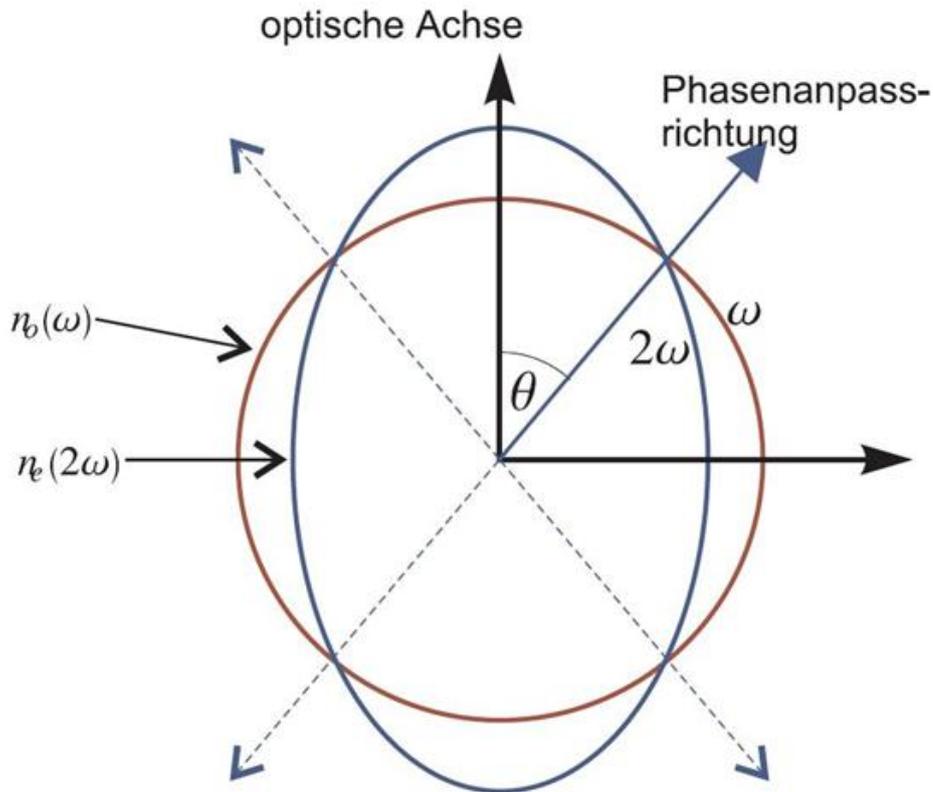


Abbildung 2.5: Doppelbrechung [11]

2.4.2 Phasenanspassung mit doppelbrechenden Medien

Licht, welches senkrecht zur optischen Achse polarisiert ist, bezeichnet man als ordentlich (o wie „ordinary“) polarisiert. Licht, das parallel zur optischen Achse polarisiert ist, wird außerordentlich (e wie „extraordinary“) polarisiert genannt. Außerordentlich polarisiertes Licht erfährt in doppelbrechenden Medien einen anderen Brechungsindex als ordentlich polarisiertes Licht. Ist $\Delta n = n_e - n_o$ negativ, so spricht man von einem negativ doppelbrechenden Material. Ist Δn positiv, so spricht man von positiv doppelbrechend. Besitzt das doppelbrechende Medium nur eine Optische Achse, wird es uniaxial genannt, zwei Optische Achsen geben den Namen biaxial.

Der Brechungsindex der o-Strahlen ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung des Lichtes, der der e-Strahlen ist abhängig von der Ausbreitungsrichtung (siehe Abb.2.5). So kann man durch Drehen des Kristalls eine bestimmte Ausbreitungsrichtung im Material finden, bei der der Brechungsindex des Pumpstrahles gleich dem des Signalstrahles ist. "Signal" bezeichnet hierbei dasjenige entstehende Photon, welches später Verwendung findet, "Idler" dasjenige, welches als "Abfallprodukt" entsteht. Wir werden später sehen, dass wir diese Bezeichnung dadurch festlegen, dass wir einen schwachen Seedstrahl mit einem Pumpstrahl zeitlich überlappen und dadurch die Wellenlänge des entstehenden, verstärkten Signalstrahles bestimmen. Hierbei gibt es zwei Möglichkeiten der Phasenanpassung:

Entweder (Phase-matching Type 1) haben Signal und Idler-Welle die gleiche Polarisation, die Pump-Welle dann die entgegengesetzte, oder (Phase-matching Type 2) Signal und Idler haben unterschiedliche Polarisation, die Pump-Welle eine beliebige. Wir benutzen Typ 2, da hier Phasenanpassung leichter zu erzeugen ist und kein Walkoff (siehe nächstes Kapitel) auftritt. Die Pumpe und das Signal (oder Seed) müssen also die gleiche Polarisation haben, sonst würde Typ 1 vorliegen. Nun kann man mit der Justage der Ausbreitungsrichtung innerhalb des Mediums (in unserem Fall ein BBO(Beta-Barium-Borat)-Kristall, siehe Kapitel 3) die Phasenanpassungsbedingung (2.23) erfüllen.

2.4.3 Walkoff

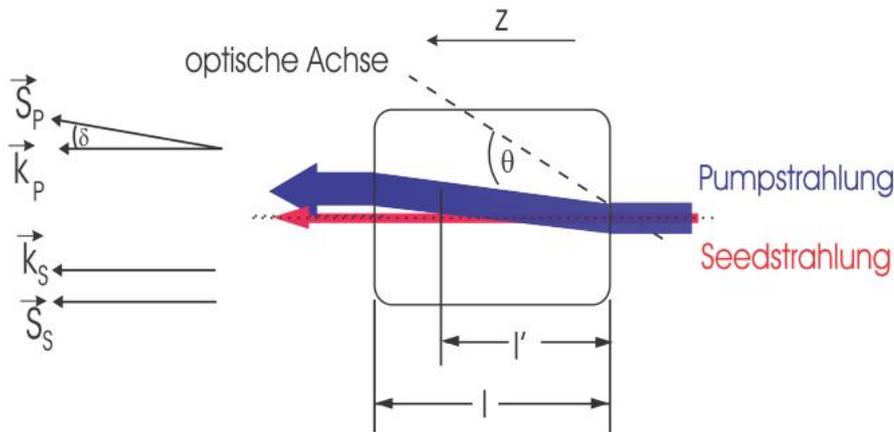


Abbildung 2.6: Walkoff [7]

Der Walkoff ist ein das Experiment negativ beeinflussender Effekt. In linearen nicht-doppelbrechenden Medien stimmt die Richtung des Wellenvektors mit der Richtung des Poyntingvektors überein, Ausbreitung der Welle und Ausbreitung der Energie zeigen also in die gleiche Richtung. Das gilt auch für Wellen mit o-Polarisation.

E-polarisierte Wellen dagegen haben die Eigenart, dass Poyntingvektor und Wellenvektor eben nicht mehr kollinear sind. Am einfachsten kann man das

verstehen, wenn man sich die Formeln anschaut. Mit den Maxwellgleichungen ((2.1) bis (2.4)) erhält man [7]

$$\vec{E} \times \vec{e} = -\frac{c\mu_0}{n} \vec{H} \quad (2.24)$$

$$\vec{H} \times \vec{e} = \frac{c}{n} \vec{D} \quad (2.25)$$

$$\vec{E} \times \vec{H} = \vec{S} \quad (2.26)$$

wobei \vec{e} ein Einheitsvektor ist, der in Richtung von \vec{k}_d (Propagationsrichtung von \vec{D}) zeigt und \vec{S} der Poyntingvektor. In doppelbrechenden Medien ist ϵ ein Tensor, der für e-polarisierte Wellen nicht richtungserhaltend ist. Daher zeigt $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ im Allgemeinen auch nicht in die gleiche Richtung wie \vec{E} . Somit sieht man an (2.26), dass \vec{S} mit \vec{D} einen Winkel $\neq 90$ Grad einschließt, da \vec{S} zu \vec{E} senkrecht steht, aber \vec{D} nicht genau in die Richtung von \vec{E} zeigt. Damit schließt auch \vec{S} einen Winkel $\neq 0$ Grad mit \vec{k}_d ein (siehe Abb.2.7). Somit zeigen Ausbreitung der Welle \vec{k}_d und Ausbreitung der Energie \vec{S} nicht in die gleiche Richtung.

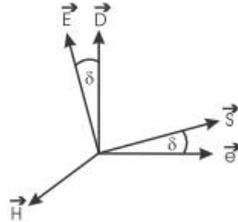


Abbildung 2.7: Darstellung Walkoff [7]

Dieser Walkoff geschieht nur für e-polarisierte Wellen, o-polarisierte Wellen erleiden diesen nicht. Da Pump- und Signalwelle bei uns die gleiche Polarisation haben, tritt diese Art Walkoff nicht auf, da beide gleich abgelenkt werden. Hätten sie verschiedene Polarisationen, würden die Strahlen auseinanderlaufen und ab einer gewissen Strecke nicht mehr überlappen (siehe Abb. 2.6), wodurch keine DFG mehr zustande kommen würde.

2.5 Weißlichterzeugung

In unserem Aufbau verwenden wir auch ein Element (Saphir-Platte), welches einen anderen nichtlinearen Effekt ausnutzt. Dieser ist in unserem Fall die Selbstphasenmodulation und hat seinen Ursprung im χ_3 -Term.

