



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Fakultät für
Physik 

Bachelorarbeit

Echtzeit-Spektroskopie der Multipuls-Dynamik in einem Ti:Sa-Femtosekunden-Oszillator

Real-time spectroscopy of multipulse dynamics in a Ti:Sapph femtosecond oscillator

angefertigt von

Felix Kurtz

aus Bad Nauheim

am 4.Physikalischen Institut

Bearbeitungszeit: 1. April 2016 bis 15. Juli 2016

Betreuer/in: Dr. Georg Herink

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Claus Ropers

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Stefan Mathias

Zusammenfassung

Hier werden auf einer halben Seite die Kernaussagen der Arbeit zusammengefasst.

Stichwörter: Physik, Bachelorarbeit

Abstract

Here the key results of the thesis can be presented in about half a page.

Keywords: Physics, Bachelor thesis

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Der Laser	3
2.1.1. Modelocking	3
2.1.2. theoretisches Model	4
2.1.3. Betriebsmodi	5
2.2. Dispersive Fourier-Transformation	6
2.2.1. Spektrale Interferenz und Doppelpulse	6
2.3. Dissipative Solitonen	7
3. Experimentelle Vorgehensweise	9
3.1. Aufbau	9
3.2. Kalibration	10
3.3. Photodiode	11
3.3.1. Undispersiert	12
3.3.2. Dispersiert	13
3.3.3. Bandbreite	13
4. Ergebnisse	15
4.1. Map	16
4.2. Doppelpulse Messreihe 1	17
4.2.1. Running ($P_{\text{Pump}} = 4.39 \dots 4.47 \text{ W}$)	17
4.2.2. Bouncing ($P_{\text{Pump}} = 4.48 \dots 4.57 \text{ W}$)	17
4.2.3. Bound Solitons ($P_{\text{Pump}} = 4.57 \dots 4.81 \text{ W}$)	20
4.3. Doppelpulse Messreihe 2	20
4.4. Dreifach-Pulse	22
4.5. Weiteres	22

Inhaltsverzeichnis

5. Diskussion	25
5.1. Colliding Pulse Modelocking	25
5.2. Woher stammen die Doppelpulse?	26
6. Zusammenfassung	27
A. Femtolasers Rainbow CEP HP	29

1. Einleitung

Femtosekundenlaser sind heutzutage aus der aktuellen Forschung nicht mehr wegzudenken. Besonders Titan-Saphir-Laser werden häufig eingesetzt, weil sie die kürzesten Pulse mit wenigen optischen Zyklen emittieren können. Wenn diese richtig eingestellt sind, laufen sie auch ultrastabil und reproduzieren das immer gleiche Spektrum, etwa 80 Millionen Pulse pro Sekunde. Anders sieht das allerdings aus, wenn der Laser so justiert ist, dass nicht nur ein Puls im Laser umher läuft, sondern zwei oder mehrere. Dann kann es zu Interaktionen zwischen den Pulsen kommen. Dieses dynamische Verhalten konnte zuvor noch nicht in Echtzeit beobachtet werden. Mit der hier genutzten Methode der *dispersiven Fouriertransformation* sowie schneller Elektronik ist es nun möglich, das Spektrum jedes einzelnen Pulses bzw. Pulspaars aufzunehmen und in letzterem Fall daraus den Abstand sowie die Phase zwischen den beiden Pulsen zu bestimmen. So lassen sich viel kleinere Pulsabstände auflösen als das im zeitlichen Signal jemals möglich wäre. Dies eröffnet ganz neue Einblicke in die Welt der Laserdynamik. Numerisch wurden schon vielfältigste Zustände modelliert, diese können nun das erste Mal im Experiment überprüft werden.

Mit dieser Echtzeit-Methode können außerdem erstmals auch transiente Dynamiken aufgelöst und somit die Prozesse im Laser besser verstanden werden. Während [Herink et al., 2016]

2. Grundlagen

2.1. Der Laser

Der zu untersuchende Laser ist ein Titan:Saphir-Laser (*Rainbow* von *FemtoLasers*). Er erzeugt 7-fs-Pulse bei einer Puls-Wiederholrate von 78 MHz und einer Leistung von mehr als 250 mW. Der Pump laser ist ein frequenzverdoppelter, diodengepumpter Nd:YAG-Laser (*Coherent Verdi V5*) mit bis zu 5 W Leistung. Der Ti:Sa-Kristall hat eine Länge von 2 mm, in den der grüne Pumpstrahl mit einer 4 cm-Linse fokussiert wird. Um einen guten Kompromiss zwischen Stabilität und nichtlinearer Verstärkung im Pulsbetrieb zu erhalten [Stingl et al., 1995], ist der lange Arm etwa doppelt so lang wie der kurze. Außerdem werden gechirpte Spiegel verwendet, um die Dispersion durch den Kristall auszugleichen. Mit kleinen Prismen, den sogenannten Wedges, wird die Netto-Dispersion feingestuft.

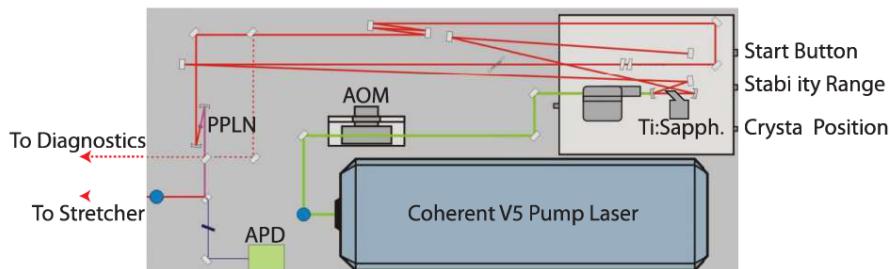


Abb. 2.1.: Aufbau des *Rainbows*.

2.1.1. Modelocking

Damit der Laser solche kurzen Pulse erzeugen kann, müssen viele Longitudinal-Moden in der Cavity in Phase sein. Dieses *Modelocking* wird dadurch erreicht, dass hohe Intensitäten im Laser nichtlinear verstärkt werden. Hier wird das durch den **Kerr-Effekt** erreicht, also den intensitätsabhängigen Teil des Brechungsindexes: Da

2. Grundlagen

der Laserstrahl ein gaussförmiges Modenprofil hat, also exponentiell von der Strahlmitte in der Intensität abfällt, wirkt der Titan-Saphir-Kristall wie eine Linse. Die Strahlmitte hat nämlich den längsten optischen Weg, während die äußeren Bereiche schneller durch den Kristall propagieren.

Höhere Intensitäten führen zu einer stärkeren Fokussierung des Strahls in das Laser-Medium. Da dort auch der Pumpstrahl hinein fokussiert wird, ist in dessen Fokus die Besetzungsinverson höher und diese kann durch die stärkere Fokussierung effizienter abgebaut werden. So wird dieser intensive Puls gegenüber dem cw-Signal bevorzugt und letzteres stirbt aus. Dieses Verfahren wird **Soft aperture Modelocking** genannt, während beim *Hard aperture Modelocking* einen Schlitz oder ähnliches benötigt wird. Diese Apertur lässt den fokussierten, intensiven Strahl ohne Verlust passieren, während der cw-Anteil zum Teil adsorbiert wird und so hohe Verluste erfährt.

2.1.2. theoretisches Modell

Das Modell ist etwas abgewandelt

[Kalashnikov et al., 2003]

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = \left[\alpha - \rho - \frac{\gamma}{1 + \sigma|A(z, t)|^2} + (t_f^2 + iD) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i\beta|A(z, t)|^2 \right] A(z, t) \quad (2.1)$$

In der Simulation wird diese Gleichung numerisch gelöst, indem die Manipulation pro Roundtrip

Der lineare Gain α , also die Besetzungsinverson, ist zeitabhängig. Es gibt drei Terme, die diese ändern: Das Pumpen, der Abbau durch stimuliertes sowie durch spontane Emission, wobei die Änderung durch die beiden letzten proportional zur aktuellen Besetzungsinverson sind, während die Änderung durch Pumpen proportional zur Differenz zwischen maximal erreichbarer Besetzungsversion α_{\max} und dem aktuellen Wert ist.

Man kann dies mit einem quasi 2-Level-System modellieren:

$$\frac{d\alpha(t)}{dt} = \frac{I_p \sigma_a}{h\nu_a} (\alpha_{\max} - \alpha(t)) - \frac{\sigma_g |A(z, t)|^2}{h\nu} \alpha(t) - \frac{\alpha(t)}{T_r}, \quad (2.2)$$

wobei I_p die Pumpintensität, σ_a der Absorptionsquerschnitt bei der Pumpfrequenz ν_a ist. Weiter ist σ_g der Verstärkungsquerschnitt bei der Laserfrequenz ν und T_r die Lifetime des oberen Laserniveaus.

