

# Diplomarbeit

## Zeitliche Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse über einen großen Dynamikbereich

ausgeführt unter der Leitung von

Univ.Doz. Dr.techn. Ferenc Krausz  
Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Elektronik  
Abteilung Quantenelektronik und Lasertechnik

eingereicht an der Technischen Universität Wien  
Fakultät Elektrotechnik

von

Michael Hentschel  
Rudolfnergasse 8/10  
A-1190 Wien

Wien, im Jänner 1998

# Danksagung

Mein Dank ergeht an meine Eltern, die mir das Studium großzügig finanziert haben.

Weiters danke ich meinen Verwandten und Freunden, die mich durch ihre moralische Hilfe immer wieder motivierten.

Besonders meine Freundin Natalie möchte ich dabei herausheben.

Auch meinen Studienkollegen, die mir durch ihre Kooperation geholfen haben, bin ich zum Dank verpflichtet.

Nicht zuletzt richte ich ein besonderes Dankeschön an mein Betreuerteam, bestehend aus Prof. Arnold Schmidt, Doz. Ferenc Krausz, Dr. Christian Spielmann, Dr. Thomas Brabec, Dr. Matthias Lenzner, Dr. Matthias Schnürer, Dipl.-Ing. Gabriel Tempea, Dipl.-Phys. Sasa Sartania, Dipl.-Ing. Andreas Poppe, Dipl.-Phys. Lin Xu, Dipl.-Phys. Zhao Cheng und Ing. Anton Brückl. Sie haben mir bei meiner Diplomarbeit durch ihre vorbildliche Unterstützung sehr geholfen. Eine solche Betreuung kann sich jeder Diplomand nur wünschen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Erzeugung kohärenter Strahlung . . . . .	3
2.1.1	Energieniveaus . . . . .	3
2.1.2	Absorption, spontane und stimulierte Emission . . . . .	3
2.1.3	Vier-Niveau-System . . . . .	4
2.2	Resonatoren . . . . .	4
2.2.1	Rückkopplung . . . . .	4
2.2.2	Transversale Moden . . . . .	5
2.3	Modenverkopplung . . . . .	7
2.3.1	Longitudinale Moden . . . . .	7
2.3.2	Aktive Modenverkopplung . . . . .	8
2.3.3	Synchrones Pumpen . . . . .	9
2.3.4	Passive Modenverkopplung . . . . .	10
2.4	Dispersion . . . . .	12
2.4.1	Pulsstreckung . . . . .	12
2.4.2	Pulskompression . . . . .	13
2.5	Verstärkung von Pulsen . . . . .	14
2.5.1	Konfokaler Multipass-Verstärker . . . . .	15
2.5.2	Regenerativer Multipass-Verstärker . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Charakterisierung kurzer Pulse</b>	<b>18</b>
3.1	Streak-Kameras . . . . .	18
3.2	Optische Korrelation . . . . .	19
3.2.1	Autokorrelation 1. Ordnung . . . . .	19
3.2.2	Autokorrelation 2. Ordnung . . . . .	21
3.2.3	Autokorrelation 3. Ordnung . . . . .	22
3.2.4	Hintergrundfreie Autokorrelation . . . . .	22
3.2.5	Bestimmung der Pulsbreite . . . . .	23
3.2.6	Bestimmung der Zeitrichtung . . . . .	24

<b>4</b>	<b>Generation 3. Harmonischer</b>	<b>27</b>
<b>5</b>	<b>Autokorrelation 3. Ordnung mit großem Dynamikbereich</b>	<b>31</b>
5.1	Aufbau . . . . .	31
5.2	Software . . . . .	34
5.2.1	Struktogramm . . . . .	34
5.2.2	Sourcecode . . . . .	34
5.2.3	Bedienung . . . . .	36
5.3	Ergebnisse . . . . .	37
5.3.1	Messung am Oszillator . . . . .	37
5.3.2	Messung am Verstärker . . . . .	39
<b>A</b>	<b>Pascal Listing</b>	<b>44</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit der Entdeckung des LASER (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) im Jahr 1960 durch T.H. Maiman ist dessen Entwicklung rasant vorangeschritten. Mit seinen zahlreichen Vorzügen gegenüber herkömmlichen Lichtquellen hat sich der Laser in vielen Bereichen wie z.B. Medizin, Nachrichtentechnik oder Unterhaltung etabliert [5, S. 101, 108, 121, 129 u. 140],[8, S. 295]. Aufgrund der einzigartigen Eigenschaften seines Lichtes ist er auch aus der Forschung nicht mehr wegzudenken. Einerseits erlaubt die hohe räumliche Kohärenz, d.h. die Konstanz der Phase über den gesamten Strahlquerschnitt, eine gute Fokussierbarkeit, die für viele Anwendungen unerlässlich ist [10, S. 11]. Man denke z.B. an das Laserskalpell in der Chirurgie, die Einkopplung in einen Lichtwellenleiter zur Nachrichtenübertragung, den Abastlaser in einem CD-Player oder die Erzeugung hoher Intensitäten in der Forschung. Andererseits lassen sich wegen der hohen zeitlichen Kohärenz, d.h. der Monochromasie, Anwendungen realisieren, wo Strahlung mit relativ schmalen Spektrum erforderlich ist [10, S. 10].

Ein Laser kann in freilaufendem Zustand, d.h. unter permanenter Strahlungsabgabe, betrieben werden, mehr Bedeutung hat aber die gepulste Betriebsart. Da bei letzterer die gesamte Energie in einem mehr oder weniger kurzem Zeitintervall konzentriert wird, ergeben sich höhere Intensitäten und damit mehr Anwendungsmöglichkeiten als im Dauerstrichbetrieb.

In den letzten Jahren hat sich ein Trend zu immer kürzeren Pulsen abgezeichnet, weil mit den dadurch steigenden Intensitäten bisher ungeahnte Forschungsgebiete erschlossen werden können. Neue Erkenntnisse z.B. auf den Gebieten der nichtlinearen Optik, Licht-Materie-Interaktion, Erzeugung hoher Harmonischer u.v.m. können mittels kurzer Pulse in größerer Effizienz gewonnen werden [11],[14].

Mit den kurzen Pulsen drängt sich natürlich die Notwendigkeit von neuen Meßmethoden auf, denn es ist evident, daß man ein physikalisches Ereignis

nicht mit einem Gerät charakterisieren kann, dessen kleinste Ansprechzeit um Größenordnungen über der Dauer des zu messenden Ereignisses liegt. Da die in der Elektronik auftretenden Zeitkonstanten fast alle über 10 ps liegen, die zu messenden Lichtpulse aber derzeit bis zu 5 fs kurz sind, kommen Meßinstrumente wie Photodetektoren, Oszilloskope u.ä. in direkter Anwendung nicht in Frage [7, S. 40]. Damit stellt sich die Frage nach prinzipiell anderen Methoden, um die Pulse zu beschreiben.

Die vorliegende Arbeit behandelt das wohl am meisten verbreitete Prinzip der Korrelationsmessung, im speziellen Fall der Autokorrelation. Da inzwischen ultrakurze Lichtpulse auch in verstärkter Form mit Energien über 1 mJ vorliegen [13], ergibt sich das Bedürfnis, Messungen auch über einen größeren Dynamikbereich durchzuführen, als dies bei der gewöhnlichen Autokorrelation möglich ist [9]. Zu diesem Zweck wurde eine nichtkollineare Anordnung gewählt, die eine hintergrundfreie Messung über mehrere Größenordnungen zuläßt [3]. Weiters ist bei hochenergetischen Pulsen von Interesse, zwischen der Vorder- und der Rückflanke des Pulses zu unterscheiden. Wenn man z.B. sichergehen möchte, daß bis zu einer gewissen Zeit vor dem Pulsmaximum ein bestimmtes Intensitätsniveau nicht überschritten wird, so ist die Vorderflanke von hauptsächlicher Bedeutung. Um dies zu ermöglichen, mußte die 3. Harmonische verwendet werden, da eine Autokorrelation 2. Ordnung immer symmetrisch ist [6].

Grundlagen von ultrakurzen Laserpulsen, eine Beschreibung des Autokorrelators sowie gewonnene Resultate von Messungen an zwei Systemen sind in den folgenden Kapiteln zu finden.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Erzeugung kohärenter Strahlung

#### 2.1.1 Energieniveaus

Die Quantenmechanik sagt voraus, daß sich die Elektronen eines Atoms nur in diskreten Energieniveaus aufhalten können. Dies gilt direkt für Gase, aber auch im Kristall als Atomverband gelten im Prinzip solche Einschränkungen. In allen Fällen existieren jeweils ein Grundzustand, indem die Elektronen die niedrigste Energie besitzen, sowie mehrere angeregte Zustände höherer Energie [10, S. 20].

#### 2.1.2 Absorption, spontane und stimulierte Emission

Elektronen können durch äußere Einwirkung von Energie, z.B. Wärme oder elektromagnetischer Strahlung, dazu veranlaßt werden, von einem Niveau auf ein energetisch höheres zu springen. Sie entnehmen dabei der Energiequelle genau den Betrag an Energie, der der Differenz der beiden Niveaus entspricht. Im Fall von elektromagnetischer Strahlung gilt daher die Gleichung

$$\Delta E = h\nu, \quad (2.1)$$

d.h. es wird ein Photon der Frequenz  $\nu$  absorbiert [10, S. 24],[15, S. 3].

Es kann für jeden angeregten Zustand eine Lebensdauer  $\tau$  angegeben werden, sodaß für die Population des Niveaus die Gleichung

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.2)$$

gilt, wobei  $N_0$  die Besezungsdichte bei  $t = 0$  ist. Das bedeutet, daß ein angeregtes Elektron nach einer gewissen Zeit von selbst in den Grundzustand

zurückkehrt und dabei den zuvor gewonnenen Energiebetrag, meist in Form von Strahlung, wieder abgibt. Diese Strahlung hat weder eine definierte Richtung noch eine vorhersagbare Phasenlage. Man nennt diesen Prozeß spontane Emission [10, S. 22],[15, S. 1].

Trifft hingegen bei dem angeregten Elektron, bevor es eigenmächtig in den Grundzustand gefallen ist, ein weiteres Photon passender Energie ein, so kann das Elektron dazu gebracht werden, ein Photon gleicher Richtung und Phase zu emittieren. Man spricht in diesem Fall von stimulierter Emission [10, S. 24],[15, S. 2].

### 2.1.3 Vier-Niveau-System

Um kohärente Strahlung zu erzeugen, muß sichergestellt werden, daß es immer zwei Niveaus gibt, bei denen das obere stärker besetzt ist als das untere. Im thermodynamischen Gleichgewicht genügt die Besetzungswahrscheinlichkeit der Energiezustände einer Boltzmannverteilung

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{kT}}, \quad (2.3)$$

d.h. sie nimmt mit steigender Energie ab. Den oben beschriebenen Zustand nennt man daher Populationsinversion [10, S. 31]. Er kann am leichtesten in einem System mit vier Energieniveaus erreicht werden, wenn das höchste und das zweitniedrigste eine im Vergleich zu den anderen Niveaus kurze Lebensdauer aufweisen (Abb. 2.1). Mit einer externen Energiequelle (Pumpquelle) werden Elektronen von  $N_1$  auf  $N_4$  angeregt. Sie fallen schnell auf  $N_3$  herunter, bleiben im Idealfall dort, bis sie durch stimulierte Emission und unter Abgabe kohärenter Strahlung auf  $N_2$  gelangen und gleich nach  $N_1$  zurückkehren. Die erwähnte Pumpquelle kann eine Blitzlampe (z.B. Nd-YAG- o. Nd-YLF-Laser), eine Gasentladung (z.B. Argon- o. He-Ne-Laser), direkte elektronische Anregung (Halbleiterlaser), eine Laserdiode oder ein anderer Laser sein.

## 2.2 Resonatoren

### 2.2.1 Rückkopplung

Um eine Lichtverstärkung im Lasermedium zu erzielen, muß dafür gesorgt sein, daß generierte Photonen nicht sofort verloren gehen, sondern wieder ins Medium zurückkehren, um dort weitere stimulierte Emissionen von Photonen zu bewirken [10, S. 37]. Nur ein geringer Prozentsatz der entstandenen Strahlung kann als nützliche Energie verwendet werden. Eine solche Einrichtung nennt man Resonator. Es gibt prinzipiell zwei Möglichkeiten, sie zu

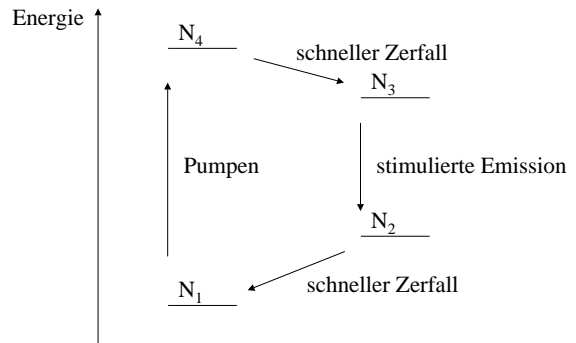


Abbildung 2.1: Vier-Niveau-System

implementieren: in linearer Form oder in Ringform. Um das Licht immer wieder in das aktive Medium zu lenken verwendet man Spiegel, wobei einer davon, man nennt ihn Auskoppelspiegel, einige Prozent der Strahlung durchläßt (Abb. 2.2). Die Umlaufdauer der Strahlung ist im wesentlichen durch die Gesamtlänge des Resonators gegeben.

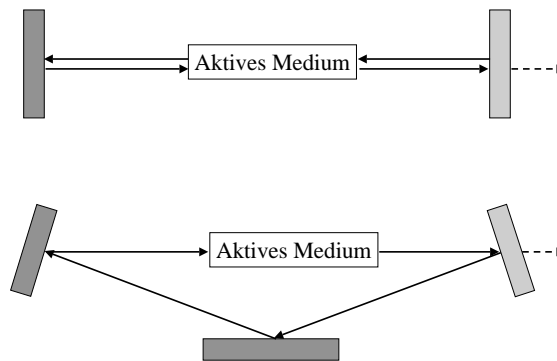


Abbildung 2.2: Linearer Resonator und Ringresonator

### 2.2.2 Transversale Moden

In einem optisch stabilen Resonator bildet sich ein Strahlprofil aus, das sich in von einander unabhängige Transversalmoden zerlegen läßt. Das Quer-

schnittsprofil jeder dieser Moden  $A(x, y)$  kann über einen Separationsansatz als  $A_m(x)B_n(y)$  angeschrieben werden.  $A_m(x)$  bzw.  $B_n(y)$  sind die Hermite-Gauß-Funktionen m-ter bzw. n-ter Ordnung (Abb. 2.3) und beschreiben die  $\text{TEM}_{mn}$ -Moden (Abb. 2.4). Die wichtigste ist die  $\text{TEM}_{00}$ -Mode oder auch Fundamentalmode.