Wenn wir Pulse hoher Intensität auf ein Medium schießen, so hängt ab einer gewissen Intensität (ca. 10^{14}W/m^2) der Brechungsindex auch von der Intensität ab [12]:

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I \quad (2.27)$$

n_2 ist der sogenannte nichtlineare Brechungsindex. Da die Intensität räumlich und zeitlich über den Puls nicht gleich verteilt ist, treten verschiedene Brechungsindizes auf. Nehmen wir eine zeitlich gaußförmige Intensitätsverteilung an, so nimmt der Brechungsindex also zur Mitte des Pulses hin zu, und danach wieder ab. Wenn wir jetzt mit der beliebigen zentralen Frequenz ω_0 arbeiten ergibt eine kurze geometrische Überlegung für die Phase:

$$\varphi_{nl}(t) = n_2 \cdot I \cdot l \cdot \frac{\omega_0}{c_0} \quad (2.28)$$

Hierbei errechnen wir mit $\frac{n_2 \cdot I \cdot l}{c_0}$ die Zeitdifferenz der Propagation einer Welle mit intensitätsbedingter Erhöhung des Brechungsindex im Gegensatz zu einer Welle mit rein linearem Brechungsindex. Multipliziert man eine Zeit mit einer Frequenz (hier ω_0), erhält man eine Phase. Für die Frequenz folgt [12]

$$\delta\omega(t) = \frac{\partial\varphi}{\partial t} \quad (2.29)$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega \quad (2.30)$$

$$\omega(t) = \omega_0 + n_2 \cdot \frac{\partial I}{\partial t} \cdot l \cdot \frac{\omega_0}{c_0} \quad (2.31)$$

Man erkennt also, dass neue Frequenzen symmetrisch um die einkommende Frequenz erzeugt werden, wobei höhere Frequenzen zeitlich vor den niedrigeren Frequenzen kommen. Diesen Prozess nennt man Weißlichterzeugung (engl. Supercontinuum oder White Light Generation). Nimmt man dem nun spektral verbreiterten Puls die durch die SPM auferlegte Phase, so kann man nach der Weißlichterzeugung kürzere Pulse erhalten als vorher. Im vorliegenden Experiment wird aber darauf verzichtet, da wir die Weißlichterzeugung lediglich für die Generation eines IR-Seeds benötigen.

Der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, dass die räumliche Änderung der Intensität über den Puls hinweg einen anderen Effekt herbeiführt, die sogenannte Selbstfokussierung (Self-Focussing). Hierbei wird durch den räumlich verschiedenen Brechungsindex eine Art Linse erzeugt, die den Strahl fokussiert. Dieser Effekt spielt zwar im OPA keine signifikante Rolle, er ist aber bei der Modenkopplung im vorhergehenden Lasersystem von essentieller Bedeutung.

2.6 Gruppengeschwindigkeitsanpassung

Bei dem vorliegenden Experiment propagieren drei Wellen mit verschiedenen Wellenlängen durch ein Material. Dabei haben diese Wellen natürlich auch aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex und der spektralen

Bandbreite verschiedene Gruppengeschwindigkeiten. Das heißt wiederum, dass die Schwerpunkte der Wellenpakete auseinander laufen und ab einer gewissen Propagationslänge nicht mehr überlappen. Haben Pumpe und Signal durch die Phasenanpassungsbedingung in doppelbrechenden Medien die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit im Material, so unterscheiden sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Signal und Idler dennoch. Schauen wir uns die gekoppelten Differenzialgleichungen für die DFG an [3].

$$\frac{dA_i}{dz} = -j \frac{\omega_i d_{eff}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-j \Delta k z) \quad (2.32)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = -j \frac{\omega_s d_{eff}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-j \Delta k z) \quad (2.33)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -j \frac{\omega_p d_{eff}}{n_p c_0} A_i A_s \exp(j \Delta k z) \quad (2.34)$$

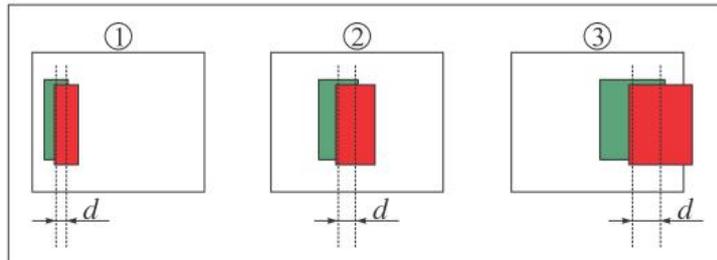


Abbildung 2.8: Auswirkung der verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten auf Überlapp [11]

Hier ist $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ die sogenannte Wellenvektorfehlanspassung. Man sieht, dass die Entwicklung des Signals auch vom Idler abhängt und umgekehrt. So können wir Abb. 2.8 entnehmen, wie sich der Überlapp mit der Zeit verhält. Der schneller laufende Strahl (rot) wird nach hinten „gestreckt“, während sich der langsamere Strahl (grün) in Strahlrichtung ausdehnt. Die Pulse werden also zeitlich gestreckt, was eine Verringerung der Intensität zu Folge hat. Im Bild liegt der Eindruck nahe, dass d proportional zur Dispersion ist und beide Farben die gleiche Dispersion erfahren. Beides ist aber ausdrücklich nicht der Fall. Verschiedene Farben erfahren verschiedene Dispersionen, da der Brechungsindex wellenlängenabhängig ist. d ist außerdem nicht von der Dispersion sondern nur vom Überlapp der beiden Pulse abhängig. Da aber die Intensität eine zu maximierende Größe im vorliegenden Aufbau ist, muss dieser Effekt vermieden werden. Dies kann man mit einer einfachen geometrischen Lösung erreichen. Wenn man einen der Strahlen etwas zum anderen verkippt und somit den Strahl, der schneller ist, eine längere Strecke zurücklegen lässt, überlappen sie weiterhin in Strahlrichtung (siehe Abb. 2.9). Der Winkel beträgt üblicherweise nur 3-4°, weshalb ein Überlapp senkrecht zur Strahlrichtung auch weitgehend gewährleistet ist.

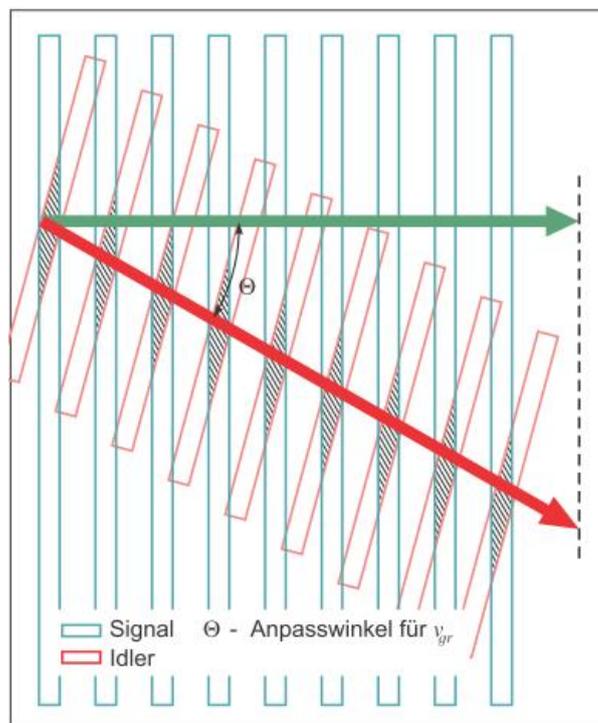


Abbildung 2.9: Gruppengeschwindigkeitsanpassung [11]

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel setze ich mich mit der Ausführung der bisher nur theoretisch beschriebenen Effekte auseinander. Dabei werde ich auf den Aufbau des OPA zu sprechen kommen, ihn aber zunächst im Kontext des Gesamtaufbaus beschreiben.

3.1 Überblick

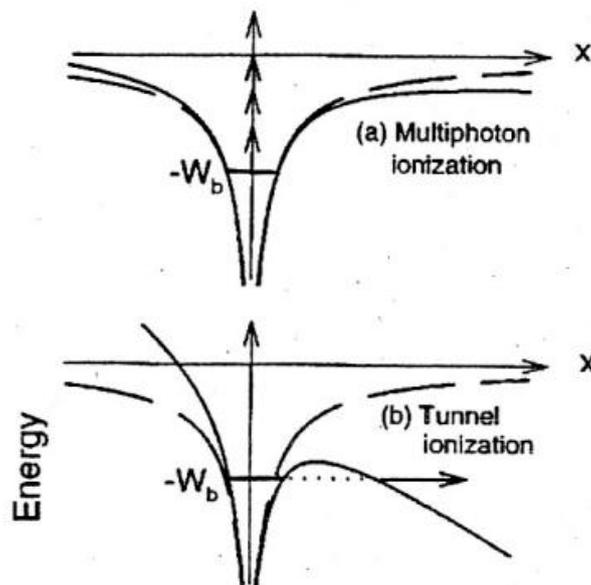


Abbildung 3.1: Erzeugung hoher Harmonischer [1]

Mein Aufbau des OPA ist eingebettet in ein größeres Projekt. Dabei stellt der OPA nur einen kleinen Teil des großen Ganzen dar. Wir benötigen ihn, um infrarotes Licht mit hohen Intensitäten zu erhalten. Mit diesem infraroten Licht sollen später dann, durch die Erzeugung höherer Harmonischer, Gammastrahlen erzeugt werden [13][14] (siehe Abb. 3.1). Die infraroten Laserpulse werden auf ein Gas-Target geschossen und lösen - je nach benutztem Anschauungsbild

- durch Multiphotonenionisation (mehrere Photonen ionisieren gleichzeitig ein Atom) bzw. Tunnelionisation (das E-Feld des Pulses „biegt“ das Atompotential derartig, dass Tunneln möglich wird) Elektronen von ihren Mutteratomen. Diese werden im Feld des Pulses beschleunigt und können später mit dem Mutteratom rekombinieren, wobei sie Photonen mit ganzzahligen Vielfachen (möglichst im Bereich von Gammastrahlung) der Treiberfrequenz aussenden. Dabei steigt die höchste Frequenz (Cutoff-Frequenz) der erzeugten Gammastrahlen mit der Wellenlänge des eingestrahnten infraroten Treibers. Da aber die Umwandlungseffizienz mit der Wellenlänge des eingestrahnten Treibers fällt, macht es keinen Sinn, noch größere Wellenlängen zu erzeugen. Daher eignet sich der OPA sehr gut für diesen Zweck.