Davon ausgehend, dass das Pulspaar viel kürzer ist als die Resonatorlänge T_{cav} und sich und sich α während der Pulse vernachlässigbar ändert, kann die obige Gleichung mit T_{cav} multipliziert und anschließend integriert werden:

$$\begin{aligned}\alpha(z) &= \alpha(z-1) \exp\left(-\frac{E}{E_s} - \frac{T_{\text{cav}}}{T_r} - P\right) \\ &+ \frac{\alpha_{\max} P}{\frac{E}{E_s} + \frac{T_{\text{cav}}}{T_r} + P} \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{E_s} - \frac{T_{\text{cav}}}{T_r} - P\right)\right].\end{aligned}\quad (2.3)$$

Hier ist $P = (I_p \sigma_a / h\nu_a) T_{\text{cav}}$ und $E_s = h\nu / \sigma_g$ sowie $E = \int_0^{T_{\text{cav}}} dt |A(z, t)|^2$.

Nun baut jedoch der erste Puls eines Pulspaars die Besetzungsinvolution zumindest ein wenig ab, während Pumpen und spontane Emission auf dieser Zeitskala vernachlässigbar sind. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, kann in erster Näherung

$$\alpha_2(z, t) = -\frac{\alpha(z)}{E_s} \int_{t_1}^t dt' |A(z, t')|^2 \quad (2.4)$$

Damit sich nun jedoch nicht das mittlere α ändert, muss von α_2 noch der Mittelwert abgezogen werden bevor dieses α_{corr} zu $\alpha(z)$ addiert wird.

$$\alpha_{\text{corr}}(z, t) = \alpha_2(z, t) - \int_{t_1}^{t_2} dt \alpha_2(z, t) \quad (2.5)$$

$$\alpha(z, t) = \alpha(z) + \alpha_{\text{corr}}(z, t) \quad (2.6)$$

Nun ändert sich der Gain auch während eines Roundtrips im Simulationsfenster. Dies hat zur Folge, dass für zwei nicht-interagierende Pulse die Phasendifferenz linear durchläuft, denn der hintere ist immer ein wenig schwächer als der vordere.

2.1.3. Betriebsmodi

Der Laser kann in vielen verschiedenen Modi betrieben werden. Wenn er angeschaltet wird, liefert er zunächst ein cw-Signal. Um nun zum Puls-Betrieb zu gelangen, muss der Endspiegel mit einem dafür vorgesehenen Knopf schnell bewegt werden. Dadurch kommt es zu Intensitätsschwankungen, wovon eine stark genug sein muss, um genügend Verstärkung zu erfahren und damit das Mode-Locking zu starten.

Außerdem können durch eine höhere Pumpenergie und zugehörige Justage der Spiegel vor und nach dem Ti:Sa-Kristall stabil Doppelpulse erzeugt werden, deren zeitlicher Abstand sehr viel kleiner als die optische Weglänge der Cavity ist.

Weitere, teilweise instabile Modi lassen sich einstellen, sind oft aber unerwünscht

2. Grundlagen

bzw. müssen noch untersucht werden.

2.2. Dispersive Fourier-Transformation

Um das Spektrum jedes einzelnen Pulses vermessen zu können, wird eine lange Glasfaser genutzt, in die der Laserstrahl eingekoppelt wird. Da ihr Brechungsindex frequenzabhängig ist, benötigen die unterschiedlichen Frequenzen des Femtosekunden-Pulses unterschiedlich lange, um durch die Glasfaser zu propagieren. Die Länge der Glasfaser wird so angepasst, dass das ausgehende Signal etwas kürzer als die Puls-Wiederholrate des Lasers ist. Dann kann das Spektrum am Ende der Faser mit einer schnellen Photodiode und einem schnellen Oszilloskop vermessen werden. Dazu muss jedoch die Dispersion der Glasfaser bekannt sein, denn es kann nur der Zeitunterschied zwischen zwei Frequenzen gemessen werden, dieser muss aber noch den richtigen Frequenzen zugeordnet werden. Falls der Laser stabil läuft und so Pulse mit immer dem gleichen Spektrum emittiert, kann dieses Spektrum auch mit einem herkömmlichen Gitter-Spektrometer gemessen werden. Dabei wird der Strahl mit einem Gitter räumlich in seine spektralen Anteile zerlegt und diese dann mit einem CCD-Chip aufgenommen. Da Letzter sehr langsam ist, wird somit automatisch über viele Pulse gemittelt und kann nur zur Kalibration genutzt werden. Der Vorteil der obigen Methode ist nämlich die Beobachtung von sehr kurzen Prozessen, die sich nicht wiederholen.

Eine zeitliche Verschiebung im Signal nach der Faser könnte zwei Ursachen haben: eine zeitliche oder eine spektrale Verschiebung. Deshalb wird mit einer zweiten Photodiode parallel noch das reine Zeitsignal aufgenommen, also der undispergierten Puls.

2.2.1. Spektrale Interferenz und Doppelpulse

Das Spektrum zweier gleichartiger Pulse, die einen bestimmten zeitlichen Abstand haben, weist eine Modulation auf, die invers zu diesem ist. Dies lässt sich damit erklären, dass bestimmte Wellenlängen in Phase, andere aber außer Phase sind. Mathematischer kann dies über folgende Eigenschaft begründet werden: Die Fouriertransformation des Spektrums ist die Autokorrelation des zeitlichen Signals.

2.3. Dissipative Solitonen

Solitonen sind sehr stabile Pulse. Sie beruhen auf einer Balance zwischen Dispersion, welches den Puls länger werden lässt, und einer Nichtlinearität, die den gegenteiligen Effekt hat. So stellt sich eine sehr stabile Pulsform ein. Dissipative Solitonen hingegen werden von einer weiteren Balance, nämlich zwischen Gewinnen und Verlusten, gehalten. Sie können auch stabile Multipulsformationen bilden.

3. Experimentelle Vorgehensweise

3.1. Aufbau

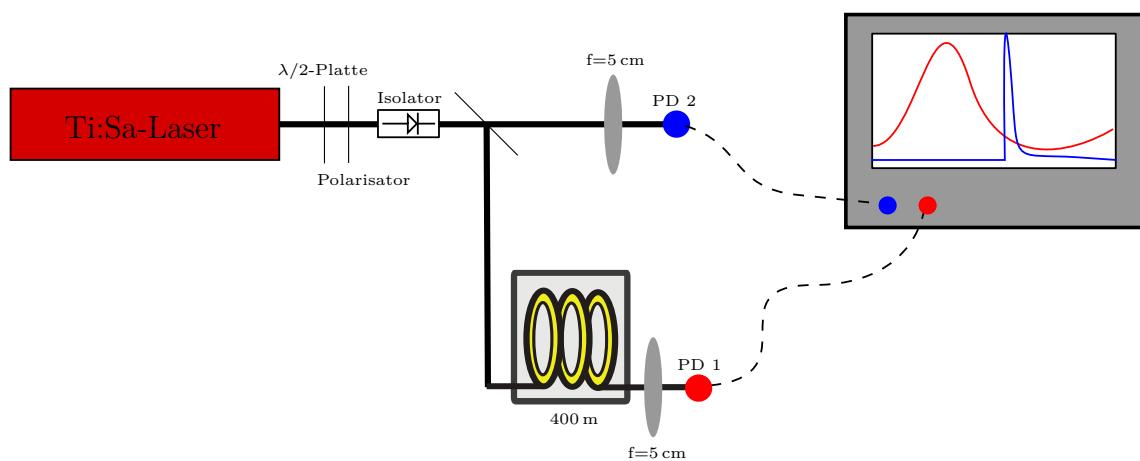


Abb. 3.1.: Setup Einzelschuss-Spektroskopie: Laserstrahl wird mit einem Beamsplitter geteilt. Der eine Teil trifft direkt auf die Photodiode, der andere hingegen wird in einer dispersiven Faser auf Nanosekunden gestreckt und somit wird spektrale Information in zeitliche umgesetzt.

Der experimentelle Aufbau ist sehr einfach. Wie in Abb.3.1 zu sehen, wird der Laserstrahl zunächst mittels einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisor variabel abgeschwächt und senkrecht zur Tischemebene polarisiert. Danach passiert er einen optischen Isolator, welcher verhindert, dass Reflektionen an einer späteren Stelle bis in den Laser gelangen und dort zu unerwünschten Effekten bzw. Instabilitäten führen. Als nächstes wird der Strahl mit einem Beamsplitter aufgeteilt. Der transmittierte Anteil wird mit reflektiven ND-Filtern weiter abgeschwächt und mit einer Linse auf Photodiode Nr.2 fokussiert. Diese misst also den undispergierten Puls.

