

DIN 58175-2



ICS 31.260

Ersatz für
DIN 58175-2:2013-07

**Laser und Laseranlagen –
Bestimmung der Eigenschaften von ultrakurzen Laserpulsen –
Teil 2: Autokorrelationsmessverfahren;
Text Deutsch und Englisch**

Lasers and laser-related equipment –
Determination of the properties of ultra-short laser pulses –
Part 2: Autocorrelation measurement method;
Text in German and English

Laser et équipement laser associé –
Détermination des propriétés des pulsations laser ultra-courtes –
Partie 2: Méthode de mesure d'autocorrélation;
Texte en allemand et anglais

Gesamtumfang 35 Seiten

DIN-Normenausschuss Feinmechanik und Optik (NAFuO)

Inhalt

	Seite
Vorwort	3
Einleitung	4
1 Anwendungsbereich	5
2 Normative Verweisungen	5
3 Begriffe	5
4 Beschreibung des Verfahrens	5
4.1 Allgemeines	5
4.2 Scannendes Autokorrelationsverfahren zweiter Ordnung	6
4.2.1 Messaufbau	6
4.2.2 Vorbereitung	10
4.2.3 Kontrolle der Umgebung	10
4.2.4 Optische Komponenten	10
4.2.5 Anforderungen an das Detektorsystem	12
4.2.6 Signalfilterung	12
4.2.7 Kalibrierung der Zeitachse	13
4.2.8 Scanbereich	13
4.2.9 Bestimmung der Autokorrelationshalbwertsdauer	13
5 Prüfbericht	15
Literaturhinweise	17

Bilder

Bild 1 — Schematischer Aufbau eines scannenden SHG-Autokorrelators mit Michelson-Interferometer, nicht-kollineare Wechselwirkung	7
Bild 2 — Schematischer Aufbau unter Verwendung eines TPA-Detektors	8
Bild 3 — Schematischer Aufbau unter Verwendung von TPF-Anregung	9
Bild 4 — Beispiel für eine untergrundfreie Autokorrelationsfunktion	14
Bild 5 — Beispiel für eine interferometrische Autokorrelationsfunktion	14

Vorwort

Dieses Dokument (DIN 58175-2) wurde vom Arbeitsausschuss NA 027-01-18 AA „Laser und elektro-optische Systeme“ im DIN-Normenausschuss Feinmechanik und Optik (NAFuO) erstellt.

Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, dass einige Elemente dieses Dokuments Patentrechte berühren können. DIN ist nicht dafür verantwortlich, einige oder alle diesbezüglichen Patentrechte zu identifizieren.

DIN 58175, *Laser und Laseranlagen — Bestimmung der Eigenschaften von ultrakurzen Laserpulsen*, besteht aus den folgenden Teilen:

— *Teil 1: Grundlagen*

— *Teil 2: Autokorrelationsmessverfahren*

Aktuelle Informationen zu diesem Dokument können über die Internetseiten von DIN (www.din.de) durch eine Suche nach der Dokumentennummer aufgerufen werden.

Änderungen

Gegenüber DIN 58175-2:2013-07 wurden folgende Änderungen vorgenommen:

- a) Aufnahme der Erfassung der nichtlinearen Wechselwirkung zweiter Ordnung über einen TPA (Zwei-Photonen-Absorption)-Detektor;
- b) Aufnahme der Erfassung mittels Zwei-Photonen-Fluoreszenz (TPF).

Frühere Ausgaben

DIN 58175-2: 2013-07

Einleitung

Zur zeitlichen Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse wurden in der Literatur verschiedene Verfahren vorgeschlagen. Da eine direkte Messung des zeitlichen Verlaufes von ultrakurzen Laserpulsen aufgrund ihrer kurzen Dauer und der wesentlich langsameren zeitlichen Antwortfunktion aller bekannten elektronischen Detektorsysteme nicht möglich ist (siehe DIN EN ISO 11554: $\tau_{\text{Detektor}} < 1/10 \cdot \tau_{\text{Puls}}$), müssen indirekte Verfahren zum Einsatz kommen, bei denen die Abtastung des Pulses durch ein physikalisches Ereignis zumindest vergleichbarer Dauer erfolgt. Eine Möglichkeit ist, hierzu den zu messenden Puls selbst zu verwenden.

