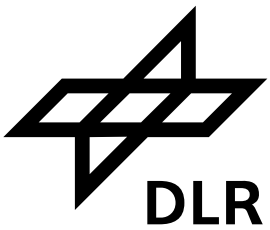


Untersuchung der THz-Strahlcharakteristik an der Synchrotronstrahlquelle MLS

vorgelegt von Diplom-Physiker

Andreas Pohl

geb. in Lutherstadt Eisleben

Von der Fakultät II – Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. Norbert Esser
Gutachter:	Prof. Dr. Anke-Susanne Müller
	Prof. Dr. Heinz-Wilhelm Hübers

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 15. Dezember 2016

Berlin 2017

Kurzzusammenfassung

Synchrotrons haben sich in den letzten Jahren als bedeutende Strahlungsquelle für den THz-Bereich entwickelt. Strahlung mit größeren Wellenlängen als der longitudinalen Ausdehnung der Elektronenpakete wird kohärent emittiert. Diese kohärente Synchrotronstrahlung kann an der Metrology Light Source (MLS) Frequenzen bis 1,5 THz erreichen. Aufgrund des breiten Emissionsspektrums in Verbindung mit der hohen Stabilität und Reproduzierbarkeit stellt die kohärente Synchrotronstrahlung eine attraktive Quelle für z.B. zeitaufgelöste Spektroskopie dar. Um hohe zeitliche Auflösungen zu ermöglichen, müssen die Eigenschaften der Strahlung bekannt und deren Pulsdauer gleichzeitig möglichst kurz sein. Die Erzeugung kurzer stabiler Pulse ist jedoch durch stromabhängige Instabilitäten begrenzt, welche einer beliebigen Verkürzung entgegenwirkt.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein Interferometer nach dem Martin-Puplett Prinzip an dem THz-Strahlrohr der MLS aufgebaut. Es wurde zur Charakterisierung der THz-Strahlung verwendet. Dazu wurden Pulsdauer- und Jittermessungen der kohärenten THz-Pulse durch Echtzeitdetektion und Messungen der Auto- und Kreuzkorrelationen durchgeführt. Der Jitter der THz-Pulse wurde aus den Ankunftszeiten der Detektorantwort schneller hochtemperatursupraleitender YBCO-Detektoren rekonstruiert. Die mittlere Halbwertsbreite des Jitters wurde so zu 4,7 ps bestimmt. Anhand von Autokorrelationsmessungen konnte durch die Verwendung unterschiedlicher Detektoren die Ladungsverteilung der Elektronenpakete und die Dauer des elektrischen Feldes rekonstruiert werden. Schmalbandige Messungen der Pulsdauern in Bandpassbereichen zwischen 85 GHz und 775 GHz zeigten zudem eine Pulsaufweitung unterhalb von 200 GHz.

Durch die Erweiterung des optischen Aufbaus mit einem Bruker Fourier-Spektrometer wurden spektral aufgelöste Messungen der Autokorrelation und Kreuzkorrelation ermöglicht. Auch hier konnte der pulsverbreiternde Effekt unterhalb von 200 GHz nachgewiesen werden. Des Weiteren wurde qualitativ die Wasserdispersion in einem Frequenzbereich von 350 GHz bis 2,3 THz aus den spektral aufgelösten Autokorrelationen bestimmt. Aus der frequenzaufgelösten Kreuzkorrelation konnte ein Jitter extrahiert werden, der um den Faktor drei kleiner als der aus Echtzeitmessungen bestimmte Jitter ist.

Um die Möglichkeiten der Synchrotronstrahlquelle für zeitaufgelöste spektroskopische Untersuchungen unter Beweis zu stellen, wurde eine Machbarkeitsstudie eines Pump-Probe Experiments zur Bestimmung der Lebensdauern von angeregten Zuständen in hochdotierten n-Ge umgesetzt. Diese üblicherweise an Freie-Elektronen-Lasern durchgeführten Untersuchungen können perspektivisch breitbandige Untersuchungen mehrerer Übergänge ermöglichen. Es konnte gezeigt werden, dass eine photoinduzierte Transmissionsänderung innerhalb des kohärenten Spektralbereichs möglich ist. Der Hauptteil der Messungen wurde in Kooperation mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt an der MLS durchgeführt.

Abstract

In recent years, synchrotrons have become a unique radiation source in the THz range. By using short pulse operation, synchrotron radiation with wavelength shorter than the longitudinal bunch length is emitted coherently. The Metrology Light Source (MLS) is capable for the generation of coherent synchrotron radiation up to 1,5 THz. Due to the broad emission spectra combined with the high stability and reproducibility, coherent synchrotron radiation becomes an attractive radiation source for time-resolved spectroscopy. To ensure a high time resolution, the characteristics of the radiation must be known and a minimum pulse duration should be provided. However, the generation of short and stable pulses is limited by current related instabilities.

In the course of this thesis, an interferometer setup according to the principle of Martin-Puplett was established at the THz beamline of the MLS to characterize the THz radiation. Therefore, real-time measurements of the pulse duration and the time jitter as well as measurements of the autocorrelation and cross-correlation of the coherent emission were performed. The time jitter of the THz pulses was extracted from the times of arrival of the detector response provided by a fast superconducting YBCO detector. An average jitter of 4,7 ps was determined. By means of measuring the autocorrelation with various detectors, the longitudinal charge distribution and the duration of the oscillating electric field could be reconstructed. Moreover, narrowband detection of the THz pulse duration between 85 GHz and 775 GHz revealed a pulse lengthening below 200 GHz.

Upgrading the optical setup with a Bruker Fourier Spectrometer allows for spectrally resolved measurements of the auto- and cross-correlation. The pulse lengthening effect below 200 GHz was also proven by employing this method. As a consequence of the atmospheric conditions within the setup, it was possible to qualitatively reveal the water dispersion from the spectrally resolved autocorrelation in the frequency range of 350 GHz to 2,3 THz. Furthermore from the spectrally resolved cross-correlation, the timing jitter was extracted and was found to be three times smaller than for real-time measurements.

To demonstrate the possibilities of using a synchrotron source for time-resolved spectroscopic analysis, a feasibility study of a pump-probe experiment was conducted to determine the recombination times of photo-excited states in highly doped n-Ge. In general, these studies are carried out by the use of free-electron lasers but prospectively may allow for broadband analysis of multiple transitions at the same time. The study has shown a photo-induced transmission change in the sample within the coherent spectral range. The majority of measurements were conducted in coorporation with the Physikalisch-Technische Bundesanstalt at the MLS.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis ix

1 Einleitung und Zielsetzung 1

2 Grundlagen 5
2.1 Synchrotronstrahlung . . . 5
2.1.1 Elektronenbunch . . . 5
2.1.2 Zeitstruktur . . . 7
2.1.3 Beschleunigung . . . 9
2.1.4 Kohärente Synchrotronstrahlung . . . 10
2.1.5 Momentum Compaction Factor . . . 11
2.1.6 Alpha-Buckets . . . 12
2.2 Metrology Light Source . . . 13
2.3 Diagnosetechniken kurzer Pulse . . . 17

3 Messaufbau 21
3.1 Strahlcharakteristik . . . 21
3.2 Drahtgitter . . . 22
3.3 Interferometer . . . 24
3.3.1 Prinzip des Martin-Puplett Interferometers . . . 24
3.3.2 Justage . . . 27
3.3.3 Step-Scan vs. Rapid-Scan . . . 28
3.3.4 Einfluss von Fehljustage . . . 28
3.4 Flow-Kryostat . . . 31
3.5 Filter . . . 31
3.6 Detektoren . . . 33
3.6.1 Si-Bolometer . . . 33
3.6.2 DTGS-Detektor . . . 34
3.6.3 Golay-Zelle . . . 35
3.6.4 Schottky-Diode . . . 36
3.6.5 YBCO-HEB . . . 37

4 THz-Puls-Jitter 39
4.1 Ursachen des Jitters . . . 39
4.2 Messaufbau . . . 39
4.3 Datenverarbeitung . . . 41
4.4 Ergebnis . . . 46

5 Autokorrelator - Direkte Detektion **51**
5.1 Feldverlauf und Bunchlänge . . . 52
5.2 Alpha-Buckets . . . 59
5.3 Ladungsverteilung . . . 63
5.4 Schottky-Diode mit BP-Filter . . . 70

6 Autokorrelator - spektral aufgelöste Detektion **77**
6.1 Kohärente Strahloptik . . . 82
6.2 Inkohärente Strahloptik . . . 91
6.3 Simulierte Kreuzkorrelation und Jitter . . . 95
6.3.1 Kreuzkorrelation Grenzfrequenz . . . 95
6.3.2 Simulierte Kreuzkorrelation . . . 97

7 Pump-Probe an hochdotiertem n-Ge **101**
7.1 Pump-Probe-Technik . . . 101
7.2 Nutzbares Spektrum . . . 103
7.3 Störstellen in n-Ge . . . 105
7.4 Experiment . . . 107
7.5 Ergebnisse . . . 109

8 Zusammenfassung und Ausblick **115**

A Anhang **119**
A.1 Korrektur der Pump-Probe Daten . . . 119
A.2 Programme . . . 120

Literaturverzeichnis **127**

Abbildungsverzeichnis **139**

Tabellenverzeichnis **143**

Publikationsliste **145**

Abkürzungsverzeichnis

A/D	Analog-zu-Digital
AK	Autokorrelation
ANKA	Angströmquelle Karlsruhe
CSR	Kohärente Synchrotronstrahlung (engl. Coherent Synchrotron Radiation)
DTGS	deuteriertes Triglycinsulfat
FEL	Freie-Elektronen-Laser
FIR	Ferninfrarot
FT	Fourier-Transformation
FTIR	Fourier-Transform Infrarot
FTS	Fourier-Transform Spektrometer
FWHM	Halbwertsbreite
HF	Hochfrequenz
HITRAN	High resolution TRANsmission molecular absorption database
HV	Hochvakuum
HZB	Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie
KIT	Karlsruhe Institute of Technology
KK	Kreuzkorrelation
MLS	Metrology Light Source
MPI	Martin-Puplett-Interferometer
SHG	Frequnzverdopplung durch Erzeugung der zweiten Harmonischen
SMA	Sub-Miniature-A Steckverbinder
SNR	Signal-zu-Rauschabstand
THz	Terahertz
TPX	Markenname für Polymethylpenten
UHV	Ultrahochvakuum
WLS	Wellenlängenschieber
YBCO	$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (Hochtemperatur-Supraleiter)

1 Einleitung und Zielsetzung

Das Spektrum der elektromagnetischen Terahertz (THz)-Strahlung befindet sich in dem Frequenzbreich zwischen 0.1 und 10 THz und füllt damit den Spektralbereich zwischen den Frequenzbändern der Mikrowellen- und Infrarotstrahlung [1]. Die im Mikrowellenbereich zur Verfügung stehenden elektronischen Technologien, als auch die photonischen Technologien, welche im infraroten Spektralbereich eingesetzt werden, sind nur bedingt im THz-Bereich anwendbar. Aufgrund dieses Mangels an effizienten Technologien für Strahlungsquellen und Detektoren, wurde dieser Spektralbereich lange Zeit als THz-Lücke bezeichnet [2]. Die fortschreitende Entwicklung im Bereich der Mikrowellenelektronik (THz-Quellen und Detektoren auf CMOS Basis, Schottky-Dioden) [3, 4, 5, 6], der Optoelektronik (Quanten-Kaskaden-Laser, QCL) [7, 8] und Teilchenbeschleuniger (Freie-Elektronen-Laser (FEL), Synchrotron) [9, 10] schließt diese Lücke jedoch zunehmend.

Die Verfügbarkeit von Terahertz Technologien öffnet attraktive Forschungsgebiete in der Halbleiterforschung [11], Sicherheitsanwendungen durch Bildgebung und Spektroskopie [12, 13], Medizin [14], Weltraumforschung [15], oder Datenübertragung [16].

Die von Teilchenbeschleunigern meist in Form von Elektronenspeicherringen erzeugte Synchrotronstrahlung ist aufgrund des breiten Spektrums und der hohen Intensität ein sehr mächtiges Werkzeug in der Festkörper- und Materialanalytik. Die Anfangs noch als reines Nebenprodukt der Elektronenbeschleuniger erzeugte Strahlung wurde durch eine stetig wachsende Zahl an Nutzern sehr bedeutend. Die damit einhergehenden steigenden Anforderungen nach höherer Brillianz der Quellen, sowie hohe Strahlstabilität und Reproduzierbarkeit sind Schwerpunkte der Synchrotronentwicklung der letzten Jahrzehnte. Aufgrund der hohen Brillianz der Synchrotronstrahlung wird ein hoher Photonenfluss über einen breiten Spektralbereich erzeugt [17]. Zudem bietet sich die Möglichkeit, die Polarisation der Strahlung zu justieren, da diese aufgrund der relativistischen Elektronenbewegung nahezu vollständig linear polarisiert ist [18]. Der THz-Spektralbereich ist hierbei von besonderem Interesse, da Wellenlängen größer als die Bunchlänge kohärent emittiert werden. Dabei skaliert die abgestrahlte Leistung nicht mehr linear mit der Anzahl der gespeicherten Elektronen, sondern quadratisch. Dieser Kohärenzeffekt wird jedoch üblicherweise durch den Cut-off des Strahlrohres unterdrückt. Moderne Speicherringe bieten die Möglichkeit, den Elektronenbunch durch spezielle Magnetoptiken deutlich zu verkürzen. In diesem sogenannten low-α Modus werden Pulslängen im Pikosekundenbereich erzeugt, sodass eine kohärente Intensitätsüberhöhung bis über 1 THz ermöglicht [9].

Neben den Synchrotrons existieren auch weitere technische Möglichkeiten zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung. Zum Beispiel Freie-Elektronen-Laser erzeugen eine vielfach höhere Brillanz und werden daher primär durch Nutzer mit Forderungen an eine hohe

Spitzenleistung verwendet. Da die von FELs emittierte Strahlung schmalbandig ist, können nur ausgewählte frequenzabhängige Systemdynamiken durch eine Pump-Probe Messung erfasst werden. Die ursprünglich aus den Messungen von Photoleitungszerfällen hervorgegangenen Anrege-Abfrage[1] Techniken nutzen einen Probestrahl zum Erfassen der Ladungsträgerzustände [19]. Sollen mehrere dynamische Prozesse gleichzeitig erfasst werden, müssen Mehrfarb- bzw. Breitbandmessungen angewendet werden. Diese können durch die Nutzung von breitbandiger kohärenter Synchrotronstrahlung ermöglicht werden. Bisherige Umsetzungen im IR- und THz-Bereich nutzen hierzu separate Laser zum Pumpen und Synchrotronstrahlung als Probe [20, 21].

Zur Anwendung einer Strahlungsquelle für zeitaufgelöste spektroskopische Untersuchungen muss diese vollständig bestimmt sein. Für Untersuchungen von dynamischen Prozessen in Materialproben, wie z.B. elektronische Relaxationsprozesse in Halbleitern, deren Lebensdauern im Zeitbereich einiger 100 ps bis wenigen ns liegen, sind sehr kurze Pulse mit Pulsdauern von wenigen ps oder besser notwendig, um eine möglichst hohe zeitliche Auflösung auf diesen kurzen Zeitskalen zu ermöglichen. Ein genaues Monitoring der Pulseigenschaften, wie auch der spektralen Abdeckung ist für die Dateninterpretation von großer Bedeutung. Streak-Kameras sind hierbei ein Standardwerkzeug zur Strahlanalyse, jedoch können Autokorrelationstechniken (AK-Techniken) bessere Ergebnisse liefern [22, 23]. Hierbei stellen polarisierende Interferometer eine Besonderheit dar, da diese die gesamte eingekoppelte Leistung des Eingangs auch am Ausgang zur Verfügung stellen können. Polarisierende Interferometer für astronomische Anwendungen im Submillimeter und mittleren Infrarotbereich wurden u.a. von Naylor et al. entwickelt, da die hohe Effektivität und die Verwendung mehrerer Ein und Ausgänge gegenüber einem klassichen Michelson-Interferometer zu bevorzugen sind [24].

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung der Synchrotronstrahlquelle Metrology Light Source (MLS) der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) an dessen THz-Strahlrohr. Dazu gehören die präzise Messung der longitudinalen Ausdehnung der Bunche unter Verwendung eines Martin-Puplett Interferometers, Echtzeitmessungen von Pulslängen und Feldrekonstruktion mit Hilfe von schnellen Schottky-Dioden, Bestimmung des Bunchjitters durch die Analyse der Ankunftszeiten der THz-Pulstransienten, und durch die Analyse von spektral aufgelösten AK-Messungen. Neben diesen strahlspezifischen Charakterisierungen wurde erstmals ein breitbandiges Pump-Probe Experiment an einer Halbleiterprobe durchgeführt. Durch den breitbandigen Pump-, und Probe-Puls, kann ein weiter Spektralbereich gleichzeitig erfasst werden, was im Gegensatz zu üblichen Messungen an FELs durch eine Variation der Wellenlänge des schmalbandigen Probe-Pulses geschieht. Eine solche Messung stellt aufgrund der hohen Anforderungen an den Photonenfluss innerhalb der Probe eine besondere Herausforderung hinsichtlich Strahlungsqelle und Justage dar.

Die Arbeit gliedert sich in sechs Teile, im ersten werden Grundlagen der Synchrotronstrahlung und Diagnosetechniken erläutert, sowie die MLS im Detail vorgestellt. Als nächstes Kapitel werden der Messaufbau und wichtige Komponenten, die Strahlcharakteristik und die verwendeten Detektoren vorgestellt. Das folgende Kapitel behandelt

[1] engl. Pump-Probe, diese Bezeichnung wird im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet.

die Charakterisierung des Pulsjitters der MLS, der durch longitudinale Schwankungen der Bunche im Speicherring verursacht wird. Anschließend folgen die Vorstellung des Autokorrelators, sowie Korrelationsmessungen zur Bestimmung der Bunchlänge, präzise Messungen von Alpha-Buckets und der Bestimmung der Ladungsverteilung der Elektronenbunche. Im nächsten Kapitel wird die Erweiterung des Autokorrelators durch ein Fourierspektrometer für spektral aufgelöste Messungen beschrieben. Es werden AK-Messungen mit kohärenter und inkohärenter Strahloptik vorgestellt und mit Simulationsdaten verglichen. Als letztes Kapitel folgt eine Machbarkeitsstudie für Pump-Probe Messungen am Synchrotron. Hierzu wurde eine hochdotierte n-Ge Probe verwendet. Anschließend folgen eine Zusammenfassung aller Ergebnisse sowie ein kurzer Ausblick.

Die Arbeit wurde am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Kooperation mit der PTB in Berlin Adlershof durchgeführt.