3.2 Aufbau

3.2.1 Aufbau des Lasersystems

Um den OPA verwenden zu können, benötigt man einen Laserstrahl, den man verstärken und ins Infrarote verschieben will. An der Kansas State University liefert der sogenannte KLS1 (Kansas Light Source 1) diesen Ausgangsstrahl. Er ist in der Universität entworfen und gefertigt worden und liefert 25fs Pulse mit einer Repetitionsrate von 2kHz . Dabei ist die zentrale Wellenlänge bei ungefähr 800nm und die Ausgangsleistung beträgt 4W mit einer Schwankung von bis zu $0,7\%$. Ein kleinerer Oszillator am Anfang liefert schwache Pulse. Dieser Oszillator wird zwar von einem Dauerstrichlaser gepumpt, den gepulsten Betrieb erhält er aber durch die sogenannte passive Modenkopplung. Dabei „passen“ longitudinal eine große Anzahl an Moden in einen Oszillator. Diese existieren am Anfang auch alle und propagieren durch das aktive Medium.

Es kann nun passieren, dass alle diese Moden gleichzeitig konstruktiv im Medium überlappen. Das führt zu einer relativ hohen Intensität und bildet eine sogenannte Kerr-Linse, die dadurch entsteht, dass der Brechungsindex - wie weiter oben besprochen - für hohe Intensitäten intensitätsabhängig wird. Im Zentrum des Strahlquerschnittes ist der Brechungsindex also am größten und nimmt nach außen hin ab. Diese Kerr-Linse fokussiert die zufällig gekoppelten Moden. Wenn man nun eine Lochblende hinter das Medium stellt, kann man die CW Anteile herausfiltern und lässt nur die modengekoppelten Pulse hindurch. So „pulst“ sich der Laser quasi von allein. Diese noch schwachen Pulse werden nun auf einen Ti:Sa (Titan-Saphir) Kristall geschossen, der von zwei PumpLasern auf Besetzungsinversion getrieben wird. Insgesamt 14 mal wird derselbe Strahl durch den Kristall geschossen und verstärkt. Vorher muss er jedoch gestreckt werden, also zeitlich gestreckt, da man den Kristall ansonsten mit den hohen Intensitäten zerstören würde. Das passiert in Form eines Gitter-Aufbaus, der in Abb. 3.2 dargestellt ist. Die Abbildung zeigt zwar einen Kompressor, der Stretcher funktioniert aber genauso. Beim Stretcher ist der Unterschied zur Abbildung lediglich, dass größere Wellenlängen den Aufbau schneller durchlaufen als kleinere. Das geschieht durch die wellenlängenabhängige Reflexion am Gitter und die damit verschiedenen langen Wegstrecken, die die spektralen Anteile zu durchlaufen haben. Da rote Lichtanteile im gleichen Medium eine größere

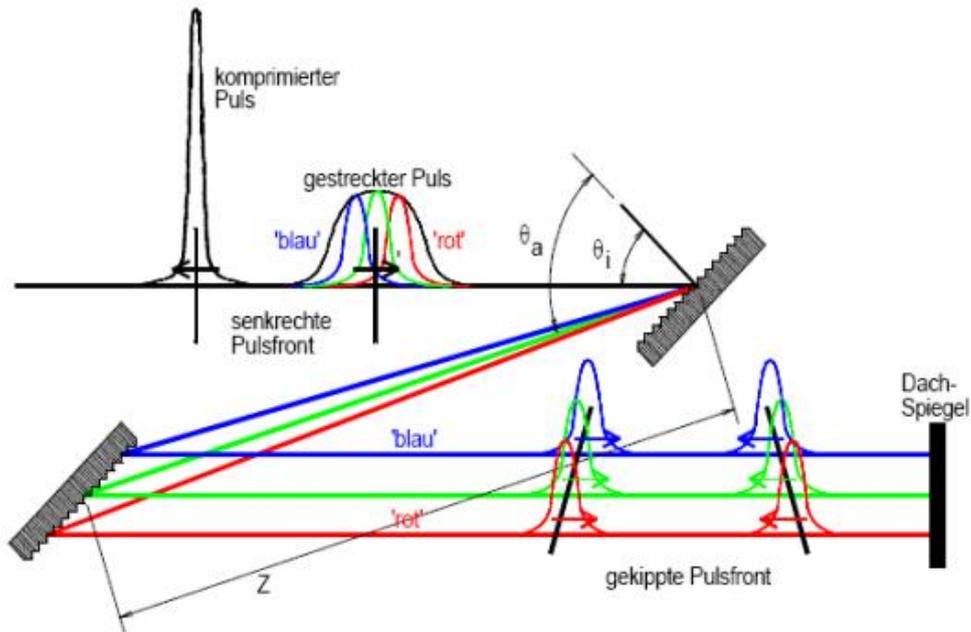


Abbildung 3.2: Kompressor [6]

Ausbreitungsgeschwindigkeit haben als blaue, laufen diese den blauen vorraus (Dispersion). Ein Stretcher verstärkt die natürliche Dispersion also, ein Kompressor hebt sie auf. Nachdem der gestreckte Puls im Ti:Sa Kristall verstärkt wurde, wird er nun mit dem eben besprochenen Kompressor wieder auf $25fs$ verkürzt. Jetzt wird der Strahl auf unseren OPA gelenkt.

3.2.2 Aufbau des OPA

Um einen groben Überblick über den Aufbau des OPA zu erhalten, zeigt Abb. 3.3 eine Originalaufnahme aus dem Labor.

Das dazugehörige Schema zeigt Abb.3.4.

Man erkennt hier, dass wir den Laserstrahl des Ti:Saphir Lasers mit etwa $800nm$ zentraler Wellenlänge benutzen. Die Eingangsleistung liegt bei etwa $150\mu J$, der Strahl wird dann auf einen Beamsplitter (Strahlteiler, in Abb. 3.3 Nr. 1) gelenkt, der 90% der Leistung transmittiert, und 10% um 90° ablenkt. Somit haben wir nun unseren Puls in zwei Pulse aufgeteilt. Mit Polarisatoren können wir den beiden Strahlen nun die gewünschten Polarisationen geben, um Typ 2 Phasen Anpassung zu ermöglichen. Der schwächere Strahl wird mit einer Linse ($f = 75mm$, in Abb. 3.3 Nr. 3) in eine Saphir-Platte (in Abb. 3.3 Nr. 4) fokussiert und erzeugt dort durch die beschriebene Selbstphasenmodulation Weißlicht, welches mit einer weiteren Linse ($f = 18mm$) kollimiert wird. Dieser Teil des Strahles wird Seed genannt.

Der stärkere Strahl ist der Pump-Strahl, der lediglich mit einer $500mm$ brennweitigen Linse (in Abb. 3.3 Nr. 2) fokussiert wird. Innerhalb dieser Brennweite ist eine Verzögerungsstrecke (delay stage, in Abb. 3.3 Nr. 6) eingebaut, in der

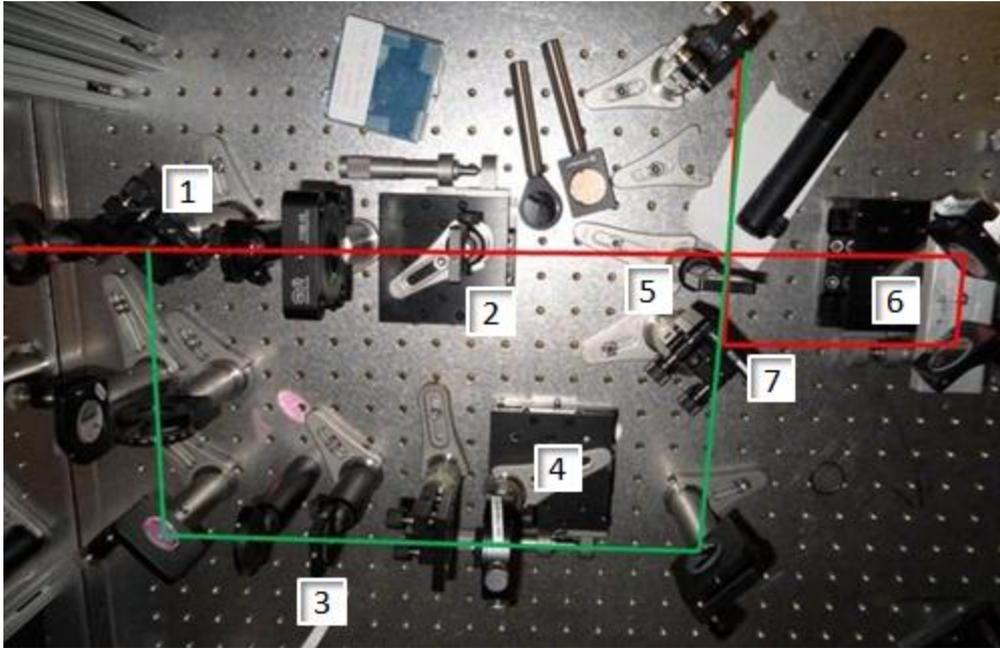


Abbildung 3.3: Originalaufnahme

man mit einer Millimeterschraube zwei in 90° zueinander angebrachte Spiegel – diese wirken als einzelner Spiegel senkrecht zur Ausbreitungsrichtung – nach vorne und hinten schieben kann, um die Weglänge, die der Strahl zurücklegt, zu manipulieren. Nach dieser Verzögerungsstrecke haben wir einen dielektrischen Spiegel (in Abb. 3.3 Nr. 7) kurz vor dem Brennpunkt der 500mm Linse. Im Brennpunkt würde dieser Spiegel Schaden erleiden, weshalb er etwas davor montiert wird. Außerdem trifft unser Seed-Strahl auch auf diesen dielektrischen Spiegel, wobei mit Hilfe der Verzögerungsstrecke die beiden zurückgelegten Wegstrecken so eingestellt werden können, dass die beiden Pulse zeitlich genau überlappen. Danach werden sie gemeinsam auf einen sogenannten BBO (Beta-Barium-Borat-Kristall, in Abb. 3.3 Nr. 5) gelenkt und überlappen auch hier zeitlich. Natürlich ist klar, dass dafür die Weglänge, die der Pumpstrahl vom Beamsplitter bis zum BBO zurücklegt, genau so lang sein muss wie die Weglänge des Weißlichtarms bis zum BBO. Außerdem muss auch räumlicher Überlapp vorliegen, damit die beiden Wellen miteinander wechselwirken können.

