



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Fakultät für
Physik 

Bachelorarbeit

Einzelschuss-Spektroskopie von Doppelpulsen im KLM-Ti:Sa-Laser

Single-shot spectroscopy of double pulses in a KLM-Ti:Sa Laser

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. Mode-Locking	3
2.1.2. Betriebsmodi	4
2.2. Dispersive Fourier-Transformation	4
3. Experimentelle Vorgehensweise	7
3.1. Kalibration	8
3.2. Photodiode	8
3.2.1. Undispersiert	8
3.2.2. Dispersiert	8
4. Ergebnisse	11
4.1. Doppelpulse 100fs	11
4.1.1. Running	11
4.1.2. Bouncing	11
4.1.3. Fixed distance	11
4.2. Doppelpulse 200fs	11
4.3. Dreifach-Pulse	11
4.4. Weiteres	11
5. Diskussion	17
5.1. Colliding Pulse Modelocking	17
6. Zusammenfassung	19
A. erster Anhang	21
B. zweiter Anhang	23

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. Anders sieht das allerdings aus, wenn man den Laser so justiert, 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* 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. Dies eröffnet ganz neue Einblicke in die Welt der Laserdynamik.

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 80 MHz und einer Leistung von mehr als 250 mW.

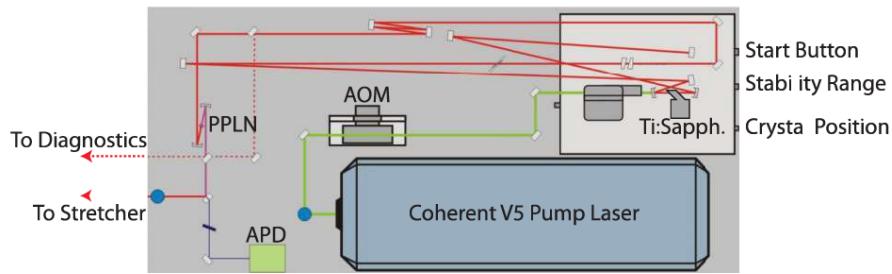


Abb. 2.1.: Aufbau des *Rainbows*.

2.1.1. Mode-Locking

Damit der Laser solche kurzen Pulse erzeugen kann, müssen viele Longitudinal-Moden in der Cavity in Phase sein. Dieses *Mode-Locking* wird dadurch erreicht, dass hohe Intensitäten im Laser nichtlinear verstärkt werden. Hier wird das durch den **Kerr-Effekt** erreicht, also den intensitätsabhängigen Teil des Brechungssindizes: Da 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 Besetzungsinvolution höher und diese kann durch die stärkere Fokussierung effizienter abgebaut werden. So wird dieser intensive Puls gegenüber dem cw-Signal

2. Grundlagen

bevorzugt und letzteres stirbt aus. Dieses Verfahren nennt man **soft aperture mode-locking**, während man

2.1.2. 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 man mit einem dafür vorgesehenen Knopf den Spiegel nach dem Lasermedium schnell bewegen. Dadurch kommt es zu Intensitätsschwankungen, wovon eine stark genug sein muss, um genügend Verstärkung zu erfahren und damit das Mode-Locking zu starten.

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

Weitere, teilweise instabile Modi lassen sich einstellen, sind oft aber unerwünscht bzw. müssen noch untersucht werden.

2.2. Dispersive Fourier-Transformation

Um das Spektrum jedes einzelnen Pulses vermessen zu können, benutzt man eine lange Glasfaser, in die man den Laserstrahl einkoppelt. Da ihr Brechungsindex frequenzabhängig ist, benötigen die unterschiedlichen Frequenzen des Femtosekunden-Pulses unterschiedlich lange, um durch die Glasfaser zu propagieren. Passt man die Länge der Glasfaser so an, dass das ausgehende Signal etwas kürzer als die Puls-Wiederholrate des Lasers ist, kann man am Ende der Faser mit einer schnellen Photodiode und einem schnellen Oszilloskop das Spektrum vermessen. Dazu muss man jedoch die Dispersion der Glasfaser kennen, denn man kann nur den Zeitunterschied zwischen zwei Frequenzen messen, muss diesen aber noch den richtigen Frequenzen zuordnen. Falls der Laser stabil läuft und so Pulse mit immer dem gleichen Spektrum emittiert, kann man dieses Spektrum auch mit einem herkömmlichen Gitter-Spektrometer messen. 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, mittelt man somit automatisch über viele Pulse und kann nur zur Kalibration genutzt werden. Der Vorteil der obigen Methode ist nämlich die Beobachtung von sehr kurzen Prozessen, die sich nicht wiederholen.