Ein häufig genutztes und robustes Verfahren zur zeitlichen Charakterisierung ist das Messverfahren der optischen Autokorrelation. Das Ergebnis dieser Messung ist das Autokorrelationssignal, das nicht den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes selbst wiedergibt, sondern mathematisch einer Korrelation des Pulses mit sich selbst entspricht. Dementsprechend ist die Autokorrelationsfunktion immer symmetrisch. Als wesentliches Messergebnis kann die Halbwertsdauer des Autokorrelationssignals bestimmt werden, die aber lediglich eine Abschätzung der Halbwertsdauer des Pulses selbst erlaubt, wobei dazu gewisse Voraussetzungen über den zeitlichen Verlauf des Pulses nötig sind.

Dieser Teil von DIN 58175 befasst sich mit der Messung des zeitlichen Verlaufes von Ultrakurzzeitlaserpulsen, das heißt eine möglicherweise vorhandene transversale Struktur des elektrischen Feldes $\vec{E}(t, x, y)$ wird ignoriert. Dies erscheint für eine Reihe von in der Praxis vorkommenden ultrakurzen Laserpulsen zulässig, da der Strahl als annähernd homogen bezüglich seiner spektralen und zeitlichen Eigenschaften gelten kann. Zudem sind viele Anwendungen nicht empfindlich gegenüber einer transversalen Struktur, da anordnungsbedingt eine Mittelung über den Strahlquerschnitt erfolgt.

Das Autokorrelationsverfahren kann überall dort zum Einsatz kommen, wo eine direkte Messung des zeitlichen Verlaufes von ultrakurzen Laserpulsen aufgrund ihrer kurzen Dauer und der wesentlich langsameren zeitlichen Antwortfunktion elektronischer Detektorsysteme nicht möglich ist. Praktische Voraussetzungen sind das Vorhandensein eines geeigneten nichtlinearen Effektes und eines geeigneten Detektors im betreffenden Wellenlängenbereich.

Das Ergebnis dieser Messung ist die Autokorrelationsfunktion. Die Autokorrelationsfunktion ist nicht mit dem zeitlichen Intensitätsprofil des Laserpulses identisch und erlaubt es im Allgemeinen nicht einmal, selbige eindeutig ohne weitere Information zu bestimmen. Dennoch liefert die Autokorrelationsfunktion nützliche, wenn auch begrenzte Information über die zeitliche Struktur eines Laserpulses. Die Halbwertsbreite der Autokorrelation erlaubt keine eindeutige Bestimmung der Pulsdauer. Unter Annahme einer bestimmten mathematischen Form des Pulses kann jedoch eine Pulsdauer berechnet werden. Dies reicht häufig in Anwendungen aus, in denen die zugrundeliegende Pulsform z. B. aus theoretischen Überlegungen bekannt ist.

Aufwendigere Messtechniken wie z. B. FROG (Frequency Resolved Optical Gating) oder SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) liefern zusätzliche Informationen, die die genaue Bestimmung der Pulsdauer unter bestimmten Voraussetzungen ermöglichen. Bei FROG oder SPIDER wird der Verlauf des elektrischen Feldes der Laserpulse inkl. Phasen- und Amplitudeninformation bestimmt, der dann eine sehr detaillierte Analyse der Laserpulse ermöglicht. Derartige Techniken werden in diesem Dokument nicht behandelt.

1 Anwendungsbereich

Dieses Dokument legt Prüfverfahren zur Bestimmung der Autokorrelationsfunktion von ultrakurzen Laserpulsen fest.

2 Normative Verweisungen

Die folgenden Dokumente werden im Text in solcher Weise in Bezug genommen, dass einige Teile davon oder ihr gesamter Inhalt Anforderungen des vorliegenden Dokuments darstellen. Bei datierten Verweisungen gilt nur die in Bezug genommene Ausgabe. Bei undatierten Verweisungen gilt die letzte Ausgabe des in Bezug genommenen Dokuments (einschließlich aller Änderungen).

DIN 58175-1, *Laser und Laseranlagen — Bestimmung der Eigenschaften von ultrakurzen Laserpulsen — Teil 1: Grundlagen*

DIN EN ISO 11145, *Optik und Photonik — Laser und Laseranlagen — Begriffe und Formelzeichen*

3 Begriffe

Für die Anwendung dieses Dokuments gelten die Begriffe nach DIN 58175-1 und DIN EN ISO 11145.