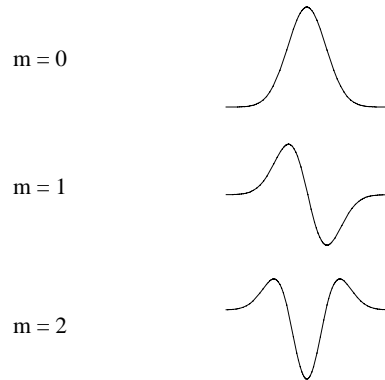


Abbildung 2.3: Hermite-Gauß-Funktionen

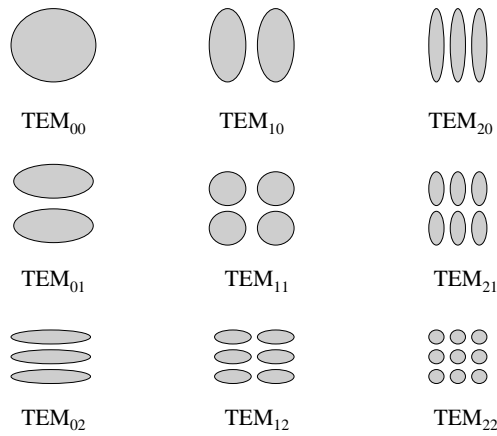


Abbildung 2.4: TEM-Moden

## 2.3 Modenverkopplung

Trifft man keine weiteren Vorkehrungen, so wird die Intensitäts- und Phasenverteilung der im Resonator umlaufenden Strahlung von zufälligen Anfangsfluktuationen bestimmt sein. Diese Betriebsart wird freilaufender Betrieb genannt. Verstärkt das Lasermedium nur ein schmales Spektrum, so läuft der Laser im Dauerstrichbetrieb oder auch cw-Betrieb (**c**ontinuous **w**ave). Die Schwingung des elektromagnetischen Feldes bleibt dabei über lange Zeit hinweg ununterbrochen. In vielen Fällen ist es aber erwünscht, die gesamte Energie in einem möglichst kurzen Zeitintervall zu konzentrieren, den Laser also in gepulster Form zu betreiben. Das Spektrum zeigt dann eine starke Verbreiterung. Es lassen sich dadurch kurzzeitig wesentlich höhere Intensitäten erzielen als im cw-Betrieb.

### 2.3.1 Longitudinale Moden

Da bei stimulierter Emission kohärente Strahlung erzeugt wird, können Wellen nur dann im Resonator umlaufen, wenn sie sich nach einem Umlauf selbst schließen. Es kann also nur Strahlung bestimmter Frequenz anschwingen (longitudinale Moden). Zwei benachbarte Moden unterscheiden sich in der Phase nach einem Umlauf genau um  $2\pi$ , d.h.

$$\omega_N T = \omega_{N+1} T + 2\pi = (\omega_N + \Delta\omega) T + 2\pi, \quad (2.4)$$

wobei  $T$  die Resonatorumlaufzeit ist. Der axiale Modenabstand beträgt also

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (2.5)$$

Nimmt man ein beliebiges Modenprofil an, so bedeutet das, daß die umlaufende Welle eine Überlagerung aller in diesem Spektrum enthaltenen axialen Moden ist, sich also als Summe

$$E(t) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} A_n \cos [(\omega_0 + n\Delta\omega)t + \Phi_n] \quad (2.6)$$

anschreiben läßt. Es entspricht dies einer Fourierreihe und demnach der inversen Fouriertransformierten des Modenprofils. Die Periodizität des Zeitsignals äußert sich im diskreten Charakter des Spektrums. In Abb. 2.5 ist die elektrische Feldstärke für ein rechteckförmiges Spektrum ( $A_n = A_0$ ), in Abb. 2.6 die Intensität als Quadrat der Feldstärke abgebildet. Eine Ausbildung von Pulsen kommt nur dann zustande, wenn alle Moden die gleiche Phase aufweisen ( $\Phi_n = \Phi_0$ ). Es ist zu erkennen, daß ein breiteres Spektrum kürzere Pulse

ermöglicht. Abb. 2.7 zeigt das Entstehen von Pulsen durch die Superposition mehrerer Schwingungen im Zeitbereich.

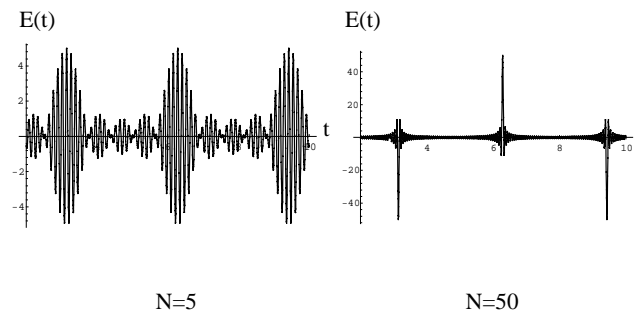


Abbildung 2.5: elektrische Feldstärke bei verschiedenen Bandbreiten

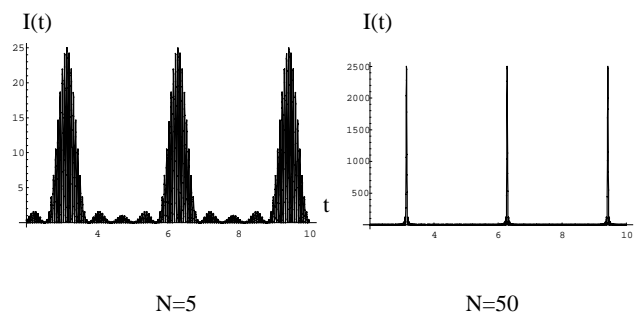


Abbildung 2.6: Intensität bei verschiedenen Bandbreiten

### 2.3.2 Aktive Modenverkopplung

Bringt man eine Komponente in den Strahlengang des Resonators, deren Absorptionsvermögen veränderbar ist, so ist es möglich, durch periodische Ansteuerung dieses Elementes, den Laser aktiv dazu zu zwingen, Pulse auszusenden [10, S. 214]. Man stelle sich z.B. einen optoelektronischen Wandler

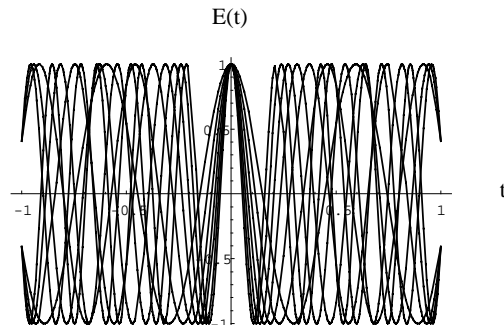


Abbildung 2.7: Überlagerung 7 axialer Moden

oder einen piezoelektrischen Wandler in Verbindung mit einem akustooptischen Medium vor. Der Piezokristall wird verwendet, um mechanische Wellen auf das akustooptische Medium zu übertragen, in dem sich aufgrund von Reflexionen stehende Dichtewellen ausbilden. Diese stellen ein Brechungsindexgitter dar an dem das durchtretende Licht gebeugt wird. Damit kommt es in der ursprünglichen Strahlrichtung zu einer Abschwächung der Intensität, es handelt sich also in diesem Fall um Amplitudenmodulation (Abb. 2.8). Es ist aber auch möglich, die Phase des Pulses zu modulieren. Das Intensitätsmaximum tritt dann zum Zeitpunkt der kleinsten Phasenmodulation auf ( $\frac{d\Phi}{dt} = 0$ ), weil bei stärkerer Modulation die Strahlung aus dem Zentrum des Verstärkerspektrums gedrängt wird. Die Ansteuerung solcher Modulatoren muß allerdings sehr genau geregelt werden, da die Resonatorumlaufzeit praktisch fix vorgegeben ist. Die erzielbare Kürze der Pulse liegt über 1 ps.

### 2.3.3 Synchrones Pumpen

Verwendet man als Pumpquelle einen seinerseits modenverkoppelten Laser, so erzeugt der Oszillator Pulse, die bis zu drei Größenordnungen kürzer sind. Voraussetzung dafür ist, daß die Lebensdauer des oberen Laserniveaus signifikant länger ist als die Pumppulse aber kürzer als die Resonatorumlaufzeit. Damit bleibt die Besetzungsinversion aufrecht bis der Puls durch das Verstärkermedium läuft und wird dann von diesem abgebaut.

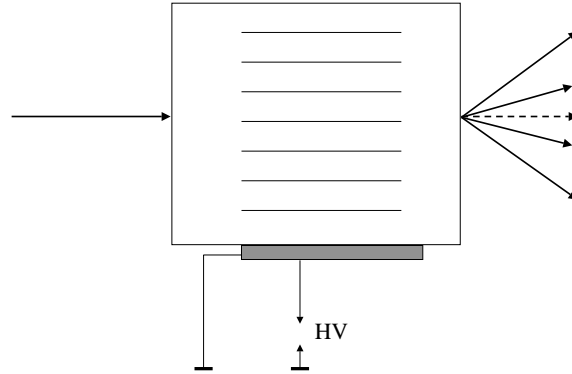


Abbildung 2.8: Akustooptischer Modulator

## 2.3.4 Passive Modenverkopplung

### 2.3.4.1 Sättigbarer Absorber

Verwendet man statt dem aktiven Modulator ein Medium, das bis zu einer gewissen Intensität des einfallenden Lichtes stark absorbiert, bei höheren Intensitäten aber sein Absorptionsvermögen verliert, so ist es möglich, die stärkste der anfänglichen Fluktuationen im Resonator noch weiter zu verstärken und alles andere zu unterdrücken [10, S. 217]. Einen solchen sättigbaren Absorber kann man sich im einfachsten Fall als zwei-Niveau-System vorstellen, in dem durch Absorption von Photonen der Grundzustand ausgeräumt wird. Sind fast alle Elektronen im angeregten Zustand, so können keine weiteren Photonen absorbiert werden, was genau dem gewünschten Effekt entspricht. Da allerdings die Lebensdauer des oberen Niveaus nicht unendlich klein ist, bleibt das Medium nach dem Puls noch eine Zeit lang transparent und der Puls wird dadurch verlängert.

### 2.3.4.2 Additive pulse modelocking (APM)

Anders als die Absorption von Photonen ist der optische Kerr-Effekt ein nichtresonanter Effekt und erfolgt damit instantan. Der Kerr-Effekt ist durch die Abhängigkeit des Brechungsindex eines Mediums von der Intensität einer einfallenden Strahlung begründet und läßt sich durch die Gleichung

$$n = n_0 + n_2 I(t, x, y, z) \quad (2.7)$$

ausdrücken. Ein damit eng verbundener Effekt ist die Selbstphasenmodulation (SPM) [4, S. 138]. In einem Kerr-Medium ergibt sich der Ausbreitungs-

koeffizient zu

$$k = \frac{\omega n_0}{c} + \frac{\omega n_2}{c} I. \quad (2.8)$$

Bei einem sich ausbreitenden Gaußimpuls wirkt sich diese Modifikation von  $k$  als eine Modulation der Phase aus:

$$E(t, z) = e^{-t^2} e^{j(\omega t - kz)} = e^{-t^2} e^{j(\omega t - \frac{\omega n_0}{c} z - \frac{\omega n_2}{c} I z)} = e^{-t^2} e^{j(\omega t - k_0 z - \Delta\Phi)} \quad (2.9)$$

mit

$$\Delta\Phi = \frac{\omega n_2}{c} I z. \quad (2.10)$$

Die Phase des Pulses folgt also dem Intensitätsverlauf.

Diese Begebenheit nützt man bei der additiven Modenverkopplung aus, indem man zwei Pulse überlagert, von denen einer selbstphasenmoduliert ist [4, S. 268]. Stellt man durch eine pauschale Verzögerung die Phasenverschiebung in den Flanken des Pulses auf  $\pi$  und im Pulszentrum über die Intensitätsabhängigkeit der SPM auf 0, so löschen sich die Schwänze des Pulses aufgrund von destruktiver Interferenz bei der Superposition aus (Abb. 2.9). Damit ist der Puls effektiv kürzer geworden.

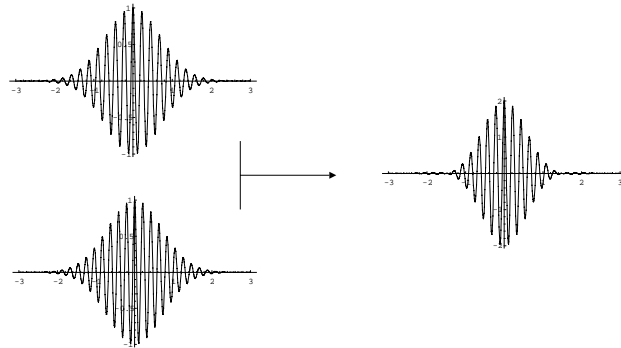


Abbildung 2.9: Additive puls modelocking

### 2.3.4.3 Kerr-Lens modelocking (KLM)

Der Kerr-Effekt kann auch dazu genutzt werden, um Selbstfokussierung eines Strahles zu bewirken. Bei allen transversalen Strahlprofilen fällt die Intensität mit wachsendem Radius ab. Bei einem positiven Kerr-Koeffizienten ergibt sich dadurch im Strahlzentrum ein höherer Brechungsindex als am

Rand. Führt man in den Strahl ein Kerr-Medium konstanter Dicke ein, so verhält sich das Produkt aus Dicke und Brechungsindex ähnlich wie bei einer Sammellinse (Abb. 2.10). Diese Kerr-Linse besitzt eine intensitätsabhängige Brechkraft, die Pulsmitte wird daher stärker fokussiert als die Schwänze. Im Zusammenspiel mit einer Blende läßt sich somit eine Pulskompression herbeiführen, wobei entweder eine tatsächliche Blende verwendet (hard aperture) oder lediglich die begrenzte transversale Ausdehnung des Kristalls genutzt wird (soft aperture).

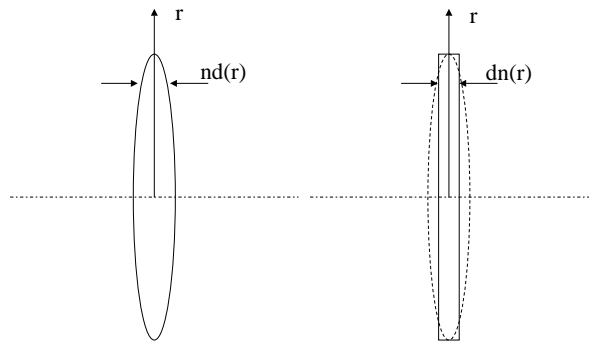


Abbildung 2.10: Kerr-Linse

## 2.4 Dispersion

### 2.4.1 Pulsstreckung

Praktisch alle Materialien besitzen die Eigenschaft einer Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge einer eintreffenden elektromagnetischen Welle. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer solchen gerade vom Brechungsindex über die Gleichung

$$c = \frac{c_0}{n(\lambda)} \quad (2.11)$$

bestimmt ist, bedeutet dies, daß jede spektrale Komponente der Strahlung mit einer eigenen Geschwindigkeit propagiert. Diesen Effekt nennt man Dispersion, weil anfangs wohlgeformte Pulse in einem dispersiven Medium zerfließen und im wesentlichen länger werden. Er läßt sich nützen, um Pulse

um Faktoren über 1000 zu strecken. Man spricht von positiver Dispersion, wenn langwellige Strahlung sich schneller ausbreitet als kurzwellige, was in den meisten Medien der Fall ist. Im umgekehrten Fall handelt es sich um negative Dispersion.