2.2. Dispersive Fourier-Transformation

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

3. Experimentelle Vorgehensweise

Der experimentelle Aufbau ist sehr einfach. Wie in Abb. ... zu sehen, wird der Laserstrahl zunächst mittels einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisator 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 die Glasfaser eingekoppelt. Um die Einkopplung zu ermöglichen/erleichtern läuft er zuvor noch über drei Spiegel, mit denen man die Strahlposition und den Winkel einstellen kann, mit dem der Strahl auf den Kollimator am Beginn der Glasfaser trifft. Außerdem passiert er zuvor 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, muss man die wichtigsten Bauteile charakterisieren: die Glasfaser sowie Photodiode.

3. Experimentelle Vorgehensweise

3.1. Kalibration

Zunächst muss die Dispersion in der Glasfaser gemessen werden, da man mit dem Oszilloskop nur Zeitverzögerung messen kann und nicht direkt Frequenzen. So hält man ein Etalon, hier ein Mikroskopier-Abdeckplättchen, in den Strahlengang, 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

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

wobei c die Lichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex und L die Länge des Materials ist. Nimmt man nun so das Spektrum sowohl auf dem herkömmlichen Grating-Spektrometer sowie mit dem Oszilloskop auf, kann man anhand der Fringes im Spektrum den Frequenzen einen Delay nach der Glasfaser zuordnen.

3.2. Photodiode

Als nächstes muss noch die Photodiode (Alphalas UPD-40-UVIR-P) charakterisiert werden. Zunächst wird getestet, in welchem Power-Bereich die Photodiode linear

Risetime	< 40 ps
Bandbreite	>8.5 GHz
Spektraler Bereich	350-1700 nm

reagiert, damit man bei zu künftigen Messungen in diesem Bereich bleibt. Dies muss für die beiden Modi undispergiert Puls sowie dispergiertes Signal geschehen.