Nachdem dann mit der DFG infrarotes Licht erzeugt wurde, wollen wir auch nur dieses nutzen. Um das zu erreichen, setzen wir einen Infrarotfilter hinter den BBO, der nur Wellenlängen über $1\mu\text{m}$ passieren lässt. Am Ende erhalten wir ca. $2\mu\text{J}$ Pulsenergie mit einer etwas vergrößerten Pulsdauer aufgrund von Dispersion. Um eine Größenordnung davon zu erhalten: In [13] wurden 10fs Pulse zwei Mal mit einem BBO und Phase-Matching-Typ 2 verstärkt und waren danach auf 17fs gestreckt, ohne dass sie nach der Verstärkung komprimiert wurden. Ähnliche zeitliche Pulsverbreiterungen sind auch bei diesem Experiment zu erwarten.

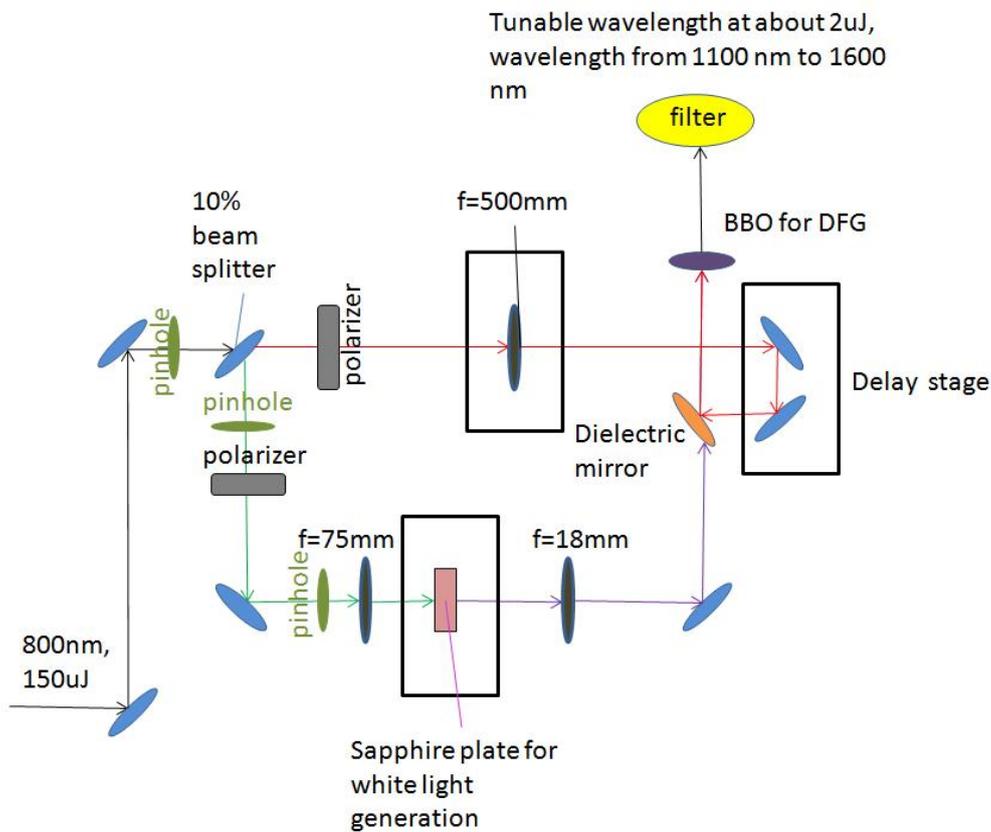


Abbildung 3.4: Schema OPA (eigene Darstellung)

3.3 Optische Bestandteile

In diesem Teil möchte ich auf die einzelnen Bestandteile des optisch-parametrischen Verstärkers genauer eingehen.

3.3.1 BBO-Kristall

BBO steht für Beta-Barium-Borat. Er ist ein doppelbrechender Kristall, bei dem der Brechungsindex der e-polarisierten Wellen kleiner ist als der der o-polarisierten Wellen. Außerdem besitzt er nur eine optische Achse, er ist also negativ uniaxial, womit wir mit seiner Hilfe in der Lage sind, die Phasenanpassbedingung zu erfüllen. [7][4]

Abb. 3.5 zeigt nun zur Anschauung einmal die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für o-polarisierte sowie e-polarisierte Strahlen im BBO. Dargestellt ist auch, wie mit der Veränderung der Ausbreitungsrichtung (hier in Abhängigkeit vom Winkel Θ zur optischen Achse) der Brechungsindex der e-polarisierten Strahlen verändert werden kann.

Im Gegensatz zu anderen doppelbrechenden Materialien ist der BBO für uns besonders wertvoll, da er die für uns interessanten Wellenlängen transmittieren lässt ($189\text{nm} - 3500\text{nm}$) und eine hohe Zerstörschwelle hat ($\approx 4\text{J}/\text{cm}^2$ bei 10ns Pulsen und einer Wellenlänge von 355nm). Den Brechungsindex des BBO's

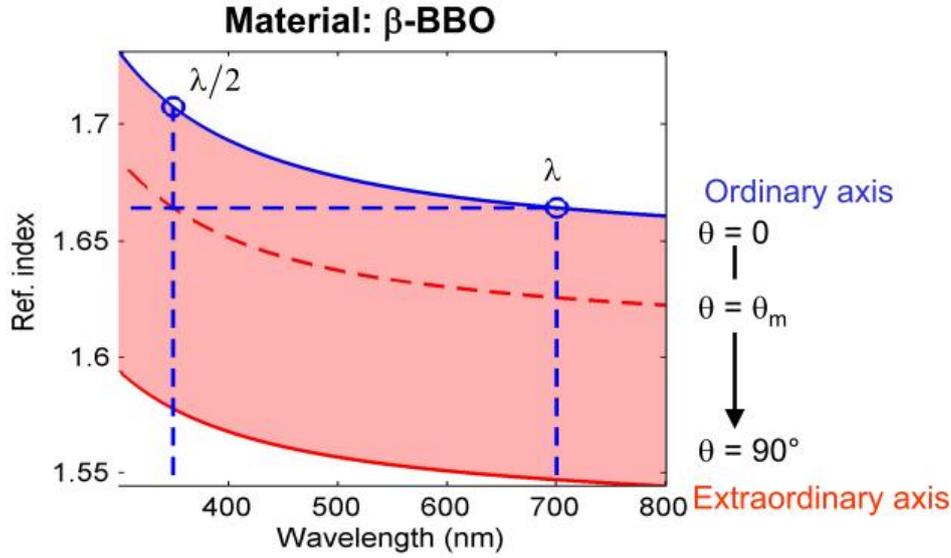


Abbildung 3.5: Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex [12]

kann man durch die Sellmeier-Gleichung berechnen. Diese lautet [4]

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 + C} + D\lambda^2 \quad (3.1)$$

Für die e- und o-Strahlen sind die Sellmeier-Koeffizienten laut [4]

$$\left\| \begin{array}{c|c|c|c|c} & A & B[\mu m^{-2}] & C[\mu m^{-2}] & D[\mu m^{-2}] \\ \hline n_e & 2.3730 & 0.0128 & -0.0156 & -0.0044 \\ \hline n_o & 2.7405 & 0.0184 & -0.0179 & -0.0155 \\ \hline \end{array} \right\|$$

Für eine Wellenlänge von $1.5\mu m$ sind die Brechungsindizes $n_e = 1.5390$ und $n_o = 1.6474$. Mit $\Delta n = n_e - n_o = -0.1084$ ist der BBO also tatsächlich negativ uniaxial.

3.3.2 Dielektrische Spiegel

Innerhalb unseres Aufbaus liegen sehr hohe Laserintensitäten vor. Normale Metallspiegel besitzen eine Reflektivität von bis zu etwa 95%, der Rest der Intensität wird im Material absorbiert und kann den Spiegel beschädigen. Genau das würde in unserem Aufbau passieren und wollen wir vermeiden. Deshalb setzen wir an einigen Stellen Dielektrische Spiegel ein. Diese sind aus mehreren abwechselnd hoch- und niedrigreflektierenden Schichten aufgebaut. Abb. 3.6 zeigt ein Schema, in dem man sieht, dass die jeweiligen Schichten $\lambda/4n$ voneinander entfernt sind. Außerdem tritt ein Phasensprung beim Übergang von einer niederreflektierenden in eine hochreflektierende Schicht von genau π auf [10], weshalb die reflektierten Strahlen jeweils genau konstruktiv interferieren.