Der vom Beamsplitter reflektierte Strahl wird in die Glasfaser eingekoppelt. Um die Einkopplung zu ermöglichen/erleichtern läuft er zuvor noch über drei Spiegel, mit denen die Strahlposition und der Winkel eingestellt werden kann, mit dem der Strahl auf den Kollimator am Beginn der Glasfaser trifft. Außerdem passiert er zuvor

3. Experimentelle Vorgehensweise

noch einen BK7-Kristall, in dem der Puls aufgrund der Dispersion etwas gestreckt wird, damit es am Anfang der Glasfaser nicht aufgrund zu hoher Intensitäten zu unerwünschten nichtlinearen Effekten kommt. Am Ende der 400 Meter langen Glasfaser wird der Strahl mit einem Kollimator parallel ausgekoppelt und mit einer Linse auf Photodiode Nr.1 fokussiert, die also das dispergierte Signal/Spektrum misst.

Beide Photodioden sind an das Oszilloskop (Tektronix DP71604C) angeschlossen. Dieses kann im 2-Kanal-Betrieb bis zu 4 ms mit einer Samplingrate von 25 GSa/s aufnehmen. Dies entspricht mehr als 300 000 Pulsen, denn die Pulswiederholrate des Lasers liegt bei 12.8 ns.

Um nun diese Technik der dispersiven Fouriertransformation richtig nutzen zu können, müssen die wichtigsten Bauteile charakterisiert werden: die Glasfaser sowie die beiden Photodioden.

3.2. Kalibration

Zunächst muss die Dispersion in der Glasfaser gemessen werden, da mit dem Oszilloskop nur Zeitverzögerung gemessen werden kann und nicht direkt Frequenzen. So wird ein Etalon, hier ein Mikroskopier-Abdeckplättchen, in den Strahlengang gehalten, wenn der Laser stabil Einzelpulse liefert. Aufgrund von Reflexionen an der Vorder- sowie Rückseite interferieren bestimmte Frequenzen konstruktiv, andere destruktiv. Wie in ... beschrieben, ergeben sich Frequenzabstände von

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln},$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex und L die Länge des Materials ist. Wird nun das Spektrum sowohl auf dem herkömmlichen Grating-Spektrometer sowie mit dem Oszilloskop aufgenommen, kann anhand der Fringes im Spektrum den Frequenzen ein Delay nach der Glasfaser zugeordnet werden (Abb.3.2). Trotz des breiten Spektrums ergibt sich ein etwa linearer Zusammenhang

$$\boxed{\frac{\Delta t}{\Delta\nu} = 0.1082(8) \text{ ns THz}^{-1}}$$

mit einer leichten Krümmung aufgrund Dispersion höherer Ordnung. Dies bedeutet, dass pro Roundtrip, also 12.82 ns, etwa 118 THz aufgenommen werden und so eine zeitliche Auflösung von 8.44 fs möglich ist. Durch zeroPadding kann dies zwar noch

3.3. Photodiode

erhöht werden, die Daten werden dabei aber nur geglättet.

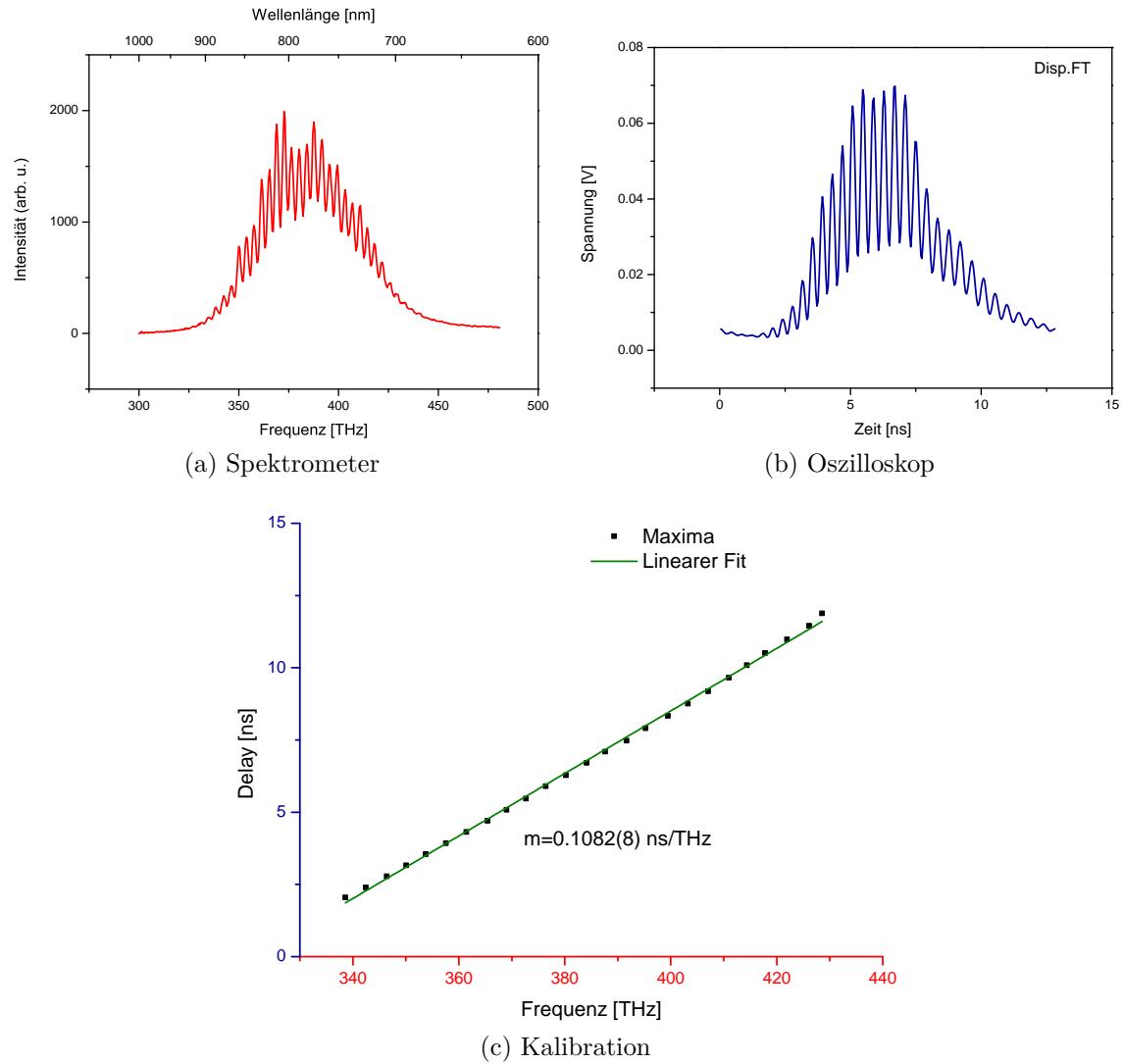


Abb. 3.2.: Kalibration durch ein Etalon: Delay nach der Faser wird zu Frequenzen zugeordnet.

3.3. Photodiode

Als nächstes muss noch die Photodiode (Alphalas UPD-40-UVIR-P) charakterisiert werden. In Tabelle 3.1 finden sich die wichtigsten Herstellerangaben zu diesem ultraschnellen Photodetektor. Diese sollen überprüft bzw. auf die experimentelle Situation hin getestet werden. Nun werden aber 2 Photodioden für das Experiment eingesetzt. Um diese zu unterscheiden, bekam die eine ein Label, im Folgenden mit

3. Experimentelle Vorgehensweise

CRC-Label gekennzeichnet. Die andere wird im Folgenden mit noLabel bezeichnet. Zunächst wird getestet, in welchem Power-Bereich die Photodioden linear reagieren,

Risetime	< 40 ps
Bandbreite	>8.5 GHz
Spektraler Bereich	350-1700 nm
Sensitivität @ 800 nm	0.12 A/W

Tab. 3.1.: Herstellerangaben zur Photodiode (Alphalas UPD-40-UVIR).

damit zukünftige Messungen in diesem Bereich bleiben. Dies muss für die beiden Modi undispergierter Puls sowie dispergiertes Signal geschehen. Außerdem muss noch die Bandbreite der Photodiode abhängig von der eingestrahlten Leistung bestimmt werden, denn für die Beobachtung von relativ weit entfernten Pulsen (ca. 1 ps) ist es wichtig, dass die Photodiode schnell reagiert. Diese Pulse sind zu nah, um sie im zeitlichen Signal getrennt zu sehen. So können sie gerade noch als spektrale Interferenz wahrgenommen werden.