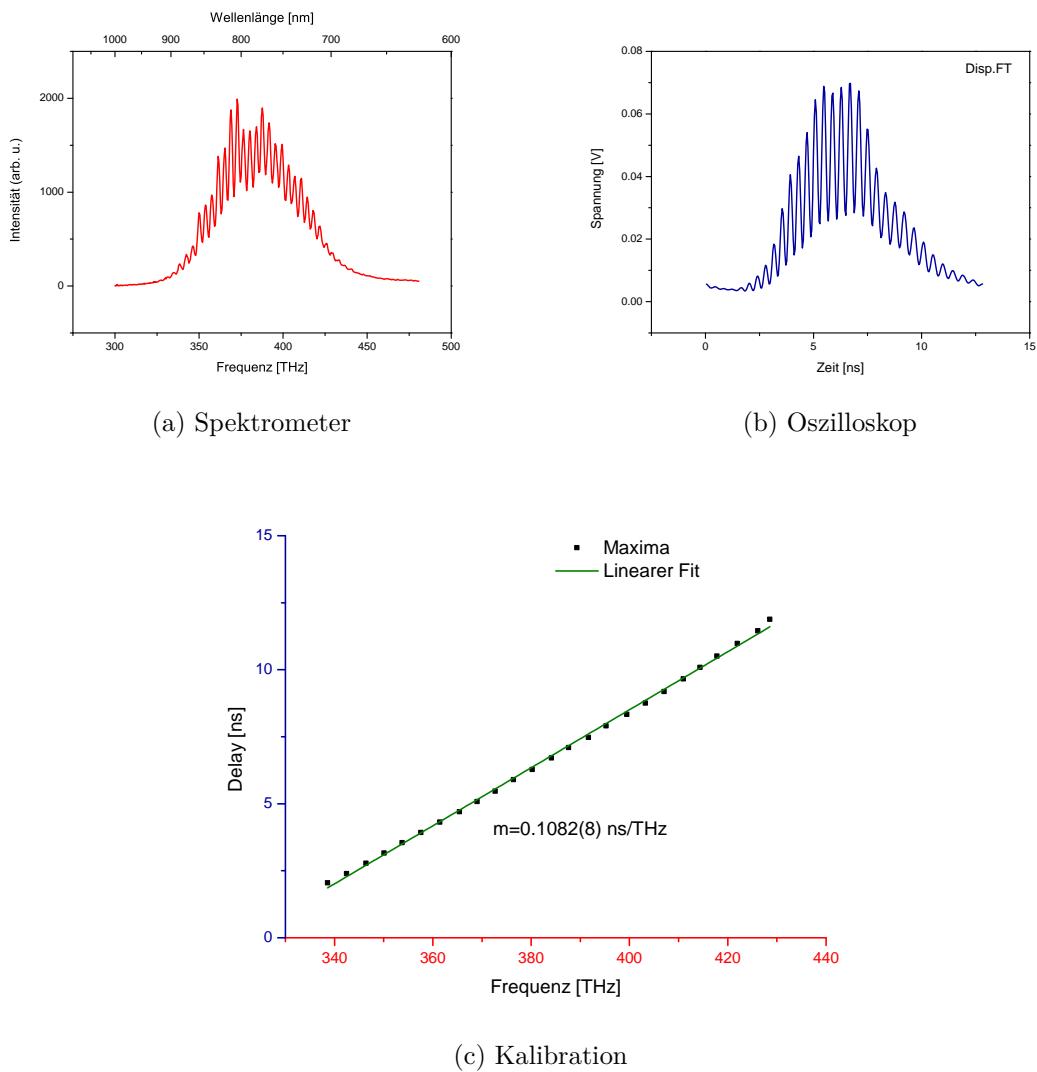
3.2.1. Undispersiert

Man erkennt, dass die Peakamplitude bis ca. 2 mW linear ansteigt. Außerdem ist je nach Justage ein Ringing nach dem Puls zu beobachten.

3.2.2. Dispersiert

Bis ca. 10 mW wächst das Signal linear. Danach übersteuert man die Photodiode, sodass nicht genug Ladungsträger zwischen zwei Pulsen nachfließen können.

3.2. Photodiode



4. Ergebnisse

Um durch eine langen Messung mit dem Oszilloskop die Entwicklung des Spektrums, etc. darstellen zu können, muss man erst die Pulswiederholrate bestimmen. 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 man diese zum Starten ändert, ist die bestimmte Wiederholrate nur für einen kurzen Ausschnitt der Messung korrekt. Hat man also t_{rep} bestimmt, legt man fest, in wie viele äquidistante Punkte man diese Zeit unterteilen möchte. Dies sollte so gewählt sein, dass die Abstände in etwa zugehörigen Samplingrate entspricht. Dann interpoliert man die Messdaten an den neuen Zeitpunkten und stellt die Daten anschließend als Matrix dar, trennt also jeden Roundtrip. Die eine Achse entspricht den Roundtrips, die andere ist die Zeitachse pro Roundtrip.

Zuletzt muss man noch die Änderung der Repetitionsrate bzw. die Abweichung vom richtigen Wert korrigieren.