2 Grundlagen

2.1 Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung ist elektromagnetische Strahlung, welche durch die Beschleunigung von geladenen Teilchen erzeugt wird, die sich mit relativistischer Geschwindigkeit bewegen. Zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung werden Speicherringe oder Linearbeschleuniger verwendet. Sie nutzen Elektronen als Emissionsquelle, da sie sich aufgrund ihrer geringen Ruhemasse von 511 keV bereits ab Energien über 1 MeV relativistisch verhalten und hohe elektromagnetische Leistungen abstrahlen können. In beiden Beschleunigertypen werden die Elektronen durch Ablenkmagnete einer Radialbeschleunigung ausgesetzt, bei der sie Synchrotronstrahlung emittieren. Im Speicherring durchlaufen die Elektronen eine Kreisbahn (Kombination aus geraden Segmenten und Ablenkmagneten). Das Emissionsspektrum der erzeugten Synchrotronstrahlung erstreckt sich vom Terahertzbereich unterhalb von einem meV Photonenenergie bis hin zum harten Röntgenbereich mit einigen hundert keV Photonenenergie. Es besteht aus Harmonischen der Umlauffrequenz der Elektronen, wobei das Maximum der spektralen Intensitätsverteilung mit wachsender Teilchenenergie zu höheren Frequenzen verschoben wird. Tatsächlich ist das Spektrum an Synchrotrons kontinuierlich, da der Abstand zwischen den Harmonischen extrem schmal gegenüber der Linienbreite aufgrund der Energieverteilung und der Strahlemittanz ist [18]. Die spektrale Bandbreite ist für hohe Frequenzen durch die Energie der Elektronen bestimmt. Bei niedrigen Frequenzen ist der Durchmesser der Strahlrohrkammer entscheidend für die Dämpfung, da diese als Hohlraumwellenleiter wirkt. Da die Elektronen in einzelnen komprimierten Bunchen umherlaufen, erscheinen die beobachteten Pulse mit einer Zeitstruktur im Pikosekundenbereich.

Synchrotronstrahlung wird wegen der hohen Stabilität und Reproduzierbarkeit primär für radiometrische Untersuchungen verwendet. Der breite Spektralbereich macht sie zu einem Strahlungsstandard für Forschung und Industrie zur Kalibration von Detektoren oder hochpräzisen Messungen.

2.1.1 Elektronenbunch

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlung untersucht, die sich aufgrund der Bunche in einem Speicherring ergeben. Hierzu kann man das Problem der Verteilung von inkohärenter und kohärenter Abstrahlung eines Bunches auf ein einzelnes emittierendes Elektron reduzieren [25]. Abbildung 2.1 zeigt ein solches Elektron, welches sich im Schwerpunkt des Bunch, hier als Koordinatenursprung $\mathbf{r} = 0$ festgelegt, befindet. Die abgestrahlte Intensität durch das einzelne Elektron mit dem elektrischen Feld $\mathbf{E}(\omega)$ und der Frequenz ω ist $I(\omega) \propto |\mathbf{E}(\omega)|^2$. Da der Abstand des

Detektors R sehr viel größer ist als die Abstände der N Elektronen im Bunch, lässt sich das resultierende elektrische Feld als Summe der Einzelbeiträge darstellen. Für die Intensität $I(\omega)$ am Detektor ergibt sich im Fernfeld der Ausdruck

$$I_{\mathrm{tot}}(\omega) = I(\omega) \left| \sum_{j=1}^{N} \exp(\frac{iw}{c} \mathbf{n} \mathbf{r}_j) \right|^2 , \tag{2.1}$$

da der Detektorabstand sehr viel größer ist, als die Ausdehnung des Bunchs und somit die Richtungsvektoren $\mathbf{n}_i$ durch den Richtungsvektor $\mathbf{n}$ ersetzt werden können. Überführt man das Betragsquadrat der Summe in eine Doppelsumme mit Indizes j und k, so ergibt sich bei Summierung über alle $j = k$ Elemente die Anzahl der Elektronen N. Somit erhält man

$$I_{\mathrm{tot}}(\omega) = I(\omega) \left(N + \sum_{j \neq k}^{N} \exp\left(\frac{iw}{c} \mathbf{n}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k) \right) \right) . \tag{2.2}$$

Für hinreichend große N kann die Doppelsumme in ein Doppelintegral überführt werden

$$I_{\mathrm{tot}}(\omega) = I(\omega) \left[N + N(N-1) \iint \mathrm{d}\mathbf{r}\mathrm{d}\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}') \exp\left(\frac{iw}{c} \mathbf{n}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right) \right] . \tag{2.3}$$

Da die normierte Ladungsdichte $\rho(\mathrm{r})$ reell ist, gilt $\rho(\mathrm{r}) = \rho(\mathrm{r})^*$ und Gleichung 2.3 reduziert sich auf den gebräuchlichen Ausdruck [26]

$$I_{\mathrm{tot}}(\omega) = I(\omega) \left[N + N(N-1) F(\omega) \right] , \tag{2.4}$$

wobei

$$F(\omega) = |f(\omega)|^2 = \left| \int \mathrm{d}\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \exp\left(\frac{iw}{c} \mathbf{n} \mathbf{r} \right) \right|^2 \tag{2.5}$$

der Formfaktor ist. Dieser ist durch die dreidimensionale Fouriertransformierte der Ladungsverteilung gegeben, wobei $\int \mathrm{d}\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) = 1$. Die beiden Terme in Gleichung 2.4 entsprechen zum einen der inkohärenten Intensität die durch N unabhängige Elektronen erzeugt wird, und zum anderen einem kohärenten Anteil, welcher zusätzlich die Phasenbeziehung der Elektronen berücksichtigt.

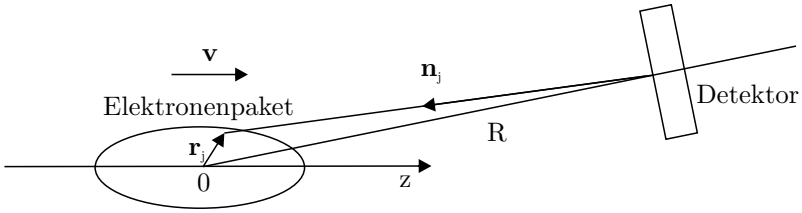


Abbildung 2.1: Darstellung einer willkürlichen Ladungsverteilung zur Berechnung des erzeugten Strahlugsspektrums. Der Koordinatenursprung ist im Zentrum des Bunchs gewählt. Der Vektor $\mathbf{r}_j$ lokalisiert das j-te Elektron und $\mathbf{n}_j$ ist der Einheitsvektor, der auf dieses zeigt. Der Abstand R soll groß gegenüber der Bunchausdehnung sein.

Der Beitrag von kohärenter und inkohärenter Abstrahlung ist abhängig von der betrachteten Frequenz ω und dem damit verbundenen Kohärenzgrad, welcher durch den Formfaktor bestimmt ist. Für Frequenzen, deren Wellenlänge deutlich kürzer als die Bunchlänge sind, verschwindet der Formfaktor $F(\omega)$, sodass die abgestrahlte Intensität durch die Anzahl der N betreiligten Elektronen bestimmt ist. Für Wellenlängen, welche in der Größenordnung und größer als die Bunchlänge sind, bleibt der Formfaktor erhalten und trägt zusätzlich einen Intensitätsanteil bei, welcher mit N^2 skaliert.

Da die Ladungsverteilung in 2.5 über den gesamten Raum integriert wird, diese jedoch aufgrund der Bahnbewegung auf dem Sollorbit als zylindersymmetrisch angesehen werden kann, ist eine Zerlegung in einen transversalen und einen longitudinalen Anteil möglich.

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho(\kappa)\rho(\mathrm{z}) \tag{2.6}$$

Die Integration von Gleichung 2.5 über Zylinderkoordinaten ergibt dann den Ausdruck:

$$F(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{dz} \int_0^{\infty} \mathrm{d}\kappa \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \rho(\mathrm{z}) \exp\left(\frac{iw}{c} \mathrm{z} \cos\theta\right) \rho(\mathrm{x,y}) \exp\left(\frac{iw}{c} \kappa \sin\theta\right) \right|^2 \tag{2.7}$$

Wird der Bunch nur in logitudinaler Richtung betrachtet, bzw. nur über sehr kleine Winkel zur Longitudinalen, ist der Formfaktor $F(\omega)$ nur über die longitudinale Ladungsverteilung bestimmt und das Integral kann durch ein einfaches Integral entlang der z-Achse dargestellt werden [23]

$$F(\omega) = \left| \int \mathrm{d}z \rho(z) \exp\left(\frac{iw}{c} z\right) \right|^2 . \tag{2.8}$$

Bei Messung der Strahlung in Richtungen, die von der tangentialen Strahlausrichtung um einen Winkel θ abweichen, wird die transversale Ladungsverteilung zur Bestimmung des Formfaktors beitragen. Für eine zylindersymmetrische Ladungsverteilung mit Radius ρ und Länge l berechnet sich der Formfaktor nach [23] zu

$$F(\omega)_\theta = 4 \left| \frac{J_1\left(\frac{\omega\rho}{c} \sin\theta\right)}{\frac{\omega}{c} \sin\theta} \cdot \frac{\sin \frac{\omega}{2c} \rho \cos\theta}{\frac{\omega}{2c} \rho \cos\theta} \right|^2 . \tag{2.9}$$

J_1 entspricht dabei der Besselfunktion erster Ordnung. Der Winkel $\theta = 0$ gibt die longitudinale Strahlrichtung vor, wobei der Transversalanteil des Formfaktors verschwindet. Mit ansteigenden Winkeln bzw. großen transversalen Strahlausdehnungen erhöht sich die gemessene Pulsdauer, wobei das gemessene Strahlspektrum hohe Frequenzen einbüßt und damit kürzer erscheint. Für Ladungsverteilungen, die der Gleichung $2\pi\rho \tan\theta / 3.83 \ll l$ genügen, kann die transversale Komponente vernachlässigt werden. Für die MLS ergibt sich bei voller Strahlenergie (E = 630 MeV, $\gamma = 1233$) und dem halben Öffnungswinkel des Strahlungskegels bei dem noch Photonen detektierbar sind $(1/\gamma)$ ein Verhältnis von $2{,}32 \times 10^{-5}\, \rho \ll l$, was die Bedingung erfüllt.

2.1.2 Zeitstruktur

Die Synchrotronstrahlung wird kontinuierlich während der gebogenen Trajektorie innerhalb des Wirkungsbereichs des Ablenkmagneten emittiert. Ein Beobachter außerhalb sieht

jedoch nur die Strahlung, die im Akzeptanzbereich der Eingangsapertur der Beamline liegt, sowie Strahlung die aufgrund des Öffnungswinkels der emittierten Synchrotronstrahlung zur Eingangapertur gelangt.

Betrachtet man das Strahlungsprofil des Bunchs, so werden emittierte Photonen nur innerhalb eines durch den Öffnungswinkel der Stahlung definierten Bereichs zum Beobachter gelangen. Wie Abbildung 2.2 zeigt, kann die Strahlung den Beobachter nicht vor dem Punkt P_0 erreichen. Von diesem Punkt an überstreicht der Strahlungskegel während der Bewegung des Elektronenbunch auf dem Sollorbit die Eingangsapertur des Beobachters. Die Apertur kann hierfür als unendlich klein angenommen werden, sodass nur der Öffnungskegel der Strahlung auf die Dauer der gemessenen Strahlung Einfluss hat. Sobald die Elektronen den Punkt P_1 überqueren, sieht der Beobachter keine Strahlung mehr. Aufgrund der Geschwindigkeit der Elektronen ist die Dauer des Lichtpulses abhängig von der Zeitdifferenz zwischen im Punkt P_0 ausgesendeten Photonen zu denen in Punkt P_1. Die von den Elektronen benötigte Zeitspanne, um von P_0 zu P_1 zu gelangen, ist

$$t_{el} = \frac{R2\theta}{v_{el}}. \tag{2.10}$$

Photonen, die in P_0 emitiert wurden, benötigen die Zeit t_{ph}, um zu Punkt P_1 zu gelangen

$$t_{ph} = \frac{2R\sin\theta}{c}. \tag{2.11}$$

Der gemessenene Lichtpuls ist dann mit $\beta = v/c$ gegeben als

$$\delta t_{Profil} = t_{el} - t_{ph} = \frac{2R}{c}\left(\frac{\theta}{\beta} - \sin\theta\right). \tag{2.12}$$

Durch Kleinwinkelnäherung des Sinus ($\sin\theta \approx \theta - \frac{\theta^3}{6}$) vereinfacht sich die Formel zu

$$\delta t_{Profil} = \frac{2R\theta}{c}\left(\frac{1-\beta}{\beta} + \frac{\theta^2}{6}\right). \tag{2.13}$$

Setzt man für den Strahlungkonus einen verallgemeinerten Abstrahlwinkel von $1/\gamma$ ein, so ergibt sich mit $(1-\beta)/\beta \approx 1/2\beta\gamma^2$ aus 2.13 nach [27]

$$\delta t_{Profil} = \frac{4R}{3c\gamma^3}. \tag{2.14}$$

Mit steigender Elektronenenergie wird die gemessene Pulsdauer gestaucht. Da sich der Elektronenbunch mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegt, erscheint die gemessene Pulsdauer also kürzer, als die tatsächliche Dauer der Photonenemission auf dem vom Beobachter sichtbaren Orbit.

Betrachtet man ausschließlich die Akzeptanz des Strahlrohrs, so bilden die emittierten Photonen einen Lichtfächer, der nach Abbildung 2.3 nur innerhalb des Akzeptanzwinkels der Beamline zum Beobachter gelangt. Die Zeit, welche die Elektronen von Punkt P_0 zu

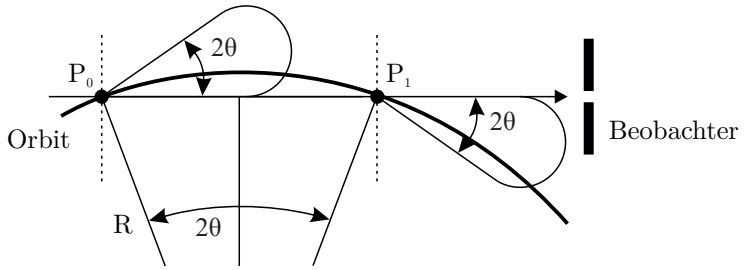


Abbildung 2.2: Schema der durch einen Beobachter erfassbaren Synchrotronstrahlung in Abhängigkeit des Strahlprofils. Der Elektronenorbit ist als Kreisausschnitt gezeigt. Der Beobachter misst die durch den Öffnungwinkel 2θ begrenzte tangential zum Orbit emittierte Strahlung nur innerhalb des Zeitraumes, in dem die Strahlungskeule die infinitesimale Apertur überstreicht.

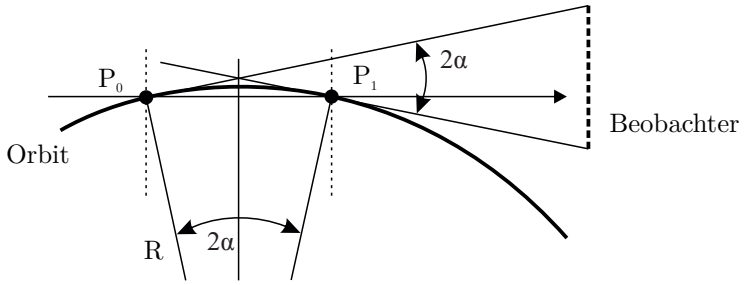


Abbildung 2.3: Schema der erfassbaren Synchrotronstrahlung in Abhängigkeit der Akzeptanz der Eingangsapertur. Der Beobachter misst die durch den Akzeptanzwinkel 2α begrenzte, tangential zum Orbit emittierte Strahlung.

P_1 benötigen, ist für den Akzeptanzwinkel α nach Gleichung 2.10 gegeben. Für die Zeit der Photonen ergibt sich nun

$$t_{ph} = \frac{2R\tan\alpha}{c}. \tag{2.15}$$

Für die für den Beobachter sichtbare Pulsdauer in Abhängigkeit der Beamlineakzeptanz ergibt sich nun zu

$$\begin{aligned} \delta t_{Akzeptanz} = t_{el} - t_{ph} &= \frac{2R}{c}\left(\frac{\alpha}{\beta} - \tan\alpha\right) \\ &= \frac{2R\alpha}{c}\left(\frac{1-\beta}{\beta} - \frac{\alpha^2}{3}\right). \end{aligned} \tag{2.16}$$

Auch hier wurden zur Vereinfachung die ersten beiden Terme der Kleinwinkelnäherung des Tangens verwendet. Anhand der Gleichungen 2.16 und 2.14 kann die Pulsverlängerung eines vom Beobachter erfassten THz-Puls berechnet werden (siehe Abschnitt 5.1).

2.1.3 Beschleunigung

Der Energieverlust der Elektronen pro Umlauf wird primär durch Abstrahlen von Synchrotronstrahlung verursacht. Der Energieverlust ergibt sich aus der Umlaufzeit T_0 und

der abgestrahlten Leistung P_S und kann angegeben werden durch [28]

$$\Delta E = T_0 P_\mathrm{S} = \frac{2\pi R}{c} P_\mathrm{S} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R} = 88.5 \frac{E^4([\mathrm{GeV}^4])}{R[\mathrm{m}]} \mathrm{keV}. \tag{2.17}$$

Bei Strahl-Energien von $E \approx 10GeV$ wird der Energieverlust so dominierend, dass dies eine energetische und technische obere Grenze im Bereich der Elektronen-Synchrotrons darstellt [17]. Nach [29] liegt der Energieverlust der MLS bei der Betriebsenergie 629MeV bei über 95%. Um den Energieverlust auszugleichen, werden die Elektronen pro Umlauf in einer HF-Kavität (oder mehreren) beschleunigt. Die Kavität der MLS wird mit einer Resonanzfrequenz von 500 MHz betrieben. Die Beschleunigungsenergie eU ist abhängig von der HF-Phase $\varphi(t)$, bei der die Elektronen die HF-Kavität durchlaufen, und ist über $\Delta E = eU = eU_0 \sin\varphi(t)$ bestimmt. U_0 bezeichnet dabei die Amplitude des elektrischen Feldes im Zentrum der HF-Kavität. Für eine festgelegte Elektronenenergie E_0 muss die mögliche Beschleunigungsenergie mindestens dem Energieverlust pro Umlauf entsprechen. Wegen der endlichen Elektronengeschwindigkeit muss bei der Beschleunigung ein Transit-Zeit-Faktor T berücksichtigt werden (MLS: $T \approx 2/\pi$ [29]), da sich das HF-Feld ändert, während die Elektronen die Kavität durchlaufen. Die effektive Beschleunigungsenergie ist somit gegeben durch

$$\Delta E_\mathrm{eff.} = eU_0 T \sin\varphi_\mathrm{s}. \tag{2.18}$$

φ_s entspricht der Synchronphase, bei der exakt die Energie der abgestrahlten Synchrotronstrahlung ausgeglichen wird.