3.3.1. Undispersiert

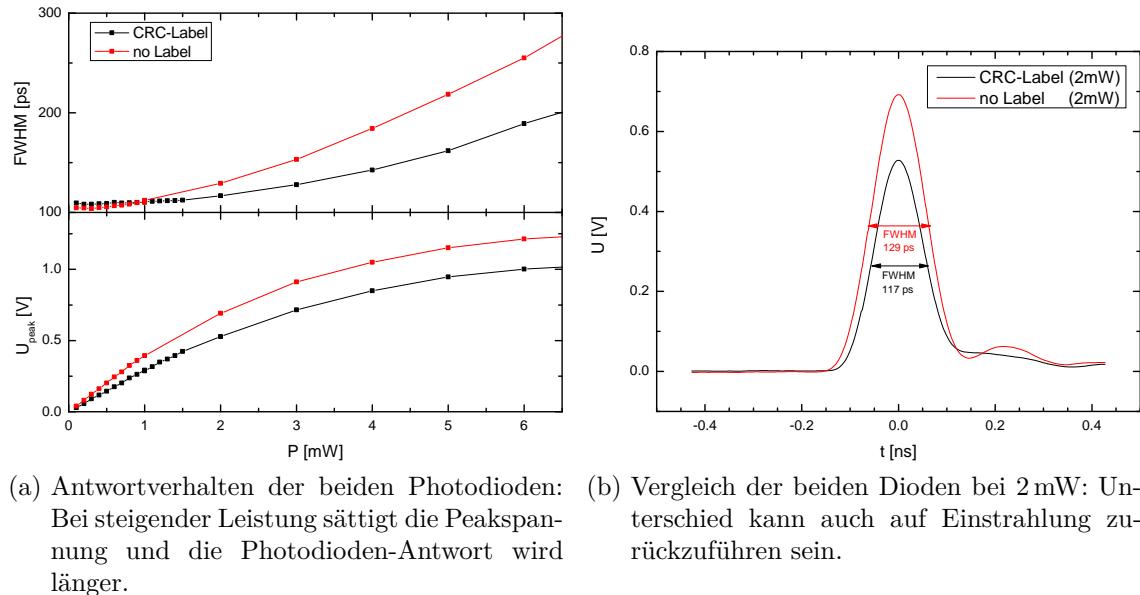


Abb. 3.3.: Undispersiert

Erkennbar ist, dass die Peakamplitude bis ca. 2 mW linear ansteigt und in dieser Region die Pulsbreite (FWHM) etwas über 100 ps liegt. Dies ist verträglich mit der

3.3. Photodiode

angegebenen Risetime von 40 ps. Außerdem ist je nach Justage ein Ringing nach dem Puls zu beobachten.

3.3.2. Dispergiert

Bis ca. 10 mW wächst das Signal linear an. Danach wird die Photodiode übersteuert, sodass nicht genug Ladungsträger zwischen zwei Pulsen nachfließen können. Die Pulsform ändert sich komplett und das Signal ist nicht mehr nützlich. Im linearen Bereich kann allerdings die Sensitivität der Photodiode bestimmt werden, also welcher Strom bei einer bestimmten eingestrahlten Leistung von der Photodiode produziert wird. Um den geflossenen Strom zu erhalten, wird die am Oszilloskop anliegende Spannung durch den benutzen Widerstand von 50Ω geteilt. Außerdem muss der Strom noch über einen Roundtrip gemittelt werden, denn die eingestrahlte Leistung ist auch nur als Mittlung messbar. In Abb. 3.4a wird dies für beide Photodioden bestimmt und beide liefern sehr ähnliche Sensitivitäten: $0.1154(8)$ A/W für **CRC-Label** und $0.1120(5)$ für **noLabel**. Der kleine Unterschied kann auch durch die ... bedingt sein. Insgesamt sind beide Werte aber im guten Einklang mit der aus dem Datenblatt entnommenen Sensitivitätskurve aus Abb.3.4b

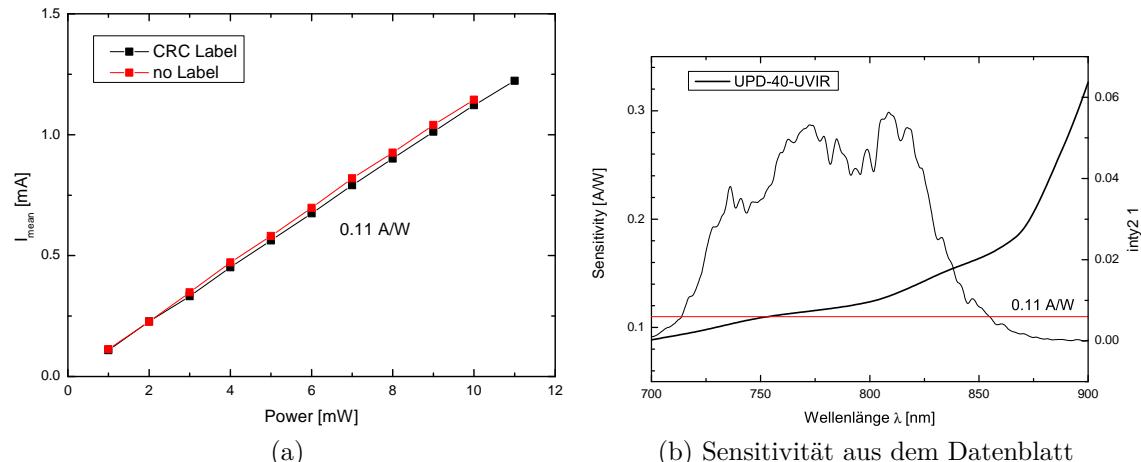


Abb. 3.4.: Sensitivität der Photodioden

3.3.3. Bandbreite

Das Spektrum sollte voll durchmoduliert sein, wenn beide Pulse gleich stark sind. Die Photodiode wird jedoch ab einer bestimmten Modulationfrequenz, also einem bestimmten Abstand der Doppelpulse nicht so schnell reagieren können, dass das

3. Experimentelle Vorgehensweise

Signal komplett auf 0 heruntergeht. Dadurch wird der Intensitätsunterschied der beiden Pulse überschätzt. Um dies zu untersuchen, wird ein Michelson-Interferometer in den Strahlengang eingebaut. Mit diesem kann durch Variation der einen Armlänge für unterschiedliche Abstände zwischen den beiden Pulsen aus beiden Armen gesorgt werden. Diese Abstände finden sich in der Modulation des Spektrums wieder.

4. Ergebnisse

Um durch eine langen Messung mit dem Oszilloskop die Entwicklung des Spektrums, etc. darstellen zu können, muss erst die Pulswiederholrate bestimmt werden. Dies geschieht über eine Fouriertransformation des ganzen Signals. Die Frequenz des höchsten Peaks entspricht der Wiederholrate, das Inverse davon also dem Pulsabstand t_{rep} bzw. der optischen Cavity-Länge des Lasers. Da sich diese zum Starten ändert, ist die bestimmte Wiederholrate nur für einen kurzen Ausschnitt der Messung korrekt. Ist also t_{rep} bestimmt, wird festgelegt, in wie viele äquidistante Punkte diese Zeit unterteilt werden soll. Dies sollte so gewählt sein, dass die Abstände in etwa zugehörigen Samplingrate entspricht. Dann werden die Messdaten an den neuen Zeitpunkten interpoliert und anschließend als Matrix dargestellt, trennt also jeden Roundtrip. Die eine Achse entspricht den Roundtrips, die andere ist die Zeitachse pro Roundtrip.

Zuletzt muss noch die Änderung der Repetitionsrate bzw. die Abweichung vom richtigen Wert korrigiert werden. Dies kann auf zwei Arten geschehen: Ist der Anteil an der Messung, bei der der Laser gemodelockt ist, groß, wird ein Polynom durch die Peakpositionen des undispergierten, gemodelockten Signals gelegt, der Definitionsbereichs des Polynoms wird auf die gesamte Messung ausgedehnt und dann wird jeder Roundtrip so verschoben, dass diese Peakpositionen konstant sind. Mit dem gleichen Polynom (nur mit einem anderen Offset) wird auch die dispergierte Messung verschoben. Ist der Anteil an der Messung, bei der der Laser gemodelockt ist, jedoch kleiner, sodass ein großer Fehler gemacht wird, wenn das wie oben gefititte Polynom auch auf den nicht-gemodelockten Bereich ausgedehnt wird, muss sich einer anderen Methode bedient werden, um die Änderung der Rep.rate zu korrigieren. Dies basiert auf der Korrelation zwischen zwei Roundtrips, immer davon ausgehend, dass sich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Roundtrips kaum etwas ändert. Man beginnt mit einem gemodelockten Spektrum und geht von diesem Spektrum zu früheren Roundtrips und bestimmt zu diesem die Korrelation. Sollte der maximale Wert nicht bei der Verschiebung $\tau = 0$ der beiden Signale zueinander sein,

4. Ergebnisse

verschiebt man diesen Roundtrip um eben diesen Wert, sodass die Korrelation nun maximal bei $\tau = 0$ ist. Nun wird dieser Roundtrip (allerdings unverschoben) als neue Referenz genommen. Das Spiel beginnt von vorne, es wird wieder die Korrelation zwischen diesem und vorigen Roundtrips gebildet, etc. Allerdings wird die benötigte Verschiebung logischerweise aufsummiert. Es hat sich als sinnvoll erwiesen, als Referenz nicht nur einen Roundtrip zu wählen, sondern die Mittlung über mehrere. Das macht das Verfahren unsensibel gegenüber Rauschen in den Messdaten, die zu zu starken Verschiebungen führen.