Phasensprünge beim hochreflektierenden dielektrischen Spiegel

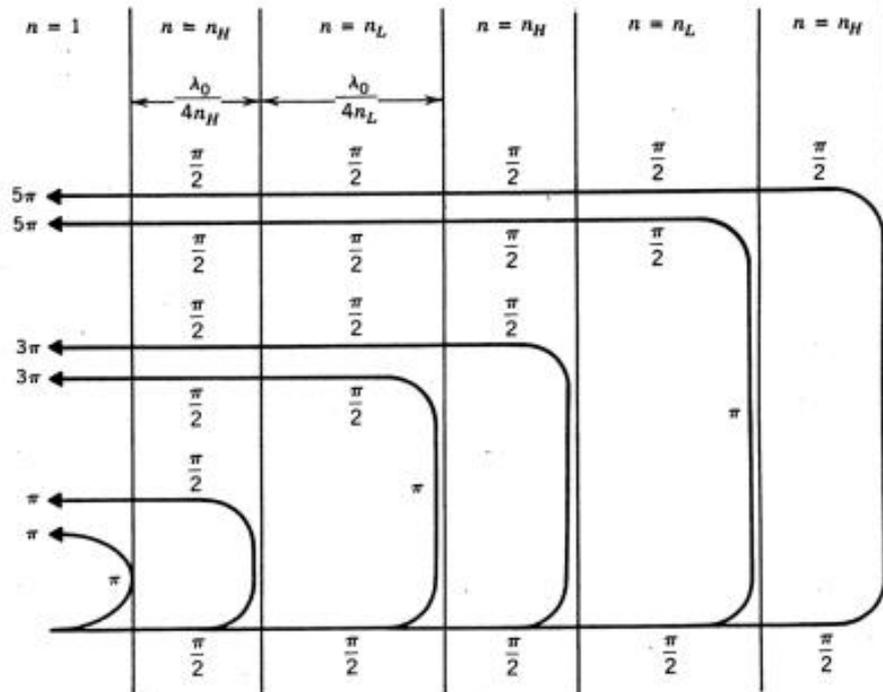


Abbildung 3.6: Dielektrischer Spiegel [10]

Nun benutzen wir aber auch Dielektrische Spiegel, um zwei Strahlen wieder zusammenzuführen. Das wird möglich, weil das Reflexionsverhalten wellenlängenabhängig und sogar richtungsabhängig ist (siehe Abb. 3.7). Man sieht, dass sich die vollständige Reflektivität bei verschiedenen Einfallswinkeln zu anderen Wellenlängen verschiebt und schon innerhalb einer Bandbreite von 50nm von kompletter Reflexion zu kompletter Transmission wechseln kann. Da der Pumpstrahl eine Wellenlänge von 800nm hat und der Weißlichtstrahl vom Sichtbaren bis weit ins Infrarot reicht, kann man einen Dielektrischen Spiegel verwenden, der für 800nm Totalreflexion aufweist und andere Wellenlängen transmittieren lässt. Da wir für den Versuch sowieso „nur“ den infraroten Teil des Weißlichts brauchen, ist es nicht weiter von Bedeutung, dass 800nm herausreflektiert werden.

3.3.3 Verzögerungsstrecke

Die Verzögerungsstrecke besteht aus zwei in einem Winkel von 90° zueinander montierten Spiegeln, die auf einem beweglichen Untersatz befestigt sind. Diese Spiegel ändern die Richtung eines einfallenden Laserstrahls um 180° , er wird also zurückreflektiert und um zwei Inches ($1\text{Inch} = 2,54\text{cm}$) verschoben. Der Untersatz kann mit einer Mikrometerschraube vor und zurückbewegt werden,

Abhängigkeit der Reflektivität vom Einfallswinkel

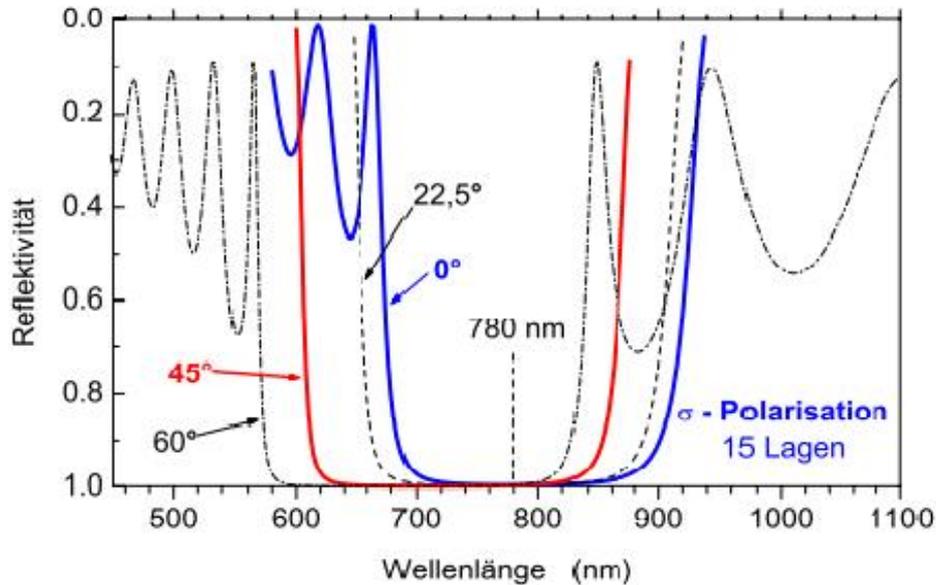


Abbildung 3.7: Abhängigkeit der Reflektivität [10]

sodass man die Weglänge, die der Laser zurücklegen muss, verändern kann. Mit diesem Aufbau kann man dann später einen zeitlichen Überlapp erreichen. Nun kann man sich überlegen, wie genau man die Schraube bei einer Pulsdauer von 25fs einstellen muss. Mit einem Brechungsindex von ca. $n = 1,6$ [4] ergibt sich

$$\vec{s} = t \cdot \vec{v} = 25\text{fs} \cdot \frac{c_0}{n} \approx 4,5\mu\text{m} \quad (3.2)$$

Mit einer Pulsdauer von 25fs muss die Mikrometerschraube also auf wenige μm genau eingestellt werden.

3.4 Messgeräte

3.4.1 Photodiode

Die Photodiode benutzt einen sogenannten pn-Übergang, ist also ein Halbleiterbauelement.

Um einen pn-Übergang zu erzeugen, benötigt man ein sogenanntes p- und n-dotiertes Material. Dotierung bedeutet, dass in ein Wirtsmaterial (häufig Silizium) ca. 10^{-5} Fremdatome eingebracht werden. In der p-Dotierung nennt man diese Fremdatome Akzeptoratome, da sie ein Valenzelektron weniger als

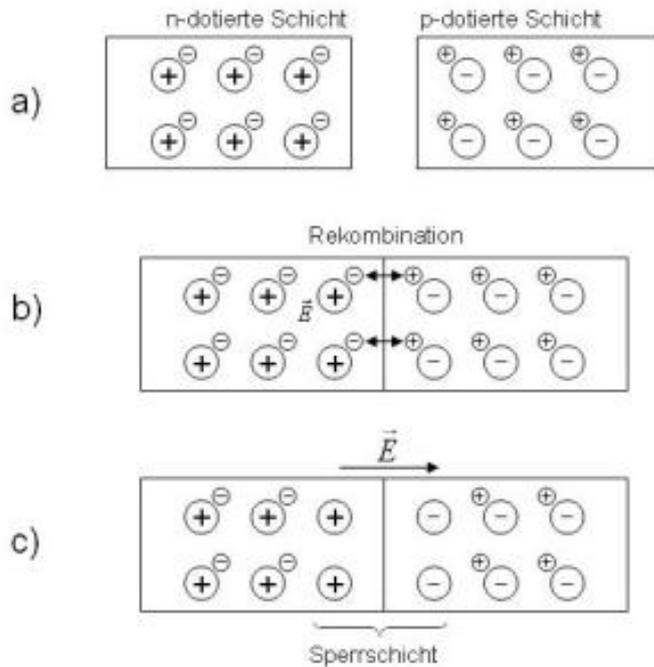


Abbildung 3.8: Entstehung der Sperrschicht [8]

das Wirtsmaterial besitzen und daher negative Ladungen aufnehmen können. Die fehlenden Valenzelektronen werden auch als sich bewegende „Löcher“ bezeichnet, da sie sozusagen als positive Ladungsträger wirken.

Bei der n-Dotierung nennt man die Fremdatome Donatoratome, da sie ein Valenzelektron mehr besitzen als das Wirtsmaterial. Diese zusätzlichen Elektronen sind ebenso wie die Löcher bei der p-Dotierung sehr leicht von ihren Atomrümpfen zu lösen, können also als freie Ladungsträger zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen.

Nun können, wenn man p- und n-dotierte Schicht zur Berührung bringt, die freien Elektronen der n-dotierten Schicht am Übergang in die freien Löcher der p-dotierten Schicht rekombinieren (siehe Abb. 3.8). Am Übergang neutralisieren sich also die positiven Ladungen der p-dotierten Schicht mit den negativen Ladungen der n-dotierten Schicht und bauen die sogenannte Sperrschicht auf. In dieser liegen weder Elektronen noch Löcher als freie Ladungsträger vor, deshalb „sperrt“ sie den Strom für niedrige Spannungen. Die Schicht wird nicht unbegrenzt dick, da die Atomrümpfe, die die Ladungen zurücklassen, sich nicht bewegen können. Diese zurückbleibenden Ladungen stoppen den Diffusionsfluss der Ladungen in die andere Schicht ab einem gewissen Punkt, da sie der Bewegung ein elektrisches Feld entgegensetzen (siehe Abb. 3.8).

In der Photodiode trifft nun Licht auf diese Sperrschicht (siehe Abb. 3.9). Die Photonen lösen mit dem inneren Photoeffekt Elektronen aus ihren Bindungen und lassen so je einen negativen und positiven Ladungsträger entstehen, das sogenannte Elektronen-Loch-Paar. Die quantitative Entstehung dieser Paare ist

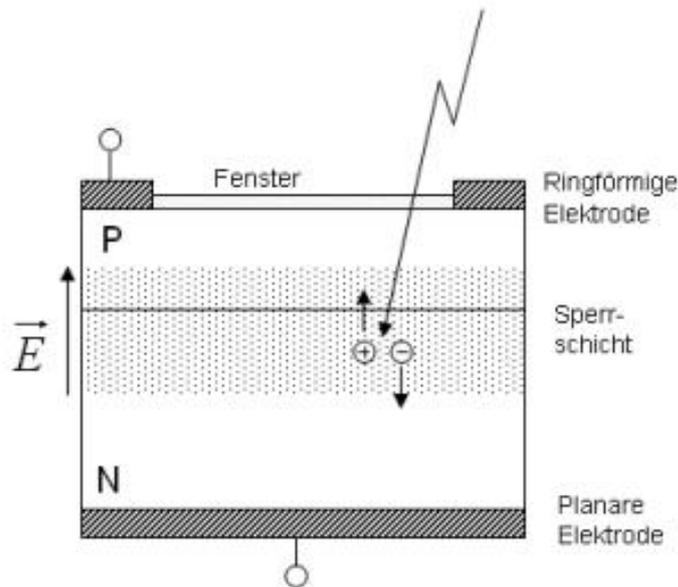


Abbildung 3.9: Aufbau der pn-Photodiode [8]

abhängig von der Intensität des Lichts. Da in der Sperrschicht, wie in Abb. 3.8 gezeigt, ein elektrisches Feld vorliegt, werden die Paare an der Rekombination gehindert und sozusagen „abgesaugt“. Elektronen an der Ober- und Unterseite nehmen den Photostrom auf, der mit einem Oszilloskop jetzt messbar und zeitaufgelöst darstellbar ist.