4.1. Doppelpulse 100fs

4.1.1. Running

4.1.2. Bouncing

4.1.3. Fixed distance

4.2. Doppelpulse 200fs

4.3. Dreifach-Pulse

4.4. Weiteres

4. Ergebnisse

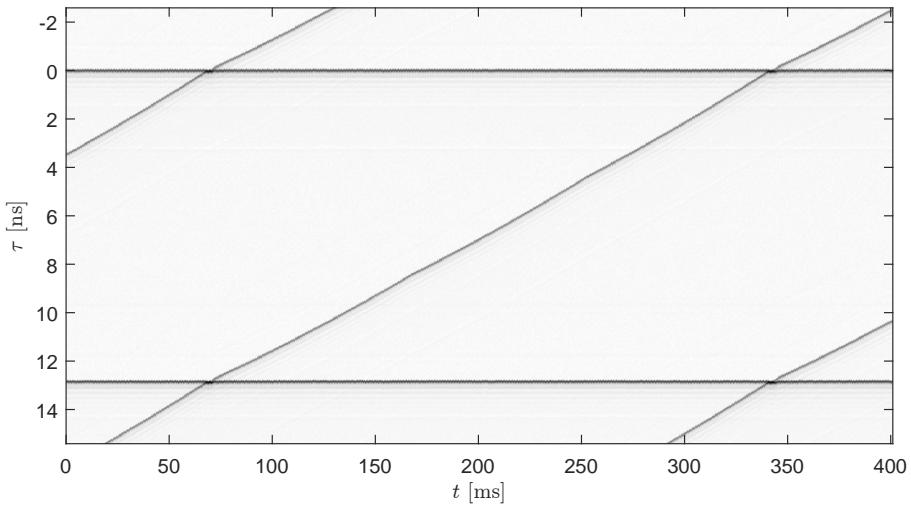


Abb. 4.1.: Zwei unterschiedlich starke Pulse im Laser, die aufgrund des Kerr-Effekts verschiedene optische Weglängen sehen und sich so gegeneinander verschieben (*FastFrame*-Aufnahme).

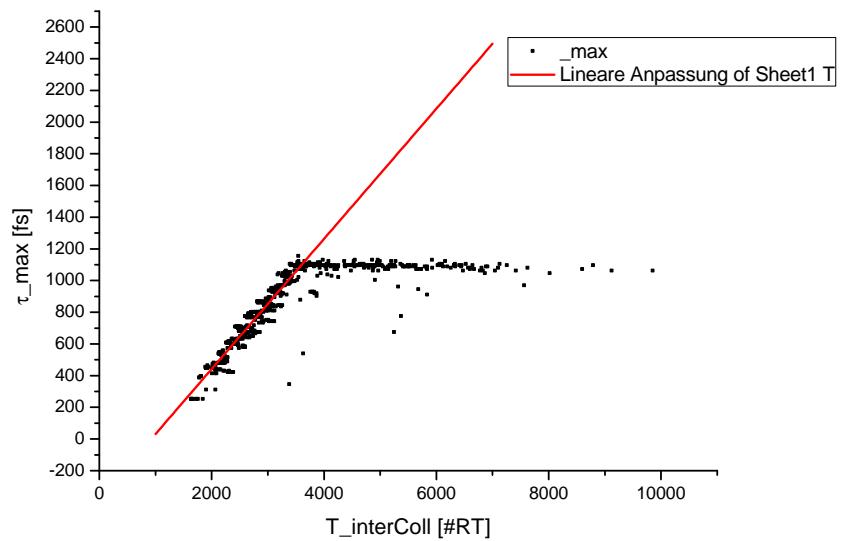


Abb. 4.2.: Maximaler Pulsabstand τ_{\max} versus Zeit zwischen zwei Kollisionen $T_{\text{interColl}}$. Das bestimmte τ_{\max} ist begrenzt durch die maximale Modulationsfrequenz des Spektrums.