2.1.4 Kohärente Synchrotronstrahlung

Die Erzeugung kohärenter Synchrotronstrahlung von relativistischen Teilchen ist ein Effekt, welcher auf der Emission von Wellenlängen beruht, die deutlich größer als die longitudinale Strahlausdehnung sind. Ein veranschaulichendes Bild kann man dadurch schaffen, wenn man die Superposition einzelner emittierter Photonen in einem Bunch betrachtet. Da die abgestrahlte Leistung proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes E ansteigt, ergibt sich eine Gesamtstrahlungsleistung, die sich nach Gl. 2.4 über die Anzahl der N Elektronen bestimmen lässt:

$$P_\lambda \propto N_e(1 + N_e f_\lambda), \tag{2.19}$$

wobei f_λ dem Formfaktor des Bunchs entspricht, welcher durch Länge und Form definiert ist. Für Wellenlängen, die klein gegenüber der Bunchlänge sind verschwindet der rechte Term in Gl. 2.19, sodass nur der inkohärente Anteil der Synchrotronstrahlung zur Leistung beiträgt: $P_\mathrm{inkohärent} \propto N_e$. Wellenlängen, die gegenüber der Bunchlänge sehr groß sind, emittieren in Phase. Der rechte Teil in Gl. 2.19 bleibt erhalten ($f_\lambda \approx 1$), sodass die Gesamtleistung mit $P_\mathrm{kohärent} \propto N_e^2$ skaliert.

Obwohl der Kohärenzeffekt bereits 1954 für hochenergetische Synchrotrons vorhergesagt wurde [30], wurde erst 2002 am BESSY II eine dauerhaft stabile kohärente Emission gemessen [31]. Dauerhaft stabil bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Intensität und

die Pulsform eines emittierten THz-Puls von einem einzelnen Bunch keine Fluktuationen zwischen den Umläufen im Speicherring aufweist.

Stabile CSR ist jedoch nur unterhalb einer gewissen Burstingschwelle möglich, die abhängig von verschiedenen Speicherringparametern wie Buchstrom, der Bunchlänge aufgrund der HF-Spannung an der Cavity, sowie der Bunchlänge entsprechend des momentum compaction Faktor ist (I,U,α_0) [29]. Die Burstingschwelle beschreibt den Betriebsmodus, ab dem es aufgrund von Dichtefluktuationen der Elektronen innerhalb der Bunche durch den Einfluss der kohärenten Emission zur Ausbildung von Mikrobunchen kommt [32, 33]. Die erzeugten Mikrobunche besitzen charakteristische Längen, die deutlich unterhalb der Bunchlänge liegen. Der damit verbundene Formfaktor unterscheidet sich wesentlich von der Gaußannahme, was eine deutlich höhere CSR Leistung, sowie spektral höhere Frequenzen erzeugt. 10^5 [34]. Jedoch sind die Mikrobunche nicht stabil, sodass es zu Schwankungen der abgestrahlten Intensität von bis zu 100 % beim betrachten eines einzelnen Bunches kommen kann. Typische Verstärkungsfaktoren der kohärenten Emission erstrecken sich von 10^4 bis 10^6 [35, 36].

2.1.5 Momentum Compaction Factor

Wegen der statistischen Emission von Synchrotronstrahlung und dem damit verbundenen Energieverlust, ist die Teilchenverteilung im Phasenraum gaußförmig. Die Impulsverbreiterung verursacht unterschiedliche Orbitlängen, die sich durch die relative Impulsabweichung δ und den Momentum-Compaction-Faktor α beschreiben lassen durch

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha\delta \qquad \text{mit} \qquad \delta = \frac{\Delta p}{p}. \tag{2.20}$$

L_0 entspricht der Orbitlänge des Referenzorbit und ΔL der entsprechenden Anweichung davon.

Der Faktor α kann in eine Potenzreihe entwickelt werden, sodass sich aus Gleichung 2.20 ergibt

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_0\delta + \alpha_1\delta^2 + \mathcal{O}(3). \tag{2.21}$$

Die erste Ordnung wird durch die Sektionen der Biegemagneten verursacht und ist von primärer Bedeutung für die Länge der Bunche, höhere Ordnungen können prinzipiell vernachlässigt werden. Diese gewinnen jedoch an Bedeutung, sobald $\alpha_0 \approx 0$ wird und Verursachen zum Beispiel die Entstehung von alpha-Buckets, wie sie in Abschnitt 5.2 gemessen wurden.

Durch Approximation der Weglänge durch die Dispersion in den Biegemagneten lässt sich die Variation der Umlaufzeit τ der Elektronen berechnen

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = (\alpha_0 - \frac{1}{\gamma^2})\delta. \tag{2.22}$$

Der Ausdruck $\eta = (\alpha - \gamma^{-2})$ mit $\gamma = E/mc^2$ gibt den Übergangsbereich zwischen geschwindigkeitsabhängiger und energieabhängiger Umlaufzeit an. Einen tieferen Einblick zum Momentum-Compaction-Faktor, dessen Abhängigkeiten und den höheren Ordnungen von α findet man in [18].

2.1.6 Alpha-Buckets

Alpha-Buckets unterscheiden sich prinzipell von den HF-Buckets der standardmäßig verwendeten Strahloptiken. Durch Reduzierung der ersten Ordnung des Momentum Compaction Faktors $\alpha_0 \approx 0$ steigt der Einfluss höherer Ordnungen an, sodass sich durch Verzerrung des HF-Buckets zusätzliche stabile Fixpunkte im longitudinalen Phasenraum ergeben, sogenannte α-Buckets. Die erste experimentelle Beaobachtung von α-Buckets gelang im Jahr 2000 an der National Synchrotron Light Source Brookhaven [37]. Die Erzeugung von α-Buckets an der MLS ist durch die bewusste Konzeptionierung des Speicherrings mit Octupolen mit stabilem Strahlbetrieb möglich und in [29] exakt beschrieben.

Für die Erzeugung wird der Speicherring in einem asymmetrischem-Momentum-Compaction-Modus betrieben, welcher die longitudinale Auftrennung der Buckets im ersten Halbring nach der Kavität erzeugt und im zweiten Halbring wieder kompensiert. Die beiden Speicherringhälften haben dabei Momentum Compaction Faktoren mit gegensätzliche Vorzeichen, während α_0 an der Kavität konstant bleibt. Abbildung 2.4 gibt einen schematischen Überblick zum Erzeugungsprinzip der zeitlich getrennten α-Buckets. Da der Dipol des THz-Strahlrohrs am Anfang der vierten achromatischen Sektion sitzt (siehe Abbildung 2.5), kann man eine zeitliche Trennung erwarten, die etwa der halben maximalen Auftrennung entspricht.

Eine mögliche Anwendung von α-Buckets könnte zum Beispiel der zeitlich einstellbare Delay zwischen den Buckets an einem bestimmten Beobachtungspunkt im Speicherring

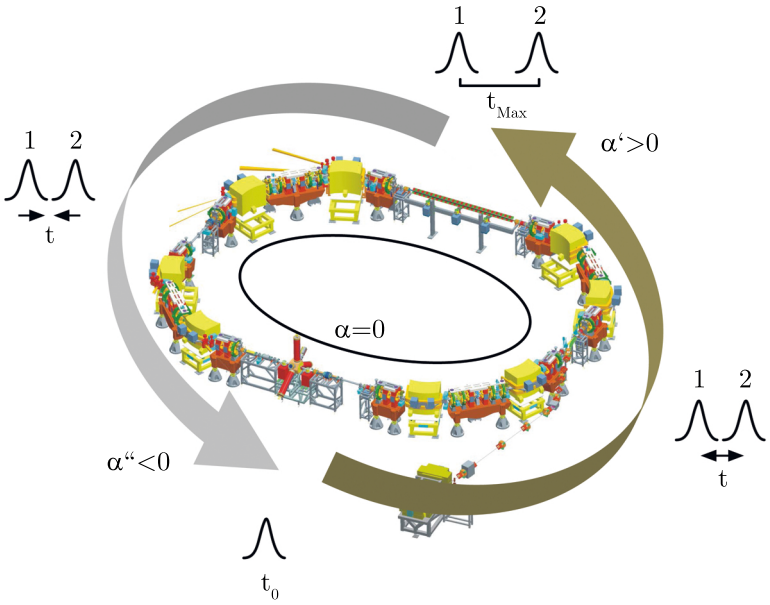


Abbildung 2.4: Erzeugungsprinzip von α-Buckets nach [29]. Die skizzierten Ladungsverteilungen der beiden Buckets zeigen die zeitliche Abfolge der longitudinalen Trennung. Bei $t_0 = 0$ ist keine zeitliche Trennung vorhanden, bei t_{Max} ist sie maximal.

ergeben. Dieser lässt sich an der MLS, abhängig von dem Beobachtungspunkt, auf eine Größenordnung von 20 ps ausdehnen. Eine andere Anwendung ist zum Beispiel „α-Bucket topup“, bei dem der Strom eines Bucket als Verlustausgleich des anderen Bucket genutzt wird, um über mehrere Stunden konstanten Strom in einem Bucket halten zu können, ohne dass zusätzliche Elektronen injiziert werden. Diese und weitere Möglichkeiten sind u.a. in [29] beschrieben.

2.2 Metrology Light Source

Die Metrologie Light Source (MLS) ist ein in Berlin gelegenes Synchrotron der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB). Sie wird für metrologische Untersuchungen sowie für wissenschaftliche Entwicklungen im Bereich der THz-Strahlung bis hin zum extremen Ultraviolettbereich (EUV) genutzt.

Entwickelt und gebaut wurde sie in Kooperation mit dem Helmholz-Zentrum Berlin (HZB), welches auch den Betrieb sicherstellt. Um den besonderen Anforderungen des THz Bereichs zu genügen, wurde sie speziell für die Erzeugung von kurzen Pulsen und von CSR optimiert.

Die MLS wird durch ein Rennbahnmikrotron gespeist, welches die Elektronen mit einer Energie von 105 MeV in den Speicherring injiziert. Der Ringstrom kann bis auf ein Maximum von 200 mA akkumuliert werden, wobei diese Grenze aus Strahlenschutzgründen festgelegt wurde. Nach Abschluss der Injektionsprozedur können die Elektronen auf die gewünschte Energie beschleunigt werden. Die maximimale Energie beträgt 629 MeV.

Eine Schemazeichnung der MLS ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Es gibt vier achromatische Sektionen, die jeweils zwei Dipole für die Strahlablenkung nutzen. Der Biegeradius der Dipolmagneten ist ρ =1,528 m bei einem Ablenkwinkel von $\pi/4$. Zwischen den Achromaten

Tabelle 2.1: Ausgewählte Maschinenparameter und Strahleigenschaften der MLS [9]

Parameter	Wert
Struktur	4 × doppelt gebogener Achromat
Umfang	48 m
Elektronenenergie	50 MeV... 629 MeV
Injektionsenergie	105 MeV
max. Magnetfeld der Ablenkmagnete	1,384 T
Elektronenstrom	1 pA... 200 mA
Biegeradius der Ablenkmagnete	1,528 m
Charakteristische Photonenenergie	1,7 eV... 364 eV
Strahlgröße im Dipol (1σ bei 629 MeV)	250 µm (h) × 200 µm (v)
HF-Frequenz	499,654 MHz
Umlauffrequenz	6,2457 MHz
HF-Spannung Kavität	500 kV
Anzahl der Bunche	80

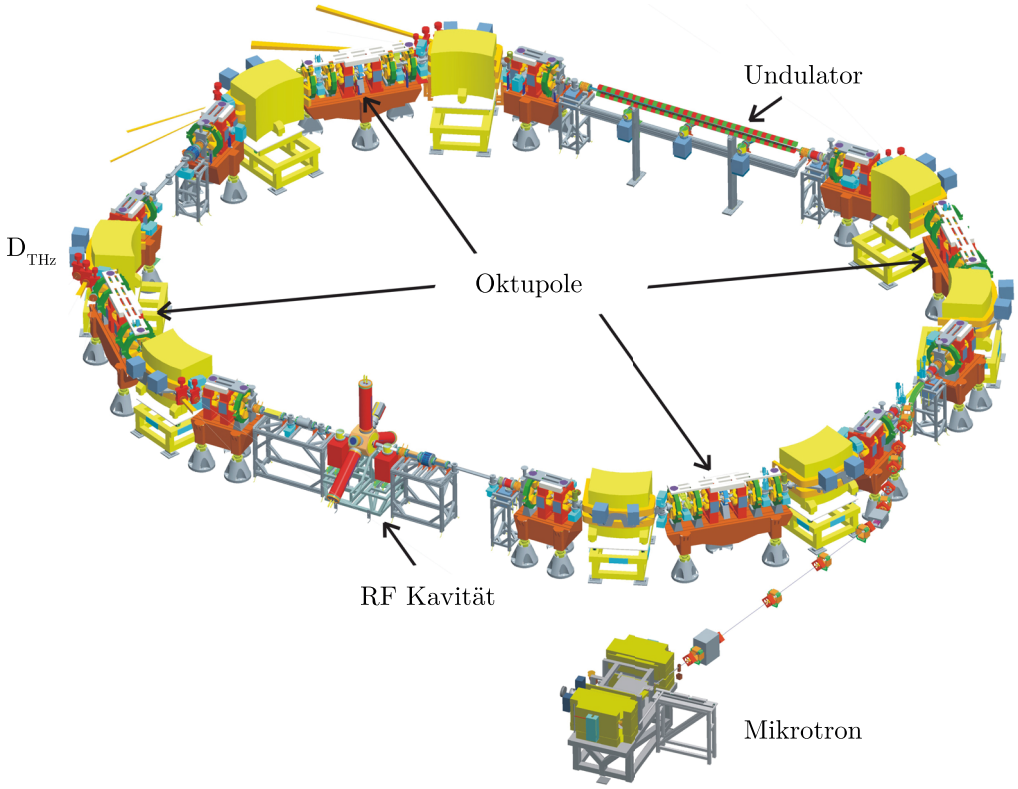


Abbildung 2.5: Schema der MLS [29]. Die Dipolmagneten sind in gelb dargestellt. Das THz-Strahlrohr sitzt am Dipol D_{THz}.

befinden sich jeweils zwei gegenüber liegende 6 m und 2,5 m lange gerade Sektionen. Auf einer der langen Sektionen befindet sich die HF-Kavität zur Beschleunigung der Elektronen, sowie Messsysteme zur Speicherringdiagnostik. Die gegenüberliegende gerade Sektion beherbergt einen Undulator. Das HF-System besitzt einen Tuningbereich bis zu 500 kV.

Um die Strahldispersion durch die Dipole auszugleichen, stehen 24 Quadrupole zur Verfügung. Zusätzlich sind drei Familien von Sextupolen vorhanden, zwei um die Chromatizität in x- und y-Richtung zu korrigieren, sowie eine dritte für die Justage von longitudinalen Strahldynamiken. In Kombination mit Oktupolen im Zentrum eines jeden Achromaten können so höhere Ordnungen des Momentum Compaction Faktors α korrigiert werden. Dies ist vor allem dann von Bedeutung, wenn im sogenannten „low-α“ Modus extrem kurze Bunche erzeugt werden. Somit ist die MLS der erste Elektronenspeicherring, welcher für die Erzeugung von kohärenter Strahlung optimiert wurde [9].

Abhängig vom Betriebsmodus und den entsprechenden Maschineneinstellung ergibt sich eine Nullstrombunchlänge von 19 ps im normalen Nutzerbetrieb bis hin zu unter 1,3 ps im low-α Modus. Tabelle 2.2 zeigt die Betriebsparameter für die beiden primär genutzten Optiken, sowie den möglichen Tuningbereich der Maschine. Die Chromatizität

Tabelle 2.2: Maschinenparameter der MLS für die in dieser Arbeit verwendeten Strahloptiken (Standard und low-α) nach [29].

Parameter	Standard Optik	low-α Optik	Tuningbereich
Elektronenenergie	629 MeV		50 MeV... 629 MeV
γ	1231		98... 1231
Bunch Strom	2,5 mA	2,5 mA bursting 4 µA stabil	1 pA... 10 mA
typische Lebensdauer (629MeV, 195mA)	4,5 h	10 h	$<$ 30 h
Mom. Comp. Fakor α_0 α_1 α_2	 0,03 $-0{,}4$ ≈ 1	 $1{,}30 \times 10^{-4}$ 0,01 ≈ 3	 $-0{,}03$ $-200...200$
Tunes horizontal vertikal longitudinal	 0,017	 3,178 2,232 0,0011	 - - 0,07
natürlich Chromatizität	ξ_x=$-3{,}4$ ξ_y=$-5{,}6$	ξ_x=$-4{,}2$ ξ_y =$-6{,}0$	- -
Nullstrombunchlänge	19 ps	1,3 ps	sub-ps ... 100 ps
horizontale Emittanz	120 nm rad	200 nm rad	25 nm rad
Emittanzkopplung	0,5 %	20 %	-
max. Dispersion	1,5 m	1,9 m	0,9 m
Energieverlust pro Umlauf	9140 eV		0,4 eV... 9140 eV
krit. Photonenenergie	360 eV		0,2 eV... 360 eV
Füllmuster	homogen		beliebig
Strahlkammerhöhe	42 mm		
Strahlkammerbreite	70 mm		
kleinste hor. Apertur	20 mm (Septum Magnet)		

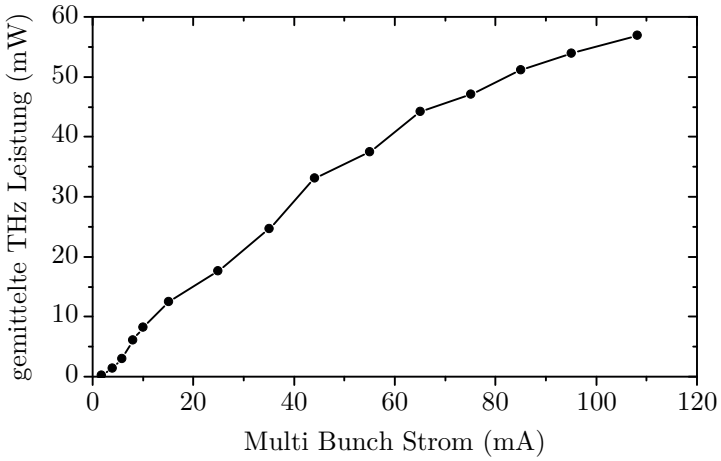


Abbildung 2.6: Mittlere THz Leistung als Funktion des Multibunch Stroms. Die maximale Leistung beträgt rund 60 mW [9].

bezeichnet die Auswirkungen von Impulsabweichungen aufgrund abweichender Fokussierung im Quadrupolfeld. Um die damit verbundenen Strahlinstabilitäten zu reduzieren, werden Sextupole zur Kompensation verwendet [39]. Die Tunes bezeichnen die Anzahl an Aszillationen pro Umlauf in horizontaler und vertikaler Richtung (Betatron Tunes), sowie in longitudinalen Richtung (Synchrotron Tune).