DIN und DKE stellen terminologische Datenbanken für die Verwendung in der Normung unter den folgenden Adressen bereit:

— DIN-TERMinologieportal: verfügbar unter <https://www.din.de/go/din-term/>

— DKE-IEV: verfügbar unter <http://www.dke.de/DKE-IEV>

4 Beschreibung des Verfahrens

4.1 Allgemeines

Beim Autokorrelationsverfahren wird der zu messende Laserpuls mit Hilfe eines Strahlteilers in zwei Teilpulse aufgeteilt, wobei das Teilungsverhältnis möglichst nahe an 1 : 1 sein sollte. Die beiden Teilpulse durchlaufen unterschiedliche optische Wege, wobei die Länge des einen Weges gegenüber der des anderen Weges variiert werden kann. Anschließend werden die beiden Teilpulse wieder zusammengeführt und zur räumlichen und zeitlichen Überlagerung gebracht. Das aus der Überlagerung erzeugte Signal wird mit einem zeitlich integrierenden Detektor (z. B. Photomultiplier oder Photodiode) gemessen. Durch Variation der Länge des optischen Weges des einen Teilstrahles ändert sich die relative zeitliche Position der Teilpulse zueinander und entsprechend der Grad der zeitlichen Überlagerung. Die Höhe des erzeugten Messsignals hängt von dem jeweiligen Grad der zeitlichen Überlagerung und somit von der Länge des variablen Teilweges ab und wird in Abhängigkeit von dieser Länge gemessen. Aus der Messung der Längenvariation lässt sich mit der Lichtgeschwindigkeit c die relative zeitliche Verzögerung Δt der beiden Teilpulse zueinander bestimmen. Die Messung ergibt also ein Signal in Abhängigkeit von Δt und spiegelt damit den zeitlichen Verlauf des Pulses wieder. Zur Realisierung des Verfahrens sind verschiedenste Ausführungsvarianten entwickelt worden. Dieses Dokument beschreibt die am häufigsten verwendeten scannenden Autokorrelationsverfahren zweiter Ordnung, die sich zur Charakterisierung sich periodisch wiederholender Pulse eignen.

Es muss beachtet werden, dass die vorgestellten Messverfahren mittelnde Messverfahren sind, die keine Information über einen einzelnen Laserpuls liefern können. Tritt während der Dauer der Messung eine Variation des Pulses auf, wird eine Superposition zwischen dem eigentlichen Messsignal und dieser zeitlichen Variation gemessen. Beispiele dafür sind:

- 1) nicht CEP (Carrier-envelope phase)-stabilisierte Pulse mit wenigen optischen Zyklen (en: few cycle pulses);
- 2) eine Variation der spektralen Phase des elektrischen Feldes von Puls zu Puls (relevant z. B. bei der Weißlichterzeugung mittels ultrakurzen Pumpimpulsen);

- 3) ein instabiler Pulszug mit einer zufälligen Variation der Laserpulse von Puls zu Puls (sogenannter kohärenter Artefakt [2], [3]).