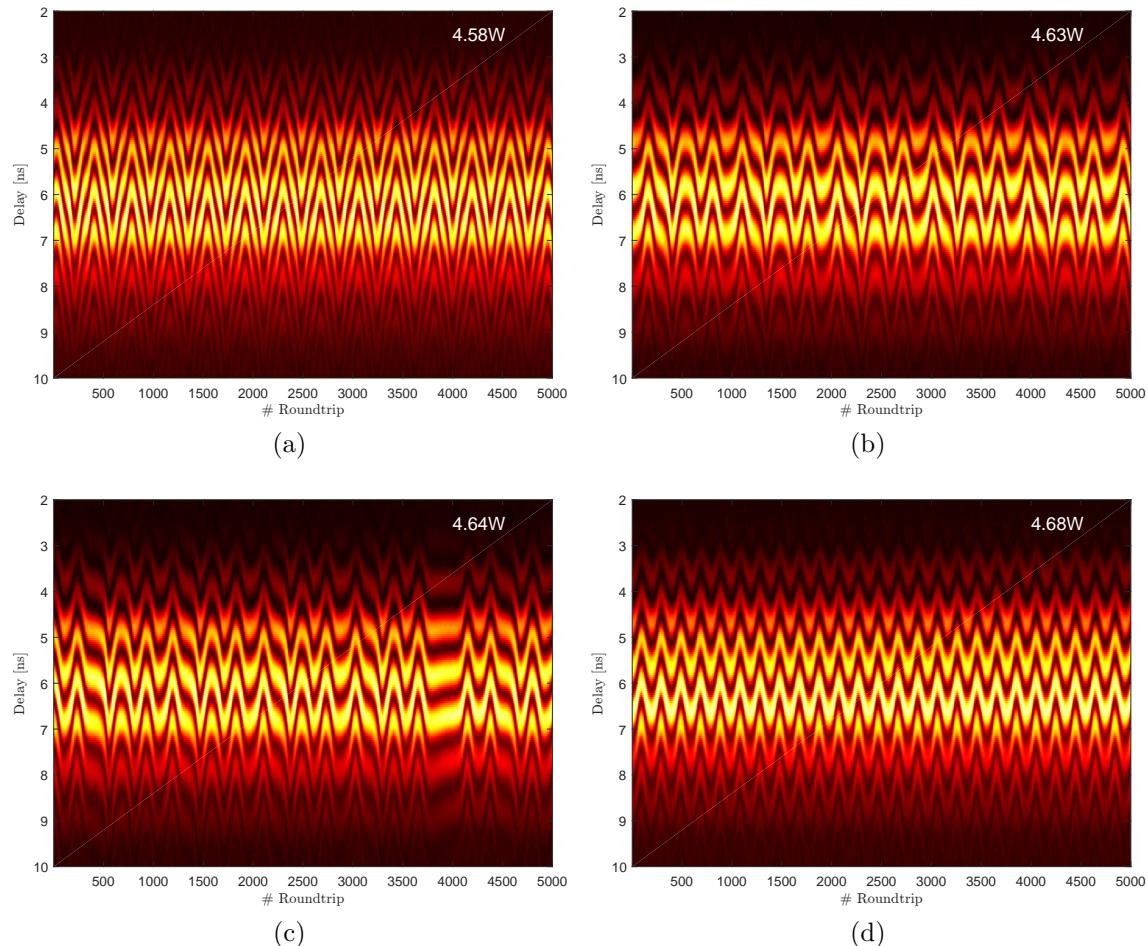


Abb. 4.3.: Beschriftung allgemein

4. Ergebnisse

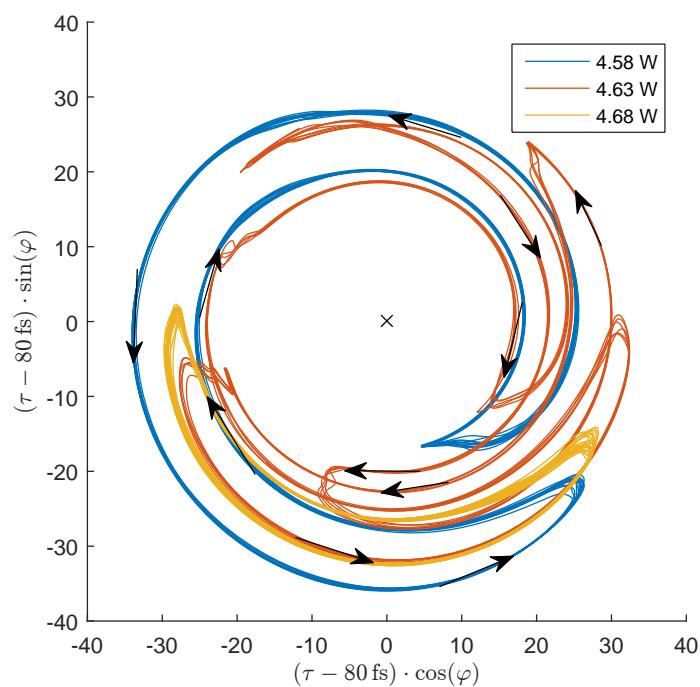


Abb. 4.4.: Phasendynamik in der Interaction Plane.