Stabile und burstende CSR kann hier in einem Frequenzbereich von 0,1 bis 1,5 THz

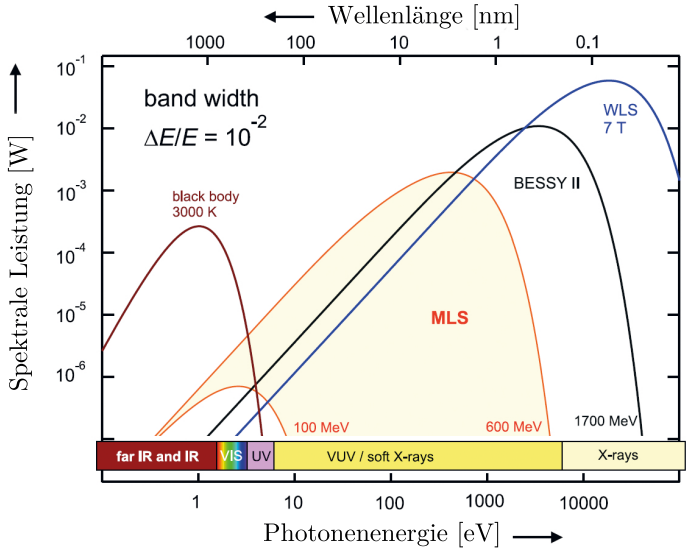


Abbildung 2.7: Berechnete inkohärente spektrale Strahlungsleistung der Synchrotronquellen MLS (rot) und BESSY II (schwarz) im Vergleich zur 3000 K Schwarzkörperstrahlung (braun). Als Elektronenstrom wurden 200 mA angenommen. Das Spektrum eines 7 T Wellenlängenschiebers (WLS), welcher an BESSY II verwendet wird, ist ebenso gezeigt [38].

erzeugt werden. Die maximale Leistung am Beamlineausgang des THz Strahlrohres liegt bei etwa 60 mW. Abbildung 2.6 zeigt die von Feikes et al. gemessene mittlere THz Leistung am THz-Strahlrohrausgang in abhängigkeit vom Multibunch Strom und einer Stahlenergie von 630 MeV. Die HF-Spannung lag während der Messung bei 450 keV [9].

Das direkte Echtzeitmonitoring der Pulslängen der gespeicherten Elektronenbunche ist wichtig für verschiedenste Anwendungen wie z.B. Pump-Probe Experimente an Halbleitern oder Supraleitern. Moderne Detektortechnologien ermöglichen hier Zeitauflösungen bis in den zweistelligen Pikosekundenbereich. An der MLS haben Messungen mit schnellen Schottky-Dioden gezeigt, dass bei Pulsdauern von 10 ps FWHM Detektorantworten von 20 ps erreicht werden können [5].

THz-Pulse von 7 ps Pulsdauer, welche an der MLS, an ANKA (Karlsruhe Institute of Technology (KIT) [40]) und UVSOR-II (Institute for Molecular Science (IMS), Okazaki) erzeugt wurden, konnten im Jahr 2013 mit einem schnellen YBCO Detektor bei einer Zeitauflösung von 30 ps FWHM gemessen werden [41]. Mit einer effektiven Auslesebandbreite von 23 GHz konnten an ANKA sogar Pulsbreiten von 17 ps FWHM gemessen werden [42].

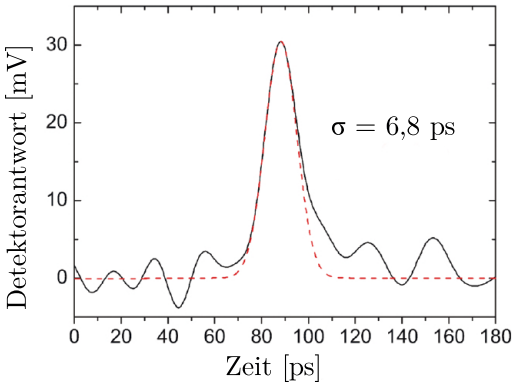


Abbildung 2.8: Aufnahme eines einzelnen THz-Puls mit einem YBCO Detektorsystem [42]. Eine minimale Detektorantwort von 17 ps Halbwertsbreite (σ=6,8 ps) bei 7 ps Pulsdauer konnte gemessen werden.

2.3 Diagnosetechniken kurzer Pulse

Die Charakterisierung kurzer und ultrakurzer Pulse hat mit der technologischen Entwicklung hin zu immer kürzeren Pulsen große Entwicklungschritte vollzogen. Da die Messung von immer kürzeren Ereignissen nur mit noch kürzeren Pulsen messbar werden, wurden Techniken entwickelt, bei denen der Puls sich quasi selbst misst. Die am häufigsten verwendete Methode zur Pulsmessung auf kurzen Zeitskalen, wie sie z.B. bei Femtosekunden Lasern, FELs und Synchrotrons vorkommen, ist die Messung der AK-Funktion. 1966 wurde diese Technik erstmals demonstriert [43]. Im folgenden werden die unterschiedlichen Versionen gezeigt. Die Funktionsweise basiert auf der Aufspaltung einer Pulsquelle in zwei Teilpulse. Zur Aufspaltung wird ein Strahlteiler verwendet, der

z.B. aus einem halbdurchlässigem Spiegel oder einem Gitter besteht. Wie bei einem Michelson-Interferometer werden beide Teilpulse getrennt und anschließend wieder überlagert. Die daraus resultierende Korrelationsfunktion entsteht als Funktion des detektierten Signals gegenüber dem Laufzeitunterschied beider Pulse Δt.

Prinzipell können drei Arten der AK-Messungen unterschieden werden. Die interferometrische AK erster und zweiter Ordnung sowie die Intensitäts-AK.

Die AK-Funktion ist immer symmetrisch. Daher gibt sie keine eindeutige Information über die Pulsform, da sich immer symmetrische und asymmetrische Pulse finden lassen, die dieselbe AK-Funktion besitzen. Dies gilt auch für AKs zweiter Ordnung, wenn kein bekannter Puls als Referenz zur Abtastung des zu messenden Pulses verwendet wird. Die Pulsdauer kann jedoch immer unter Annahme der Pulsform, solange diese nicht gechirpt ist, berechnet werden. Ein Puls mit einem gaußförmigen FWHM Zeitprofil der Breite τ_G erzeugt z.B. eine AK-Funktion der Breite $\sqrt{2}\tau_G$. Auch die AK-Funktionen von beliebigen ungechirpten Pulsen sind im allgemeinen breiter als die Pulse selbst. Keine der im folgenden gezeigten AK-Techniken erlaubt die Messung einer absolute Phase. Ein tieferer Einblick hierzu wird in [44, 45] gegeben.

Techniken wie F.R.O.G. (Frequency-Resolved Optical Gating), XFROG/STRUT (cross-correlation FROG / Spectrally and Temporally Resolved Up-conversion Technique) ermöglichen eine Phasenbestimmung [44, 46]. Da diese in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet werden, werden diese Techniken nicht weiter erläutert.

Interferometrische Autokorrelation

Unter Verwendung eines langsamen Detektors ergibt sich für ein Elektrisches Feld $E(t)$ am Ausgang eines Interferometers die Intensität

$$I_{ac}(\tau) = \int |E(t) + E(t-\tau)|^2 \, \mathrm{d}t. \tag{2.23}$$

Durch Auflösen der Gleichung erhält man

$$\begin{aligned} I_{ac}(\tau) &= \underbrace{\int |E(t)|^2 + |E(t-\tau)|^2 \, \mathrm{d}t}_{\text{konst. Term}} + \underbrace{\int 2\,|E(t)E(t-\tau)| \, \mathrm{d}t}_{\text{AK-Term}} \\ &\propto 1 + A(\tau). \end{aligned} \tag{2.24}$$

Der erste Term in Gleichung 2.24 entspricht der konstanten Summe der Intensitäten der beiden Felder und der zweite Term $A(\tau)$ entspricht der AK. Das AK-Signal ist dem Hintergrund überlagert und es ergibt sich im Nulldurchgang ein Maximum der gemessenen Intensität im Verhältnis $2:1$ gegenüber dem Hintergrund [47].

Information über die Pulsform steckt hier in der Einhüllenden der AK-Funktion. Die gemessene AK entspricht der Fouriertransformierten des Spektrums (Wiener-Khichin Theorem).

Intensitäts-Autokorrelation

Diese Methode nutzt den Vorteil der Erzeugung der zweiten Harmonischen in einem nichtlinearen Element. Die beiden Einzelpulse werden, im Gegensatz zur vorherigen Variante, auf einen frequenzverdopplenden (SHG) Kristall fokussiert. Beide Pulse sind dabei nicht kollinear angeordnet, sondern kreuzen sich im SHG Kristall. Die Überlagerung der Pulse im SHG Kristall erzeugt ein Signal proportional zu $(E(t)+E(t-\tau))^2$. Detektiert man nur das Korrelationssignal beider Pulse, so ergibt sich aus beiden Intensitäten $I(t-\tau)$ und $I(t)$ die hintergrundfreie AK-Funktion

$$I_{ac}(\tau) = \int |E(t)E(t-\tau)|^2 \, \mathrm{d}t. \tag{2.25}$$

Interferometrische Autokorrelation zweiter Ordnung

Die Kombination beider zuvor gezeigten Fälle unter Verwendung eines nichtlinearen Elements zur Erzeugung der zweiten Harmonischen ergibt die Interferometrische AK.

$$I_{ac}(\tau) = \int \left|(E(t)E(t-\tau))^2\right|^2 \, \mathrm{d}t. \tag{2.26}$$

Auch in diesem Fall geht die Phase verloren, da beide Pulse identisch sind. Phaseninformationen kann man nur gewinnen, wenn für die Abtastung ein bekannter Puls als Referenz verwendet wird [44].

Kreuzkorrelation

Der Unterschied zwischen AK und Kreuzkorrelation (KK) besteht darin, dass im letzteren dem Puls ein anderer Puls und nicht seine Kopie überlagert wird. Die verschiedenen Möglichkeiten für eine KK-Messung sind ebenso wie bei den zuvor beschriebenen AKs gegeben.

Die in der Arbeit eingesetzte AK-Technik basiert auf der interferometrischen AK, da keine nichtlinearen Effekte zur Erzeugung der AK genutzt wurden. Für spektral aufgelöste Messungen wurde diese Technik mit einem Ferninfrarot-Fourier-Spektrometer erweitert.

3 Messaufbau

3.1 Strahlcharakteristik

Für die Verwendung der THz-Strahlung in einem Interferometeraufbau, ist eine sehr gute Strahlkollimierung notwendig. Die innerhalb der Beamline mehrfach reflektierte THz-Strahlung besitzt vor dem Austrittsfenster zum Experimentierbereich einen Zwischenfokus. Der anschließend divergente Strahlverlauf muss mit möglichst geringem Strahlquerschnitt kollimiert werden, um aperturbegrenzende optische Elemente nicht unnötig groß und teuer werden zu lassen. Zur Auswahl des geeigneten Off-Axis Spiegels wurde eine Vermessung des Strahlprofils am Beamlineausgang vorgenommen. Anhand der zur Verfügung stehenden Platzverhältnisse wurden drei gewählte Abstände für die Messungen verwendet (190 mm, 340 mm, 490 mm), wobei der größte Abstand der maximal möglichen Entfernung zum Strahlrohr entspricht. Es wurden jeweils Matrixscans im Format 100 mm × 100 mm unter Verwendung einer Golayzelle durchgeführt. Die Schrittweite beim Verfahren der x-y-Schrittmotoren wurde auf 5 mm festgelegt. Mit Hilfe eines auf 45° zur Horizontalen gedrehten Polarisators wurde die Leistung der THz-Strahlung abgeschwächt, um die Golayzelle nicht oberhalb des linearen Arbeitsbereichs zu betreiben. Zusätzlich wurde schwarze HDPE Folie als Filter verwendet, um sichtbare und infrarote Spektralanteile zu unterdrücken. Die Datenaufnahme wurde im Lock-in Verfahren mit einer Integrationszeit von 300 ms durchgeführt. Zur Referenzierung der Lock-Frequenz wurde ein mechanischer Chopper am Ausgang der Beamline genutzt.

Mit Hilfe der Knife-Edge $10\% - 90\%$ Methode wurden die horizontalen und vertikalen Strahldurchmesser bestimmt (siehe Tabelle 3.1). Unter Verwendung der Gaußschen Strahloptik kann anschließend die Strahltaille am Zwischenfokus (300 mm vor Austrittsflansch) innerhalb der Beamline berechnet werden. Da diese frequenzabhängig ist, kann man für den breiten Spektralbereich der Beamline keinen einheitlichen Wert angeben. Die berechneten Werte liegen unter der Annahme eines idealen Gaußstrahls (Beugungsmaßzahl $M^2 = 1$) zwischen 1,43 mm und 0,47 mm im Bereich von 1 THz - 3 THz. Die Beugungsmaßzahl ist gegeben als das Verhältnis der Divergenzwinkel eines realen Laserstrahls und eines idealen Gaußstrahls mit identischer Strahltaille ($M^2 = \phi_{\mathrm{Real}}/\phi_{\mathrm{Gauß}}$).

Um einen möglichst geringen Strahlquerschnitt innerhalb des Interferometers zu gewährleisten, musste der kollimierende Off-Axis Spiegel möglichst nah am Strahlrohrausgang platziert werden. Um trotzdem Platz für Chopper und Justagezwecke zu lassen, wurde eine effektive Brennweite von 450 mm gewählt. Der Spiegel wurde als 90° Version angefertigt und besitzt eine offene Apertur von 90 mm. Damit bleiben einige Zentimeter Platz zwischen Beamline Fenster und Off-Axis Spiegel. Der erwartete kollimierte Strahlquerschnitt beträgt etwa 30 mm, was auch mit anschließenden Messungen übereinstimmt. Daraus ergeben sich auch die minimalen aperturbegrenzenden Anforderungen der übrigen

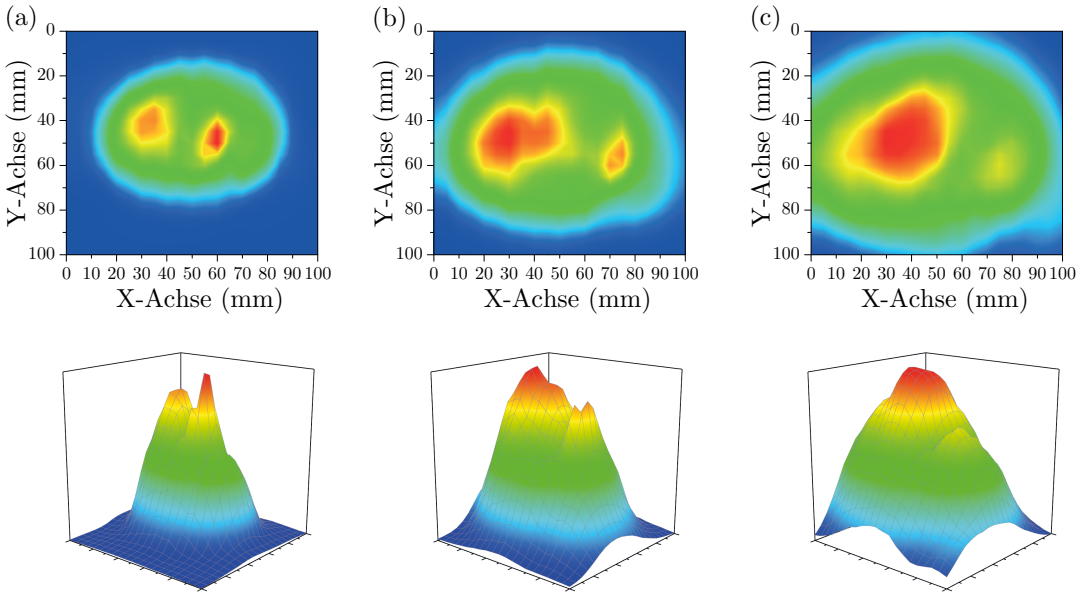


Abbildung 3.1: Oben: Intensitätsprofile der THz Beamline bei verschiedenen Abständen zum Beamlineausgang: (a) 190 mm, (b) 340 mm, (c) 490 mm (69 mA, 66 mA, 64 mA Strahlstrom). Unten: Darstellung der Strahlungsprofile bei entsprechenden Abständen. Der dargestellte Bereich beträgt jeweils 100 mm × 100 mm.

Tabelle 3.1: Strahlprofil bei unterschiedlichen Abständen zum Beamlineausgang

Abstand zur Flanschkante Beamline (mm)	190	340	490
Profil horizontal (mm)	43,64	53,36	60,37
Profil vertikal (mm)	33,80	43,87	52,15

optischen Elemente im Aufbau, d.h. Spiegel und Gitter, welche mindestens 30 mm offene Apertur besitzen sollten.

3.2 Drahtgitter

Zur Aufspaltung linear polarisierter Strahlung im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich werden üblicherweise Drahtgitter aus parallel angeordneten leitenden Drähten verwendet. Auftreffende Strahlung wird reflektiert, wenn das elektrische Feld parallel zur Drahtausrichtung verläuft, bzw. reflektiert, wenn das elektrische Feld senkrecht dazu verläuft. Die Transmission bzw. Reflektion von Drahtgittern soll idealerweise flach und frequenzunabhängig sein. Für Drahtdurchmesser $a \ll \lambda$ und Gitterabstände $d \ll \lambda/2$ kann das Verhalten, je nach Anwendung, als frequenzunabhängig betrachtet werden. Reale Gitter besitzen jedoch eine Frequenzabhängigkeit, die für verlässliche spektrale Messungen von Bedeutung ist [48]. Da die Gitter in einem Interferometer unter einem Gierwinkel

von $\phi = 45°$ genutzt werden, reduziert sich die effektive Gitterkonstante um den Faktor $\cos^{-1}(\phi) = \sqrt{2}$. Weil frei stehende Drahtgitter, wie sie im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich eingesetzt werden, schwierig herzustellen sind, sind Unregelmäßigkeiten in den Gitterabständen vorhanden, die ebenso die Charakteristik beeinflussen [49]. Die Verschlechterung der Transmission bzw. Reflektion bei steigender Frequenz gegenüber einem regulärem Gitter ist nicht linear und senkt die Effizienz bei der Verwendung in einem interferometrischen Aufbau [50].