4.2 Scannendes Autokorrelationsverfahren zweiter Ordnung

4.2.1 Messaufbau

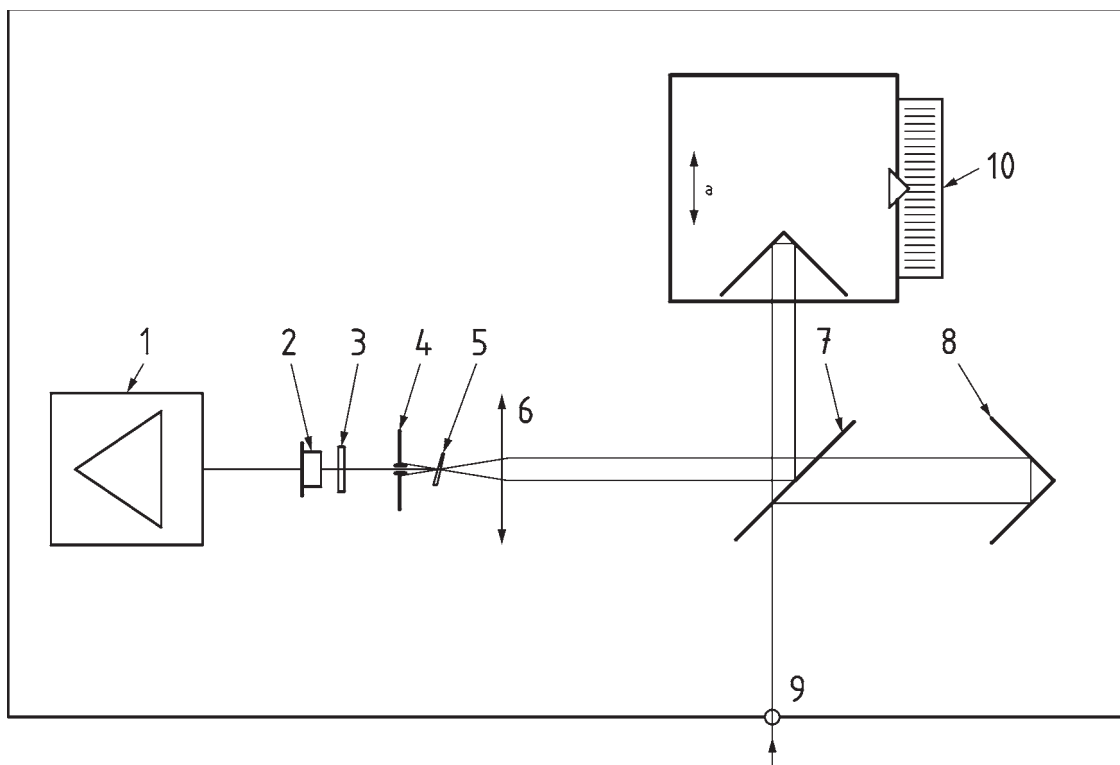
Im Folgenden wird das scannende Autokorrelationsmessverfahren basierend auf der Nutzung eines nichtlinearen Kristalls als Wechselwirkungsmedium zweiter Ordnung, typischer Weise SHG (engl. Second Harmonic Generation) mit nachgeschaltetem Detektor (SHG-Autokorrelator) beschrieben.

Alternativ darf eine nichtlineare Wechselwirkung zweiter Ordnung direkt im Detektor, im speziellen einer Photodiode erzeugt werden. Diesen Effekt bezeichnet man als Zwei-Photonen-Absorption (en: Two-Photon-Absorption oder abgekürzt TPA).

Als dritte Alternative darf statt eines nichtlinearen Kristalls die Zwei-Photonen-Fluoreszenz (TPF, en: Two-Photon-Fluorescence) in einem geeigneten Medium als Wechselwirkung zweiter Ordnung verwendet werden.

Beim Autokorrelationsverfahren werden die beiden gegeneinander verzögerten Teilpulse in einem optisch nichtlinearen Medium zur Überlagerung gebracht (nichtlinearer Kristall bzw. TPF-medium), siehe Bild 1 und Bild 3. Im Unterschied dazu werden bei der TPA Methode die beiden Teilpulse nach dem Interferometer direkt auf die aktive Oberfläche einer geeigneten Photodiode fokussiert. Die Photodiode nimmt dabei die Position des nichtlinearen Kristalls ein, siehe Bild 2. Als scannend wird das Verfahren bezeichnet, weil die Messung an mehreren aufeinander folgenden (und als identisch angenommenen) Laserpulsen mit jeweils verschiedenen Einstellungen der relativen Verzögerung der Teilstrahlen zueinander erfolgt und anschließend die Abhängigkeit des Signals von der Verzögerungszeit rekonstruiert wird.

Eine gebräuchliche und gut handhabbare Umsetzungsform zur Erzeugung der Teilpulse ist ein Michelson-Interferometer mit einem festen und einem beweglichen Arm, an das sich ein nichtlinearer Kristall zur Generierung der zweiten Harmonischen der zu messenden Strahlung anschließt. Das nichtlineare, frequenzkonvertierte Signal (zweite Harmonische) wird dann nach Filterung (Unterdrückung unerwünschter Signale) mit einem geeigneten Detektor gemessen und ist das Autokorrelationssignal.