3.4.2 Spektrometer

Als Spektrometer benutzen wir ein LF-2500 der Firma Spectral Evolution. Es ist speziell für den nahen infraroten Bereich entworfen worden und eignet sich sehr gut für meinen OPA und den weiteren Aufbau der Arbeitsgruppe (technische Details siehe Abb. 3.10). In der Tabelle erkennt man, dass mit Glasfaserkabeln das optische Signal in das Spektrometer gelenkt wird und mit einem InGaAs-Detektor gemessen wird. Davor ist eine spezielle Optik aufgebaut, wie sie in den meisten Spektrometern vorzufinden ist.

Abb. 3.11 zeigt ein Standard-Spektrometer. Die Quellstrahlung wird mit einer Kollimatorlinse zu einem Bündel paralleler Strahlen gebrochen und danach im Prisma wellenlängenabhängig aufgespalten. Die Kollektorlinse fokussiert die verschiedenen Wellenlängen nun auf einen Detektor (Nummer 30 in der Skizze), der die Photonen in elektrische Signale umwandelt. In unserem Fall ist das ein spezieller InGaAs-Detektor, der gekühlt wird und Wellenlängen zwischen $1000nm$ und $2500nm$ messen kann.

Spectral Range	1000 - 2500 nm
Spectral Resolution	22 nm
Spectrometer Type	Fiber Optic Input
Slit	100 μm
Detector Type	256 Extended InGaAs Array
A/D Converter	16 bit
Wavelength Reproducibility	0.5 nm
Wavelength Accuracy	0.5 nm
Stray Light	0.10%
Integration Time	5 - 1000 ms
Power	6 V, 8 W
Size	4" x 2" x 6.5"
Weight	< 3 lbs

Abbildung 3.10: Spektrometer-Daten (aus dem Manual des Spektrometers)

3.5 Durchführung

Nachdem der Aufbau steht, müssen wir uns jetzt um die Durchführung kümmern. Es ist wichtig, dass der einkommende Laserstrahl alle optischen Geräte mittig trifft und möglichst senkrecht auftrifft. Mit den Lochblenden (engl. pin-holes) kann die Intensität des Lasers angepasst werden. Um die optischen Geräte beim Aufbau nicht zu beschädigen, muss besonders bei der Montage der Linse des Pump-Armes darauf geachtet werden, dass die Lochblenden möglichst weit geschlossen sind. Hier besteht die größte Gefahr, da 90% der Intensität des Lasers in den Pump-Arm gehen und die Intensität im Fokus der 500mm Linse ausreicht, um zum Beispiel den BBO oder den Dielektrischen Spiegel zu beschädigen.

Die Weißlichterzeugung stellt danach die nächste Herausforderung dar. Hier muss zunächst sichergestellt werden, dass der Fokus der 75mm Linse in der Saphir-Platte liegt, um die Schwellenintensität für die Selbstphasenmodulation zu erhalten. Nachdem dieser Part relativ einfach zu bewältigen ist, ist es umso zeitaufwändiger, das erzeugte Weißlicht zu perfektionieren. Es ist wichtig, dass die vielen verschiedenen Farben im Output deutlich zu sehen sind und diese Farben stabil bleiben. Sind die Fluktuationen innerhalb der Wellenlängen zu groß, wird es auch Fluktuationen in der DFG geben.

Nun folgt die Kalibrierung der Verzögerungsstrecke. Hier sollte man viel Zeit investieren, um die beiden Spiegel zu justieren. Es ist wichtig, dass sie genau in 90° zueinander stehen, weil man sonst Schwierigkeiten bekommt, Weißlicht und Pumpe zeitlich zu überlappen, da der Pumpstrahl sich bei Betätigung der Mikrometerschraube bei falscher Justage bewegen kann und dann kein räumlicher Überlapp mehr vorliegt.

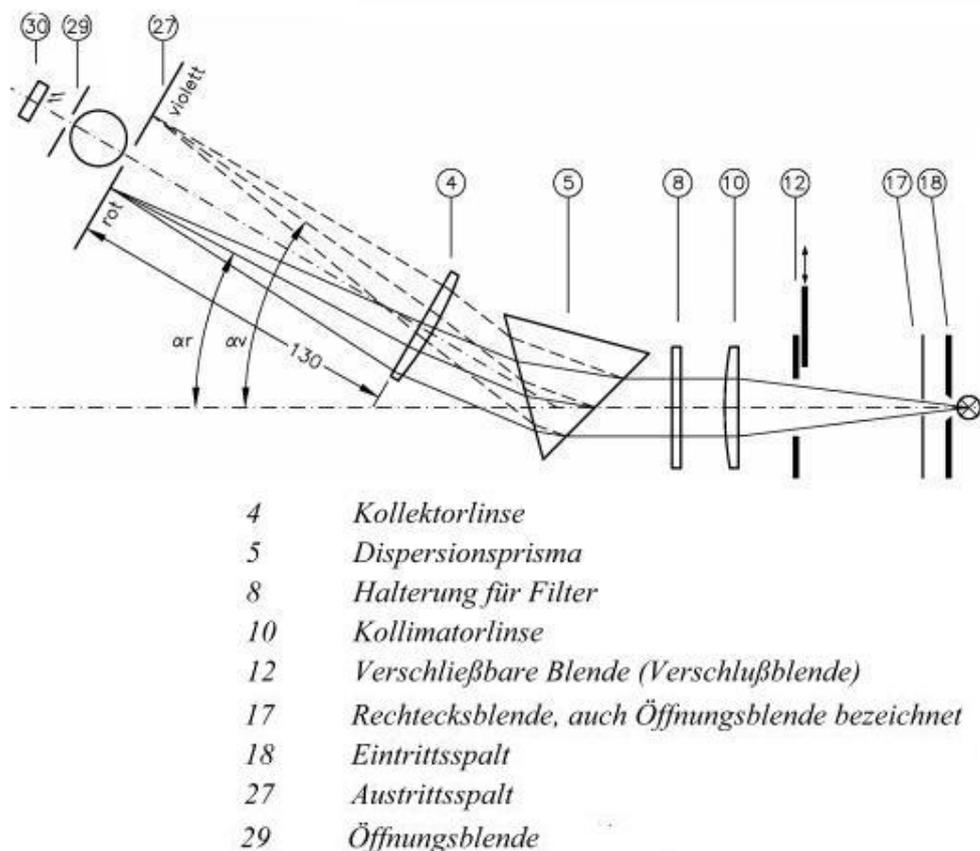


Abbildung 3.11: Strahlengang im Spektrometer [9]

Zum Schluss ist es wichtig, mit den Schrauben an den vorliegenden Spiegeln Weißlicht und Pumpe zu überlappen, um danach den zeitlichen Überlapp zu erreichen. Hierbei benutzt man eine Photodiode nach dem Infrarot-Filter. Wenn man das Signal gefunden hat muss man sich sicher sein, dass es sich um das erzeugte Infrarot durch die DFG handelt und nicht um Reflektionen oder die SHG der Pumpe. Hierzu blockt man den Weißlichtstrahl und schaut, ob das Signal immer noch da ist. Ist es verschwunden, so handelt es sich um das gewünschte Infrarot. Ist es unverändert, so handelt es sich um ein anderes Signal. Den zeitlichen Überlapp erreicht man, indem man sehr vorsichtig an der Mikrometerschraube dreht und damit die Weglänge des Pumpstrahls verändert. Dass Überlapp erreicht ist, erkennt man, wenn das angezeigte Signal plötzlich viel intensiver ist, man sieht also einen Ausschlag auf dem Oszilloskop. Nachdem man versucht hat, die höchstmögliche Leistung zu erreichen, ist der OPA jetzt betriebsbereit.

Kapitel 4

Messungen und Auswertung

Kommen wir nun zu den Messungen. Sie sollen uns zeigen, wie genau der aufgebaute OPA die zentrale Wellenlänge des Lasers verändert und gewünschte Komponenten verstärkt. Dazu wurden an verschiedenen Stellen des Aufbaus und bei verschiedenen Ausrichtungen des BBO's Spektren und Pulsenergien gemessen.

4.1 Spektrum des Weißlichts

Der Kansas State University stand bis zum Zeitpunkt meiner Abreise leider kein geeignetes Messinstrument für das Weißlicht zur Verfügung. Das Spektrometer, mit dem die anderen Messungen durchgeführt wurden, war nicht sensitiv genug für die schwache Intensität des Weißlichts. Wichtig zum Verständnis ist jedoch, dass sich das Spektrum des Weißlichts bis ins Infrarot ausdehnt. Das ist zum einen experimentell belegt, da ohne Pumpe nach dem Infrarotfilter und nur mit eingeschaltetem Weißlicht ein schwaches Signal mit dem Oszilloskop gemessen wurde. Zum anderen wird dieses Infrarot auch benötigt, um eben den Seed für die Pumpe zu liefern, der dann im BBO zu unserem gewünschten Signal verstärkt wird.