Im folgenden wurde die spektrale Abhängigkeit der Transmittanz der verwendeten Gitter (Hersteller QMC) unter identischen Bedingungen, wie sie im Autokorrelatoraufbau (Abbildung 5.1 bzw. Abbildung 6.1) genutzt wurden, vermessen. Die Spektren wurden mit einem Bruker Vertex 80V aufgenommen. Das zu messende Gitter wurde unter 45° Gierwinkel am Probenort positioniert. Die Transmittanz wurde unter 45° Projektionswinkel zum Strahl aufgenommen (siehe 3.3.1). Zuvor wurde die Strahlung mit einem zweiten Gitter linear polarisiert (horizontale Polarisation). Da alle verwendeten Gitter baugleich sind, wurde nur ein Gitter untersucht. Als Spektrometereinstellungen wurden $1\,\mathrm{cm}^{-1}$ Auflösung, 128x128 Scans, 10 kHz Samplingfrequenz, DTGS-Detektor, 12 mm Apertur verwendet. Die Messung des unteren Frequenzbereichs, d.h. unterhalb von 1,5 THz, wurde mit der kohärenten Strahlung der MLS durchgeführt, da die spektrale Abdeckung in Verbindung mit den verwendeten Bruker 125 µm und 6 µm Mylar FTS-Strahlteilern bis etwa 120 GHz reicht. Oberhalb von 1,5 THz wurde eine Quecksilberdampflampe als Strahlungsquelle verwendet. Die Einzelmessungen wurden anschließend in Abbildung 3.2 kombiniert. Die gezeigte Reflektanz wird als Differenz 1-Transmittanz angenommen. Die spektralen Eigenschaften des Gitters werden in Abschnitt 5.3 zur Rekonstruktion des erzeugten Spektrums verwendet.

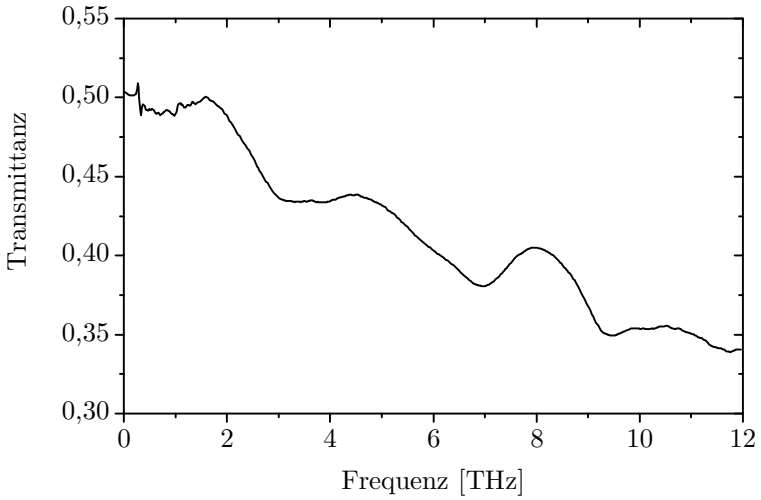


Abbildung 3.2: Transmittanz des Gitters, welches als Strahlteiler verwendet wurde. Die Transmittanz wurde unter 45° Gierung und 45° Projektionswinkel zum Strahl gemessen. Ideal wäre eine Transmittanz von 0.5 über den gesamten Spektralbereich.

3.3 Interferometer

3.3.1 Prinzip des Martin-Puplett Interferometers

Die Funktionsweise des Martin-Puplett-Interferometers ist in Abbildung 3.3 dargestellt [51]. Der Aufbau basiert auf einem Drahtgitter als Strahlteiler und zwei Dachkantspiegeln, welche die jeweiligen Interferometerarme bilden. Bei einer Strahlungsquelle mit unbekannter Polarisation muss ein Polarisator am Eingang des Interferometers verwendet werden. Da die verwendete Strahlung bereits linear in der Horizontalen (0°) polarisiert ist, ist ein Polarisator nicht zwingend notwendig. Die auf den Strahlteiler auftreffende Strahlung wird in zwei Teilstrahlen mit gleichen Amplituden aufgespalten. Der Polarisationsanteil senkrecht zur Gitterausrichtung wird transmittiert, der parallele Anteil wird reflektiert. Die Polarisation der Teilstrahlen ist somit um ±45° gegenüber der Eingangspolarisation gedreht. Die Orientierung des Strahlteilers muss dazu entsprechend um einen Winkel $\varphi = 45°$ gegenüber der Einfallspolarisation gedreht sein. Da die Orientierung des Strahlteilers gegenüber der Einfallsebene ebenfalls um einen Winkel $\phi = 45°$ um die Gierachse verdreht ist, ändert sich die Projektion des Gitters auf die Einfallsebene der Strahlung und damit die effektive Polarisationsrichtung von φ auf φ^*. Der Strahl sieht das Gitter unter dem Winkel $\varphi^* = \tan^{-1}(\tan\varphi\cos\phi) \approx 35.3°$. Um dies zu korrigieren, muss der Strahlteiler auf $\varphi \approx 54{,}7°$ gegen die Vertikale gedreht sein. Hinter dem Strahlteiler laufen beide Teilstrahlen jeweils auf einen Dachkantspiegel zu, dessen Kante senkrecht zur Bildebene und senkrecht zur Strahlrichtung orientiert ist. Da die einlaufende Strahlung ±45° polarisiert ist, dreht sich die Polarisation der reflektierten Teilstrahlen an den Dachkantspiegeln um ∓90° auf ∓45° [52]. Am Strahlteiler überlagern sich beide Teilstrahlen aufgrund der um 90° gedrehten Polarisation und laufen ohne Intensitätsverluste weiter in Richtung Analysator. Die Polarisation ist nach der Rekombination beider Teilstrahlen abhängig vom Unterschied der optischen Weglänge. Bei gleichen Weglängen (Gangunterschied=0) ist die Polarisation linear über alle Frequenzen. Durch Änderung der Weglänge ändert sich die Polarisation über zirkular (Gangunterschied= $\pi/2$) zu linear um 90° gedreht (Gangunterschied= π). Da die Polarisation aufgrund dieser Eigenschaft frequenzabhängig ist, zeigen unterschiedliche Frequenzanteile auch verschiedene Polarisation.

Um die Information des Gangunterschieds über die Polarisation zu bestimmen, müssen die transmittierten bzw. reflektierten Intensitätsanteile am Analysator untersucht werden werden. Hierzu wird eine Eingangspolarisation in $\mathbf{e}_x$-Richtung vorausgesetzt. Die nachfolgende Formulierung ist an die Arbeiten [53] und [54] angelehnt. Die Intensitäten können jeweils mit thermischen Strahlungsdetektoren gemessene werden, nicht jedoch die Polarisation selbst. Da nur die integrierte Leistung gemessen wird, kann man das auf den Strahlteiler einlaufende Feld

$$\mathbf{E}(\omega, t) = \mathbf{E}_0(\omega)\sin(\omega t)\mathbf{e}_x \tag{3.1}$$

nach Durchlaufen der beiden Interferometerarme und Rekombination am Strahlteiler schreiben als

$$\mathbf{E}_{1,2}(\omega, t) = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0(\omega)\sin(\omega(t + \Delta t_{1,2}))(\mathbf{e}_x \mp \mathbf{e}_y). \tag{3.2}$$

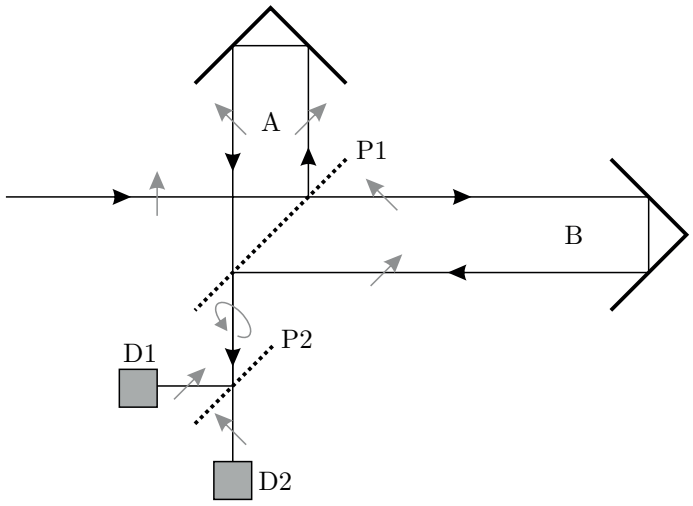


Abbildung 3.3: Prinzipaufbau des Martin-Pupplett Interferometers wie es am MLS THz Strahlrohr umgesetzt wurde. Zur besseren Verständlichkeit verlaufen die hin- und rücklaufenden Strahlen nicht spiegelzentriert. Die Polarisation der Strahlung ist durch graue Pfeile dargestellt. Am Eingang ist linear in der Horizontalen polarisierte Strahlung vorhanden. Die wichtigen Teile sind der Strahlteiler P1, der fest verbaute Dachkantspiegel im Arm A, der bewegliche Dachkantspiegel im Arm B, sowie der Analysator P2 am Ausgang. Die Detektoren D1 und D2 sind beliebig.

Dabei ist zu beachten, dass hinter dem Strahlteiler die horizontale Polarisation in $\pm 45°$ aufgeteilt wird, und diese anschließend an den Dachkantspiegeln um 90° gedreht wird. Das resultierende elektrische Feld ergibt sich aus vektorieller Addition der beiden Einzelfelder E_1 und E_2. Durch den Analysator wird das erzeugte elektrische Feld wieder in zwei Anteile zerlegt. Die Ausrichtung des Analysators ist entsprechend der Eingangspolarisation E_0 gewählt, sodass die detektierte Intensität von den Feldern $\mathbf{E}\mathbf{e}_x$ und $\mathbf{E}\mathbf{e}_y$ abhängt. Da die Detektoren nicht in der Lage sind, den zeitlichen Verlauf der Felder zu messen, sondern nur die zeitlich gemittelte Leistung, kann man diese schreiben als

$$\mathbf{I}_{1,2} = \overline{(\mathbf{E}(\omega, t)\mathbf{e}_{x,y})^2}. \tag{3.3}$$

Ohne den Analysator würde ein Detektor am Ausgang des Interferometers die Intensität

$$\mathbf{I}_0 = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0^2 \tag{3.4}$$

messen. Der Vorfaktor 1/2 kommt Aufgrund der zeitlichen Mittelung über den Sinus des E-Feldes zustande.

Durch die Verwendung des Analysators lassen sich die Intensitäten der beiden Detektoren mit $\tau = \Delta t_1 - \Delta t_2$ schreiben als

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_1 &= I_0(\omega)\cos^2\left(\frac{w\tau}{2}\right), \\ \mathbf{I}_2 &= I_0(\omega)\sin^2\left(\frac{w\tau}{2}\right). \end{aligned} \tag{3.5}$$

Unter Verwendung von trigonometrischen Zusammenhängen lässt sich die Intensität aus 3.5 auch schreiben als

$$\mathbf{I}_{1,2} = \frac{1}{2} I_0(\omega)(1 \pm \cos(\omega\tau)). \tag{3.6}$$

Die Detektoren messen also antikorrelierte Signale, während bei $\tau = 0$ das Signal eines Detektor ganz verschwindet und das des anderen maximal wird.

Das Integral über alle Frequenzen ergibt die Intensität, welche die Detektoren in Abhängigkeit vom optischen Gangunterschied messen:

$$\mathbf{I}_{1,2}(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty I_0(\omega)(1 \pm \cos(\omega\tau))\mathrm{d}\omega. \tag{3.7}$$

Die Eingangsintensität $I_0(\omega)$ lässt sich mit Hilfe der Gleichung 2.4 als Produkt des Einelektronenspektrums und der Anzahl der Teilchen für große N darstellen als

$$\mathbf{I}_0(\omega) = I(\omega)N^2F(\omega)\prod_i T_i(\omega) \tag{3.8}$$

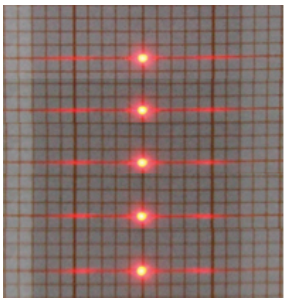
$$= N^2 S(\omega). \tag{3.9}$$

T_i stellt dabei die Transferfunktion dar, welche die Änderungen des Spektrums vom Ort der Entstehung bis zum Detektor umfasst. Einflüsse auf das gemessene Spektrum sind durch die Hochpasswirkung des Strahlrohrs (siehe Abschnitt 5.3, Gleichung 5.10), den Transmissionsverlusten an den Strahlrohrfenstern, der frequenzabhängigen Transmission bzw. Reflektion des Strahlteilers, den atmosphärischen Absorptionen und den Reflektionsverlusten an den Spiegeln gegeben. $S(\omega)$ entspricht dem gemessenen Elektronenspektrum. Man sieht, dass die spektrale Phaseninformation, die im Formfaktor enthalten ist (siehe Gl. 2.5), bei der Messung verloren geht. Durch Einsetzen der Intensitäten in Gleichung 3.7 und der Bildung des Quotienten aus Differenz und Summe von I_1 und I_2 ergibt sich der nachfolgende Ausdruck, welcher der zu messenden AK-Funktion entspricht und unabhängig von der Eingangsintensität des Spektrometers ist

$$\frac{I_1(\tau) - I_2(\tau)}{I_1(\tau) + I_2(\tau)} = \frac{\int_0^\infty S(\omega)\cos(\omega\tau)\mathrm{d}\omega}{\int_0^\infty S(\omega)\mathrm{d}\omega}. \tag{3.10}$$

Für einzelne Messungen vereinfacht diese Eigenschaft die Auswertung der Daten wesentlich, da Intensitätsschwankungen und Drifts der Detektorsignale eliminiert werden. Der Nenner in Ausdruck 3.10 stellt lediglich eine Normierung dar.

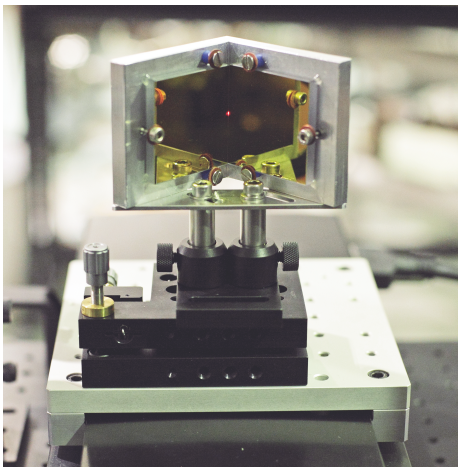
3.3.2 Justage



Δx [cm]	Δt [ps]
0	-167
10	500
20	1167
30	1835
40	2502

Abbildung 3.4: Überlagerung der Pump- und Probestrahlen mit unterschiedlichen Zeitabständen im Zwischenfokus an Probenposition. Die horizontalen Linien werden durch die Kante im Dachkantspiegel verursacht.

Die Justage eines MPI-THz-Interferometers ist wesentlich komplexer als die eines Interferometers für den sichtbaren Bereich. Die größte Schwierigkeit besteht darin, dass es wegen des verwendeten Gitter-Strahlteilers nicht mit einem Laser kalibriert werden kann. Zur Justage wurde daher das Gitter gegen einen speziell angefertigten 23 µm dicken Mylar Strahlteiler getauscht. Die Justage des gesamten Aufbaus erfolgte dann mit Hilfe einer Laserdiode vom Typ Sanyo DL3148-025 mit angepasstem Lasertreiber. Dieser Laser wurde gewählt, um möglichst geringe Ausmaße der Laserquelle mit ausreichend hoher optischer Qualität und Leistung zu kombinieren. Die optische Ausgangsleistung der Diode ist mit maximal 5 mW bei einer typischen Laserwellenlänge von 635 nm angegeben. Die horizontale bzw. vertikale Strahldivergenz beträgt 8° und 30° FWHM. Zur Strahlkollimation wurde eine asphärische Linse (Typ Thorlabs C392TME-A) mit 2,75 mm Brennweite und einer numerischen Apertur von 0,64 verwendet. Der Diodentreiber wurde mit zwei Spannungsreglern des Typs LM317 aufgebaut, um die maximale Betriebsspannung von 2,2 V und den Betriebsstrom von 32 mA nicht zu überschreiten. Der Regler ist so konzipiert, dass mit Eingangsspannungen zwischen 5 V und 40 V gearbeitet werden kann [55]. Um Spannungsspitzen beim Einschalten des Reglers zu zu vermeiden, ist die Ausgangsspannung über ein Potentiometer von 0 V bis 2,2 V regelbar.



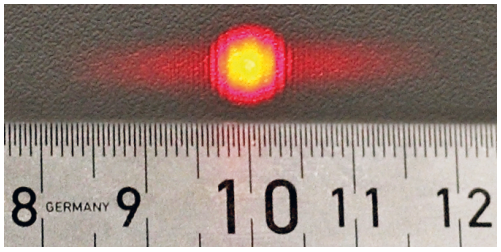


Abbildung 3.5: Links: Dachkantspiegel aus zwei 90° zueinander versetzten Spiegeln mit 50,8 mm Kantenlänge. Rechts: Justage der Spiegel durch einen aufgeweiteten HeNe-Laser in der Spiegelkante.

Abbildung 3.4 zeigt die Überlagerung der beiden Teilstrahlen des Justagelasers am Zwischenfokus der Probenposition im MPI, wie es in Kapitel 5 und folgend verwendet wurden. Über den maximalen Verzögerungsbereich von 40 cm sind keine Verschiebungen zwischen den Teilstrahlen erkennbar. Da der Justagelaser mittenzentriert im MPI Strahlengang verläuft und auf die vertikale Kante der Dachkantspiegel trifft, entstehen Ausschnitte von Beugungsringen, welche in der Abbildung als horizontale Linie erkennbar werden.

Die verwendeten Dachkantspiegel wurden aus zwei quadratischen Spiegeln mit 50,8 mm Kantenlänge aufgebaut. Beide Spiegel wurden auf einem aus Aluminium gefrästen rechtwinkligen Halter verklebt und sind durch drei positionierte Stellschrauben unabhängig justierbar. Die Justage der Spiegel erfolgte durch Reflektion eines auf 8 mm aufgeweiteten HeNe-Lasers, welcher in einer Entfernung von 3 m abgebildet wurde. Beim Überfahren der Spiegelkante bilden sich Ausschnitte von Beugungsringen aus, die Form des Laserprofils bleibt jedoch erhalten (siehe Abbildung 3.5 rechts).