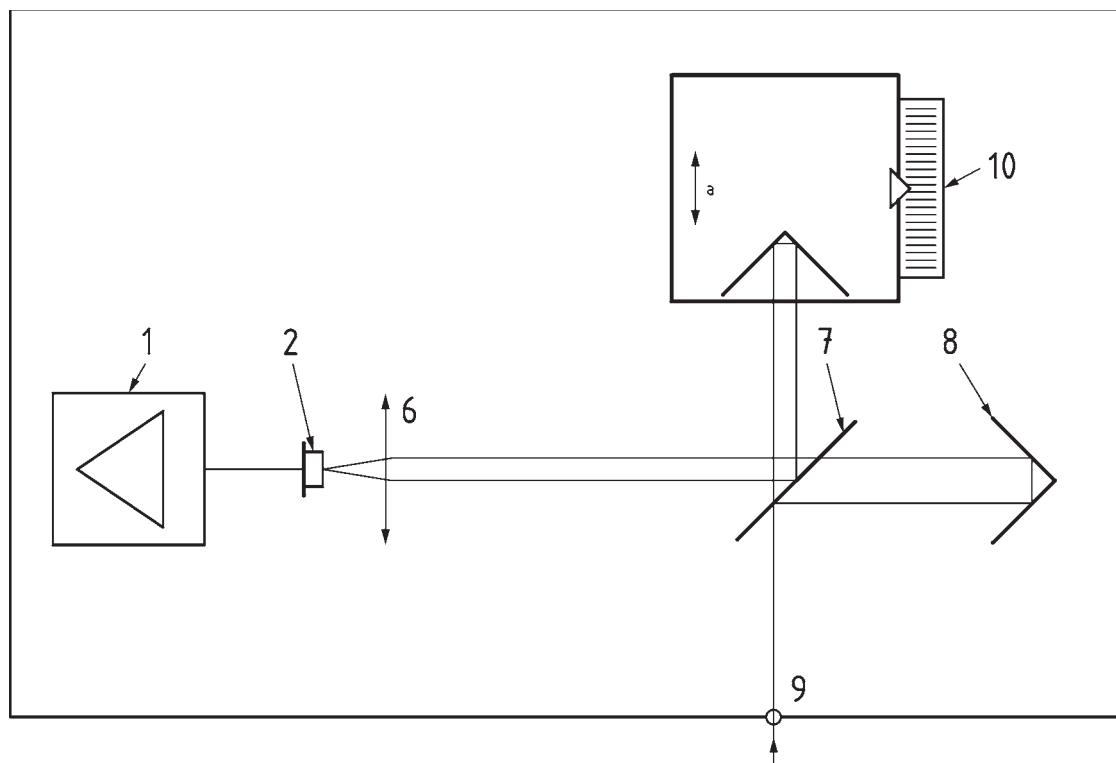
Legende

- | | |
|---------------------------|--------------------|
| 1 Messverstärker | 6 Fokussieroptik |
| 2 Detektor | 7 Strahlteiler |
| 3 Farbfilter | 8 Retroreflektor |
| 4 Lochblende (Raumfilter) | 9 Eingangsapertur |
| 5 nichtlinearer Kristall | 10 Positionssensor |
- ^a Variable Verzögerung.

Bild 1 — Schematischer Aufbau eines scannenden SHG-Autokorrektors mit Michelson-Interferometer, nicht-kollineare Wechselwirkung

Statt in einem nichtlinearen Kristall kann das nichtlineare Autokorrelationssignal auch direkt im Detektor (Photodiode), mittels Zwei-Photonen-Absorption (en: two photon absorption = TPA) im Halbleiter, erzeugt werden.

Im Falle der Verwendung eines nichtlinearen Detektors (TPA-Detektor) vereinfacht sich der Messaufbau leicht. Farbfilter (3), Lochblende (4) und nichtlinearer Kristall (5) fallen weg und werden durch einen TPA-Detektor ersetzt. Das nichtlineare Signal 2. Ordnung entsteht dann direkt im TPA-Detektor und entspricht dem Autokorrelationssignal aus dem SHG Kristall.