## 2.4.2 Pulskompression

Gelingt es, einen Laserpuls so zu modifizieren, daß die vordere Flanke eine andere Frequenz enthält als die hintere, so ist es möglich, daß nach einer gewissen Propagationsstrecke durch ein dispersives Medium der Puls maximal komprimiert ist. Eine Möglichkeit dies zu bewirken, ist die Anwendung von SPM. Bei einem gaußschen Puls- und damit Phasenprofil verläuft die momentane Frequenzverschiebung (chirp), gegeben durch die negative Ableitung der Phase nach der Zeit, in gewissen Grenzen annähernd linear (Abb. 2.11). Da der Kerr-Koeffizient immer positiv ist, läßt sich dem Puls somit stets nur ein positiver chirp aufzwingen. Beim Durchlaufen eines positiv dispersiven Mediums würde dann die Vorderflanke aber noch weiter vorlaufen und die Rückflanke noch weiter zurückbleiben. Um eine Pulskompression zu erzielen ist es daher notwendig, ein Medium mit negativem Dispersionskoeffizient zu finden. Bei Quarzglas ist dies für  $\lambda > 1,3\mu\text{m}$  der Fall, viele Laseroszillatoren strahlen aber bei kürzeren Wellenlängen. Meistens ist es daher nötig, künstlich eine negative Dispersion einzuführen.

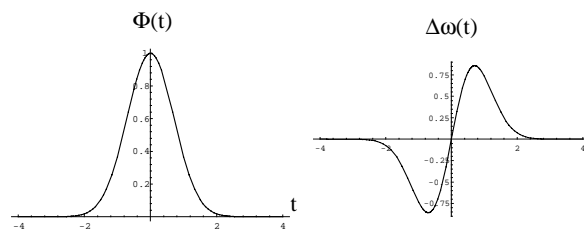


Abbildung 2.11: Phase und chirp bei SPM

Eine Möglichkeit besteht darin, mit einem Gitter- oder Prismenpaar den tiefen Frequenzen einen längeren Weg aufzuerlegen und sie so gegenüber den hohen Frequenzen zu verzögern (Abb. 2.12) [4, S. 78 u. 82]. Beide Methoden

bringen Probleme mit sich: Die Prismen einerseits benötigen einen gewissen Mindestabstand um einen klaren Unterschied zwischen tiefen und hohen Frequenzen zu bewirken, die Gitter andererseits haben starke Verluste zufolge.

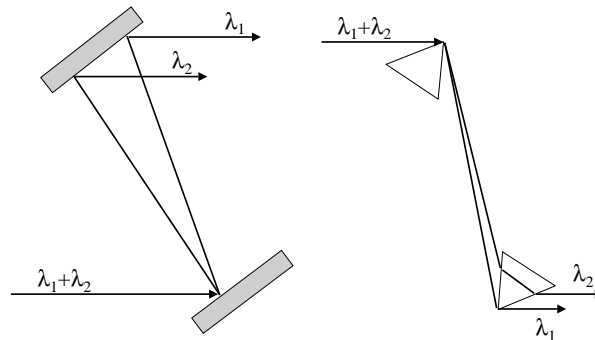


Abbildung 2.12: Negative Dispersion mit Gitter- bzw. Prismenpaar

Eine andere Möglichkeit läßt sich mit mehrschichtigen dielektrischen Spiegeln (chirped mirrors) verwirklichen [16]. Ordnet man nämlich viele dünne Schichten verschiedenen Brechungsindex übereinander an, so dringen bei geeigneter Wahl der Schichtdicken und Brechungsindizes die einzelnen Frequenzen unterschiedlich tief in den Spiegel ein bevor sie reflektiert werden (Abb. 2.13). Wieder lassen sich die tiefen Frequenzen ob des längeren Weges verzögern.

## 2.5 Verstärkung von Pulsen

Da die erzielbare mittlere Pumpleistung beschränkt ist, muß vor der Verstärkung der Pulse die Wiederholrate stark reduziert werden. Während sie im Oszillator ca. 100 MHz beträgt, können den Verstärker nur rund 1000 Pulse pro Sekunde passieren. Diese Reduktion wird durch einen Pulsselektierer vorgenommen. In der sogenannten Pockels-Zelle wird bei Anlegen einer Hochspannung an einen Kristall die Polarisation des durchtretenden Lichtes so gedreht, daß es von einem nachstehenden Polarisationsfilter abgeblockt wird. Durch eine geeignete Ansteuerung können so beliebige Pulsraten erzielt werden.

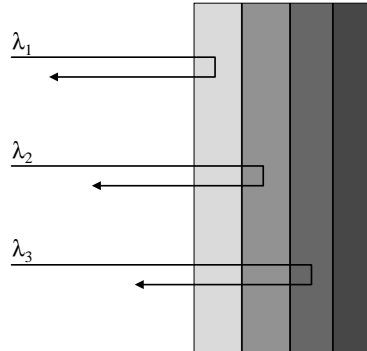


Abbildung 2.13: Negative Dispersion mit chirped mirror

Als nächstes müssen die Pulse gezielt gestreckt werden, um eine zu hohe Intensität im Verstärker, und damit Beschädigungen zu vermeiden. Ein einige Zentimeter langes Stück Glas genügt schon, um den Puls um einen Faktor 1000 zu verlängern.

Danach wird der Seed-Strahl durch das aktive Verstärkermedium gelenkt, das, ähnlich wie im Oszillator, von einer externen Energiequelle gepumpt wird. Meistens genügt ein Durchgang durch das Lasermaterial nicht, um eine zufriedenstellende Verstärkung zu erzielen. Deshalb wird dafür Sorge getragen, daß der Strahl mehrmals den Verstärkerkristall passiert.

Die verstärkten Pulse müssen nun wieder auf Ihre ursprüngliche Länge komprimiert werden, wofür eine der oben genannten Vorgehensweisen zur Erzeugung negativer Dispersion, oder eine Kombination aus mehreren, gewählt werden kann.

### 2.5.1 Konfokaler Multipass-Verstärker

Eine Möglichkeit den Lichtstrahl mehrmals durch den Kristall zu führen ist der konfokale Multipass-Verstärker. Der zu verstärkende Puls wird zwischen zwei Retroreflektoren hin und her reflektiert. Bei jeder Reflexion erfährt der Strahl einen Seitenversatz bis er nach einigen Durchläufen den Auskoppelspiegel erreicht (Abb. 2.14).

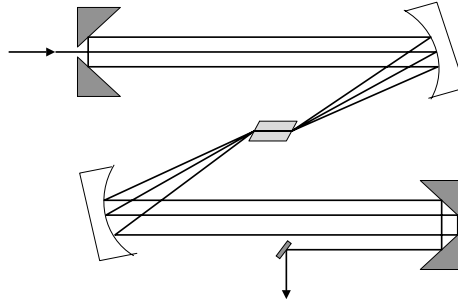


Abbildung 2.14: Konfokaler Multipass-Verstärker

### 2.5.2 Regenerativer Multipass-Verstärker

Eine andere Variante stellt der regenerative Multipass-Verstärker dar. Hier wird der Seed-Strahl über einen Dünnpolarisator eingekoppelt. In dieser Richtung durchläuft der Strahl den Faraday-Rotator nahezu unbeeinflusst. Durch einen kurzen HV-Impuls an der Pockels-Zelle wird die Polarisation des durchtretenden Pulses gedreht und dieser somit in der Verstärkerstrecke gefangen. Er läuft einige Male hin und her bis seine Polarisation durch einen zweiten HV-Impuls sich noch einmal ändert. Dann reflektiert ihn der Polarisator wieder durch den Faraday-Rotator, wo diesmal die Polarisation erneut gedreht und der Strahl schließlich ausgekoppelt wird (Abb. 2.15).

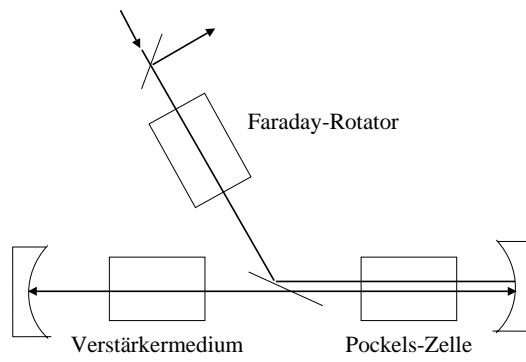


Abbildung 2.15: Regenerativer Multipass-Verstärker

# Kapitel 3

## Charakterisierung kurzer Pulse

Bei Pulslängen von ca. 10 fs ist die Kenntnis der tatsächlichen Dauer von großer Bedeutung. Einerseits ist für die Zeitauflösung von ultraschnellen Phänomenen das Wissen über die Zeitskala essentiell, andererseits trachtet man beim Studium von nichtlinearen Effekten danach, möglichst hohe Intensitäten zu erzielen. Ein Werkzeug, um die kurzen Lichtpulse hinreichend genau zu beschreiben, ist also dringend gefragt. Daß herkömmliche Meßmethoden aus der Elektronik versagen, ist leicht an den üblichen Antwortzeiten von Geräten wie z.B. Sampling- oder Speicheroszilloskopen zu erkennen. Auch Photodetektoren auf Halbleiterbasis oder Photomultiplier-Röhren reagieren viel zu träge, um kurze Laserpulse auflösen zu können.

### 3.1 Streak-Kameras

Bei der Streak-Technik wird ein schnell ablaufender Prozeß in eine örtlich aufgelöste Visualisierung umgewandelt. Um der Trägheit von elektronischen Bauelementen zu entgehen, bemüht man sich, möglichst eine direkte Konversion zu erreichen.

Die Streak-Kamera fängt die auftreffenden Photonen mit der Kathode auf, wo über den äußeren lichtelektrischen Effekt Elektronen freigeschlagen werden. Diese erfahren nach der Bündelung im Fokussierkegel eine Beschleunigung im elektrischen Feld bis hin zur Anode, werden von Ablenkplatten ähnlich wie in einer Bildröhre umgelenkt und treffen schließlich auf einen Fluoreszenzschirm, wo sie einen Lichtpunkt aufblitzen lassen (Abb. 3.1). Die mit einer solchen Röhre erzielbare Auflösung ist durch die Austrittszeit und die Laufzeitschwankungen der Elektronen beschränkt und beträgt ca. 1 ps.

Auch eine rein mechanische Streak-Kamera mit einem rotierenden Polygonspiegel wäre denkbar, das Auflösungsvermögen ist aber durch die mecha-

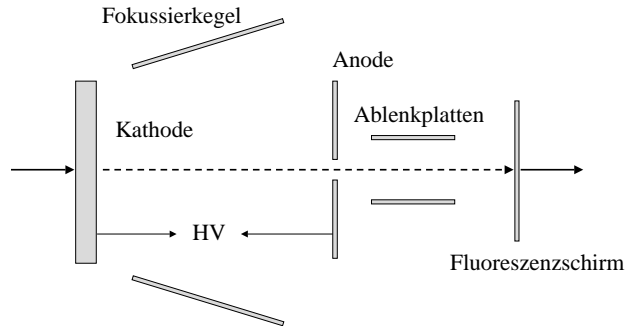


Abbildung 3.1: Streak-Kamera

nischen Komponenten stark begrenzt.

## 3.2 Optische Korrelation

Mit einem grundsätzlich anderen Prinzip arbeiten die optischen Korrelationsmethoden. Bei diesen wird ein Mechanismus implementiert, der genau durch die mathematische Korrelationsfunktion beschrieben wird. Bei diesem Formalismus werden immer zwei Funktionen über die Gleichung

$$y(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)g(t + \tau)dt \quad (3.1)$$

verknüpft. Sind dabei  $x$  und  $g$  zwei unterschiedliche Signale, was in der Praxis allerdings eher selten der Fall ist, so spricht man von der Kreuzkorrelation. Handelt es sich aber um ein und die selbe Funktion, wobei eben eine der beiden zeitlich versetzt ist, so stellt das Integral die Autokorrelation dar.

### 3.2.1 Autokorrelation 1. Ordnung

In einem tatsächlichen Aufbau werden die zwei Signale  $x$  und  $g$  gewonnen, indem der zu vermessende Strahl mit einem Strahlteiler in zwei möglichst gleiche Anteile gespaltet wird. Einer der beiden Arme wird gegenüber dem anderen um  $\tau$  verzögert, indem einer der Retroreflektoren verschoben wird, meist mittels eines Piezzopositioniersystems oder eines Schrittmotors. Die zwei Strahlen werden wieder vereinigt und vom Photosensor aufgefangen

(Abb. 3.2). Die resultierende Feldstärke beträgt also

$$E(t, \tau) = E(t) + E(t + \tau). \quad (3.2)$$

Die lange Zeitkonstante des Detektors sorgt für eine Integration des Signals. Außerdem wird die Intensität des Lichtes registriert und nicht die Feldstärke, deshalb ergibt das Ausgangssignal

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E^2(t, \tau) dt = \int_{-\infty}^{\infty} E^2(t) + 2E(t)E(t + \tau) + E^2(t + \tau) dt. \quad (3.3)$$

Es wird interferometrische Autokorrelation genannt und enthält bei einem Pulsförmigen Eingangssignal neben dem eigentlichen Korrelationsanteil auch einem konstanten Hintergrund (Abb. 3.3). Die Schwingungen resultieren aus konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz der beiden Pulse bei der Verschiebung gegeneinander. Das Verhältnis zwischen Signalmaximum und dem Hintergrund beträgt 2:1. Trägt der Puls einen chirp, so bewirkt dies bei der Überlagerung eine schwächere Interferenz in den Schwänzen und damit eine schmalere Autokorrelation. Es ist also nicht möglich, zwischen einem kurzen und einem gechirpten Puls zu unterscheiden. Eine Vergrößerung der Photosensorzeitkonstante bewirkt eine Mittelung der Korrelationskurve und ergibt die sogenannte Intensitätsautokorrelation. Im Fall der linearen Autokorrelation (1. Ordnung) ist diese identisch mit dem Hintergrundsignal, weil die Oszillation des gemischten Terms mittelwertfrei sind.

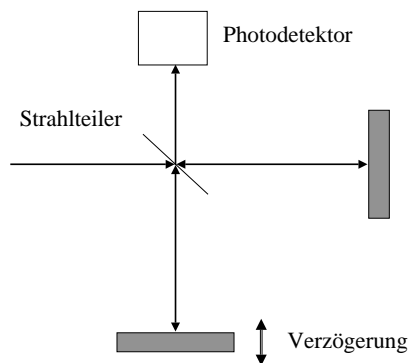


Abbildung 3.2: Autokorrelator 1. Ordnung

Eine Visualisierung der Kurve kann z.B. durch Darstellung der Detektorausgangsspannung zusammen mit der Steuerspannung des Piezosystems auf einem Oszilloskop im XY-Betrieb erfolgen. Die Frequenz der Ansteuerung soll dabei so niedrig sein, daß genug Abtastpunkte entstehen.