3.3.3 Step-Scan vs. Rapid-Scan

Bei der Anwendung von interferometrischen Messungen, die mit zwei Teilstrahlen und einer Verzögerungsstrecke arbeiten, gibt es zwei mögliche Scanverfahren. Zum einen kann die Verzögerungsstrecke schrittweise verfahren werden (im sog. Step-Scan Verfahren), wobei die Überlagerung der beiden Teilstrahlen mit Detektoren unabhängig von desssen Zeitkonstante diskret aufgenommen werden kann. Zum anderen kann die Verzögerungsstrecke kontinuierlich verfahren werden, was als Rapid-Scan bezeichnet wird. Hier ist die Scangeschwindigkeit nicht mehr unabhängig von der Geschwindigkeit des Detektors. Prinzipiell besteht zwischen einem Schrittweise-Scan Verfahren und dem Rapid-Scan kein Unterscheid, beide erzeugen identische Daten bei gleichen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen. Die Rapid-Scan Technik ist die allgemein genutzte Technik, um FTIR-Spektren aufzunehmen. Die Vorteile der Step-Scan Technik liegen in Anwendungen wie hyperspektraler Bildgebung, Hochgeschwindigkeits-zeitaufgelöster-Spektrometrie, oder Proben-Modulations-Spektroskopie ,bei denen die optische Wegdifferenz eine gewisse Zeit festgehalten werden muss, um die Messung durchzuführen [56]. Da in dem Messaufbau während der Anfahr- und Haltevorgänge beim Verfahren des Spiegels Totzeiten durch das Abklingen der Spiegelschwingungen abzuwarten wären, wurde bewusst auf eine Step-Scan Modus bei den Messungen verzichtet. Bei den in Kapitel 6 beschriebenen Experimenten wird hingegen ein Step-Scan Modus verwendet, um bei den angefahrenen optischen Gangunterschieden FTIR-Spektren aufnehmen zu können. Die Aufnahmedauer pro Spiegelposition kann hierbei im Bereich einiger Sekunden bis zu einigen Minuten liegen.

3.3.4 Einfluss von Fehljustage

Die Qualität der Spektren eines Zweistrahl-Interferometers hängt sowohl von der Justage des bewegten Spiegels gegenüber dem feststehen Spiegel, als auch von der Abweichung während eines Scans ab. Weichen die Strahlen beider Interferometerarme voneinander

ab und treffen den Detektor versetzt, führt dies zu Signalverlust und einer Verschlechterung der Auflösung. Ist diese Abweichung während eines Scans nicht kostant, wird das Interferogramm dadurch willkürlich verändert. Die Folge sind zum Beispiel Asymmetrien zwischen linker und rechter Interferogrammhälfte. Ist die Winkelabweichung zwischen beiden Interferometerarmen konstant, ergibt sich bei langen Verfahrwegen der Effekt der Selbstapodisierung, da die beiden Teilstrahlen am Detektor auseinanderlaufen und nicht mehr interferieren. Zusätzlich entsteht bei breitbandigen Quellen eine Tiefpasswirkung, da die Verschiebung bei kleinen Wellenlängen einen stärkeren Einfluss hat als im Langwelligen [57].

Die maximale Auflösung, die über das Inverse des Spiegelverfahrweges definiert ist, wird auch bei guter Justage durch die Qualität des Antriebsmechanismus der Verzögerungsstrecke begrenzt. Für eine gegebene maximale Spiegelverkippung β (in rad) eines kollimierten Strahls mit Durchmesser D (in cm) ist die maximal auflösbare Frequenz $f_{\max}$ gegeben durch [56]

$$\beta < \frac{1}{20 \cdot D f_{\max}}. \tag{3.11}$$

Die Abweichung des Gierwinkels als auch des Steigungswinkels der Translationsplattform des Newport IMS400PP ist mit maximal 150 µrad (± 75 µrad) angegeben, wobei die zu erwartende Abweichung laut Handbuch gewöhnlich um einen Faktor 2 kleiner sein soll. Für unseren Aufbau ergibt sich mit der vom Hersteller gegebenen maximalen Winkelabweichung $\beta = 75 \times 10^{-6}$ rad und $D = 3$ cm eine maximale Frequenz $f_{\max} = 222\,\mathrm{cm}{-}1 = 6.66$ THz. Da am THz Strahlrohr nur Frequenzen bis etwa 3 THz gemessen werden können, ist der zu erwartende Einfluss des beweglichen Spiegels zu vernachlässigen.

Die Kollimation der Quellstrahlung stellt ein weiteres Kriterium für die Justage dar. Da der Quellpunkt im Synchrotron, so wie jede andere reale Lichtquelle, nicht infinitesimal klein ist, lässt sich der Strahl nicht perfekt kollimieren und besitzt immer eine gewisse Divergenz. Durch Abblenden der Eingangsstrahlung, dem sog. Jacquinot-Stop an den Haidingerringen in einer Zwischenbildebene der Quelle, kann die Divergenz der Strahlung reduziert werden und damit die Auflösung gesteigert werden. Die erreichbare Auflösung Δf ist über das Jacquinot Kriterium für einen maximalen Raumwinkel $\Omega_{\max}$ gegeben als

$$\Omega_{\max} = 2\pi\alpha^2 = 2\pi\frac{\Delta f}{f_{\max}}. \tag{3.12}$$

Anhand der in Abbildung 3.1 bestimmten Strahldurchmesser und der zugehörigen Strahltaille w_0 kann die Divergenz der kollimierten THz-Strahlung bestimmt werden, und daraus die maximale Frequenzauflösung. Für den halben Divergenzwinkel α ergibt sich nach $\tan\alpha = \sqrt{2} w_0 \cdot z_R^{-1}$ bei 1 THz $\alpha_{1\,\mathrm{THz}} = 2.14 \times 10^{-4}$ rad, sowie bei 3 THz $\alpha_{3\,\mathrm{THz}} = 2.28 \times 10^{-5}$ rad. Da für verschiedene Frequenzen unterschiedliche Divergenzwinkel auftreten, ist die maximale Frequenzauflösung demnach auch frequenzabhängig und ergibt nach 3.12 theoretisch erreichbare Werte von $\Delta f_{1\,\mathrm{THz}} = 300$ kHz und $\Delta f_{3\,\mathrm{THz}} = 35$ kHz. Die erreichbare Auflösung ist hier jedoch durch die maximale Verzögerungszeit von 2,66 ns vorgegeben und liegt daher bei 375 MHz bzw. im Multibunchbetrieb mit homogener Füllung des Speicherrings mit Bunschabständen von 2 ns bei 500 MHz.

Die Strahldivergenz erzeugt zusätzlich eine geringe Abweichung der aus den Interferogrammen berechneten Frequenzen gegenüber deren tatsächlichen Werten. Für einen halben Divergenzwinkel α ergibt sich für die reale Frequenz f eine berechnete Frequenz $\widetilde{f}$ nach $\widetilde{f} \approx f(1 + \alpha^2/4)$, die jedoch aufgrund der geringen Divergenz zu vernachlässigen ist [56].

3.4 Flow-Kryostat

Für die Transmissionsmessungen von Halbleiterproben wurde ein Kryostat *ST-100-FTIR Continous Flow* der Firma Janis Research Co. verwendet [58]. Der Kryostat wird mit flüssigem Helium gekühlt und ist als Durchfluss-System aufgebaut. Abbildung 3.6 zeigt ein Foto des verwendeten Kryostaten. Im unteren Teil sind 4 Fensteröffnungen mit einer offenen Apertur von 1,63 Zoll vorhanden, hinter denen sich maximal drei Proben befinden können. Die Fenster selbst haben einen Durchmesser von 2 Zoll. Als Fenstermaterial standen Quarz-Glas, HDPE, Diamant, oder Tsurupika zur Verfügung, wobei die Diamantfenster nur 1 Zoll Durchmesser besaßen und in einem Metallrahmen verklebt waren. Da in unserem Fall die Sichtbarkeit der Probe gegeben sein musste, um während des Abkühlvorgangs und der Messungen die Justage kontrollieren zu können, konnten die HDPE Fenster nicht verwendet werden. Die Proben wurden auf einem höhenverstellbaren Kupferprobenhalter befestigt. Der Durchmesser der Bohrungen zur Messung der Probentransmission lag bei 4,8 mm. Die Verstellung der Probe wurde über einen linearen Verstellmechanismus im oberen Bereich des Kryostaten per Hand geregelt (im Bild oben links). Zur Temperaturregelung befanden sich auf dem Kupferhalter zwei Temperatursensoren und ein Heizer.

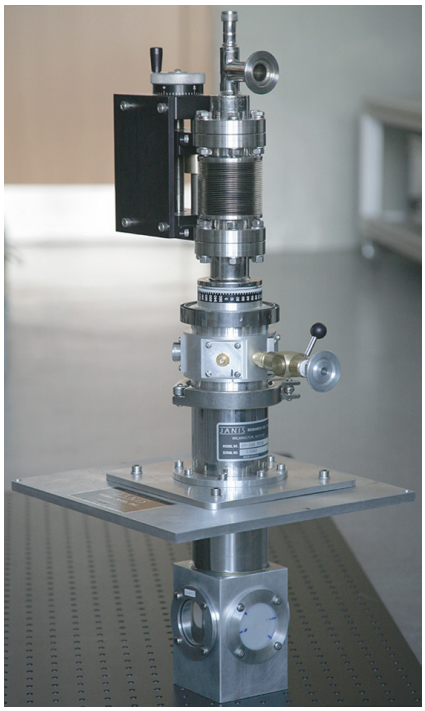


Abbildung 3.6: Janis Durchfluss-Kryostat für Pump-Probe-Messungen oder spektrale Messungen im Bruker Vertex 80V FTS.

3.5 Filter

Für die Charakterisierung von Pulslängen in einem festgelegten schmalen Frequenzbereich wurden in Abschnitt 5.4 Bandpass Filter der Firma Virginia Diodes (VDI) verwendet. Es handelt sich um freistehende quadratische Metall-Maschenfilter der Größe 1×1 Zoll. Die Unterdrückung im Sperrbereich liegt nach Herstellerangabe über 14 dB [59].

Abbildung 3.7 zeigt die Transmittanzen der zur Verfügung stehenden Filter. Mit Ausnahme des 85 GHz und des 202 GHz Filters, bei denen die Herstellerangaben verwendet wurden, wurden die Filtertransmission mit einem Bruker Vertex80v Fourierspektrometer vermessen. Die Messung wurde mit einer externen wassergekühlten Hochleistungs-Hg-Bogenquelle und einem Si-Bolometer durchgeführt. Zum Blocken hochfrequenter thermischer Hintergrundstrahlung wurde ein Tiefpassfilter mit einer Trennfrequenz von 100 cm^{-1} (3 THz) eingesetzt. Die verwendete spektrale Auflösung entspricht 0,2 cm^{-1} (6 GHz). Die

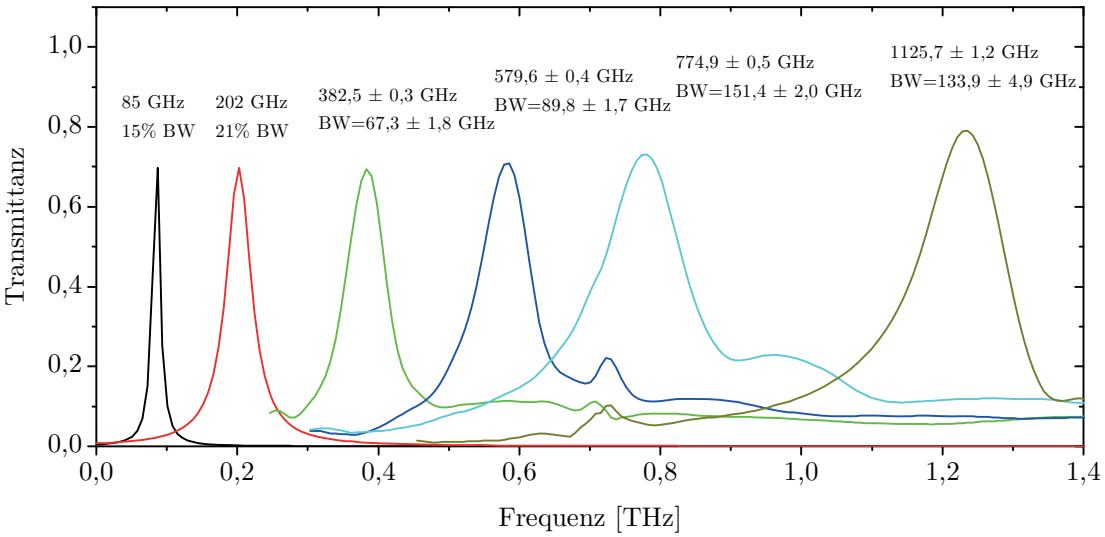


Abbildung 3.7: Bandpassfilter, die für Pulsbreitenbestimmungen in den entsprechenden Passbändern verwendet wurden. 85 GHz und 202 GHz sind hier nicht vermessen worden, sondern sind als Lorenzkurven mit einer Transmittanz von 0.7 (identisch zu 382 GHz) dargestellt.

Zentralfrequenz der Durchlassbereiche wurde am Maximum der Transmittanz bestimmt. Durch die Anpassung von Lorenzkurven an die gemessenen Filter wurden jeweils die Bandbreiten bestimmt. Als Bandbreite wurde die spektrale Breite bei einer Absenkung des Transmittanzsignals auf den halben Maximalwert verwendet (3 dB-Bandbreite) [60]. Transmissionsmessungen des 85 GHz und des 202 GHz Filters waren aufgrund der Effizienz der zur Verfügung stehenden Strahlungsquelle und des Strahlteilers (Bruker, 125 µm T208 Mylar) nicht möglich.

Die Filterbandbreiten liegen im Bereich von 10 % bis 21 % und wurden bei den gemessenen Filtern in GHz angegeben. Die Ungenauigkeiten der Mittenfrequenzen und der Bandbreiten wurde durch Mehrfachmessungen bestimmt und geben die Standardabweichung an. Die Spitzentransmittanzen liegen im Bereich von 70 Prozent im niedrigen Frequenzbereich und steigen bis auf 80 Prozent bei dem 1126 GHz Filter an. Für den 85 GHz und den 202 GHz Filter wurde die Spitzentransmittanz ohne Kenntnis der tatsächlichen Werte auf den des 382 GHz Filters gesetzt. Die Unterdrückung von Frequenzen außerhalb des Durchlassbereichs unterscheidet sich bei allen Filtern, wobei die Unter-

Tabelle 3.2: Bandpassfilter mit gemittelten spektralen Absenkungen im Sperrbereich.

Filterband	Absenkung im Sperrbereich
382 GHz	−9,2 dB
580 GHz	−9,5 dB
775 GHz	−7,9 dB
1126 GHz	−10,7 dB

drückung zu hohen Frequenzen schlechter ausfällt als zu niedrigen. Tabelle 3.2 zeigt die Signalabsenkung im Sperrbereich der Filter.

3.6 Detektoren

Für die Aufzeichnung der durch das Martin-Puplett-Interferometer gelangenden Strahlung müssen Detektoren verwendet werden. Um zusätzlich spektral aufgelöste Aufnahmen machen zu können, wurde ein Bruker Vertex80v Fourierspektrometer am Ausgang des MPI genutzt. Die verschiedenen zur Verwendung gekommenen Detektoren werden im Folgenden vorgestellt.

3.6.1 Si-Bolometer

Bolometer sind Detektoren, die über ein elektrisch resistives Thermometer die Temperatur eines Strahlungsabsorbers messen können. Abbildung 3.8 zeigt den prinzipellen Aufbau eines Bolometers. Das Bolometer besteht aus einem Absorber, mit einer Wärmekapazität C und einer Temperatur T_B, welcher die auftreffende Strahlung absorbiert und in Wärme umwandelt. Über eine Wärmebrücke, mit einer Wärmeleitfähigkeit G, ist er an ein Wärmebad der Temperatur T_S gekoppelt. Die Temperatur T_B des Absorbers ist abhängig von der eingestrahlten Leistung und ist definiert durch die Wärmeleitungsgleichung

$$P(t) = P_{const.} + \mu P_\omega(t) = C\frac{dT_B(t)}{dt} + GT_B(t). \tag{3.13}$$

Die auf den Detektor gelangende Leistung hat dabei üblicherweise einen konstanten Anteil an thermischer Hintergrundstrahlung $P_{const.}$ und einen zeitabhängigen Anteil $P_\omega(t)$. Die zeitabhängige Leistung wird entsprechend dem Absorptionsvermögen $\mu \leq 1$ absorbiert.

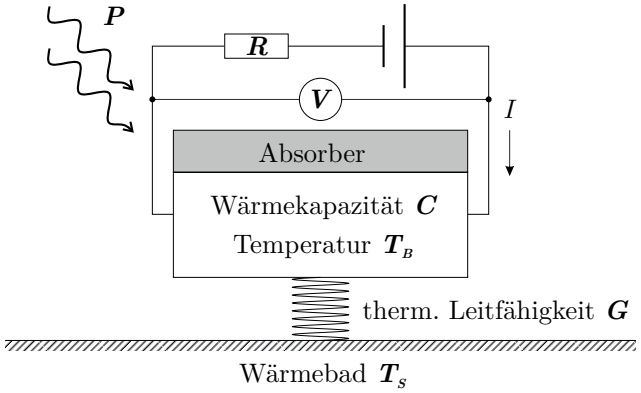


Abbildung 3.8: Prinzip eines Bolometers: Die absorbierte Strahlungsleistung P erzeugt eine Temperaturerhöhung im Bolometer. Die dabei entstehende Widerstandsänderung dient als Messsignal. Dazu wird z.B. der Spannungsabfall bei einer konstanten Stromversorgung gemessen.

Die Lösung der Gleichung 3.13 liefert

$$T_B(t) = \frac{\mu P_\omega(t)}{\sqrt{(G^2 + \omega^2 C^2)}} = \frac{\mu P_\omega(t)}{G\sqrt{(1 + \omega^2 \tau^2)}}, \tag{3.14}$$

wobei ω der Modulationsfrequenz der Strahlung entspricht. Die thermische Zeitkonstante $\tau = C/G$ definiert den Zeitraum vom Gleichgewicht bis zum Erreichen der maximalen Temperatur bei Bestrahlung sowie die Relaxationszeit ohne Bestrahlung. Die Bandbreite des Bolometers ist mit $1/\tau$ bestimmt. Um die Bandbreite zu erhöhen, sollte die Wärmekapazität möglichst gering sein, was sich durch ein sehr kleines Absorbervolumen erreichen lässt [26, 61, 62].