Legende

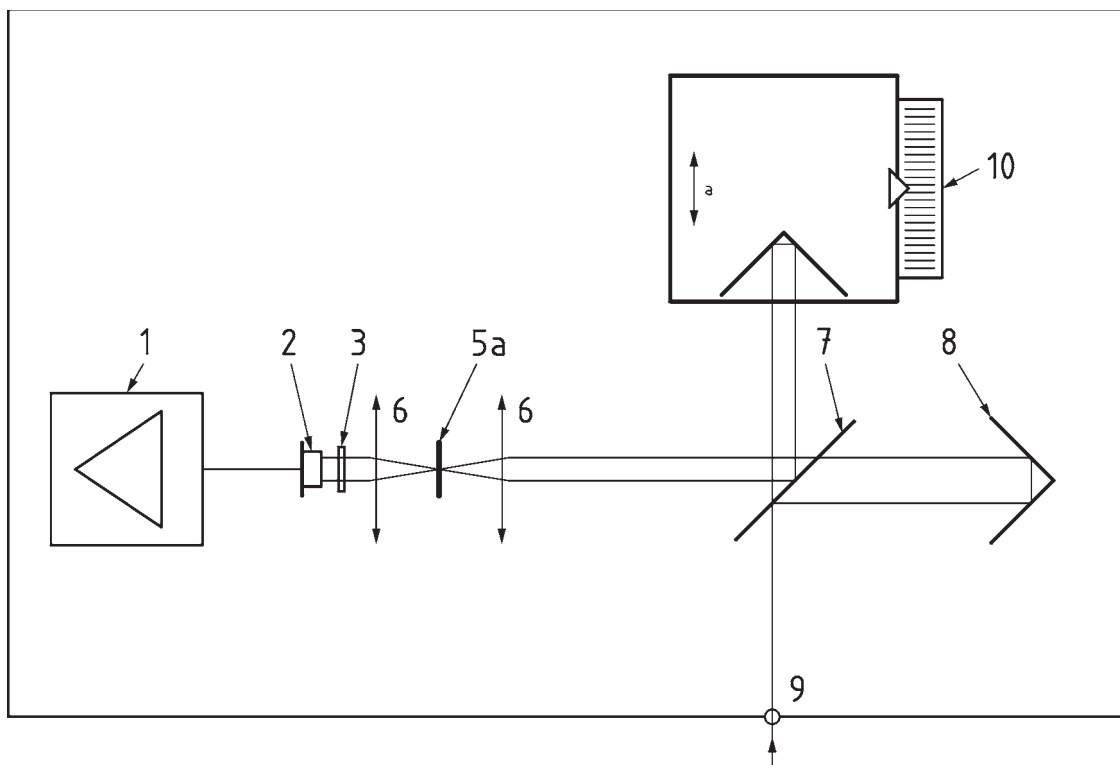
- | | |
|------------------|--------------------|
| 1 Messverstärker | 6 Fokussieroptik |
| 2 TPA-Detektor | 7 Strahlteiler |
| | 8 Retroreflektor |
| | 9 Eingangsapertur |
| | 10 Positionssensor |

^a Variable Verzögerung.

Bild 2 — Schematischer Aufbau unter Verwendung eines TPA-Detektors

Als dritte Möglichkeit darf anstelle der SHG-Erzeugung in einem nichtlinearen Kristall auch die Anregung von Zwei-Photonen-Fluoreszenz (TPF) in einem geeigneten Fluorophor bzw. fluoreszierendem Material verwendet werden. Siehe Bild 3.

Die Verwendung eines TPF-Materials beziehungsweise einer TPA-Diode als nichtlineares Medium hat den Vorteil gegenüber der Erzeugung von SHG, dass innerhalb gewisser Wellenlängenbereiche keine Phasenanpassung notwendig ist.



Legende

- | | |
|------------------|-------------------------------------|
| 1 Messverstärker | 6 Fokussier- bzw. Kollimationsoptik |
| 2 Detektor | 7 Strahlteiler |
| 3 Farbfilter | 8 Retroreflektor |
| 5a TPF-Material | 9 Eingangsapertur |
| | 10 Positionssensor |

^a Variable Verzögerung.

Bild 3 — Schematischer Aufbau unter Verwendung von TPF-Anregung

Die Abhängigkeit des so erzeugten Autokorrelationssignales S_{ACF} von der Verzögerungszeit Δt ist gegeben durch Gleichung (1):

$$S_{ACF}(\Delta t) = \int_{-t_{rep}/2}^{+t_{rep}/2} |K(t, \Delta t)|^2 dt \quad (1)$$

Das Signalfeld $K(t, \Delta t)$ kann dabei je nach Messanordnung verschiedene Formen annehmen.

Werden die beiden Teilstrahlen nicht-kollinear in das nichtlineare Medium geführt, so erhält man die untergrundfreie Intensitätsautokorrelation zweiter Ordnung $K_{BGF}(t, \Delta t)$ mit dem Signalfeld nach Gleichung (2):

$$K(t, \Delta t) = K_{BGF}(t, \Delta t) = \mu_1 F(t) F(t - \Delta t) \quad (2)$$

Werden die beiden Teilstrahlen kollinear in das nichtlineare Medium geführt, so erhält man die interferometrische Autokorrelation zweiter Ordnung $K_{IAC}(t, \Delta t)$ mit dem Signalfeld nach Gleichung (3):

$$K(t, \Delta t) = K_{IAC}(t, \Delta t) = \mu_2 [F(t) + F(t - \Delta t)]^2 \quad (3)$$

Dabei ist

μ_1 ein Normierungsfaktor mit der Einheit $\text{m}^2/(\text{V}^2\text{s}^{1/2})$;

μ_2 ein Normierungsfaktor mit der Einheit $\text{m}^2/(\text{V}^2\text{s}^{1/2})$.