4.2 Spektrum der Pumpe vor dem BBO

Abb. 4.1 zeigt das Intensitätsprofil des $25fs$ Lasers, den wir als Eingangsstrahl benutzen (zentrale Wellenlänge: $791nm$). Wir verwenden zwar nur 10% der Leistung, das ändert jedoch nichts an der relativen Intensitätsverteilung. Zu sehen ist eine relativ breite Bandbreite (gemessen: Full Width at Half Maximum) von rund $31nm$, die - wie vorher besprochen - in einem kurzen Puls resultiert. Mit Schwankungen von ca. 0,7% ist die Leistung dieses Lasers sehr stabil und als konstant ansehbar.

4.3 Spektrum nach dem BBO

Die Messungen nach dem BBO zeigen nun Signal und Idler. Hier wurde versucht, das Signal so nah wie möglich an $1500nm$ zu bekommen. Man erkennt

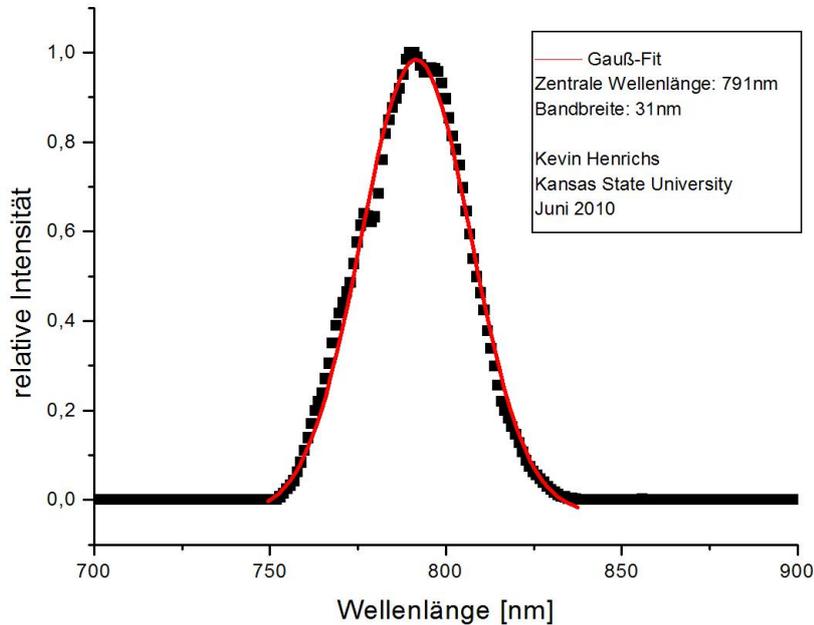


Abbildung 4.1: Intensitätsprofil der 25fs Quelle

bei den verschiedenen Messungen, dass die Intensität mit steigender Wellenlänge des Signals abgenommen hat. Bei 1300nm war das Signal noch relativ ausgeprägt, bei 1450nm extrem kantig. Die Messzeit war bei allen Messungen konstant und betrug jeweils nur knapp 10 Sekunden.

Der obere Graph in Abb. 4.3 zeigt die obere Messung in Abb. 4.2 mit vorgeschaltetem Polarisationsfilter. Hier sehen wir nur den Signal-Puls. Das bedeutet, dass Signal und Idler wie erwartet unterschiedliche Polarisation haben und wir tatsächlich Phase-matching Typ 2 benutzen.

Schaut man sich die drei Graphen verschiedener Signal-Wellenlängen an, so erkennt man auch deutlich die Auswirkungen der DFG. Dreht man den Kristall etwas, kann man damit die Wellenlänge des Signals zum Beispiel erhöhen. Gleichzeitig verringert sich dabei aber auch die Wellenlänge des Idlers, da wegen der Energieerhaltung die Summe der Frequenzen eines Idler- und Signal-Photons genau die Pump-Frequenz ergeben muss.

Als Beispiel schauen wir uns den oberen Graph in Abb. 4.2 an. Das Signal liegt bei etwa 1300nm oder als Frequenz

$$c = \lambda \cdot \nu \tag{4.1}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = 2,3 \cdot 10^{14} \text{Hz} \tag{4.2}$$

Die eingestrahnten $800nm$ entsprechen einer Frequenz von $3,75 \cdot 10^{14}Hz$. Die Differenzfrequenz zwischen Pumpe und Signal ist dann also der Idler mit $1,45 \cdot 10^{14}Hz$ was einer Wellenlänge von ca. $2070nm$ entspricht. Genau hier sehen wir auch den Peak im Graphen.

4.4 Verstärkung

Bei einer Ausgangswellenlänge von $1300nm$ wurde eine Ausgangsenergie von $2\mu J$ gemessen. Das wirkt zunächst wenig und nicht wirklich verstärkt gegenüber den einkommenden $150\mu J$ vom KLS1. Allerdings war der einkommende Strahl bei einer zentralen Wellenlänge von $800nm$ und das Weißlicht wurde nur aus 10% dieses Strahles erzeugt, also aus $15\mu J$. Diese Energie verteilt sich beim Weißlicht natürlich auf eine riesige Bandbreite an Frequenzen, weshalb man davon ausgehen kann, dass die Energie der verstärkten Wellenlänge von $1300nm$ vor dem BBO bei maximal einigen nJ lag. Deshalb kann man von einer Verstärkung um mindestens 3, wenn nicht 4 Größenordnungen ausgehen. Eine weitere Verstärkungsstufe würde somit Energien von einigen mJ ermöglichen.

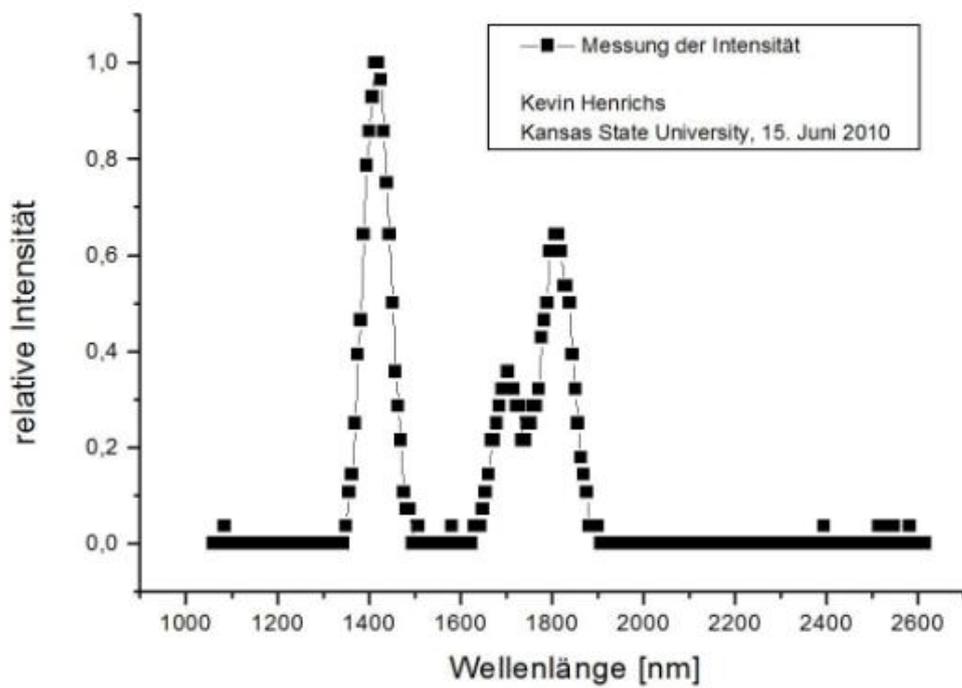
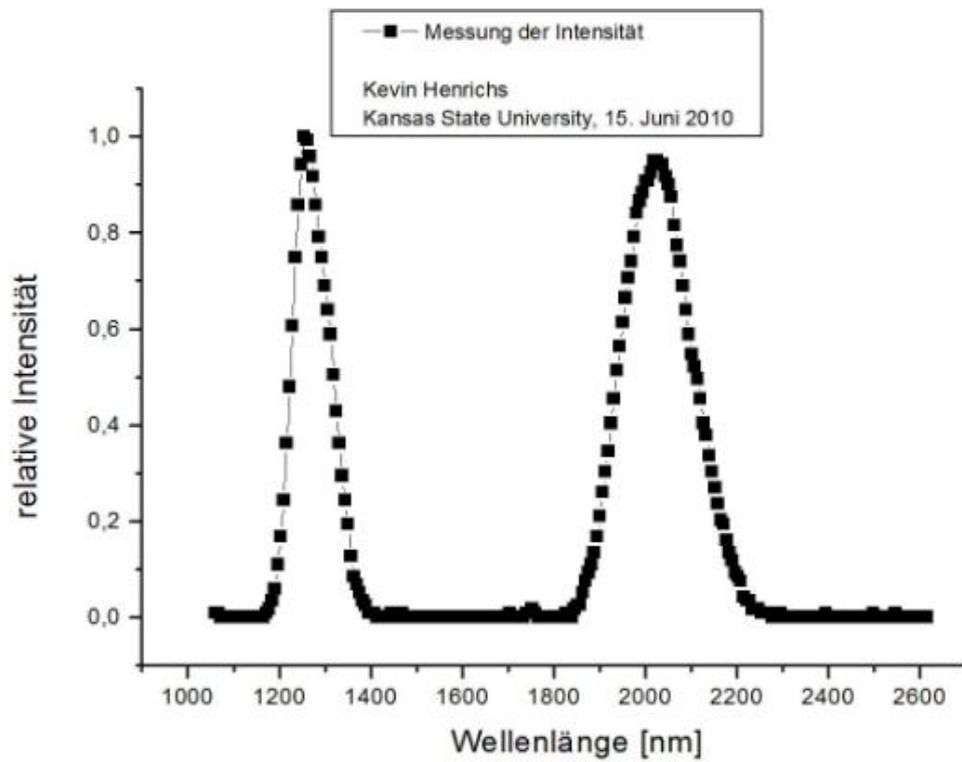