Bei den spektralen Messungen mit dem Bruker FTS wurde hauptsächlich ein Bolometer der Firma Infrared Labratories verwendet. Das Si-Komposit-Bolometer ist in einem Kryostaten (Infrared Labratories Serie HDL-5) untergebracht und wird mit flüssigem Helium (1,2 l Kapazität) und einem äußeren Strahlungsschild aus flüssigem Stickstoff (0,8 l Kapazität) gekühlt. Der Thermistor besteht aus einem 4,2 K Si-Bolometer Detektor Element aus hochdotiertem n-Si ($\sim 10^{18}$) mit kompensierender p-Dotierung, welches an einem separaten 2,5 mm Diamond Absorber gebondet ist, wodurch eine hohe Absorptionseffizienz bei gleichzeitig geringer termischer Zeitkonstante des Detektors erreicht werden kann. Der Leitungsprozess des Bolometers basiert auf dem „Hopping“ von quasi freien Elektronen. Durch Photonen-induzierte Ionisation eines Donors kommt es zum „Hopping“ des Elektrons zum nahegelegenen Akzeptor. [63, 64] Durch anschließende Relaxationsprozesse wird Wärme an das Kristallgitter übertragen, was eine Änderung des Widerstands gemäß $R(T) = R_0 \exp(T/T_0)^p$ bewirkt. Die Konstanten T_0 und R_0 sind abhängig von der Dotierung, wobei R_0 zusätzlich dimensionsabhängig ist. Der Exponent p ist ebenso eine Konstante und wird meist $p = 0.5$ angenommen [4]. Eine Konstantstromquelle speißt den Thermistor und die Widerstandsänderung kann als Spannungsabfall gemessen werden. [65].

Die NEP und die Responsivität sind mit $1{,}2 \times 10^{-13}\,\mathrm{W/Hz^{1/2}}$ bzw. 2,4 V/W angegeben [66]. Der Operationsbereich reicht von 150 GHz bis 20 THz. Die Modulationsfrequenz ω der Eingangstrahlung soll optimal zwischen 200 bis 400 Hz liegen (siehe Gleichung 3.14). Die Betriebszeit des 4,2 K Systems liegt bei etwa 20 Stunden. Wird das Kühlssystem abgepumpt, können minimal 1,6 K bei maximal 10 Stunden Betriebszeit erreicht werden. Das Bolometer ist mit einem manuell verstellbarem Tiefpass-Filtersystem ausgestattet, welches hochfrequente Hintergrundstrahlung blockt. Es kann zwischen einem 100,380 und 1000 $\mathrm{cm^{-1}}$ Filter gewählt werden kann. Bei allen Messungen der vorliegenden Arbeit wurde standardmäßig der 100 $\mathrm{cm^{-1}}$ Filter verwendet [66, 67].

3.6.2 DTGS-Detektor

Zur Anpassung und Justage des Martin-Puplett Interferometers an das Michelson Spektrometer sowie zur Aufnahme einzelner Spektren wurde ein pyroelektrischer DTGS-Detektor von Bruker verwendet. Dieser besteht aus einem ferroelektrischen Ionenkristall aus deuteriertem Triglycinsulfat (DTGS). Bei der Absorption der zu untersuchenden Strahlung entsteht bei der Erwärmung eine räumliche Ausdehnung des Kristallgitters. Auf

Grund der permanent vorhandenen elektrischen Polarisation im Kristall entsteht dabei eine Polarisationsspannung an den gegenüberliegenden Kristalloberflächen senkrecht zur Polarisationsachse. Die entstehenden Oberflächenladungen werden als Signal abgegriffen.

3.6.3 Golay-Zelle

Die Golay-Zelle ist ein pneumatischer Detektor, welcher bei Raumtemperatur betrieben wird. Eine besondere Eigenschaft ist ihre nahezu konstante Absorption über den gesamten IR und THz Bereich. Das Prinzip wurde im Jahr 1947 von Golay theoretisch beschrieben [72]. Die Ansprechzeit ist prinzipbedingt langsam (etwa 1/35 s), jedoch weisen Golay Zellen eine hohe Sensitivität bei gleichzeitig sehr niedrigem Rauschniveau auf. Abbildung 3.9 zeigt ein Funktionsschema der verwendeten Golay Zelle vom Typ GC-1T der Firma Tydex. Hinter dem Eintrittsfenster (hier Polymethylpenten, TPX), welches gleichzeitig als Filter für den gewünschten Frequenzbereich wirkt, befindet sich ein Gasvolumen (Xenon) mit einem integrierten dünnen Metallfilm als Absorbermembran. Die absorbierte Energie erwärmt das Gasvolumen und erzeugt dadurch eine Druckänderung in der Kammer. Eine flexible verspiegelte Membran am Ende der Kammer folgt diesen Druckänderungen durch eine Verkrümmung, welche optisch abgetastet wird. Dazu wird das Licht einer Leuchtdiode mit einen Kondensor, bestehend aus zwei plankonvexen Linsen, durch ein Gitter auf die verspiegelte Membran projiziert. Das dort reflektierte Licht durchläuft anschließend den unteren Teil der Optik und wird auf eine Photodiode abgebildet.

Für einzelne Messungen wurde eine zweite Golay-Zelle von QMC verwendet (Modell OAD-7). Dieses Modell ist baugleich zum Modell GC-1T und wird ebenfalls durch die Firma Tydex hergestellt. Der detektierbare Wellenlängenbereich beider Modelle erstreckt sich von 15 µm zu 8 mm.

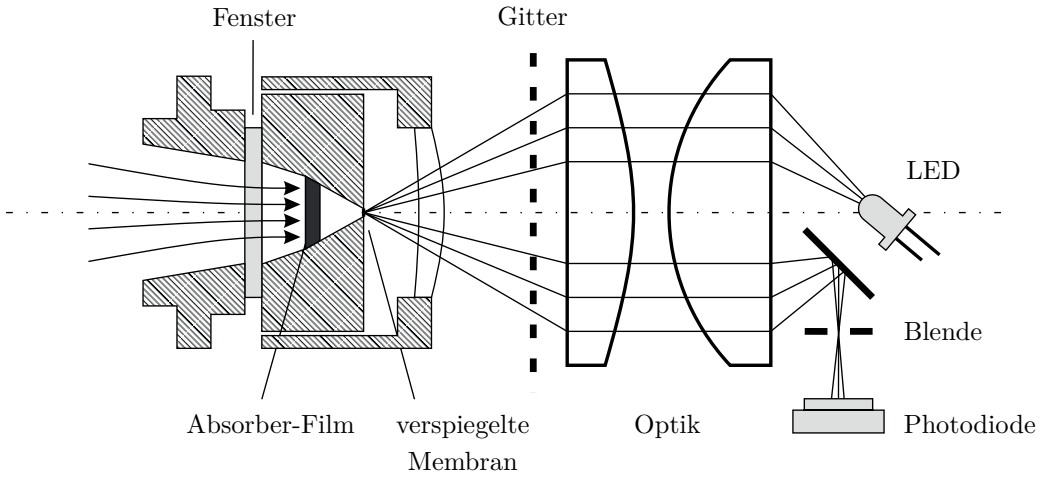


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der Golay-Zelle des Typs GC-1T von Tydex. Die Strahlung wird über einen Winston cone durch das HDPE Fenster geleitet. Ein dahinter sitzender Film absorbiert die Strahlung und gibt die Wärme an das umgebende Gas ab. Der damit verbundene Druckanstieg wird über eine flexible verspiegelte Membran messbar.

3.6.4 Schottky-Diode

Schottky-Dioden können als direkte Detektoren für den Submillimeter und Millimeter Wellenlängenbereich verwendet werden. Sie sind nach dem deutschen Physiker Walter Schottky benannt, der das Modell der Metall-Halbleiter-Kontakte 1938 erstmals beschrieb [73]. Aufgrund ihrer geringen Schaltzeiten sind sie gegenüber anderen Raumtemperaturdetektoren wie pyroelektrische Detektoren, Mikrobolometern oder Golay-Zellen, für die direkte Detektion von zeitlich kurzen Signalen im Picosekundenbereich geeignet. Da sie keine aktive Kühlung benötigen, bieten sie im Vergleich zu tiefgekühlten Bolometern wesentliche Vorteile in der Handhabung, jedoch ist ihre Sensitivität wesentlich geringer ($\leq 4 \times 10^3\,\mathrm{V/W}$ [6]).

Schottky-Dioden bestehen aus einem Metall-Halbleiter-Übergang. Im Unterschied zur Halbleiterdiode ist üblicherweise der p-Halbleiter durch eine Metallschicht ersetzt. Abbildung 3.10 zeigt das Bändermodell einer Schottky-Diode, das sich im elektrischen Gleichgewicht einstellt. Bringt man eine isolierte Metall- und Halbleiterschicht (hier n-Halbleiter) zusammen, entsteht an der Grenzfläche zwischen dem n-dotierten Halbleiter und der Metallschicht aufgrund des höheren Ferminiveaus im ungestörten Halbleiter ein Ladungsausgleich. Dabei wandern Elektronen aus der Oberfläche des n-Halbleiter wegen der höheren Besetzungsenergie in die Metalloberfläche ab, um den möglichst geringsten Energiezustand im Metall-Halbleiter System zu erreichen [75]. Diese Kontaktpotentialdifferenz bleibt erhalten, bis sich der Nettoelektronenstrom, bestehend aus dem Transferstrom vom Halbleiter zum Metall und dem entgegengerichteten Driftstrom vom Metall in den Halbleiter, auf Null reduziert hat. Mit Erreichen dieses Gleichgewichtszu-

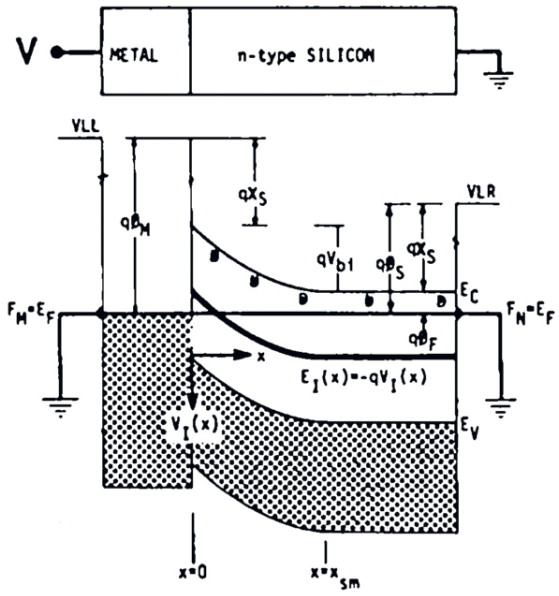


Abbildung 3.10: Bänderstruktur der Schottky-Diode am Beispiel eines Metall/n-Si Übergangs im spannungsfreien elektrischen Gleichgewicht [74].

standes haben sich die Ferminiveaus E_F des Metall-Halbleiter-Übergangs angeglichen. In der Halbleiterschicht entsteht dabei ein an Elektronen verarmter Bereich, die sogenannte Raumladungszone. Die Höhe der Potentialbarriere über diese Raumladungszone wird als Schottky-Barriere bezeichnet und wird prinzipiell durch die Position des Ferminiveaus im Halbleiter bestimmt. Sie lässt sich angeben als $qV_{bi} = q(\Phi_M - \Phi_S)$, wobei q der Elementarladung entspricht, Φ_M und Φ_S entsprechen den Austrittsarbeiten des Metalls und des Halbleiters. Im Realfall unterscheidet sich die Höhe der Schottky-Barriere von dem Modell, da Oberflächeneffekte im Halbleiter während der Kontaktierung zum Metall die Bänderverbiegung stark abändert und zum sogenannten „Fermi Level pinnig“ führen [76]. Ist diese Schottky-Barriere sehr klein, sodass die thermische Energie $k_B T$ größer als die Barriere qV_{bi} ist, so bildet sich ein Ohmscher Kontakt zwischen Halbleiter und Metall aus. Reicht die thermische Energie für das Überwinden der Schottky-Barriere nicht aus, stellt sich eine exponentielle Strom-Spannungs Kennlinie ein, welche in Durchlassrichtung hohe Ströme und in Sperrrichtung ausschließlich vernachlässigbare Leckströme zulässt. Das Anlegen einer Bias-Spannung führt zur gegenseitigen Potentialverschiebung der Bandstruktur, was je nach Spannungsrichtung zur Verringerung oder Erhöhung der Schottky-Barriere führt. Gleichzeitig wird auch die Raumladungszone schmaler oder breiter. Beim Einstrahlen von THz-Strahlung können Elektronen innerhalb des Halbleiters aufgrund der elektrischen Feldenergie über die Barriere gelangen.

Am Ladungstransport innerhalb der Schottky-Barriere sind ausschließlich Elektronen beteiligt. Diese können einem gegebenen elektrischen Feld (eingestrahltes THz-Feld) theoretisch bis zum Inversen der dielektrischen Relaxationszeit des Halbleiterkristalls folgen. Hauptsächlich bestimmen jedoch die Kapazitäten in der Raumladungszone zwischen Metall und Halbleiter die praktische obere Frequenzgrenze [77]. Moderne Schottky-Dioden erreichen Frequenzen von über 2 THz bei einer Sensitivität von 50 V/W [78, 79].

3.6.5 YBCO-HEB

Detektoren auf Basis des Hochtemperatur-Supraleiters $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) sind wegen der sehr kurzen intrinsischen Antwortzeiten im Bereich weniger Picosekunden von besonderem Interesse für Echtzeituntersuchungen von THz-Pulsen an Synchrotrons. Die Herstellung erfolgt unter Abscheidung eines etwa 10 nm bis 100 nm dicken YBCO-Films mittels Gepulster-Laser Depositionstechnik auf einem Saphir Substrat.

Befindet sich der Detektor im supraleitenden Zustand, existieren zwei Detektionsmechanismen im Energiebereich oberhalb und unterhalb der supraleitenden Energielücke. Der Mechanismus der optische Detektion wird durch ein Zwei-Temperaturen (2T) Modell beschrieben. Das im supraleitenenden Zustand vom Phononensystem entkoppelte Elektronengas kann eine andere effektive Temperatur besitzen. Die Absorption von Strahlung führt zum Aufbrechen von Cooper-Paaren und damit zu „heißen Elektronen“. Die Erhöhung der Elektronentemperatur bewirkt einen Anstieg des elektrischen Widerstands. Die angeregten Elektronen thermalisieren im Elektronengas mit der charakteristischen Relaxationszeit τ_e. Das Elektronensystem überträgt die Energie innerhalb einer Zeitspanne τ_{e-p} an das Phononensystem. Anschließend wird sie in das Substrat abgeführt [68, 69]. YBCO Detektoren besitzen eine intrinsische Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit von

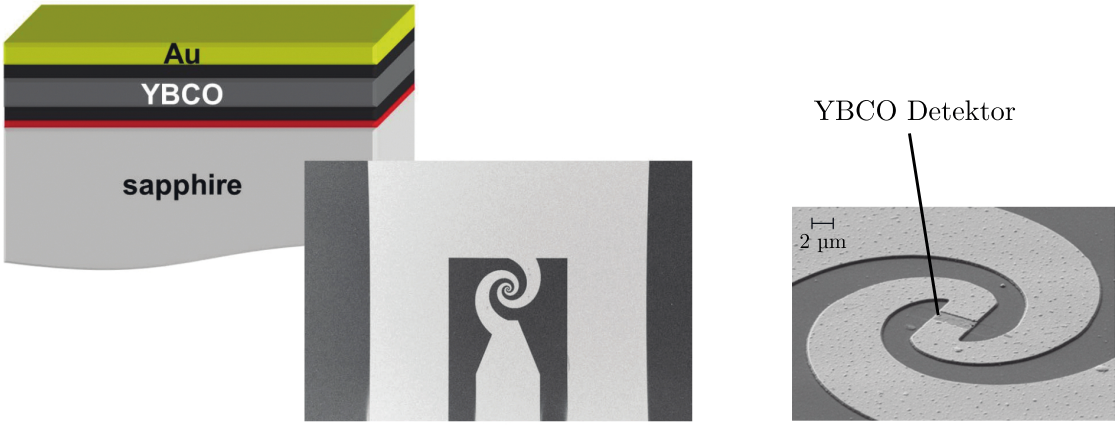


Abbildung 3.11: Mehrschichtstruktur und Layout der YBCO THz Detektortechnologie (links) und SEM Aufnahme der YBCO Detektorbrücke im Zentrum der Spiralantenne (rechts) [70].

ca. 3 Pikosekunden [70].

Bei der Absoption von Strahlung unterhalb der Bandlücke sind magnetische Flussschläuche für den Detektionsmechanismus verantwortlich. Durch die absorbierte Strahlung bildet sich ein HF-Strom aus, der eine Lorentzkraft im Detektor erzeugt. Die dadurch hervorgerufene dissipative Bewegung der Flussschläuche erzeugt die Detektorantwort. Anders als bei optischer Anregung wird die Detektorantwort ausschließlich durch das elektrische Feld der eingekoppelten Strahlung bestimmt und nicht durch die Intensität.

Abbildung 3.11 zeigt links die Schichtstruktur des Detektors, welcher als Mikrobrücke innerhalb einer koplanaren Antenne untergebracht wird (Mitte). Die hier verwendeten Detektoren besitzen logarhytmische Spiralantennen, welche sich durch ein breitbandiges Kopplungsverhalten an die eingestrahlte THz Frequenzen auszeichnen und deren Kopplungseffizienzen zum Detektorelement über 90 % betragen [70]. Die spektrale Abdeckung mit Hoch- und Tieffrequenz Cut-Off ist über die inneren und äußeren Durchmesser der Spiralarme bestimmt und wurde für die Anwendung mit kohärenter Synchrotronstrahlung optimiert (150 GHz bis 1,5 THz) [71].

4 THz-Puls-Jitter

4.1 Ursachen des Jitters

Die longitudinale und transversale Bewegung der Bunche im Speicherring ist für einen Orbit definiert, welchen ein Referenzteilchen mit der Sollenergie E_0 durchläuft. Beim wiederholten Durchlaufen des Hochfrequenz-Resonators (Cavity) müssen die Teilchen das beschleunigende Feld zu einer festen Synchronphase erreichen. Da nicht alle Elektronen aufgrund der physischen Ausdehnung des Bunch die Synchronitätsbedingung erfüllen, unterliegen die Teilchen Oszillationen um die longitudinale Synchronphase, der sogenannten Synchrotron Oszillation, welche zu einem Jitter gegenüber dem Sollorbit führt.

Aufgrund der Strahldispersion und den daraus resultierenden leicht unterschiedlichen Energien ergeben sich unterschiedliche Umlaufbahnen, wobei Teilchen mit größerer Energie Bahnen folgen, die gegenüber der Sollbahn weiter entfernt vom Ringzentrum liegen, während Teilchen mit kleinerer Energie näher am Ringzentrum umlaufen. Teilchen, die in der horizontalen oder vertikalen Ebene um den Referenzorbit oszillieren (Betatron Oszillationen), haben wahrscheinlich keinen Einfluss auf die messbare Stabilität der Pulse. Orbitveränderungen während des Speicherringbetriebs werden auch durch thermische Drifts der Elektromagneten verursacht. Thermische Belastung durch die abgestrahlte Synchrotronstrahlung kann ebenso einen Einfluss haben. Kopplungeffekte zwischen einzelnen Bunchen können ebenso Einfluss auf den Strahljitter besitzen.