Im folgenden soll zunächst die bei Variation der Pumpleistung untersucht werden. Dies geschieht anhand zweier verschiedener Messreihen. Danach folgen weitere Beobachtungen wie z.B. Triplets.

4.1. Map

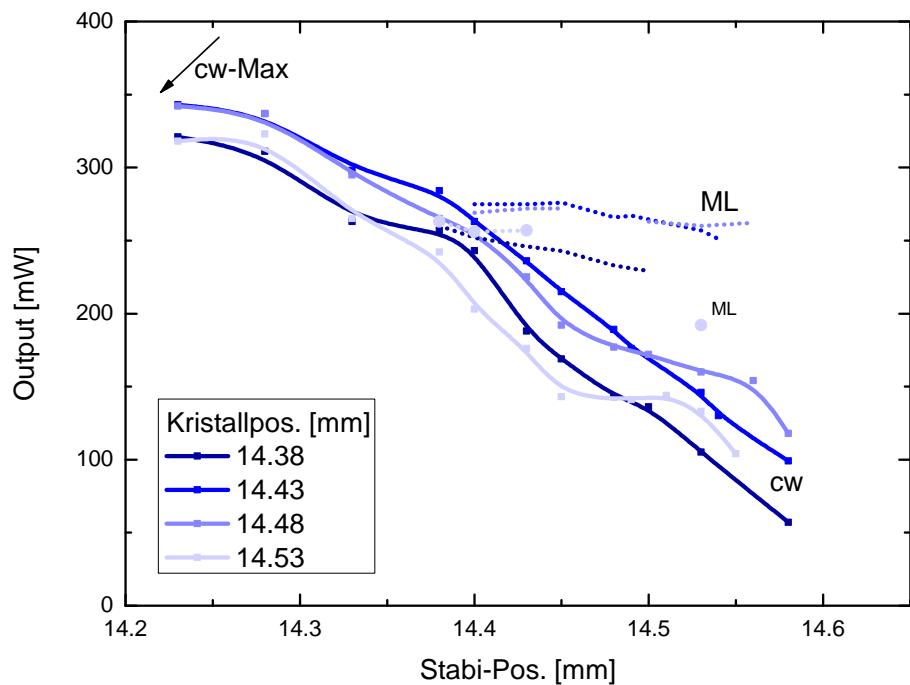


Abb. 4.1.: Ein Plot. Er ist nicht schön.

4.2. Doppelpulse Messreihe 1

4.2.1. Running ($P_{\text{Pump}} = 4.39 \dots 4.47 \text{ W}$)

In diesem Zustand ist die Pumpleistung so gering, dass zwar zwei Pulse durch den Laser laufen, diese aber einen großen Intensitätsunterschied haben, so dass sie unterschiedliche optische Weglängen haben und sich so auf einer Skala von 100 ms gegeneinander verschieben. In Abb. 4.2a ist eine *FastFrame*-Aufnahme dieses Betriebs zu sehen. Dabei wird auf den stärkeren Puls getriggert und im Gegensatz zu den anderen Aufnahmen ist dies keine kontinuierliche Messung, bei der zu jedem Roundtrip das Spektrum und zeitliches Signal aufgenommen wird. Hier werden sehr viele Pulse übersprungen, damit eine solch lange Zeit mit so einer gleich hohen Samplingrate aufgenommen werden kann.

Genauer hinschauend erkennt man, dass die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Pulsen nur annähernd konstant ist. Dies lässt sich auch in der Peak-Spannung des undispergierten Signals erkennen, welche proportional zur Pulsennergie ist. So wird der schwache Puls die meiste Zeit schwächer während der starke stärker wird. Dies führt zu einer Zunahme der Relativgeschwindigkeit. Es gibt jedoch zwei Zeitpunkte zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen, bei denen sich dieses Verhalten genau umgekehrt: Es findet ein Energietransfer vom stärkeren zum schwächeren Puls statt und die Relativgeschwindigkeit nimmt ab. Dies lässt sich damit erklären, dass die beiden Pulse sich gerade dann im Laserkristall begegnen und so der schwächere Puls vom Kerr-Effekt durch den stärkeren profitiert.

4.2.2. Bouncing ($P_{\text{Pump}} = 4.48 \dots 4.57 \text{ W}$)

Dieser Zustand ist dadurch gekennzeichnet, dass es ständig zu Kollisionen zwischen den beiden Pulsen kommt, wie in Abbildung 4.3a gut zu erkennen ist. Diese entfernen sich danach schnell voneinander bevor der Abstand beider Pulse linear abnimmt und es schließlich zur erneuten Kollision kommt. Erklären lässt sich dies damit, dass sich nach der Kollision ein schwacher Puls vor dem starken ausbildet, dieser aufgrund des Kerr-Effektes schneller durch die Cavity läuft und somit der Abstand beider größer wird. Dann kommt es jedoch zu einem Erstarken des vorderen Pulses und zu einer Schwächung des hinteren, weil der hintere nur die schon vom vorderen reduzierte Besetzungsinvolution sieht und so weniger Verstärkung bekommt. Es stellt sich ein fixes Intensitätsverhältnis und somit auch eine konstante Relativgeschwindigkeit ein,

4. Ergebnisse

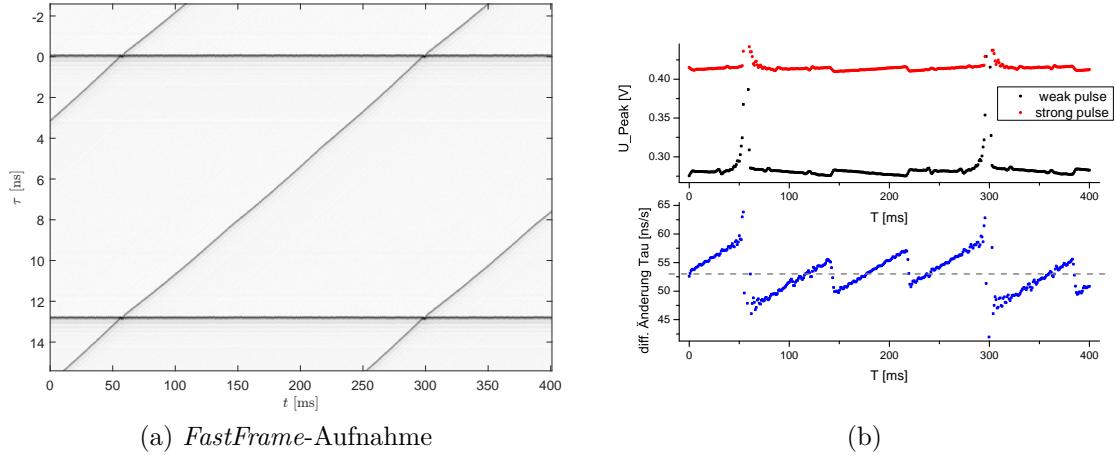


Abb. 4.2.: Zwei unterschiedlich starke Pulse im Laser, die aufgrund des Kerr-Effekts verschiedene optische Weglängen sehen und sich so gegeneinander verschieben.

sodass sich beide mit dieser annähern bis es zur nächsten Kollision kommt. Somit lässt sich auch erklären, warum die Kollisionszeit $T_{\text{interColl.}}$, also die Zeit zwischen zwei Kollisionen linear mit der maximalen Entfernung τ_{\max} zusammenhängt (Abb. 4.5).