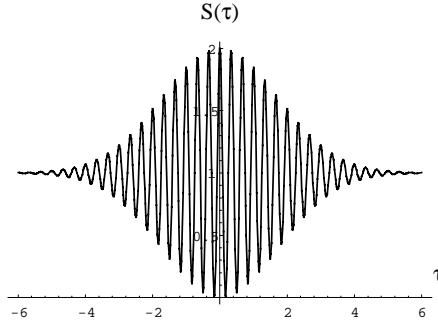


Abbildung 3.3: Interferometrische Autokorrelation 1. Ordnung

### 3.2.2 Autokorrelation 2. Ordnung

Die Polarisation eines Mediums kann allgemein in der Form

$$\vec{P} = \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (3.4)$$

angeschrieben werden, wobei die Suszeptibilitäten  $\chi$  gerader Ordnung in symmetrisch aufgebauten Medien verschwinden [4, S. 123],  $\epsilon_0$  ist die Vakuumpermittivität. Bei ausreichend hohen Feldstärken kann es also zur Entstehung von Harmonischen kommen, und da es sich bei den Suszeptibilitäten um Tensoren handelt, muß die Polarisation nicht mehr notwendigerweise in die selbe Richtung weisen, wie die erzeugende Feldstärke. Kristalle, die eine effiziente Erzeugung der 2. Harmonischen erlauben, sind z.B.  $\beta$ -Barium-Borat (BBO), Lithium-Jodat ( $\text{LiIO}_3$ ), Kalium-Dihydrogen-Phosphat ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) oder Quarz ( $\text{SiO}_2$ ) [4, S. 129].

Fokussiert man also den wiedervereinigten Strahl eines Autokorrelators auf einen Frequenzverdopplerkristall, so entsteht die 2. Harmonische, also ein Signal bei der halben Wellenlänge. Nach Filterung mit einem geeigneten Filter läßt sich wiederum die Autokorrelation aufnehmen (Abb. 3.4). Der oszillierende Anteil ist nicht mittelwertfrei, es läßt sich daher eine Intensitätsautokorrelation darstellen. Für die interferometrische Messung ergibt sich ein Verhältnis von Spitze zu Hintergrund von 8:1, im gemittelten Fall 3:1. Die Verwendung von gechirpten Pulsen äußert sich in einer Deformierung der Einhüllenden in Abb. 3.4, d.h. die Erkennung eines chirps ist möglich. Weiters sind Autokorrelationen 2. Ordnung stets symmetrisch bezüglich der Zeitverschiebung. Daraus resultiert die Tatsache, daß die Vorderflanke des

Pulses von der Rückflanke prinzipiell nicht zu unterscheiden ist. Für gewisse Anwendungen kann das ein erheblicher Nachteil sein.

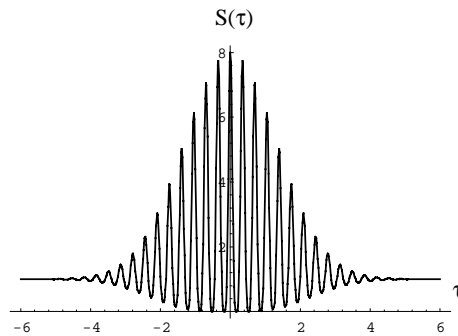


Abbildung 3.4: Interferometrische Autokorrelation 2. Ordnung

### 3.2.3 Autokorrelation 3. Ordnung

Ähnliches wie für die 2. gilt auch für die 3. Harmonische. Der wesentliche Unterschied zur Autokorrelation 2. Ordnung ist, daß bei asymmetrischen Eingangspulsen auch das Ausgangssignal nicht symmetrisch ist. Will man z.B. für Hochintensitätsexperimente sichergehen, daß die vordere Flanke des Pulses steil genug ansteigt, so bringt die Korrelation 3. Ordnung essentielle Informationen. Auch hier sind wieder Messungen mit und ohne Mittelung möglich, der Kontrast beträgt 32:1 bzw. 10:1 [12].

### 3.2.4 Hintergrundfreie Autokorrelation

Eine Möglichkeit zur Gewinnung der Intensitätsautokorrelation neben der zeitlichen ist die räumliche Mittelung. Modifiziert man die Anordnung so, daß die beiden Strahlen nicht kollinear verlaufen und durch die Fokussierung einander nur im nichtlinearen Kristall schneiden, so erfolgt wegen der Verkippung der Strahlen eine konstruktive bzw. destruktive Interferenz nicht konstant über den gesamten Strahlquerschnitt. Die interferenzbedingten Oszillationen bilden sich jetzt in transversaler Richtung aus und werden im Detektor ausgemittelt, weil ja zumindest ein Großteil des Strahlprofils ausgewertet wird.

Ein weiterer Effekt der nichtkollinearen Anordnung ist die geometrische Trennung der einzelnen Terme der Autokorrelation. Aufgrund von Phasenanpassung bei der Generation von Harmonischen kommt es im Kristall zur Addition der  $k$ -Vektoren verschieden gerichteter Photonen und damit zu unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen (Abb. 3.5). Diese Eigenschaft ist sehr hilfreich bei der Detektion der Signale höherer Ordnung.

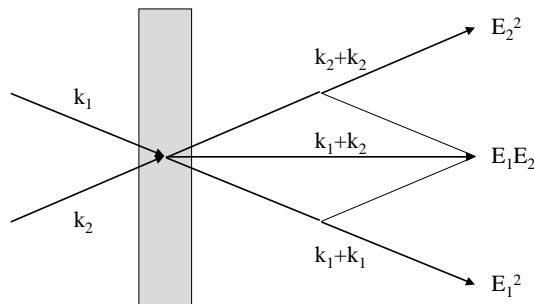


Abbildung 3.5: Nichtkollineare Erzeugung der 2. Harmonischen

Aus geometrischen Gründen bewirkt die Verkippung der überlagerten Pulse eine Verlängerung der Überlappungszone, was sich in einer Verbreiterung der Autokorrelation niederschlägt [17]. Um dem zu begegnen, führt man einen Korrekturfaktor ein, wie z.B. in [4, S. 404] theoretisch behandelt und numerisch ausgewertet ist. Der Faktor hängt in erster Linie vom Winkel zwischen den beiden Strahlen ab, aber auch vom Verhältnis der Pulslänge zur Strahltaile. Hat der Puls die Form eines langen Stabes, so geht trotz Verkippung hauptsächlich die Länge des Pulses in die Autokorrelation ein. Ist er hingegen eine flache Scheibe, so spielt eher der Durchmesser die Hauptrolle (Abb. 3.6).

### 3.2.5 Bestimmung der Pulsbreite

Um aus der gemessenen Korrelationskurve die tatsächliche Pulsbreite zu bestimmen, muß eine Annahme über die Form des Pulses getroffen werden. Das Verhältnis der FWHM (full width at half of maximum) aus der Autokorrelation und der Pulsdauer  $\frac{\Delta\tau}{\Delta t}$  ist klarerweise von dieser abhängig. Es wird also nach Annahme einer realistischen Pulsform ein Umrechnungsfaktor

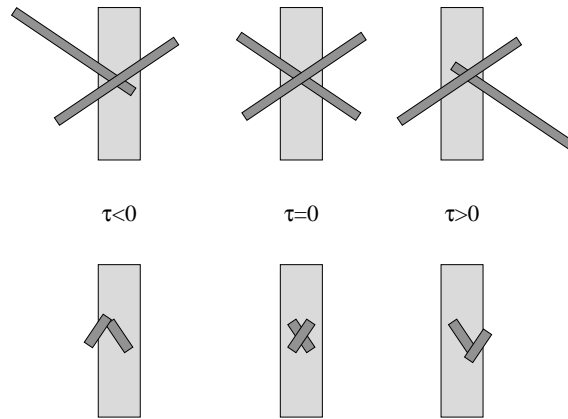


Abbildung 3.6: Auswirkung der Strahlverkipfung bei langen und kurzen Pulsen

eingeführt, wie er für die 2. und 3. Harmonische für die üblichsten Formen in Tab. 3.1 dargestellt ist [6], [4, S. 383].

Pulsform	$\frac{\Delta\tau_2}{\Delta t}$	$\frac{\Delta\tau_3}{\Delta t}$
Rechteck	1	
Gauß	1,414	
Sekanshyperbolikus Quadrat	1,545	1,29
Exponential	2,417	1,77

Tabelle 3.1: Korrekturfaktoren für verschiedene Pulsformen

### 3.2.6 Bestimmung der Zeitrichtung

Für die Erzeugung eines Photons der 3. Harmonischen werden drei Photonen der Fundamentalen benötigt. Bei der hintergrundfreien Anordnung ergibt sich eine asymmetrische Verteilung der Herkunft dieser Photonen (Abb. 3.7). Für die Hintergrundanteile der Autokorrelation ist das Verhältnis jeweils 3:0, für die gemischten Terme 2:1, also zwei Photonen aus dem einen und eines aus dem anderen Strahl. Das bedeutet, daß in den einzelnen Termen der Autokorrelation jeweils zwei unterschiedliche Pulse gegeneinander verschoben werden. Anhand eines einseitigen Exponentialpulses läßt sich einfach darstellen, wie sich diese Tatsache auswirkt:

$$I_1(t) = e^{-t}\sigma(t) \tag{3.5}$$

$$I_2(t, \tau) = I_1^2(t - \tau) = e^{-2t+2\tau} \sigma(t - \tau) \quad (3.6)$$

$I_1$  stellt den fixen Einphotonenpuls dar,  $I_2$  den zeitverschobenen Zweiphotonenpuls.  $I_1$  wird sozusagen von  $I_2$  abgetastet (Abb. 3.8). Wertet man das Korrelationsintegral in dieser Konfiguration aus, so ergibt sich die in Abb. 3.9 dargestellte Kurve.

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) I_2(t, \tau) dt = \int_0^{\infty} e^{-3t+2\tau} dt = \frac{1}{3} e^{2\tau} \quad (3.7)$$

für  $\tau < 0$  und

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) I_2(t, \tau) dt = \int_{\tau}^{\infty} e^{-3t+2\tau} dt = \frac{1}{3} e^{-\tau} \quad (3.8)$$

für  $\tau > 0$ .

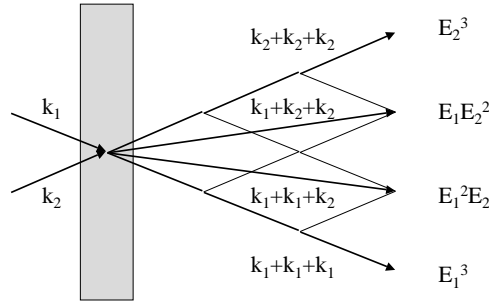


Abbildung 3.7: Nichtkollineare Erzeugung der 3. Harmonischen

Da im vorliegenden Aufbau die Verzögerung während der Messung verkleinert wird, wurde die andere Strahlkonfiguration gewählt, um eine zeitrichtige Darstellung zu erhalten (ein Photon verschoben, zwei Photonen fix).

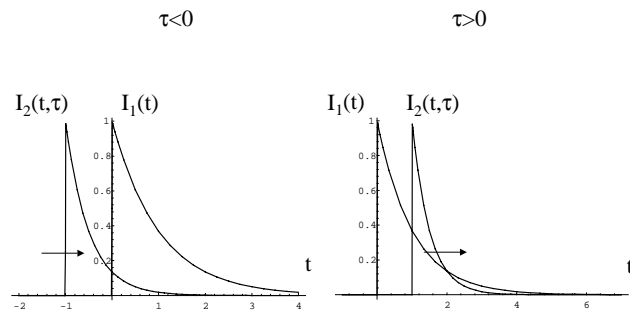


Abbildung 3.8: Abtastung des Pulses

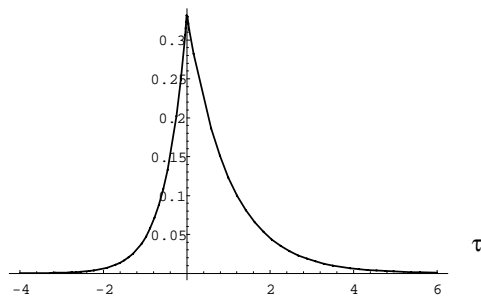


Abbildung 3.9: Ergebnis der Korrelation

# Kapitel 4

## Generation 3. Harmonischer

Prinzipiell kann die 3. Harmonische genauso erzeugt werden, wie dies in Abschnitt 3.2.2 beschrieben ist, d.h. unter Ausnützung der nichtlinearen Suszeptibilität, im speziellen  $\chi^{(3)}$ , die ja in jedem Medium vorhanden ist. Da aber die Beträge der Suszeptibilitäten mit steigender Ordnung stark abnehmen, sind für eine brauchbare Ausbeute im Vergleich zur 2. Harmonischen sehr hohe Intensitäten notwendig.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die starke Anisotropie des Brechungsindex an Grenzflächen zu nützen [18]. Als Substrat können viele Materialien verwendet werden, wie z.B. BBO,  $\text{CaF}_2$ , kristalliner oder amorpher Quarz, wobei bei den kristallinen Medien eine starke Polarisationsabhängigkeit zu beobachten ist. Die Generation der 3. Harmonischen ist stark auf die Oberfläche konzentriert, d.h. der Strahl muß möglichst eng fokussiert werden, wobei bei der Wahl der Oberfläche die Transmission des Substrates in Betracht zu ziehen ist. Soll z.B. Strahlung im UV-Bereich erzeugt werden, so muß entweder auf die Rückseite des Mediums fokussiert werden, oder das Substrat transparent für UV-Strahlung sein (z.B. Quarz).

Um die Ergebnisse von früheren Messungen aus [18] zu verifizieren, bzw. die Tauglichkeit der beschriebenen Methode für meine Anwendung zu überprüfen, baute ich den in (Abb. 4.1) skizzierten Versuch auf. Der Strahl des Ti:Saphir-Oszillators wurde auf zwei unterschiedliche Substrate (gewöhnliches Mikroskopdeckglas,  $d = 100\mu\text{m}$ ; Quarzglas,  $d = 200\mu\text{m}$ ) fokussiert, mit einem Off-Axis-Parabolspiegel in den Eingangsschlitz des Monochrometers fokussiert und am Ausgangsschlitz von einem Photomultiplier detektiert. Die Substrate waren auf einer Positioniereinrichtung montiert, um eine Translation in longitudinaler Richtung zu ermöglichen. Der Spiegel war aus Aluminium, um eine hohe Reflektivität ( $R > 92\%$  bei  $\lambda = 266\text{nm}$  [2, S. 35.29]) im UV-Bereich zu sichern. Das Experiment wurde mit drei verschiedenen Fokussiermechanismen durchgeführt: sphärischer Spiegel ( $f = 30\text{mm}$ ) (Abb.

4.2), sphärischer Spiegel ( $f = 12,5\text{mm}$ ) (Abb. 4.3) und achromatische Linse ( $f = 5,8\text{mm}$ ) (Abb. 4.4), wobei der geometrische Aufbau bei der Linse leicht abgeändert wurde.