Können in einem periodischen Pulszug die Einzelpulse als hinreichend identisch hinsichtlich ihres zeitlichen Verlaufes angenommen werden, so kann durch mehrere Messungen bei jeweils verschiedenen Verzögerungen (Längen des variablen Teilweges) das zeitliche Verhalten eines Pulses bestimmt werden (scannendes Verfahren).

4.2.2 Vorbereitung

Die optische Eingangsachse des Messsystems muss koaxial mit dem zu messenden Laserstrahl sein.

Die Apertur des optischen Systems muss Platz für den gesamten Querschnitt des zu messenden Strahles bieten (siehe DIN 58175-1 und DIN EN ISO 11145).

Optische Elemente zur Abschwächung oder Strahlführung weisen im Allgemeinen Gruppenlaufzeitdispersion ($D_2(\nu)$) auf und beeinflussen somit den hier zu messenden zeitlichen Verlauf der ultrakurzen Laserpulse. Der tatsächliche Einfluss dieser Dispersion hängt in starkem Maße von der Pulsdauer (Halbwertsdauer des Pulses) selbst bzw. von der spektralen Bandbreite der Pulse sowie der Zentralwellenlänge ab. Bei der Wahl der optischen Elemente ist dieser Einfluss zu berücksichtigen und gering zu halten. Grundsätzlich sollte gelten, dass die gesamte durch die optischen Elemente verursachte Gruppenlaufzeitdispersion mindestens eine Größenordnung kleiner als das Quadrat der für das gegebene Spektrum des zu messenden Pulses minimal möglichen Pulsdauer ist, d. h. die Pulsdauer wird von einer Fouriertransformation des Spektrums in Abwesenheit jeglichen Chirps abgeleitet. Aus mathematischer Sicht erfordert dieses $D_2(\nu) \ll \tau_H^2$, mit der Halbwertsdauer bezogen auf die optische Leistung (Pulsdauer) τ_H .

4.2.3 Kontrolle der Umgebung

Geeignete Maßnahmen wie die mechanische und akustische Isolierung des Messaufbaus, die Abschirmung von externer Strahlung, die Temperaturstabilisierung des Labors müssen ergriffen werden, damit der Beitrag zur Messunsicherheit des zu messenden Parameters gering ist.

4.2.4 Optische Komponenten

Der gesamte Messaufbau muss möglichst dispersionsarm gestaltet werden, vorzugsweise mit reflektiven Optiken. Insbesondere müssen, wenn möglich, reflektive Optiken verwendet werden, deren Oberflächen speziell dispersionsreduziert und für die gesamte Bandbreite der Pulse gleichmäßig reflektierend sind.

Der Strahlteiler und die beiden Teilarme der Verzögerungsstrecke müssen so gestaltet werden, dass beide Teilpulse in ihrem zeitlichen Verhalten gleiche Abbilder des zu messenden Pulses sind. Von spezieller Bedeutung ist hierbei das spektrale Verhalten des Strahlteilers. Der Strahlteiler muss über die gesamte spektrale Bandbreite des Pulses ein gleichmäßiges Teilungsverhältnis aufweisen. Der Strahlteiler, der eine Quelle von Materialdispersion darstellt, muss so dünn wie möglich gehalten werden. Die maximal zu verwendende Dicke kann anhand einer Fehlerabschätzung für die zu messende Pulsdauer festgelegt werden. So entsteht z. B. bei einer durch den Strahlteiler verursachten $D_2(\nu) \sim 1/10 \tau_H^2$ durch Dispersion ein Fehler von etwa 0,5 % bei ungechirpten Gaußförmigen Pulsen.

Bei der Berechnung der im Strahlteiler durchlaufenen Materialdicke muss berücksichtigt werden, dass sich die reflektierende Schicht im Allgemeinen auf einer Seite eines Substrates mit endlicher Dicke befindet und somit die beiden Teilstrahlen unter Umständen verschiedene Mengen an Material durchlaufen und verschiedene Dispersionen erfahren. Für sehr kurze Pulsdauern mit $\tau_H^2 \sim 10 D_2(\nu)$ oder darunter muss daher ein balanciertes Interferometer zur Erzeugung und relativen Verzögerung der Teilpulse Anwendung finden, bei dem die durchlaufene Materialdicke für die beiden Teilstrahlen gleich ist.