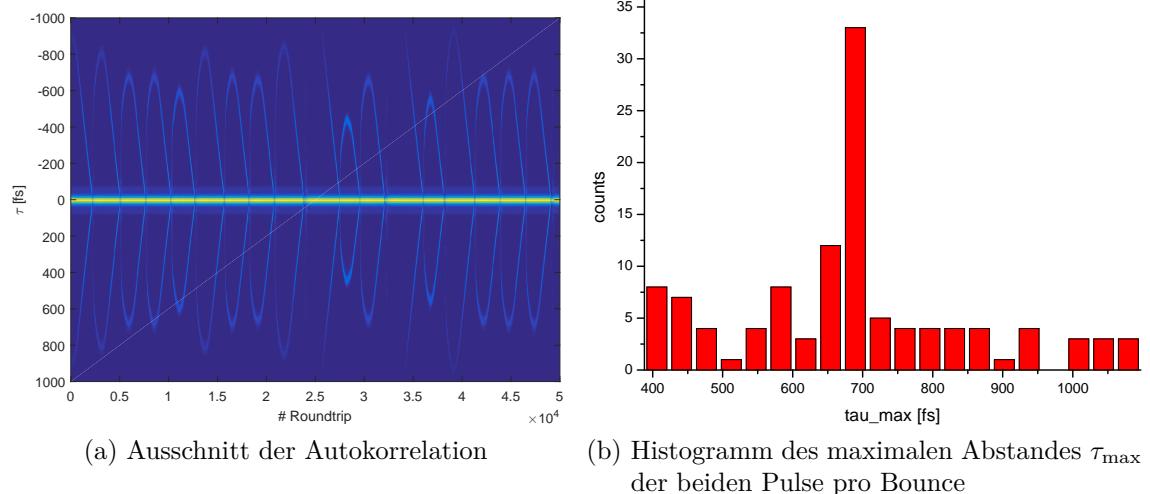


Abb. 4.3.: Bouncing-Mode bei einer Pumpleistung von 4.56 W.

Wenn die Pumpleistung auf 4.57 W erhöht wird, zeigt sich noch ein weiterer Interaktionsmechanismus: Die beiden Pulse stoßen sich voneinander ab, bevor sie überhaupt kollidieren.

4.2. Doppelpulse Messreihe 1

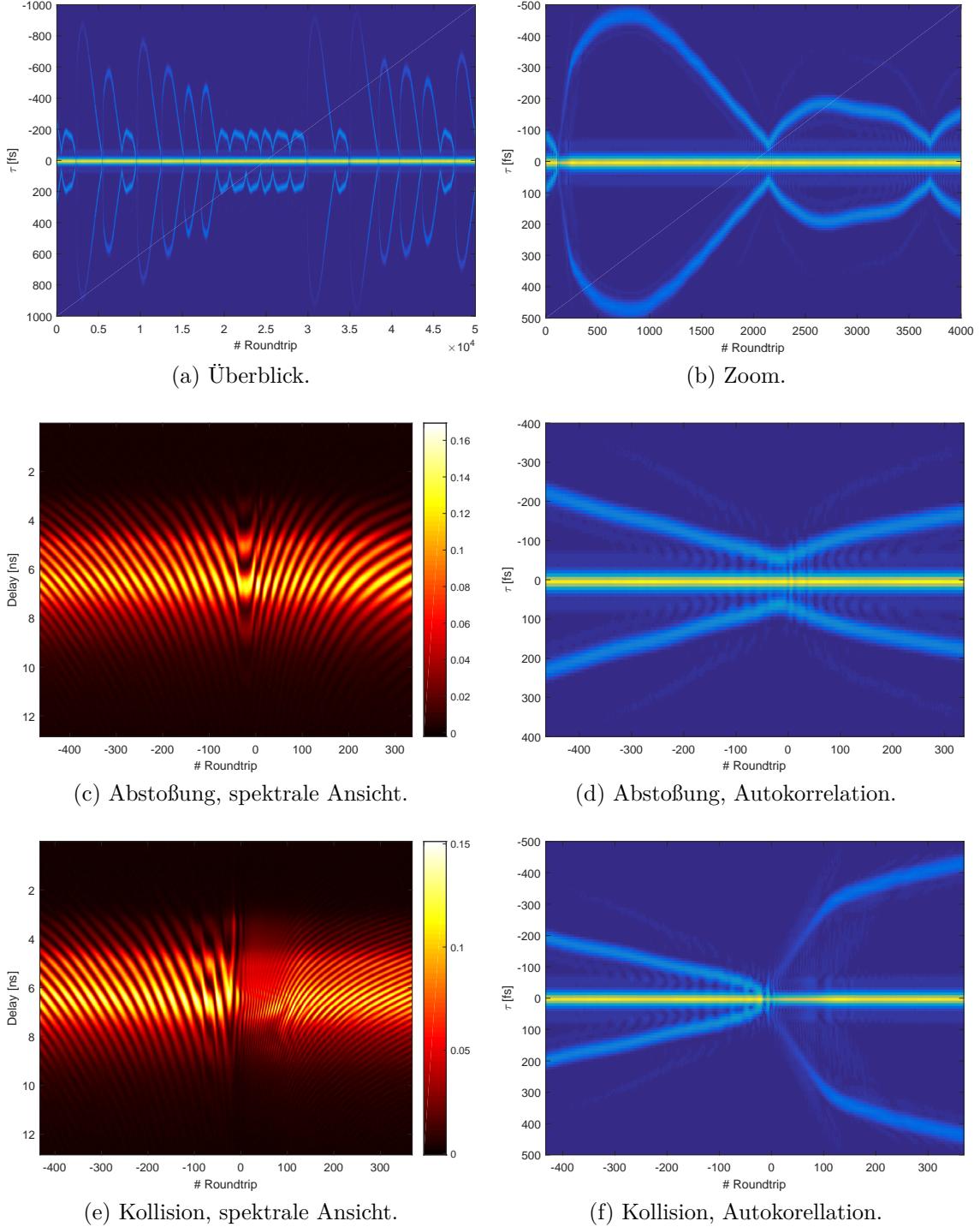


Abb. 4.4.: $P_{\text{Pump}} = 4.57 \text{ W}$: Unterschied zwischen Kollision und Abstoßung der beiden Pulse.

4. Ergebnisse

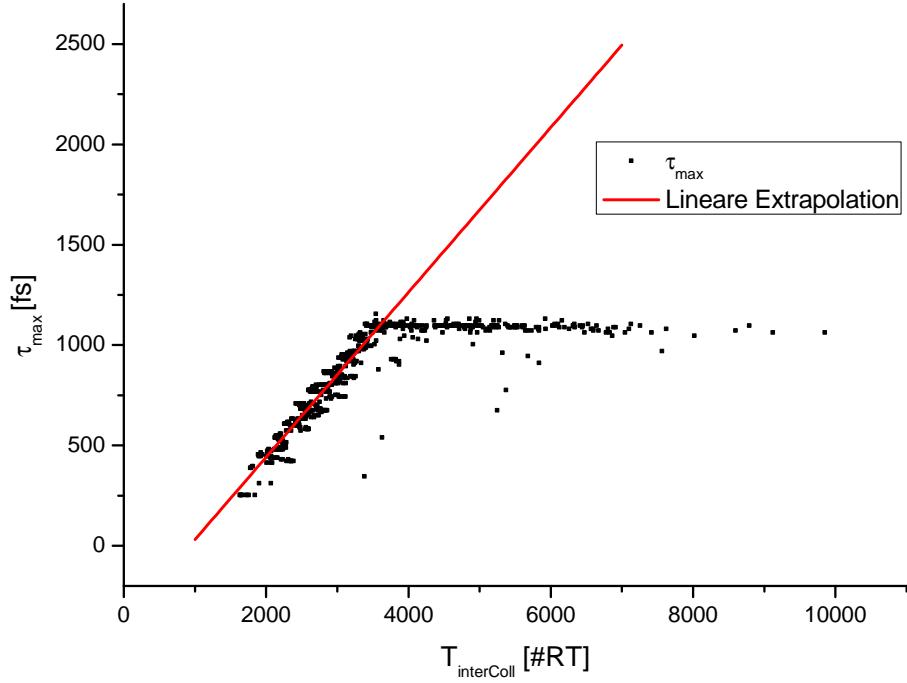


Abb. 4.5.: Maximaler Pulsabstand τ_{\max} versus Zeit zwischen zwei Kollisionen $T_{\text{interColl}}$. Das bestimmte τ_{\max} ist begrenzt durch die maximale Modulationsfrequenz des Spektrums.

4.2.3. Bound Solitons ($P_{\text{Pump}} = 4.57 \dots 4.81 \text{ W}$)

In diesem Zustand ändert sich der Abstand der Pulse nicht gravierend. Es gibt jedoch ein oszillatorisches Verhalten der Phase und des Abstandes. Für drei der in Abbildung 4.6 gezeigten Messreihen ist dieses Verhalten in die *Interaction Plane* eingezeichnet, also ein polarer Plot mit dem Abstand als Radius und der Phase als Winkel. In Abbildung 4.7 ist jedoch der Radius der um 80 fs verringerte Abstand, damit Abstandsänderungen gut zu erkennen sind. Zusätzlich sind Pfeile eingezeichnet, die anzeigen in welche Richtung die Orbits durchlaufen werden.