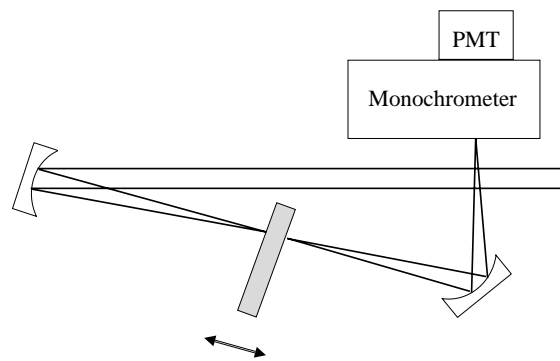


Abbildung 4.1: Erzeugung der 3. Harmonischen

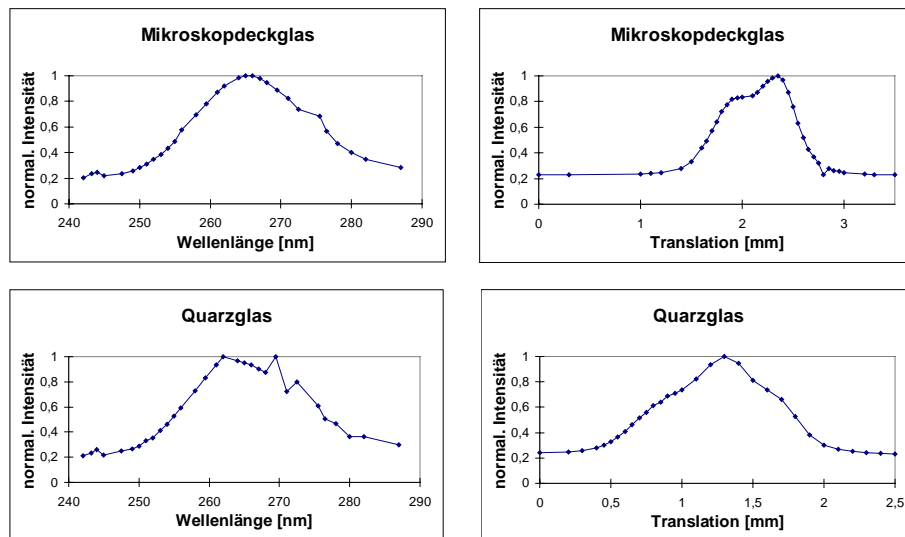


Abbildung 4.2: Fokussierung mit sphärischem Spiegel ( $f = 30\text{mm}$ )

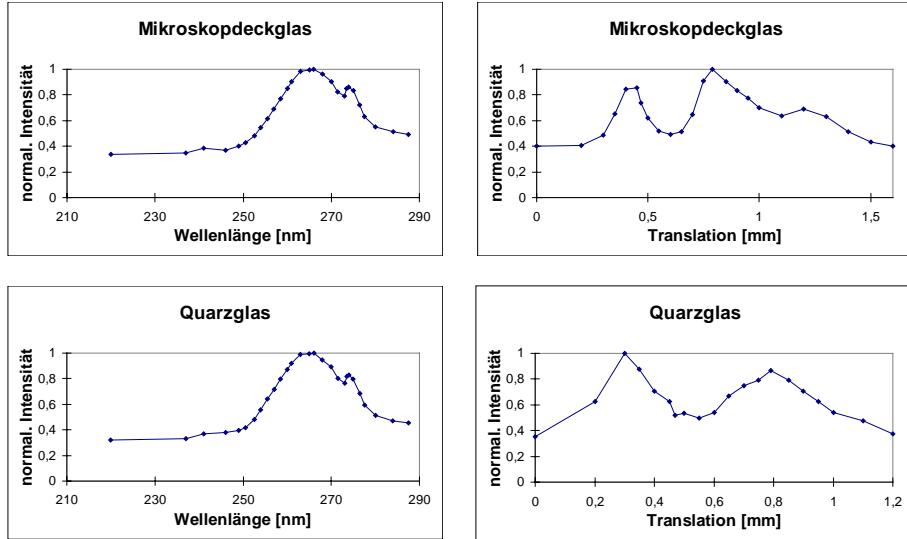


Abbildung 4.3: Fokussierung mit sphärischem Spiegel ( $f = 12,5\text{mm}$ )

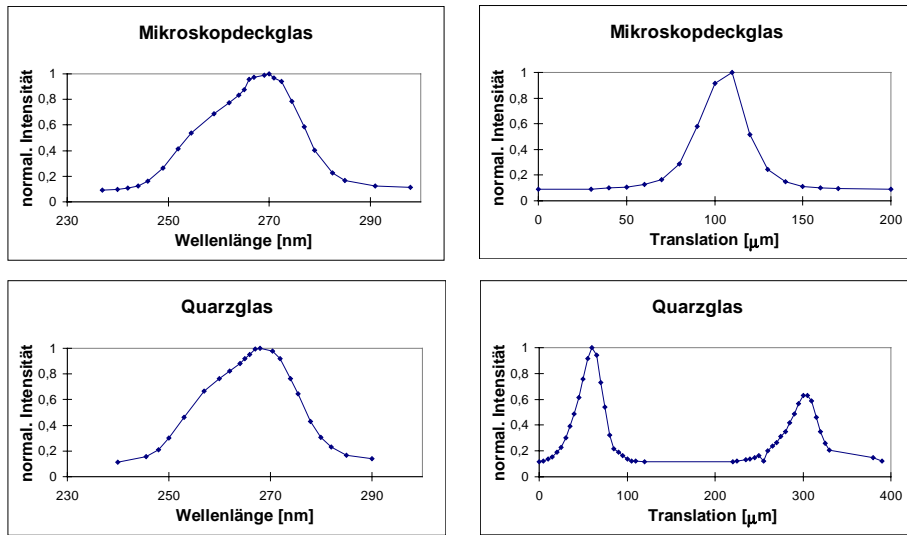


Abbildung 4.4: Fokussierung mit achromatischer Linse ( $f = 5,8\text{mm}$ )

Für die Aufnahme der Translationskurven wurde das Monochrometer auf die Mittenfrequenz eingestellt und händisch eine Punktweise Abtastung der Verschiebung mit dem Brennpunkt vorgenommen. Die Spektren wurden ebenfalls Punktweise durch Verstellung des Monochrometers aufgenommen, wobei die Substratposition auf maximales Signal optimiert wurde. Die Spektren sind bei  $\lambda = 266nm$  zentriert, stammen also eindeutig von der 3. Harmonischen des Fundamentalstrahls ( $\lambda = 800nm$ ). In den Translationskurven läßt sich teilweise eine Auflösung der beiden Substratoberflächen erkennen, je kurzbrennweitiger die Fokussierung, desto besser. Diese Tatsache ist evident, denn eine Trennung von zwei Grenzflächen ist umso besser, je kleiner das Verhältnis zwischen konfokalem Parameter  $b$  und Distanz der beiden Flächen  $\Delta x$  ist. Der konfokale Parameter ist über die Gleichung

$$b = \frac{2\lambda}{\pi} \left( \frac{f}{D} \right)^2 \quad (4.1)$$

definiert, wobei  $D$  der Strahldurchmesser ist. Für die oben genannten Fälle der Fokussierung ergeben sich bei  $D = 2mm$  und  $\Delta x = 200\mu m$  die Werte laut Tab. 4.1.

f[mm]	$2b[\mu m]$	$\frac{2b}{\Delta x}$
30	229,2	1,1
12,5	39,8	0,2
5,8	8,6	0,04

Tabelle 4.1: Auflösungsvermögen bei verschiedenen Brennweiten

Die starke UV-Absorption von Glas ist deutlich in Abb. 4.4 zu erkennen, da die beiden Oberflächen des Quarzplättchens gut aufgelöst sind, vom Deckglas aber nur eine Oberfläche zu erkennen ist. Die zwei Signalspitzen beim Glas in Abb. 4.3 stammen vom astigmatisch bedingten Doppelfokus des sphärischen Spiegels, nicht aber von zwei Oberflächen.

# Kapitel 5

## Autokorrelation 3. Ordnung mit großem Dynamikbereich

### 5.1 Aufbau

Die Meßanordnung wurde wie in Abb. 5.1 skizziert ist aufgebaut. Im Folgenden werden die Elemente und ihre Funktion im einzelnen erläutert:

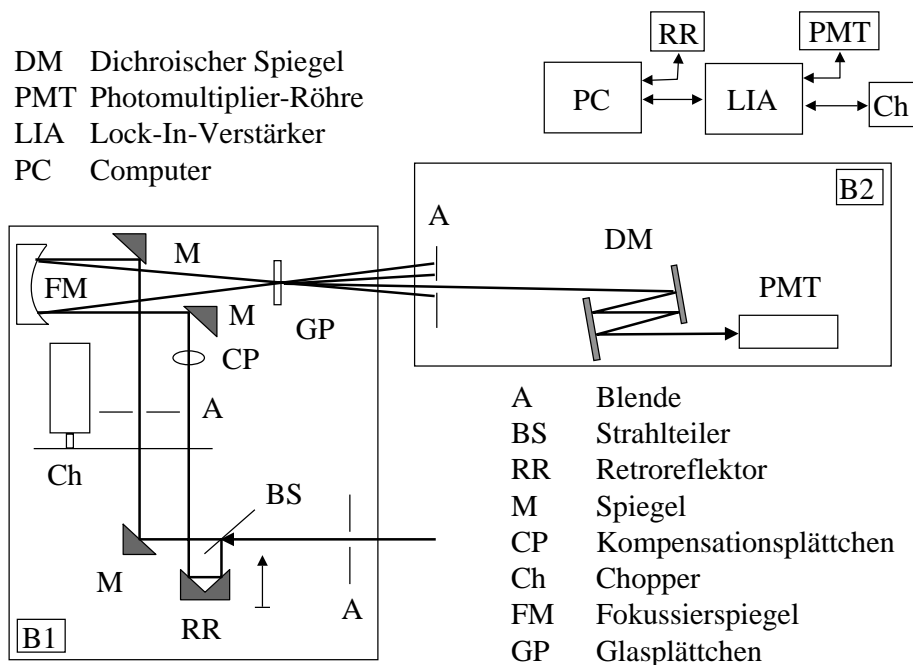


Abbildung 5.1: Meßanordnung

Die beiden Blenden auf Board 1 dienen dazu, die Eintrittsrichtung und -position eindeutig festzulegen. Dies ist notwendig, weil die Strahlposition bei einigen Elementen genau eingehalten werden muß.

Der Strahlteiler ist ein 50 % Spiegel, der auf der ersten Oberfläche die Reflexionsschicht und auf der zweiten eine Antireflexionsschicht für  $\lambda = 800nm$  aufgebracht hat. Er wird in s-Polarisation betrieben, weshalb die Polarisationsrichtung des zu messenden Strahls vor dem Meßaufbau um  $90^\circ$  gedreht werden muß.

Die eine Hälfte des Strahles trifft auf den Retroreflektor, wo er einen Seitenversatz erfährt und schließlich am Strahlteiler vorbeigelenkt wird. Der Retroreflektor ist auf einem Piezzoaktor montiert, um erstens eine leichte Nullpunkteinstellung, und zweitens eine Quick-Scan-Messung zu ermöglichen. Für den Nullabgleich wird die Offsetspannung des Piezzotreibers justiert, um einen Quick-Scan durchzuführen, wird dem Offset eine Sinusspannung überlagert. Der Piezzoaktor seinerseits ist auf einem Positioniertisch in Verbindung mit einem DC-Servo-Linearmotor montiert, der vom Computer angesteuert wird. Über diesen Motor erfolgt die Präzisionsmessung.

Die andere Hälfte wird vom  $45^\circ$ -Spiegel parallel zur ersten reflektiert.

Beide Strahlteile treffen auf den Chopper, wo sie mit unterschiedlichen Frequenzen ( $f$  und  $\frac{5}{6}f$ ) zerhackt werden. Das bewirkt, daß die aus den zwei Komponenten generierte 3. Harmonische mit  $\frac{f}{6}$  bzw.  $\frac{11f}{6}$  (Differenz- bzw. Summenfrequenz) moduliert ist. Man kann das leicht nachvollziehen, wenn man die Grundwellen der zerhackten Signale betrachtet. Das Produkt ergibt nämlich  $E(t) \cos(2\pi ft)E(t + \tau) \cos(2\pi \frac{5}{6}ft) = \frac{E(t)E(t+\tau)}{2} [\cos(2\pi \frac{1}{6}ft) + \cos(2\pi \frac{11}{6}ft)]$ , ist also mit der Differenz- und der Summenfrequenz moduliert. Dieser Zusammenhang läßt sich auch aus der Faltung der Spektren im Frequenzbereich erkennen. Die Summenfrequenz wird vom Treiber des Choppers abgegriffen und dem Lock-In-Verstärker als Referenzsignal zur Verfügung gestellt. Dadurch kann der gemischte Term der Autokorrelation von der Hintergrundstrahlung und von allem weiteren Streulicht getrennt werden. Die Differenzfrequenz wurde nicht verwendet, weil eine höhere Lock-In-Frequenz eine kürzere Zeitkonstante im Verstärker ermöglicht und damit die Messung beschleunigt.

Da nur ein Arm des Autokorrelators das Substrat des Strahlteilers durchläuft, die Dispersion aber nur im Gesamtstrahl vor dem Autokorrelator mittels dispersiven Spiegeln vorkompensiert wird, ist das Einfügen eines Kompensationsplättchens in den anderen Arm notwendig. Weil die Reflektivität in p-Polarisation kleiner als in s-Polarisation ist, wird das Plättchen um  $45^\circ$  um eine horizontale Achse geneigt.

Über zwei  $45^\circ$ -Spiegel werden die beiden Strahlen auf den Hohlspiegel

umgelenkt.

Als nächstes erfolgt die Fokussierung der beiden Strahlen auf das Mikroskopdeckglas. Bei korrekter Justierung werden die Strahlen in einen Punkt fokussiert, wobei Abbildungsfehler des Hohlspiegels vernachlässigbar sind. Die lange Brennweite von 150 mm reduziert die Verlängerung der Autokorrelation durch den Kreuzungswinkel ( $2\alpha \approx 2 \arctan \frac{D}{2f} = 6,1^\circ$ ), wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben ist (Abb. 5.2) und verhindert eine zu hohe Intensität am Glas. Als alternative Spiegel standen  $f = 250mm$ ,  $f = 300mm$ ,  $f = 400mm$  und  $f = 500mm$  zur Verfügung, die aber unnötig langbrennweitig waren.

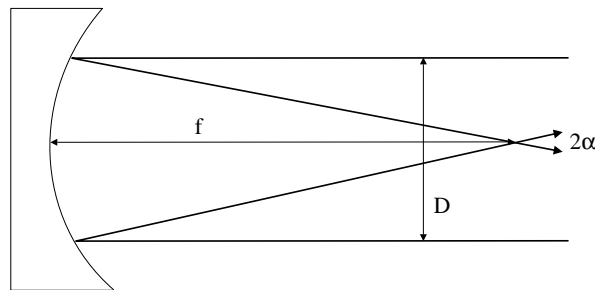


Abbildung 5.2: Kreuzungswinkel bei der Fokussierung

Die Erzeugung der 3. Harmonischen erfolgt auf der hinteren Oberfläche des  $100 \mu\text{m}$  dicken Mikroskopdeckglases. Das amorphe Medium hat den Vorteil, daß es keine Anisotropien und eine extrem schwache Erzeugung der 2. Harmonischen gibt. Das UV-Licht ( $\lambda = 266nm$ ) breitet sich in die Richtungen der Fundamentalen aus und, wie in Abschnitt 3.2.4 erläutert, in die Richtungen  $\frac{\alpha}{2}$ .