Abbildung 4.2: Oben: Signal um 1300nm, Unten: Signal um 1400nm

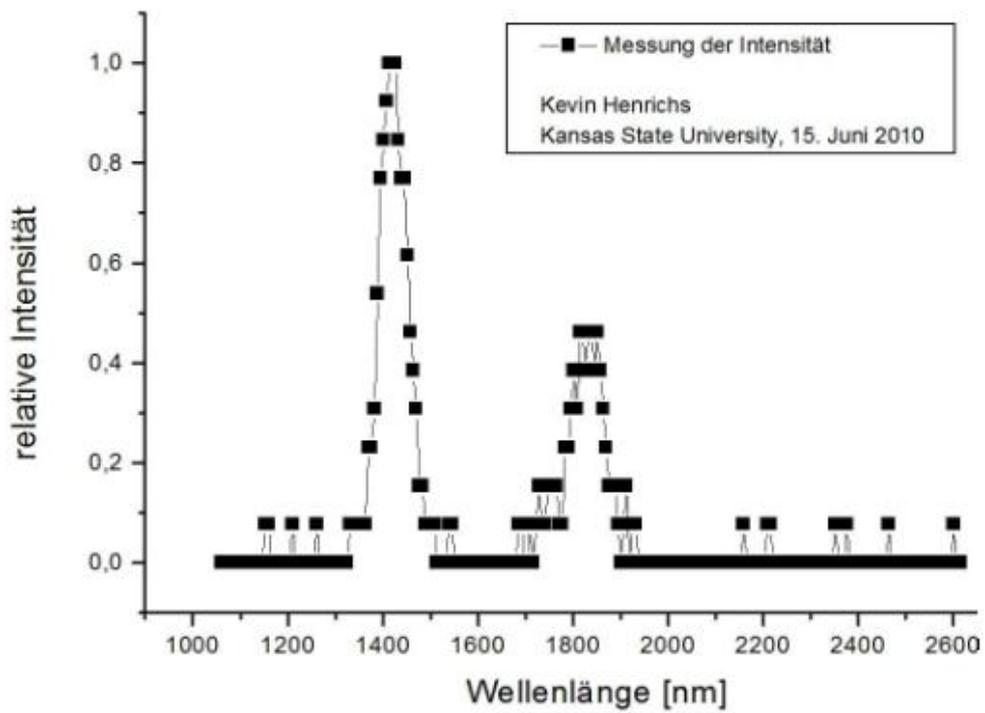
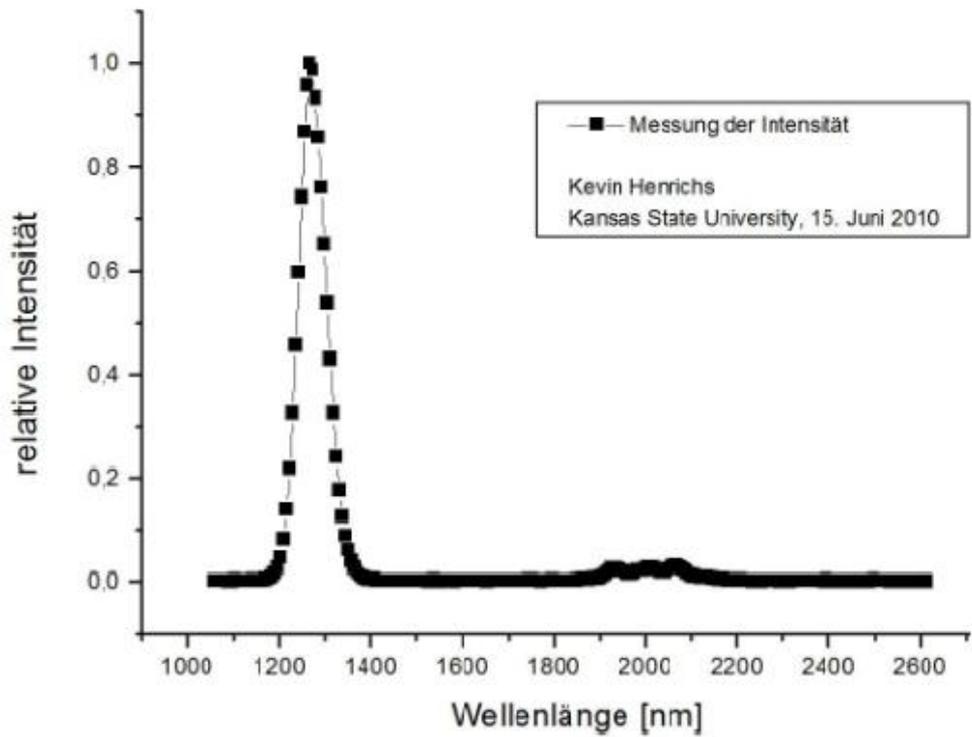


Abbildung 4.3: Oben: Signal um 1300nm mit Polarisationsfilter, Unten: Signal um 1450nm

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Fazit

Zusammengefasst habe ich also einen Verstärker gebaut, der aus einem kommerziell erwerbbaaren 25fs Laser im sichtbaren Spektralbereich (800nm) ein über eine gewisse Bandbreite durchstimmbares Infrarot erzeugt, das nur etwas höhere Pulsdauern aufweist. Teuerster Bestandteil dieses Aufbaus ist der BBO mit etwa 1500\$. An sich ist der OPA also relativ preisgünstig selbst zu bauen, es gibt ihn aber auch schon industriell gefertigt. Der Nachteil am gekauften OPA ist natürlich die eingeschränkte Nutzung, er bietet jedoch Vorteile in der Kompaktheit, da mein Aufbau bei weitem mehr Platz benötigt hat.

5.2 Ausblick

In meiner Arbeit wurde nur ein sogenannter Single-Stage OPA aufgebaut. Es ist natürlich auch möglich, einen zweiten OPA dahinter zu bauen und das Signal damit noch weiter zu verstärken, womit man bald in den mJ Bereich vorstoßen kann. Außerdem gibt es auch sogenannte OPCPA's, die mit gechirpten, also zeitlich gestreckten, Pulsen arbeiten. Hier ist durch die geringere Peak-Intensität auch eine bessere Verstärkung möglich. Ebenso ist es möglich, kürzere Pulse zu erzeugen, indem man Phase-Matching-Typ 1 benutzt oder das Superkontinuum - wie in [13] - vor dem BBO zeitlich komprimiert.

Mit dem aufgebauten OPA kann nun im Weiteren die Erzeugung höherer Harmonischer mit Pulsdauern im Attosekunden-Bereich erzielt werden. Diese Pulsdauern haben ein breites Anwendungsfeld. Zum Beispiel kann man mit ihrer Hilfe die Dynamik der Elektronen im Atom zeitaufgelöst darstellen oder einzelne Schwingungen eines Lichtfeldes sichtbar machen.

5.3 Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei einer Vielzahl an Menschen bedanken, die mir diese Arbeit möglich gemacht haben. Zunächst natürlich bei meinem Professor

Reinhard Dörner, der mir so unkompliziert und immer hilfsbereit die Möglichkeit eröffnet hat, meine Bachelorarbeit in den Staaten anzufertigen. Ohne seine Vermittlung an die Kansas State University wäre diese Arbeit nicht zu Stande gekommen. Desweiteren gilt mein Dank natürlich auch dem hiesigen Professor Zenghu Chang, der die Rahmenbedingungen für meinen Aufenthalt geschaffen und mich zu effektivem Lernen angespornt hat. Ebenso geht dieser Dank an die gesamte Arbeitsgruppe, rund um meine Betreuer Yi Wu und Dr. Baozhen Zhao, die sehr geduldig und hilfsbereit bei allen Fragen und Anfängerproblemen zur Seite standen. Peggy Matthews, die sich sehr intensiv um meine Papierarbeit vor und während des Aufenthalts gekümmert hat, bin ich natürlich genauso zu Dank verpflichtet, wie meinen Korrekturlesern.

Literaturverzeichnis

- [1] BAUER, Dominik: *Erzeugung hoher Harmonischer und Attosekunden-Laserpulse*. Vortrag an der Universität Konstanz, 2006
- [2] BOYD, Robert W.: *Nonlinear Optics*. elsevier, 2003
- [3] CERULO, Giulio: Ultrafast optical parametric amplifiers. In: *Review of scientific instruments* 74 (2003)
- [4] EIMERL, D.: Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate. In: *J. Appl. Phys.* 62 (1987), S. 1968–1983
- [5] GRUNDPRAKTIKUM: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/4346>. Universität Göttingen, 2010
- [6] KASPER, Axel: *Erzeugung und Charakterisierung von ultrakurzen Lichtpulsen aus Ti:Saphir Laser-Oszillatoren*. Dissertation am Max Planck Institut für Quantenoptik (MPQ) in München (Garching)
- [7] OBERST, Martin: *Optisch-parametrische Verstärkung schmalbandiger Nanosekunden-Laserpulse*. Diplomarbeit an der Technischen Universität Kaiserslautern, 2003
- [8] PETERS, Enno: *Spurenanalyse von Kryptonisotopen*. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 2008
- [9] PRAKTIKUM, Nebenfach: *Spektrometer*. Universität Erlangen, 2008
- [10] RIEDLE, E.: *Vorlesung Physik*. Universität München, 2004
- [11] ROTH, Matthias: *Aufbau eines nichtkollinear gepumpten optisch parametrischen Verstärkers*. Diplomarbeit an der Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2000
- [12] THOMSON, Marc: *Vorlesung Laser- und Optoelektronik*. Universität Frankfurt am Main, 2010
- [13] VOZZI, C.: Millijoule-level phase-stabilized few-optical-cycle infrared parametric source. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), S. 2957–2959
- [14] VOZZI, C.: Characterization of a high-energy self-phases stabilized near-infrared parametric source. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 25 (2008), S. B112–B117