4.4. Weiteres

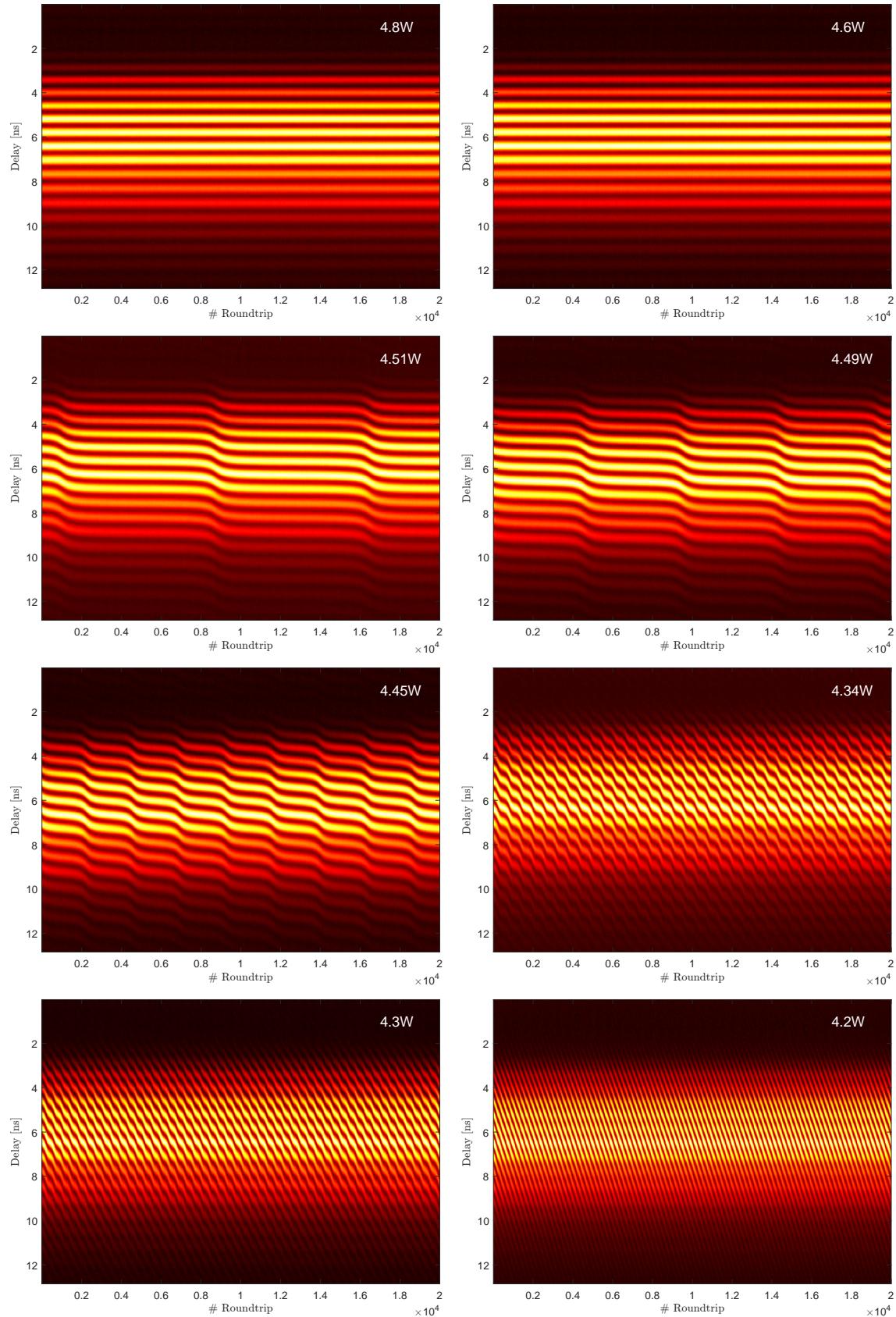


Abb. 4.5.: Beschriftung allgemein

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 man in den *FastFrame*-Mode wechseln, kann aber dann nicht jeden Puls aufnehmen. Außerdem muss man sich bei solch großen Abständen zwischen den Pulsen das undispergierte Signal anschauen. 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 man kann die Abstände zwischen beiden Pulsen genau messen.

6. Zusammenfassung

Laser ist komplex, Messmethode ist verdammt cool!

A. erster Anhang

Text...

B. zweiter Anhang

Text...

Literaturverzeichnis

[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.

Danksagung

Dank...

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 11. Juni 2016

(Felix Kurtz)