Die Blende auf Board 2 blockt alles außer einem der mittleren UV-Strahlen ab, sodaß eine kontrastreiche Detektion möglich ist.

Danach folgt ein parallel aufgestelltes Paar dichroischer Spiegel (Reflexionsschicht für  $\lambda = 265nm$ , Antireflexionsschicht für  $\lambda = 600...1000nm$ ). Es erfolgen vier Reflexe auf den Spiegeln, um eventuell enthaltenes Streulicht der Fundamentalen zu eliminieren.

Der gefilterte Strahl wird zuletzt auf den Photomultiplier gelenkt, der mittels eines Rohraufsatzes und einer Eintrittsblende vor Umgebungsstreulicht geschützt ist. Es wurde aus Gründen der Kompaktheit ein Modell mit eingebauter Hochspannungsversorgung und Spannungsteiler gewählt, das nur

mit 15 V gespeist werden muß. Um eine gute Sensitivität im UV-Bereich zu sichern, ist der Photomultiplier mit einem Eintrittsfenster aus syntetischem Quarzglas und einer Bialkali-Photokathode ausgestattet.

## 5.2 Software

Das Pascal-Listing der Steuerungs-Software ist in Anhang A abgedruckt. Das Programm übernimmt die Aufgabe, den Linearmotor anzusteuern sowie die Meßdaten des Lock-In-Verstärkers über eine AD-Wandlerkarte einzulesen.

### 5.2.1 Struktogramm

Der strukturelle Ablauf des Programms ist in Abb. 5.3 dargestellt.

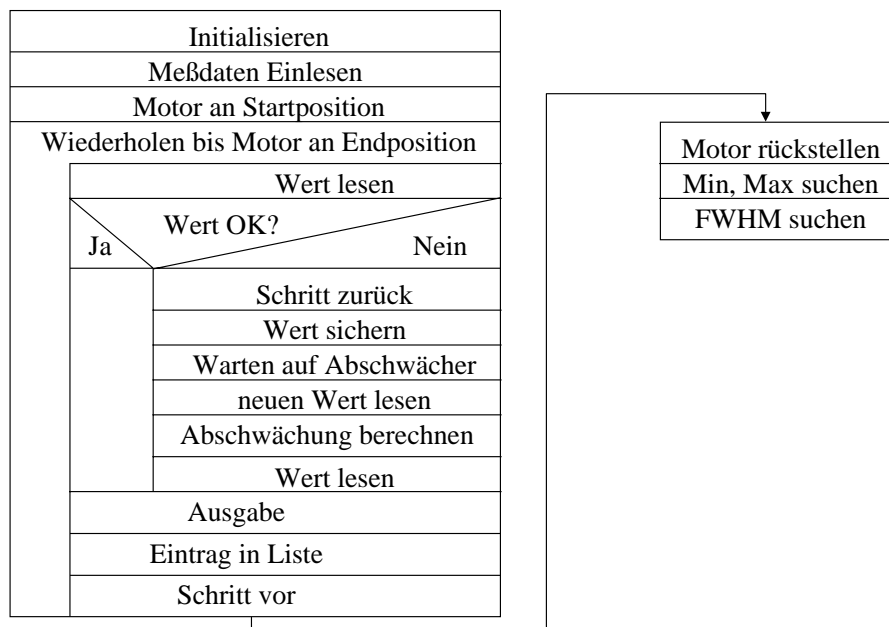


Abbildung 5.3: Struktogramm der Steuerungs-Software

### 5.2.2 Sourcecode

Die Prozeduren *Timer* und *Wait* werden benützt, um eine definierte Zeit lang zu warten. Dies ist z.B. nach jedem Schritt des Motors notwendig, um dem Lock-In-Verstärker eine ausreichende Einschwingzeit zu gewährleisten. *Timer*

wird periodisch vom Timer-Interrupt aufgerufen. Es wird ein lokaler Zähler erhöht und die Originalroutine aufgerufen. *Wait* setzt den Zähler zurück und verbleibt in einer Schleife, bis dieser von *Timer* auf den der Wartezeit entsprechenden Wert erhöht worden ist.

*EmptyBuffer* dient zur Entleerung des Tastaturpuffers vor einer Eingabeaufforderung, um das versehentliche überspringen einer solchen zu vermeiden.

*IOCTL* und *Moved* ergründen, ob der Motor eine vorgegebene Position erreicht hat. *IOCTL* liefert dabei die Information, ob eine Meldung des Motor-Controllers ansteht. *Moved* schreibt zunächst das Kommando für die Statusabfrage (TS) an den Controller. Dann liest es die Rückmeldung ein und wertet das entsprechende Bit des Statuswortes aus.

Die Prozedur *ReAdjust* fährt den Motor um 300 Steps zurück und wieder vor. Das bewirkt, daß das Spindelspiel des Getriebes unwirksam gemacht wird. Nach jeder Rückwärtsbewegung des Motors muß *ReAdjust* daher aufgerufen werden.

*GetValue* und *GetAvrValue* lesen einen Wert aus der AD-Wandlerkarte aus. *GetValue* gibt dabei einen einzelnen Wert zurück, *GetAvrValue* liefert Mittelwert und Varianz einer einstellbaren Anzahl solcher Werte, wobei die Zeit zwischen dem Auslesen der Einzelwerte ebenfalls einstellbar ist.

*Config* dient zum ändern der Meßparameter. Es wird das Config-File gelesen, die Parameter verstellt und die Konfiguration schließlich wieder abgespeichert. Folgende Einstellungen können vorgenommen werden:

- Weil sich mehrere AD-Wandlerkarten im Computer befinden können, muß die Nummer der anzusprechenden Karte angegeben werden.
- Da auf der Einschubkarte des Motors acht Steuermodule Platz haben, muß die Nummer des anzusprechenden Moduls angegeben werden.
- Die Beschleunigung und Maximalgeschwindigkeit bestimmen das Aussehen des trapezförmigen Geschwindigkeitsprofils des Motors.
- Für die Mittelung eines Meßwertes kann angegeben werden, wieviele Einzelwerte einbezogen werden sollen.
- Um dem Lock-In-Verstärker genügend Einschwingzeit nach jedem Schritt des Motors zuzusichern, muß eine Wartezeit eingestellt werden.
- Damit die Mittelung der Meßwerte effektiv wird, ist eine Zeit anzugeben, die zwischen den Einzelmessungen gewartet wird.
- Der gültige Meßbereich ist durch eine untere und eine obere Schranke einzugrenzen, damit die Messung zum Einfügen oder Entfernen eines Abschwächers angehalten wird.

- Für die automatische Pulslängenberechnung wird ein Umrechnungsfaktor zwischen Autokorrelations- und Pulslänge benötigt.

*StartUp* führt die notwendigen Initialisierungen durch. Es wird der Timer-Interrupt auf *Timer* gelenkt, die AD-Karte initialisiert, das Motorsteuerungsmodul für Ein- und Ausgabe geöffnet, das Config-File eingelesen sowie der Motor aktiviert.

Die Prozedur *Measure* führt den eigentlichen Meßvorgang durch. Als erstes werden die Meßparameter Start- und Endverzögerung sowie Schrittgröße eingelesen und in Motorkoordinaten umgerechnet. Dann wird die Ausgabedatei geöffnet und der Motor an die Anfangsposition gestellt. An dieser Stelle wird die Lock-In-Spannung angezeigt, um eine Einjustierung der Anfangsdämpfung zu ermöglichen. Die darauf folgende Schleife wird durchlaufen, bis der Motor die Endposition erreicht hat. Zunächst wird ein gemittelter Meßwert eingelesen und auf Gültigkeit überprüft. Liegt er außerhalb des Gültigkeitsbereiches, oder wurde ein User-Interrupt per Tastendruck initiiert, so wird der Motor einen Schritt zurückgestellt und der Meßwert dieser Position gesichert. Dann wartet das Programm auf eine Korrektur der Abschwächung und holt nach einem Tastendruck einen weiteren Meßwert ein. Die Abschwächung wird als Quotient aus altem und neuem Wert berechnet. Ist die Spannung gültig, so wird sie mit der aktuellen Abschwächung multipliziert und zusammen mit der zugehörigen Verzögerung in die Ausgabedatei sowie eine temporäre Liste geschrieben. Schließlich wird der Motor um einen Schritt vorwärts bewegt. Nachdem die letzte Messung durchgeführt wurde, kehrt der Motor nach einem Tastendruck in die Ausgangsposition zurück. Um die Pulslänge zu ermitteln, wird die temporäre Liste zweimal durchgelesen. Im ersten Durchgang stellt das Programm den minimalen und den maximalen Spannungswert fest. Im zweiten sucht es die zwei Stellen, wo die Autokorrelation die Hälfte des Pulsmaximums erreicht, wobei zwischen zwei Meßpunkten linear interpoliert wird. Aus der Zeit zwischen diesen beiden Punkten und dem Umrechnungsfaktor wird die Pulslänge berechnet und ans Ende der Ausgabedatei geschrieben, welche schließlich geschlossen wird.

*ShutDown* deaktiviert den Motor, schließt das Motorsteuerungsmodul und lenkt den Timer-Interrupt auf die Originalroutine.

### 5.2.3 Bedienung

Mit der Angabe des Parameters „config“ wird das Programm im Konfigurationsmodus gestartet. Durch Drücken der entsprechenden Tasten lassen sich die angeführten Parameter einstellen. „k“ lädt die Defaultwerte und „l“ speichert die Konfiguration und beendet das Programm.

Bei normalem Programmstart erfolgt als erstes die Eingabe der Meßparameter, danach die Einjustierung der Anfangsabschwächung und dann der Start der Messung. Bei jedem Schritt wird am Bildschirm der Meßfortschritt, sowie die aktuelle Spannung angezeigt. Wird ein ungültiger Wert registriert, so erfolgt eine Meldung am Bildschirm sowie eine Darstellung, des aktuellen Meßwertes zusammen mit den Bereichsgrenzen. Erst wenn die Dämpfung so korrigiert wurde, daß der folgende Meßschritt einen gültigen Wert liefert, wird die Messung fortgesetzt. Eine Dämpfungskorrektur kann auch vom Anwender manuell eingeleitet werden.

Nachdem die Endposition erreicht wurde, wartet das Programm auf einen Tastendruck, um den Motor an seine Ausgangsposition zurückzustellen. Bevor dies erfolgt, sollte der Anwender die maximale Dämpfung einstellen, um eine Übersteuerung des Photomultipliers, des Lock-In-Verstärkers oder der AD-Karte zu vermeiden.

Die Messung kann beliebig oft wiederholt werden.

## 5.3 Ergebnisse

### 5.3.1 Messung am Oszillator

Es wurde die Autokorrelation eines Argon-Laser gepumpten Ti:Saphir-Lasers aufgenommen. Die passive Modenverkopplung erfolgt mittels KLM mit soft aperture (Abschnitt 2.3.4.3), die Pulskompression wird durch SPM und dispersive Spiegel erreicht (Abschnitt 2.4.2) [19]. Die mittlere Leistung betrug 300 mW, bei einer Wiederholungsrate von 82,6 MHz entspricht das einer Pulsenergie von 3,6 nJ. Das Spektrum ist in Abb. 5.4 dargestellt.

#### 5.3.1.1 Autokorrelation 2. Ordnung

Um vorab die Funktion des Autokorrelators zu testen, wurde das Glasplättchen durch einen 50  $\mu\text{m}$  dicken BBO-Kristall ersetzt und der Photomultiplier direkt dahinter aufgestellt. Fokussiert wurde mit einem 50 mm Spiegel, um höhere Intensitäten zu erzielen, zur Abschwächung dienten Neutralfilter vor dem Detektor. Die gemessene Kurve ist in Abb. 5.5 dargestellt und lieferte eine Pulsdauer von 12,4 fs.

#### 5.3.1.2 Autokorrelation 3. Ordnung

Aufgrund der geringen Leistung war die Intensität der 3. Harmonischen trotz starker Fokussierung ( $f = 50\text{mm}$ ) sehr klein und selbst mit dem Lock-In-Verstärker nur im Bereich der Pulsmitte zu messen. Die Messung erfolgte

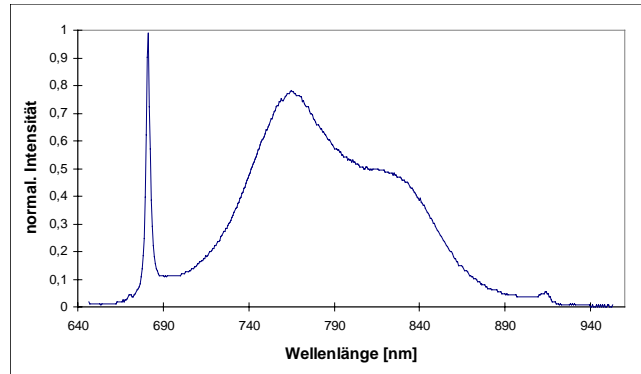


Abbildung 5.4: Spektrum des Oszillators

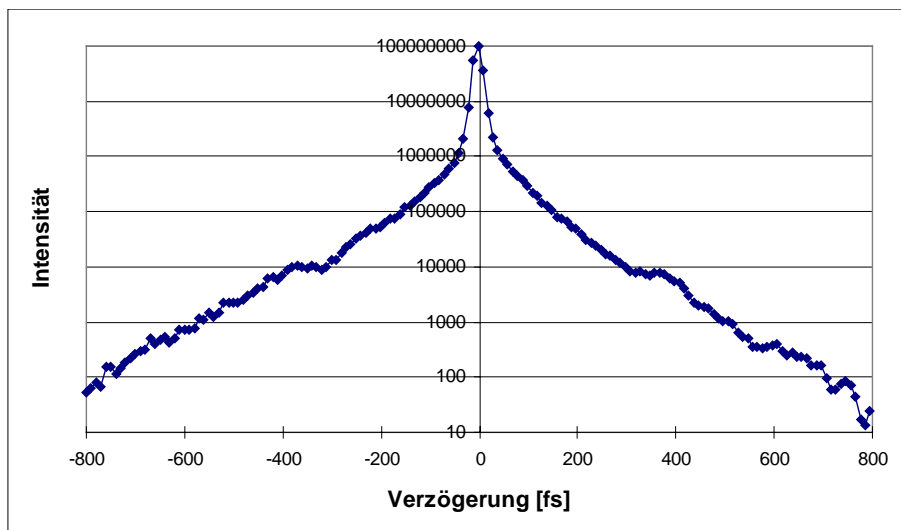


Abbildung 5.5: AKF 2. Ordnung des Oszillators

daher nur über 40 fs und einen Dynamikbereich von zwei Größenordnungen (Abb. 5.6). Sie ergab eine Pulsdauer von 12,7 fs.