4.3. Doppelpulse Messreihe 2

Hier beginnt die Messreihe mit Doppelpulsen, deren Phase und relativer Abstand fix sind. Der Abstand liegt etwa bei 170 fs. Dann wird die Pumpleistung verringert. Dabei wird beobachtet, dass der Abstand der beiden Pulse immer noch sehr konstant ist, während die Phase jedoch beginnt, in Schüben/Sprüngen durchzulaufen. Dies deutet auf einen Intensitätsunterschied zwischen beiden Pulsen hin. Die Phase

4.3. Doppelpulse Messreihe 2

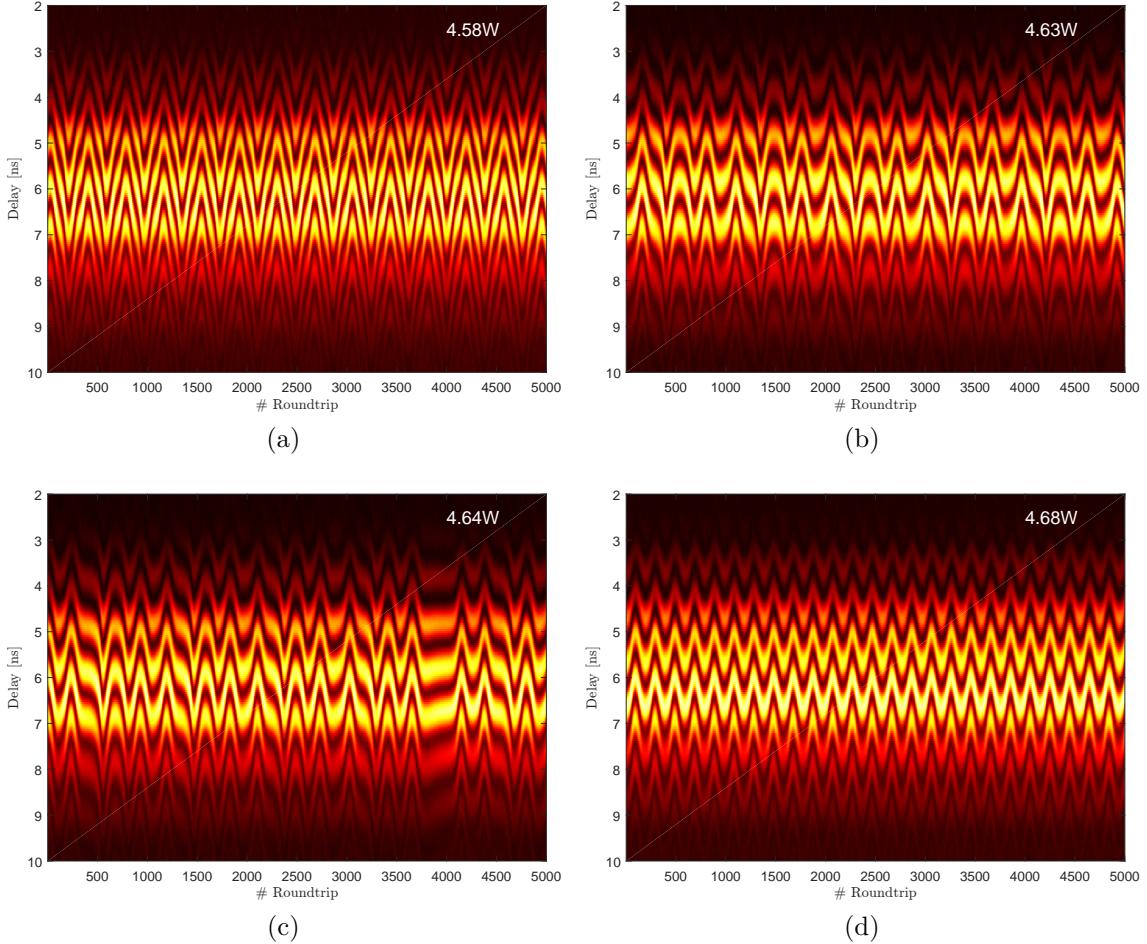


Abb. 4.6.: Bound Solitons: Spektren bei Änderung der Pumpleistung.

läuft jedoch nicht linear durch, sondern bildet Stufen. Nach XXX ist die Phase bei $\varphi = \pm\pi/2$ gelockt. Vermutlich kann in der Umgebung von diesem Wert die fehlende Energie noch durch Senkung beider Pulsamplituden aufgefangen werden, was zu einer annähernd konstanten Phase führt, wohingegen diese ab einer bestimmten Abweichung von $\pi/2$ sich in sehr kurzer Zeit um fast 2π ändert. Dies könnte bedeuten, dass dann der vordere sehr schnell stärker und der hintere schwächer wird, bis die Phase erneut etwas kleiner als $\pi/2$ ist und beide Pulse ihre Amplituden angleichen. Verringert sich die Pumpleistung weiter, geschieht dieser Prozess schneller, bis die Phase annähernd linear durchläuft.

4. Ergebnisse

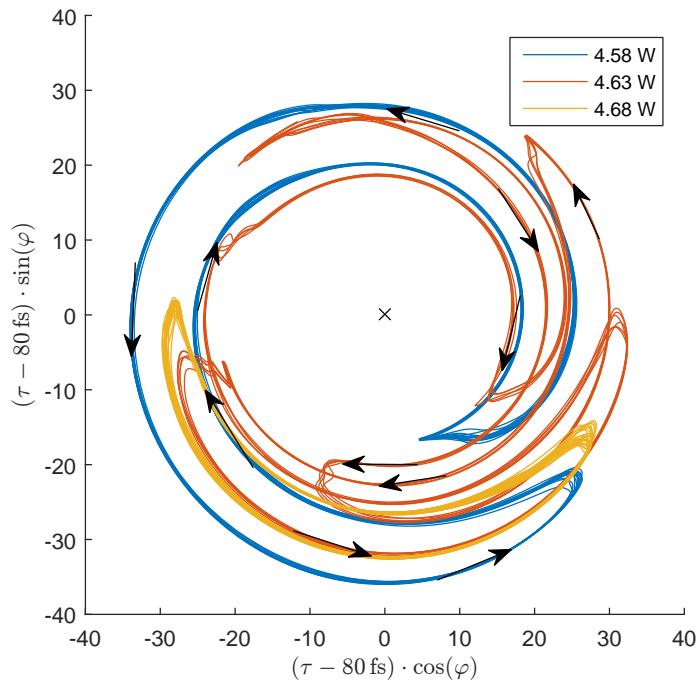


Abb. 4.7.: Phasendynamik in der Interaction Plane.