Desweiteren sollte bei der Wahl des Strahlteilers beachtet werden:

- Verkrümmungen des Substrates durch den Stress der dielektrischen Beschichtung sollten gering gehalten werden um Probleme bei der räumlichen Überlappung im nichtlinearen Medium zu vermeiden. Dies setzt einer Verringerung der Materialdicke praktische Grenzen.
- Alternativ zu einem unpolarisierenden (symmetrischen) Strahlteiler darf auch ein polarisierender Strahlteiler verwendet werden, der den einfallenden Laserstrahl in s- und p-polarisiertes Licht teilt. Wird die Polarisation des einfallenden Laserstrahls so gewählt, dass die Anteile von s- und p-polarisiertem Licht genau gleich groß sind (bei linear polarisiertem Licht in 45° bzgl. der Achsen des Strahlteilers) so ist die Anforderung an gleiche Intensitätsverhältnisse der beiden Teilstrahlen erfüllt (siehe 4.1). Bei Verwendung eines geeigneten nichtlinearen Kristalls mit Phasenanpassung vom Typ II (eo-e, eo-o) erhält man ein Signal mit deutlich unterdrücktem Untergrund, welches dadurch eine besonders hohe Dynamik aufweist. Eine weitere Verbesserung der Unterdrückung des Untergrunds kann durch eine nicht-kollineare Anordnung erzielt werden. Die Kombination von polarisierenden Strahlteilern und TPA-Dioden bzw. TPF sollte vermieden werden, da die gewünschten Vorteile der Phasenanpassung vom Typ II nicht zum Tragen kommen.

Die Dicke des nichtlinearen Kristalls hat Einfluss auf die Konversionseffizienz (je dünner der Kristall umso geringer die Konversionseffizienz und somit die Messsignalstärke), andererseits nimmt die spektrale Akzeptanzbandbreite des Konversionsprozesses mit zunehmender Dicke des nichtlinearen Mediums ab und die Materialdispersion nimmt zu. Die beiden letztgenannten Effekte definieren eine maximale Dicke für den Kristall.

Die Forderung nach ausreichender spektraler Akzeptanzbandbreite bedeutet, dass über den gesamten Spektralbereich der Pulse das Kriterium der Phasenanpassung zwischen den fundamentalen und den frequenzkonvertierten Wellenlängen hinreichend gut erfüllt sein muss. Für die Erfüllung dieses Kriteriums ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Schnittwinkel des Kristalls und seine Orientierung bezüglich der Ausbreitungsrichtung der einfallenden Strahlen sowie ihrer Polarisationsebene von Bedeutung. Bei zu geringer Bandbreite der Phasenanpassung wird durch ungleichmäßige Effizienz der Frequenzkonversion für die verschiedenen spektralen Anteile des Pulses die Form des Messsignals verfälscht. Mit zunehmender Kristalldicke nimmt die spektrale Bandbreite der Phasenanpassung bei einer gegebenen geometrischen Orientierung ab.

So ist beispielsweise für positive einachsige nichtlineare Kristalle die Phasenfehlانpassung bei der Generierung der zweiten Harmonischen gegeben durch Gleichung (4)

$$\Delta k L = \frac{4\pi}{\lambda} \left[n_o \left(\frac{\lambda}{2} \right) - n_e(\lambda) \right] L \quad (4)$$

Dabei ist

n_o der Brechungsindex für ordentliche Polarisation;

n_e der Brechungsindex für außerordentliche Polarisation;

L die Länge des Kristalls;

λ die zentrale Wellenlänge des zu messenden Pulses;

Δk die Differenz der Wellenvektoren der erzeugten zweiten Harmonischen und der fundamentalen (nicht frequenzkonvertierten) Strahlung;

und für negative einachsige Kristalle durch Gleichung (5)

$$\Delta k L = \frac{4\pi}{\lambda} \left[n_e \left(\frac{\lambda}{2} \right) - n_o(\lambda) \right] L \quad (5)$$

Die Konversionseffizienz hängt über den Faktor $\text{sinc}^2 \left(\frac{|\Delta k|L}{2} \right)$ von der Phasenfehlانpassung ab.