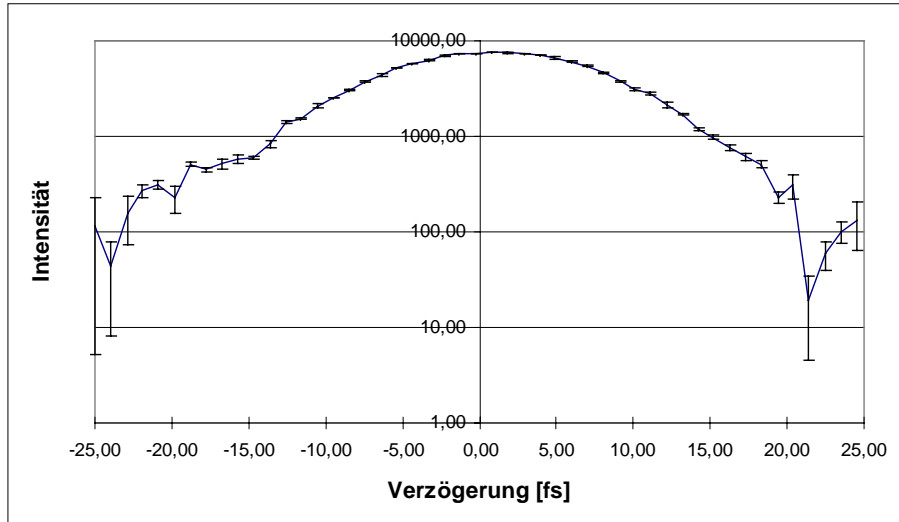


Abbildung 5.6: AKF 3. Ordnung des Oszillators

### 5.3.2 Messung am Verstärker

Der Seed-Oszillator ist ein  $\text{Nd:YVO}_4$  gepumpter Ti:Saphir-Laser. Die passive Modenverkopplung erfolgt mittels KLM mit hard aperture (Abschnitt 2.3.4.3), die Pulskompression wird durch SPM und dispersive Spiegel erreicht (Abschnitt 2.4.2).

Es folgt ein Nd:YAG gepumpter konfokaler Multipass-Verstärker (Abschnitt 2.5.1) mit 9 Durchgängen. Am Eingang werden die Pulse durch einen Glasblock auf ca. 10 ps gestreckt um SPM im Kristall zu vermeiden. Nach 4 Durchgängen wird mit einer Pockels-Zelle ein Puls pro Millisekunde selektiert, sodaß die Pulsrate danach 1 kHz beträgt. Die Pulsenergie ist 1 mJ.

Die verstärkten Pulse durchlaufen einen Prismenkompressor, wo sie auf 20 bis 30 fs komprimiert werden [13].

Mit einem Glasplättchen wurden einige Prozent des Strahles ausgekoppelt und der Strahldurchmesser mit einem 4:1 Teleskop auf eine verwendbare Größe von ca. 3 bis 4 mm verkleinert. Zur Erweiterung des Dynamikbereiches wurde der Fundamentalstrahl stufenweise abgeschwächt, indem dünne Folien unter großem Einfallswinkel in s-Polarisation eingebracht wurden. Aufgrund der dabei relativ hohen Reflektivität lassen sich Dämpfungen bis zu 4 dB pro Folie erreichen. Da die 3. Harmonische mit der 3. Potenz der Fundamentalen skaliert, ergibt sich damit eine Abschwächung um 12 dB. Weil die Folien sehr

dünn sind, erfahren die Pulse keine Verlängerung und keinen Seitenversatz.

### 5.3.2.1 Symmetrische Pulse

In Abb. 5.7 ist die Korrelation der verstärkten Pulse dargestellt. Die Messung ergab eine Pulslänge von 31,3 fs.

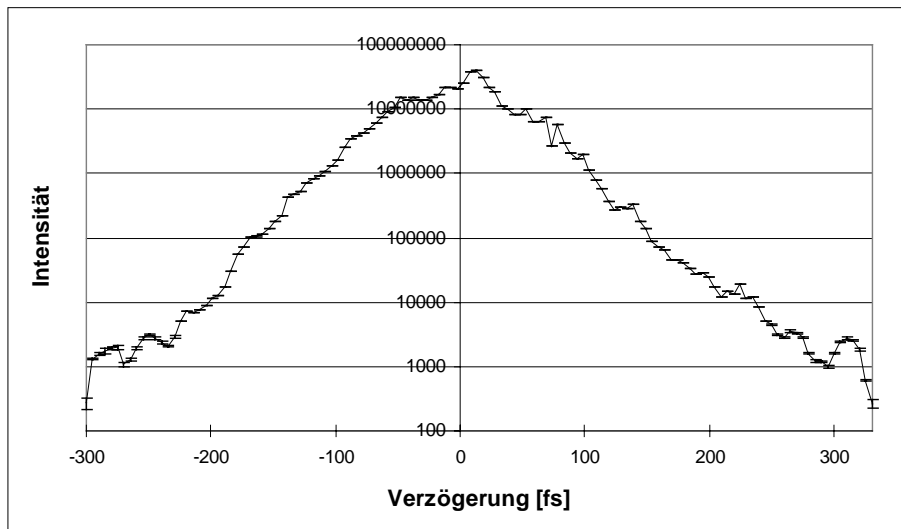


Abbildung 5.7: AKF 3. Ordnung der verstärkten Pulse

### 5.3.2.2 Asymmetrische Pulse

Um zu testen, ob der Autokorrelator asymmetrische Kurven liefern kann, wurde den Pulsen künstlich Dispersion 3. Ordnung aufgezwungen. Dies erfolgte mittels dispersiver Spiegel mit GDD (**g**roup **d**elay **d**ispersion) und TOD (**t**hird **o**rd**e**r **d**ispersion). Wie in [1, S. 66] beschrieben ist, bewirkt Dispersion 3. Ordnung eine verlängerte, oszillierende Flanke eines ursprünglich symmetrischen Pulses. Bei positiver TOD wird die Hinterflanke, bei negativer TOD die Vorderflanke verformt. Zusätzliche Dispersion 2. Ordnung äußert sich in einer Verschleifung der Oszillationen.

Die Abb. 5.8 und 5.9 zeigen die Korrelationen nach 5 und 10 Reflexionen auf Spiegeln mit negativer TOD ( $GDD \approx -50 \text{ fs}^2$ ,  $TOD \approx -285 \text{ fs}^3$ ). Sie ergaben Pulslängen von 31,4 fs bzw. 33,2 fs.

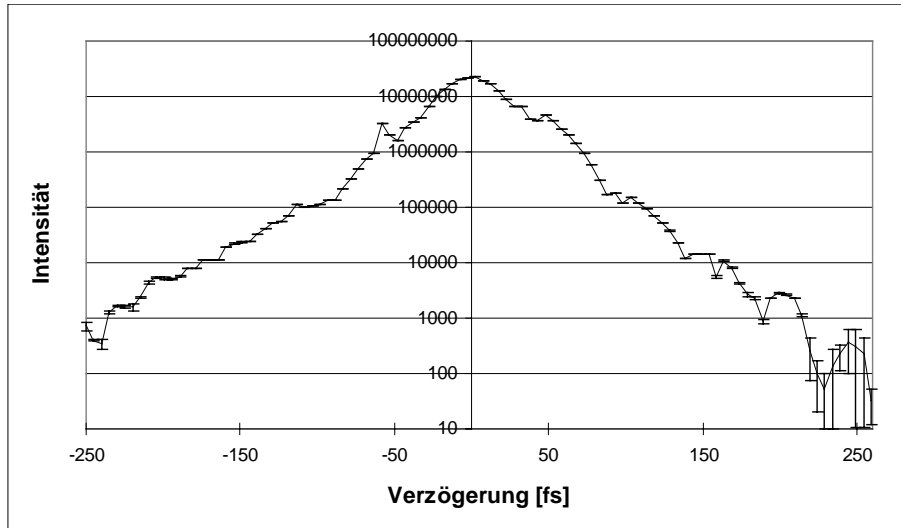


Abbildung 5.8: AKF 3. Ordnung nach 5 Reflexionen negativer TOD

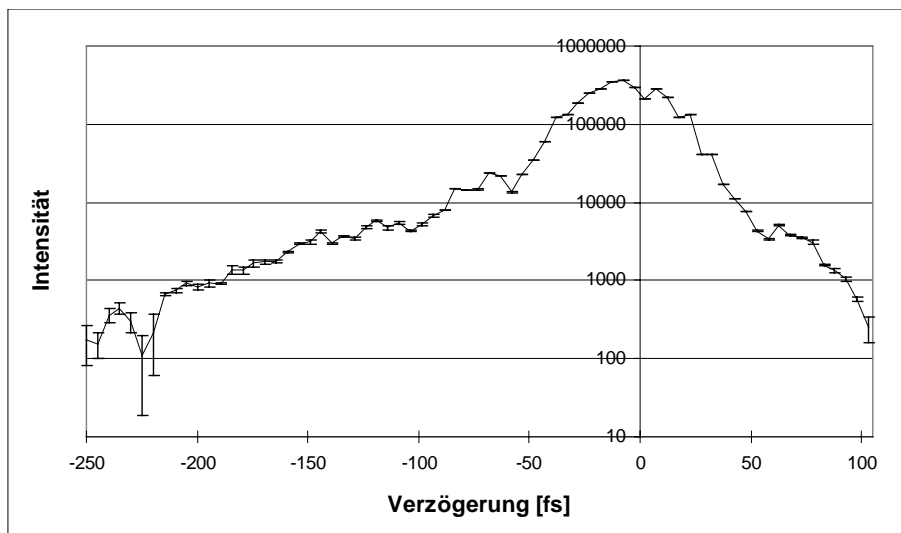


Abbildung 5.9: AKF 3. Ordnung nach 10 Reflexionen negativer TOD

Die Abb. 5.10 und 5.11 zeigen die Korrelationen nach 7 und 11 Reflexionen auf Spiegeln mit positiver TOD ( $GDD \approx -60 fs^2, TOD \approx 157 fs^3$ ). Sie ergaben Pulslängen von 47,0 fs bzw. 36,9 fs.

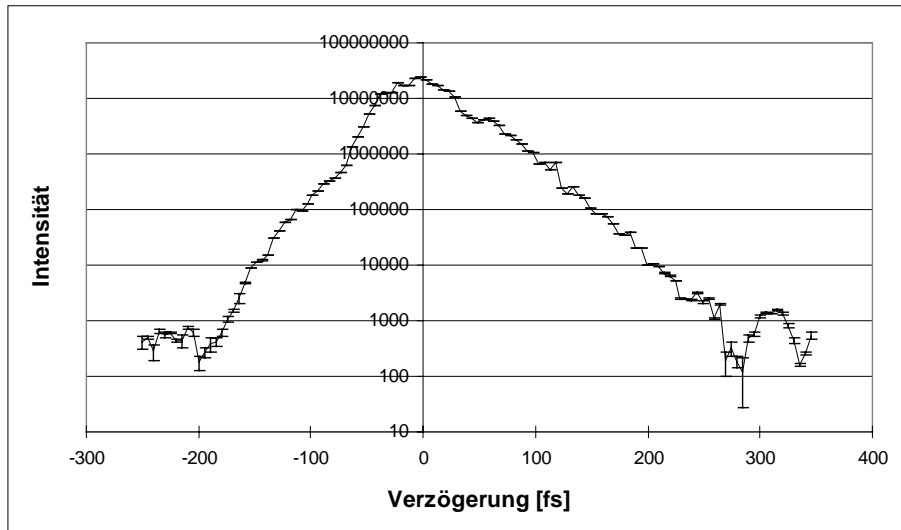


Abbildung 5.10: AKF 3. Ordnung nach 7 Reflexionen positiver TOD

Es läßt sich hier eindrucksvoll zeigen, daß Dispersion höherer Ordnung, die im allgemeinen tunlichst vermieden wird, zur Versteilerung der Puls Vorderflanke herangezogen werden kann. Im demonstrierten Experiment konnte im Fall der positiven TOD eine Verbesserung der Flankensteilheit um einen Faktor  $\frac{2}{3}$  erzielt werden.

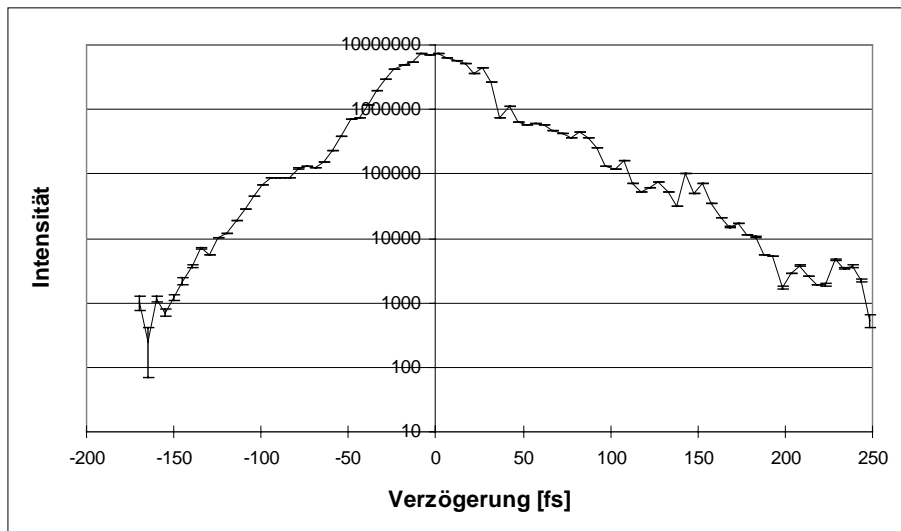


Abbildung 5.11: AKF 3. Ordnung nach 11 Reflexionen positiver TOD

# Anhang A

## Pascal Listing

```
Program High_Dynamic_Range_3rd_Order_AKF;

{$M 65000,0,655360}

Uses CRT,DOS,ADIFAR;

Const c=2.998E-4;           {mm/fs}
      Gearing=58200;       {Steps/mm}
      Gain=1;
      MaxPoints=4096;
      DispDelay=0.1;       {s}

Type Point=Record
      Delay,Value:Real;
End;

      Parameter=Record
      Act,Acceleration,Velocity:String;
      ADC,AvrFactor,MinVolt,MaxVolt:Integer;
      LockInDelay,AvrDelay,AKFCorrection:Real;
End;

Var Counter:Integer;
    DrvIn:Text;
    DrvOut:File;
    InDrv,OutDrv:^TextRec;
    OrgTimer:Procedure;
    Parameters:Parameter;
```

```

Procedure Timer;
Interrupt;
Begin
  InLine($9C);
  Inc(Counter);
  OrgTimer;
End;

Procedure Wait(Delay:Real);
Begin
  Counter:=0;
  Repeat Until Counter>=Delay*18.2;
End;

Procedure EmptyBuffer;
Var c:Char;
Begin
  While KeyPressed Do
    c:=ReadKey;
End;

Function IOCTL(Handle,IOCmd:Integer):Boolean;
Var Regs:Registers;
Begin
  Regs.AH:=$44;
  Regs.AL:=IOCmd;
  Regs.BX:=Handle;
  Intr($21,Regs);
  If Regs.AL=$00 Then IOCTL:=False;
  If Regs.AL=$FF Then IOCTL:=True;
End;

Function Moved:Boolean;
Var Checking,Waiting:Boolean;
  Status:String;
  OutPut:Char;
  V:LongInt;
  i:Integer;
Begin
  Moved:=False;