4.4. Dreifach-Pulse

4.5. Weiteres

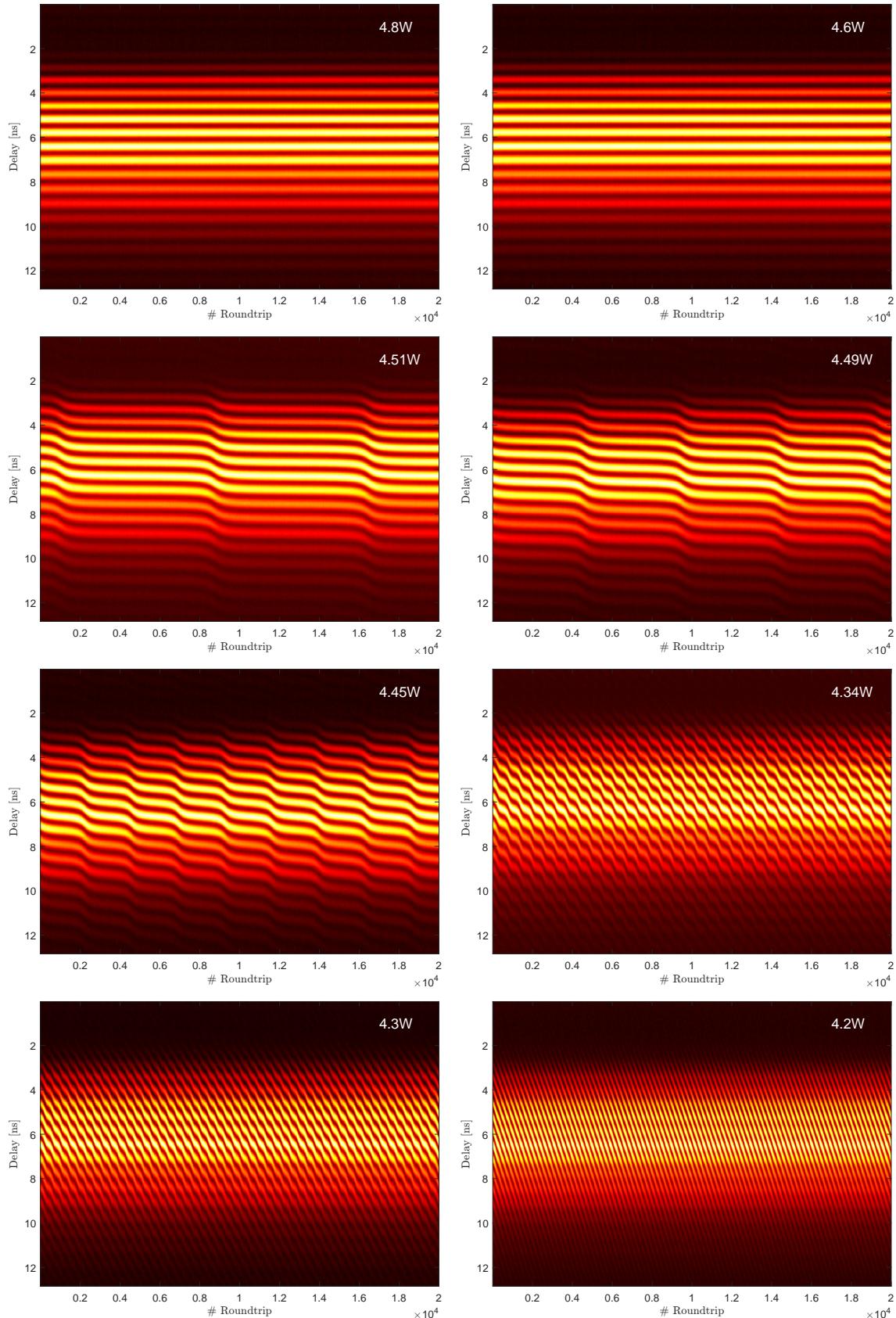


Abb. 4.8.: Verringerung der Pumpleistung: Von einer festen Phase über Stufen zu einer annähernd linear durchlaufenden Phase.

5. Diskussion

5.1. Colliding Pulse Modelocking

Während der Messungen konnte das sogennante *Colliding Pulse Modelocking* beobachtet werden. Dabei laufen zwei Pulse im Laser umher, die sich im Laserkristall treffen und so den Kerr-Effekt beider Pulse sehen, sodass beide eine höhere Verstärkung erfahren. Dieser Zustand ist sehr stabil und wurde zuerst von [Lai et al., 1997] in einem Ti:Sa-Laser beschrieben. Interessant ist nun der Prozess bevor dieser stabile Zustand erreicht wird. Typischerweise modelockt eine Fluktuation, während die anderen Fluktuationen aber nicht völlig aussterben. Eine weitere Fluktuation wächst nun an, sodass auch diese modelockt. Daraufhin bewegen sich die beiden Pulse relativ zueinander, da sie nicht gleich stark sind und aufgrund des Kerr-Effektes unterschiedliche optische Weglängen im Laser haben. Dies geschieht auf einer relativ langen Zeitskala (Größenordnung 100 ms), ist also mit einer normalen Messung (nur 4 ms) nicht aufzunehmen. Dazu müsste in den *FastFrame*-Mode gewechselt werden, in dem aber dann nicht jeder Puls aufgenommen werden kann. Außerdem ist bei solch großen Abständen zwischen den Pulsen das undispergierte Signal das wichtigere. Die Genauigkeit liegt dort aber nur bei ca. 10 ps.

Interessant zu beobachten wäre nun, wie der schwächere Puls das Wandern beendet. Gleichen sich beide Pulse nur in ihrer Intensität an, dass sie beide genau dann gleich stark sind, wenn sie den perfekten Abstand zueinander haben? Oder ist eine abklingende Schwingung um diesen zu beobachten? Wie stabil ist dieser Abstand überhaupt, gibt es auch später noch Oszillationen?

Um all diese Fragen zu beantworten, könnte man den Strahl aufspalten und den einen Teil so verzögern, dass der erste Puls in diesem Arm zeitgleich mit dem zweiten Puls im kürzeren Abschnitt überlappt. Nun ist die Abstandsinformation auch wieder im Spektrum einkodiert und der Abstand zwischen beiden Pulsen kann genau gemessen werden.

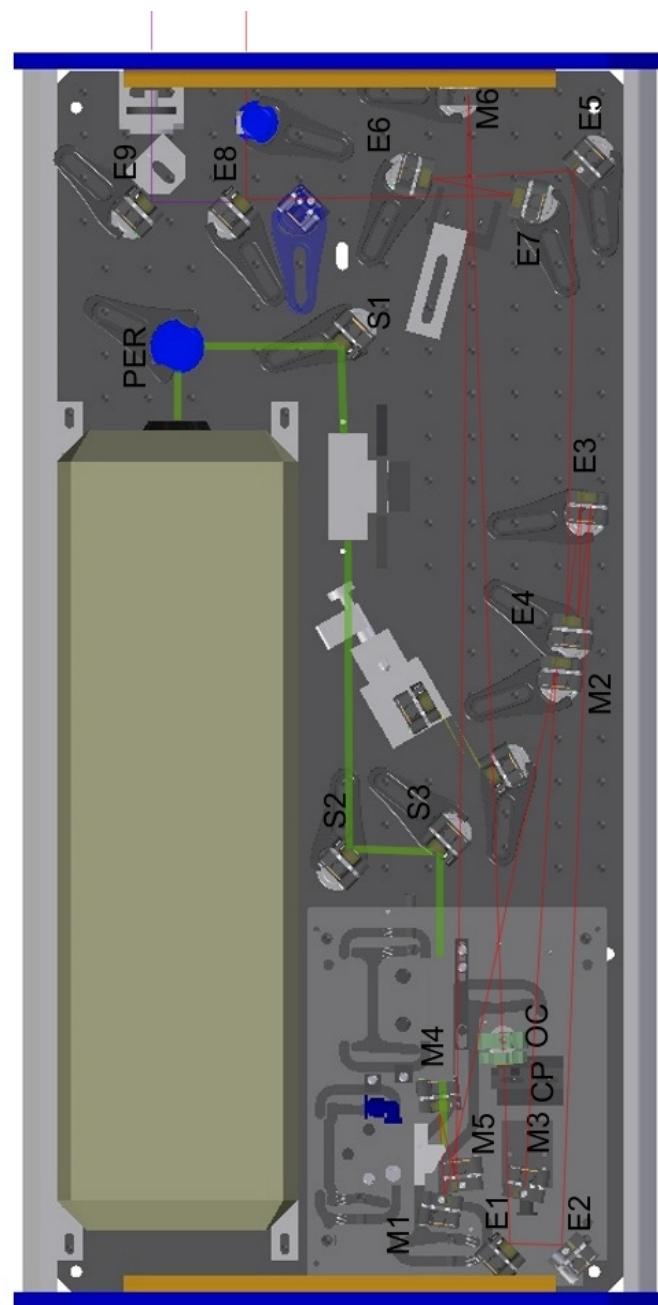
5.2. Woher stammen die Doppelpulse?

Splitting? Modelockt eine andere Fluktuation?

6. Zusammenfassung

Laser ist komplex, Messmethode ist verdammt cool!

A. Femtolasers Rainbow CEP HP



Literaturverzeichnis

- [Herink et al., 2016] Herink, G., Jalali, B., Ropers, C., and Solli, D. R. (2016). Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate. *Nature Photonics*, 10(5):321–326.
- [Kalashnikov et al., 2003] Kalashnikov, V., Sorokin, E., and Sorokina, I. (2003). Multipulse operation and limits of the Kerr-lens mode-locking stability. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(2):323–336.
- [Lai et al., 1997] Lai, M., Nicholson, J., and Rudolph, W. (1997). Multiple pulse operation of a femtosecond Ti:sapphire laser. *Optics Communications*, 142(1–3):45–49.
- [Stingl et al., 1995] Stingl, A., Szipöcs, R., Lenzner, M., Spielmann, C., and Krausz, F. (1995). Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti: sapphire laser. *Optics letters*, 20(6):602–604.

Danksagung

Ein besonderes Dankeschön geht an Dr. Christoph Bollig von *Abacus Laser*, der das nötige Equipment und Know-How hatte, um die für das Experiment so wichtige dispersive Faser wieder zu spleißen, nachdem sie gerissen ist. So konnte ich ohne lange Unterbrechung wieder weiter messen.

Außerdem bedanke ich mich bei der Elektronik-Werkstatt sowie der feinmechanischen Werkstatt des 4.Physikalischen Instituts für ihre kompetente und schnelle Unterstützung.

Erklärung nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 29. Juni 2016

(Felix Kurtz)