```

```

Checking:=True;
Waiting:=False;

While Checking Do
Begin
  With InDrv^ Do
  If Not Waiting And IOCTL(Handle,7) Then
  Begin
    WriteLn(DrvIn,Parameters.Act,'TS');
    Waiting:=True;
    i:=0;
    Status:='';
  End;

  With OutDrv^ Do
  While IOCTL(Handle,6) Do
  Begin
    BlockRead(DrvOut,OutPut,1);
    If i In [3..12] Then Status:=Status+OutPut;
    Inc(i);
    If i=15 Then
    Begin
      Waiting:=False;
      Val(Status,V,i);
      If (V And $8)>0 Then
      Begin
        Checking:=False;
        Moved:=True;
      End;
    End;
  End;
End;
End;
End;

Procedure ReAdjust;
Begin
  WriteLn(DrvIn,Parameters.Act,'MR-300');
  Repeat Until Moved;
  WriteLn(DrvIn,Parameters.Act,'MR300');
  Repeat Until Moved;
End;

```

```

Function GetValue:Real;
Var Value,e:Integer;
Begin
  Value:=AIn(0,e);
  If e<>0 Then
  Begin
    WriteLn('Error ',e,' Occured!');
    Halt;
  End;
  GetValue:=Value/4096/Gain*10000;
End;

Procedure GetAvrValue(Var Mean,Varianz:Real);
Var i:Integer;
    Value:Real;
Begin
  With Parameters Do
  Begin
    Mean:=0;
    Varianz:=0;
    For i:=1 to AvrFactor Do
    Begin
      If i>1 Then Wait(AvrDelay);
      Value:=GetValue;
      Mean:=Mean+Value;
      Varianz:=Varianz+Sqr(Value);
    End;
    Mean:=Mean/AvrFactor;
    Varianz:=Varianz/AvrFactor-Sqr(Mean);
  End;
End;

Procedure Config;
Var ConfigFile:File of Parameter;
    Key:Char;
Begin
  Assign(ConfigFile,'HDR30AKF.CNF');
  ReSet(ConfigFile);
  Read(ConfigFile,Parameters);

```

```

With Parameters Do
Begin
  Repeat
    ClrScr;
    WriteLn('a  AD-Converter Nr.
              (',ADC,')');
    WriteLn('b  Driver Nr.
              (',Act,')');
    WriteLn('c  Driver Acceleration
              (',Acceleration,' Steps)');
    WriteLn('d  Driver Velocity
              (',Velocity,' Steps)');
    WriteLn('e  Nr. of Averaging Repetitions
              (',AvrFactor,')');
    WriteLn('f  LockIn Delay
              (',LockInDelay:3:1,' s)');
    WriteLn('g  Averaging Delay
              (',AvrDelay:3:1,' s)');
    WriteLn('h  Minimum Voltage
              (',MinVolt,' mV)');
    WriteLn('i  Maximum Voltage
              (',MaxVolt,' mV)');
    WriteLn('j  Correction Factor for AKF
              (',AKFCorrection:4:2,')');
    WriteLn('k  Load Defaults');
    WriteLn('l  Accept');
    WriteLn;

    Repeat
      Key:=ReadKey;
    Until Key In ['a'..'l'];

    Case Key of
      'a':Begin
        Write('New Value: ');
        ReadLn(ADC);
      End;
      'b':Begin
        Write('New Value: ');
        ReadLn(Act);
      End;
    End;
  End;
End;

```

```

'c':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(Acceleration);
End;
'd':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(Velocity);
End;
'e':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(AvrFactor);
End;
'f':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(LockInDelay);
End;
'g':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(AvrDelay);
End;
'h':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(MinVolt);
End;
'i':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(MaxVolt);
End;
'j':Begin
    Write('New Value: ');
    ReadLn(AKFCorrection);
End;
'k':Begin
    ADC:=1;
    Act:='1';
    Acceleration:='88';
    Velocity:='260128';
    AvrFactor:=5;
    LockInDelay:=0.5;
    AvrDelay:=0.1;
    MinVolt:=9;

```

```

                MaxVolt:=9000;
                AKFCorrection:=1.29;
            End;
        End;
    Until Key='l';
End;

ReWrite(ConfigFile);
Write(ConfigFile,Parameters);
Close(ConfigFile);
End;

Procedure StartUp;
Var ConfigFile:File of Parameter;
    Key:Char;
    e:Integer;
Begin
    ClrScr;
    WriteLn('High Dynamic Range 3rd Order Autokorrelation');
    WriteLn('Written by Michael Hentschel 1997');
    WriteLn;

    GetIntVec($1C,@OrgTimer);
    SetIntVec($1C,@Timer);

    Assign(ConfigFile,'HDR30AKF.CNF');
    ReSet(ConfigFile);
    Read(ConfigFile,Parameters);
    Close(ConfigFile);

    With Parameters Do
    Begin
        Initialize(e);
        If e<>0 Then
        Begin
            WriteLn('Error ',e,' Occured!');
            Halt;
        End;
        AIn815(0,ADC,0,Gain,e);
        If e<>0 Then
        Begin

```

```

        WriteLn('Error ',e,' Occured!');
        Halt;
    End;

    Assign(DrvIn,'encdrver');
    InDrv:=@DrvIn;
    ReWrite(DrvIn);

    Assign(DrvOut,'encdrver');
    OutDrv:=@DrvOut;
    ReSet(DrvOut,1);

    With InDrv^ Do
    Begin
        WriteLn(DrvIn,Act,'MN');
        WriteLn(DrvIn,Act,'PM');
        WriteLn(DrvIn,Act,'SA',Acceleration);
        WriteLn(DrvIn,Act,'SV',Velocity);
        WriteLn(DrvIn,Act,'SG500');
    End;
End;
End;

Procedure Measure;
Var StartDelay,EndDelay,StepDelay:Real;
    StartPos,EndPos,StepPos,Position,Index,i:LongInt;
    Result,Save,Varianz,Attanuation,Dummy1,Dummy2:Real;
    Trace:Array [1..MaxPoints] of Point;
    Minimum,Maximum,HalfMax,T1,T2,FWHM:Real;
    Key:Char;
    OutFileName,StartS,NegEndS,StepS,NegStepS:String;
    OutFile:Text;
Begin
    Repeat
        Write('Output File:      ');
        ReadLn(OutFileName);
        Write('Start Delay [fs]:      ');
        ReadLn(StartDelay);
        Write('End Delay [fs]:          ');
        ReadLn(EndDelay);
        Write('Step Size [fs]:         ');

```

```

ReadLn(StepDelay);
WriteLn;

StartPos:=Round(StartDelay*Gearing*c/2);
EndPos:=Round(EndDelay*Gearing*c/2);
StepPos:=Round(StepDelay*Gearing*c/2);
Str(StartPos,StartS);
Str(StepPos,StepS);
Str(-StepPos,NegStepS);

Assign(OutFile,OutFileName);
ReWrite(OutFile);

With Parameters Do
Begin
  With InDrv^ Do
  Begin
    WriteLn(DrvIn,Act,'MR',StartS);
    Repeat Until Moved;
    ReAdjust;

    Repeat
      Result:=GetValue;
      Write(#13,'Edge: ',Result:5:0);
      Wait(DispDelay);
    Until KeyPressed And (Result>=MinVolt) And
      (Result<=MaxVolt);

    EmptyBuffer;
    WriteLn;

    Position:=StartPos;
    Attenuation:=1;
    Index:=1;
    Repeat
      Write(#13,(Position-StartPos)/(EndPos-StartPos)
        *100:5:1,'% Complete' Current: ',
        GetValue:5:0);
      Wait(LockInDelay);
      GetAvrValue(Result,Varianz);

      If (Result<MinVolt) Or (Result>MaxVolt)

```

```

Or KeyPressed Then
Repeat
  WriteLn(DrvIn,Act,'MR',NegStepS);
  Repeat Until Moved;
  ReAdjust;

  Wait(LockInDelay);
  Wait(LockInDelay);
  GetAvrValue(Dummy1,Save);
  GetAvrValue(Dummy2,Save);
  Save:=(Dummy1+Dummy2)/2;

  WriteLn;
  If Result<MinVolt Then WriteLn('Low Voltage
    ... Decrease Attanuation',#7);
  If Result>MaxVolt Then WriteLn('High Voltage
    ... Increase Attanuation',#7);
  If KeyPressed Then Begin
    EmptyBuffer;
    WriteLn('User Interrupt ...',#7);
  End;

Repeat
  Result:=GetValue;
  Write(#13,'Min: ',MinVolt,' Current: ',
    Result:5:0,' Max: ',MaxVolt);
  Wait(DispDelay);
Until KeyPressed And (Result>=MinVolt) And
  (Result<=MaxVolt);

EmptyBuffer;
WriteLn;

Wait(LockInDelay);
Wait(LockInDelay);
GetAvrValue(Dummy1,Result);
GetAvrValue(Dummy2,Result);
Result:=(Dummy1+Dummy2)/2;

Attanuation:=Attanuation*Save/Result;
WriteLn(DrvIn,Act,'MR',StepS);
Repeat Until Moved;

```

```

        Wait(LockInDelay);
        GetAvrValue(Result,Varianz);
    Until (Result>=MinVolt) And (Result<=MaxVolt);

    WriteLn(OutFile,Position/Gearing/c*2:6:1,';',
            Result*Attanuation:10:1,';',
            Sqrt(Varianz):10:3);
    Trace[Index].Delay:=Position/Gearing/c*2;
    Trace[Index].Value:=Result*Attanuation;
    WriteLn(DrvIn,Act,'MR',StepS);
    Repeat Until Moved;
    Inc(Position,StepPos);
    Inc(Index);
Until Position>EndPos;

WriteLn;
WriteLn;
WriteLn('Press any Key to Reset Delay ...',#7);
Repeat Until Keypressed;
EmptyBuffer;

Str(-Position,NegEndS);
WriteLn(DrvIn,Act,'MR',NegEndS);
Repeat Until Moved;
ReAdjust;
End;

If StartDelay*EndDelay<0 Then
Begin
    Minimum:=MaxVolt;
    Maximum:=MinVolt;
    For i:=1 to Index-1 Do
    Begin
        If Trace[i].Value<Minimum Then
            Minimum:=Trace[i].Value;
        If Trace[i].Value>Maximum Then
            Maximum:=Trace[i].Value;
    End;
    HalfMax:=(Maximum-Minimum)/2;
    i:=1;
    While Trace[i].Value<=HalfMax Do Inc(i);

```

```

        T1:=Trace[i].Delay-(Trace[i].Value-HalfMax)*
            (Trace[i].Delay-Trace[i-1].Delay)/
            (Trace[i].Value-Trace[i-1].Value);
        While Trace[i].Value>=HalfMax Do Inc(i);
        T2:=Trace[i].Delay-(Trace[i].Value-HalfMax)*
            (Trace[i].Delay-Trace[i-1].Delay)/
            (Trace[i].Value-Trace[i-1].Value);
        FWHM:=(T2-T1)/AKFCorrection;
        WriteLn(OutFile,'FWHM = ',FWHM:5:1,' fs');
    End;

    Close(OutFile);

    WriteLn;
    WriteLn('Repeat Measurment? (y/n)');
    Repeat
        Key:=Readkey;
        Until Key In ['y','Y','n','N'];
    End;
    Until Key In ['n','N'];
End;

Procedure ShutDown;
Begin
    With InDrv^ Do
        WriteLn(DrvIn,Parameters.Act,'MF');
        Close(DrvIn);
        Close(DrvOut);

        SetIntVec($1C,@OrgTimer);
    End;

Begin
    If ParamStr(1)='config' Then Config
    Else Begin
        StartUp;
        Measure;
        ShutDown;
    End;
End.

```

# Literaturverzeichnis

- [1] G.P. Agrawal, „Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, Inc. (1989).
- [2] M. Bass, E.W. van Stryland, D.R. Williams und W.L. Wolfe, „Handbook of Optics II”, McGraw-Hill, Inc. (1995).
- [3] P.F. Curley, G. Darpentigny, G. Cheriaux, J.P. Chambaret und A. Antonetti, „High dynamic range autocorrelation studies of a femtosecond Ti:sapphire oscillator and its relevance to the optimisation of chirped pulse amplification systems”, *Opt. Comm.* **120**, 71 (1995).
- [4] J. Diels und W. Rudolph, „Ultrashort Laser Puls Phenomena”, Academic Press, Inc. (1996).
- [5] J. Eichler und T. Seiler, „Lasertechnik in der Medizin”, Springer (1991).
- [6] J. Etchepare, G. Grillon und A. Orszag, „Third Order Autocorrelation Study of Amplified Subpicosecond Laser Pulses”, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19**, 5, 775 (1983).
- [7] G.R. Fleming, „Chemical Applications of Ultrafast Spectroscopy”, Oxford University Press (1986).
- [8] J. Gowar, „Optical Communication Systems”, Prentice-Hall International, Inc. (1984).
- [9] I.D. Jung, F.X. Kärtner, J. Henkman, G. Zhang und U. Keller, „High-dynamic-range characterization of ultrashort pulses”, *Appl. Phys. B* **65**, 307 (1997).
- [10] F.K. Kneubühl und M.W. Sigrist, „Laser”, Teubner (1988).
- [11] D. von der Linde und H. Schüler, „Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser-solid interaction”, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1, 216 (1996).

- [12] D. Meshulach, Y. Barad und Y. Silberberg, „Measurement of ultrashort optical pulses by third-harmonic generation”, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 8, 2122 (1997).
- [13] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielmann und F. Krausz, „Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate”, *Opt. Lett.* **22**, 20, 1562 (1997).
- [14] K.J. Schafer und K.C. Kulander, „High Harmonic Generation from Ultrafast Pump Lasers”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4, 638 (1997).
- [15] O. Svelto, „Principles of Lasers”, Plenum Press (1982).
- [16] R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann und F. Krausz, „Chirped multi-layer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers”, *Opt. Lett.* **19**, 3, 201 (1994).
- [17] A. Tien, S. Kane, J. Squier, B. Kohler und K. Wilson, „Geometrical distortions and correction algorithm in single-shot pulse measurements: application to frequency-resolved optical gating”, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 6, 1160 (1996).
- [18] T.Y.F. Tsang, „Optical third-harmonic generation at interfaces”, *Phys. Rev. A* **52**, 5, 4116 (1995).
- [19] L. Xu, G. Tempea, A. Poppe, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, A. Stingl und K. Ferencz, „High-power sub-10-fs Ti:sapphire oscillators”, *Appl. Phys. B* **65**, 151 (1997).