Um die Abweichungen der THz-Pulse von der Referenzphase des 500 MHz Referenzsignals der Kavität zu bestimmen, wurden die nachfolgenden Jittermessungen durchgeführt. Der ermittelte Jitter entspricht einer Mittelung aller Effekte, die einen Strahljitter verursachen. Elektronische Einflüsse, die während der Messung durch Rauschen der verwendeten Ausleseelektronik oder durch Quantisierungsfehler des verwendeten Sampling Oszilloskops zustande kommen, vergrößern den gemessenen Jitter.

4.2 Messaufbau

Das Schema für direkte Messungen der THz-Pulse zur Bestimmung des Pulsjitters ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Für die Detektion der THz-Strahlung wurde der aus dem Strahlrohr ausgekoppelte divergente Strahl zuerst mit einem Off-Axis Parabolspiegel mit 90 mm offener Appertur und einer effektiven Brennweite von 450 mm kollimiert. Vor dem Detektor stand ein weiterer Off-Axis Spiegel mit 2 Zoll Apertur und einer effektiven Brennweite von 152,4 mm, der die Strahlung auf den Detektor fokussiert. Die Spiegeloberfläche aller verwendeten Spiegel waren vergoldet. Als Planspiegel wurden Spiegel mit 4 Zoll Durchmesser (Fa. Newport) verwendet. Die durchschnittliche Reflektanz

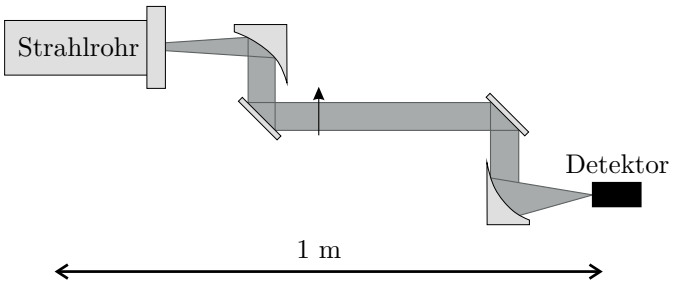


Abbildung 4.1: Aufsichtsschema des Strahlengangs bei direkter Detektion der THz-Pulse. Der erste Off-Axis Spiegel kollimiert den divergenten Strahl. Der Pfeil stellt die Polarisation in der Bildebene dar.

von Goldbeschichtungen ist im Bereich von 0,2 THz bis 3 THz mit $R_{avg} > 0{,}99 \pm 0{,}06$ angegeben [80].

Der schematische Aufbau des Experimentsetups für die Jittermessungen am THz Strahlrohr ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Für die Detektion wurde ein hochtemperatursupraleitender YBCO Detektor verwendet. Da dessen kurzlebige Elektronen-Phonon Wechselwirkungen im Zeitbereich von wenigen Picosekunden liegen, bilden diese damit eine ideale Grundlage für CSR Pulsuntersuchungen am Synchrotron. Der verwendete Detektor besitzt einen etwa 40 nm dicken YBCO Film. Die kritische Temperatur lag bei $T_c = 86\,\mathrm{K}$, wobei die Betriebstemperatur jedoch deutlich niedriger war und im Bereich von 77 K lag.

Der Detektor wurde in einem Durchfluss-Kryostaten für Flüssighelium verwendet (siehe Abschnitt 3.4). Um den breiten Spektralbereich abzudecken, war der Detektor mit einer planaren Log-Spiralantenne ausgestattet. Die Kaltstufe mit Detektor wurde auf 64 K gekühlt. Der Detektor war über ein steifes HF-Koaxialkabel mit einem externen Raumtemperatur Bias-Tee verbunden. Das Bias-Tee wurde genutzt, um den Detektor kapazitiv von der Ausleseelektronik zu entkoppeln. Als Bias-Tee wurde ein Anaritsu K251 mit einer Bandbreite von 50 kHz bis 40 GHz verwendet. Um den Arbeitspunkt des Detektors einzustellen, wurde eine batteriebetriebene Stromquelle am DC-Eingang des Bias-Tee genutzt, die dadurch unabhängig von Netzschwankungen und Störfrequenzen der Niederspannungsversorgung des Messplatzes arbeitet. Bei den Messungen wurde ein Biasstrom von 13,6 mA (Spannung 113 mV) verwendet. Als Verstärker kam ein rauscharmer Verstärker mit 8 GHz Bandbreite zum Einsatz. Da die Ausleseelektronik samt der verwendeten SMA-Kabel eine deutlich geringere Bandbreite besitzt als die Detektorelektronik, begrenzt diese im wesentlichen die Detektorantwort auf die THz-Pulse. Für die Signalanalyse wurde ein Tektronix CSA-8000 Sampling Oszilloskop verwendet, dessen Sampling Modul 80E01 über eine Bandbreite von maximal 50 GHz verfügt [81, 82].

Zur Bestimmung des Jitters wurden die Detektorantworten auf die THz-Pulse mit dem Sampling Oszilloskop aufgezeichnet. Das Oszilloskop kann eine einzelne Detektorantwort nicht vollständig aufzeichnen, sondern tastet die mit den Zeitabständen von 2 ns wiederholt auftretende Detektorantwort in diskreten zeitlichen Abständen[1] ab. Eine aufgenommene

[1] Die minimale Zeitauflösung des CSA8000 liegt bei 10 fs [81].

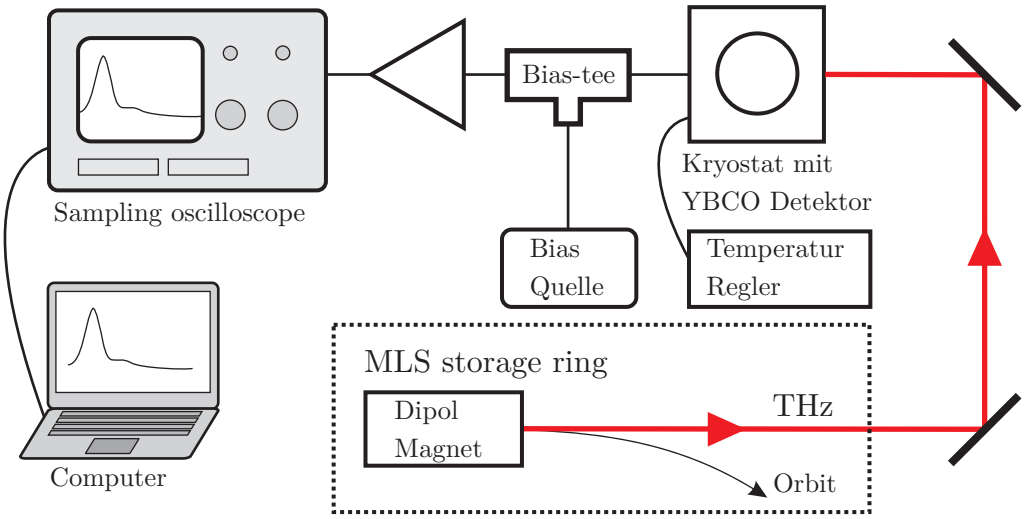


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des experimentellen Setups zur Messung des Bunch-Jitters an der THz Beamline.

Detektorantwort enthält daher keine Aufnahme eines einzelnen THz-Pulses, sondern die abgetasteten Einzelpunkte vieler THz-Pulse. Die Aufnahmen wurden durch das 500 MHz Referenzsignal der MLS Kavität getriggert. Abbildung 4.4 zeigt links ein Beispiel einer aufgenommenen Detektorantwort. Jeder Datenpunkt entspricht hier der Amplitude eines THz-Pulses, die mit einer Zeitverschiebung dt gegenüber dem Triggerereignis gemessen wurde.

Die Messungen wurden an der standardmäßig verwendeten 5 kHz low-α Optik sowie einer experimentellen 3 kHz low-α Optik durchgeführt. Der Grund für die Verwendung der experimentellen 3 kHz Optik war die bessere Strahlstabilität.

4.3 Datenverarbeitung

Beispiele der erhaltenen Detektorantworten sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Links sind drei aufeinanderfolgende THz-Pulse gezeigt, welche mit einem HP54750A Sampling Oszilloskop mit 20 GHz Bandbreite gemssen wurden. Der Bunchstrom lag während der Messung bei 75 µA, sodass sich die Bunche noch im Bereich des Bursting befanden (stabil unter 4 µA Bunchstrom). Die Aufnahme ist 16-fach gemittelt worden, sodass die einzelnen THz-Pulse gleiche Amplituden aufweisen. Als Konsequenz des 500 MHz Systemtakts der HF-Kavität beträgt der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Bunchen 2 ns. Die ansteigende Flanken der Detektorantwort auf die THz-Pulse sind geringfügig steiler als die abfallenden Flanken. Der Grund liegt in einer nichtsymmetrischen Ladungsverteilung der Elektronen im Bunch, wie sie in Abschnitt 5.3 beschrieben ist. In einem zeitlichen Abstand von 100 ps nach dem Maximum erscheinen Satellitenstrukturen der Detektorantwort. Diese Strukturen sind nicht Teil des Strahlungs-Pulses, sondern werden durch Reflexionen in den Bonddrähten am Chip und in der verwendeten Ausleseelektronik erzeugt. Die

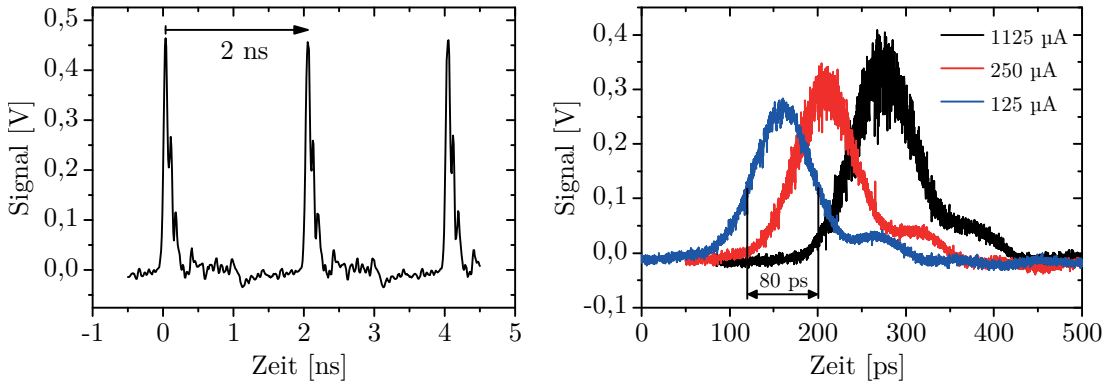


Abbildung 4.3: Detektorantwort auf die THz-Pulse von drei Bunchen bei 75 µA Bunchstrom (links). Drei einzelne Detektorantworten bei Bunchströmen von 1125 µA, 250 µA und 125 µA (rechts).

durch den phononischen Relaxationsprozess des Detektors bestimmte lange Zeitkonstante (ca. 1 ns), wie sie mit Photonenenergien oberhalb der supraleitenden Bandlücke von ca. 20 meV (ca. 5 THz) beobachtet wird, haben hier keinen Einfluss. Dies wird durch [70] auch bestätigt.

In Abbildung 4.3 sind rechts die einzelnen Detektorantworten bei einem Bunchstrom von 1125 µA, 250 µA und 125 µA gezeigt. Die drei gezeigten Pulse zeigen unterschiedlich starke Schwankungen der Amplitude, die durch das Bursting der Bunche während der Samplingaufnahme verursacht werden. Die Halbwertsbreite der Detektorantwort liegt bei 80 ps. Mit einer Streak-Kamera wurden für diese Ströme die dazugehörenden Bunchlängen mit Halbwertsbreiten zwischen 20 ps und 11 ps bestimmt. Die Abweichung der bestimmten Pulslängen wurde primär durch die Bandbreite der Ausleseelektronik des Detektors bestimmt. Mit optimierter Ausleseelektronik und größerer Auslesebandbreite konnten mit identischen YBCO-Detektoren am ANKA Speicherring schon Detektorantworten mit einer Halbwertsbreite von 17 ps gemessen werden [70].

Der Jitter wurde an der ansteigenden Flanke der gemessenen THz-Pulse bestimmt. Um ein Histogramm für den Jitter zu erstellen, wurden die Ankunftszeiten der THz-Pulse mindestens 100-mal gemessen. In Abbildung 4.4 ist links die Methode dargestellt, mit der der Jitter an der Anstiegsflanke bestimmt wurde. Der Jitter wurde durch Auszählen der Ereignisse innerhalb eines flachen Signal-Zeit-Fensters bestimmt (rotes Rechteck in Abbildung 4.4 links). Die Standardabweichung der erhaltenen Histogramme gilt als Maß für den Jitter. Da Schwankungen der Nulllinie die Position des Fensters auf der Flanke verschieben können, wurden die ersten 100 Messpunkte zur Korrektur verwendet.

Um eine optimale Position des Fensters an der Flanke zu definieren, wurde an einem Test-Datensatz aus 1000 gesampleten Pulsen (12,5 µA Bunchstrom) an unterschiedlichen Positionen der Flanke ein Jitter-Histogramm erzeugt. Die zentrale Position des Fensters wurde dabei auf der y-Achse innerhalb eines Bereichs zwischen 20 % und 80 % der Signalamplitude variiert. Bei dem verwendeten Test-Datensatz betrug die Signalamplitude 90 mV; für das Fenster wurde eine Höhe von 1 mV gewählt. Die Schrittweite

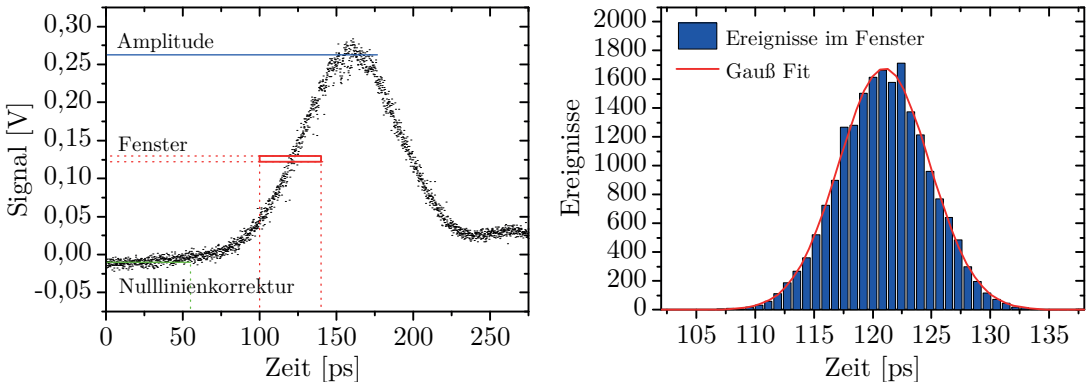


Abbildung 4.4: Methode zur Bestimmung des THz-Pulsjitters (links) und das resultierende Jitter Histogramm (rechts). Die mit dem Sampling Oszilloskop aufgenommenen Pulse werden innerhalb eines schmalen Fensters integriert. Eine Nulllinienkorrektur verringert Signalstörungen, die zu einem scheinbaren Jitter führen. Das erzeugte Histogramm besitzt eine Gaußverteilung.

beim Verschieben des Fensters lag bei 1 mV. Da die Dichtefunktion der Histogramme einer Normalverteilung gleicht, wurden die Histogramme anschließend jeweils mit einer Gaußfunktion angefittet, um deren Standardabweichung σ und statistische Fehler zu bestimmen. In Abbildung 4.5 ist die relative Standardabweichung des Jitters in Abhängigkeit zur relativen Fensterposition gegenüber der Signalamplitude gezeigt. Eine optimale Fensterpositionierung ist im Bereich um 50 % der mittleren Amplitude gewährleistet. Dies ist auf die Steigung der Flanke zurückzuführen, die in diesem Bereich die größte

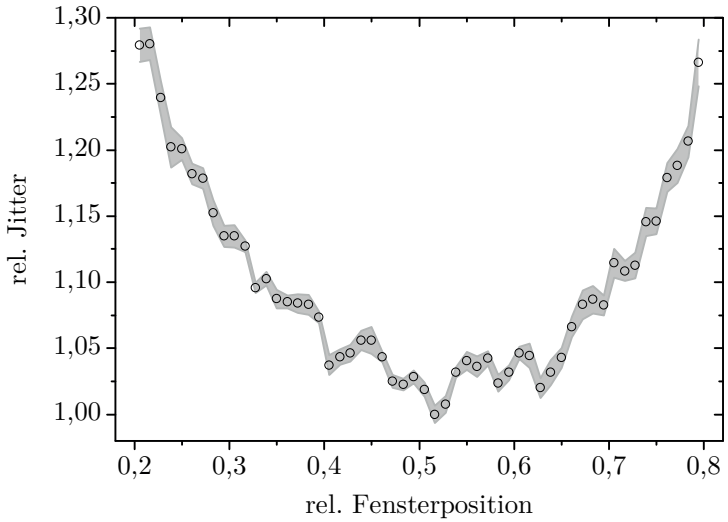


Abbildung 4.5: Der relative Pulsjitter in Abhängigkeit zur relativen Positionierung des Fensters an der Signalamplitude. Der statistische Fehler aus dem Gaußfit der einzelnen Histogramme ist als Streifen (grau) dargestellt. Zur Bestimung des Jitters der THz-Pulse an der Anstiegsflanke der Detektorantwort ist eine Position im Bereich der halben Amplitude optimal.

Steigung aufweist. Als Konsequenz wurde die Fensterposition bei allen Messungen auf die halbe Höhe der Amplitude gesetzt.

Der Bunchjitter lässt sich nicht direkt aus den Messdaten ablesen, da die zeitliche Genauigkeit des Samplings, das Rauschen der verwendeten Elektronik und die Amplitudenschwankung durch das Bursting (siehe Abbildung 4.3 rechts) die Pulsflanke verbreitern und damit den gemessenen Jitter vergrößern. Unter der Annahme, dass diese i Beiträge unabhängig vom Pulsjitter der CSR Strahlung sind, kann man den Jitter wie folgt berechnen:

$$\sigma_{\mathrm{CSR}} = \sqrt{\sigma^2_{\mathrm{Messung}} - \sum_i \sigma^2_{\mathrm{i}}}. \tag{4.1}$$

Samplinggenauigkeit

Das Oszilloskop trägt zum Gesamtjitter bei, da der Trigger-Schaltkreis selbst einen Jitter besitzt, der durch thermische Schwankungen und Rauschen der Triggerelektronik verursacht wird. Der Triggerjitter ist die zeitliche Abweichung zwischen dem Zeitpunkt, an dem ein Datenpunkt gesampled werden sollte, und dem Zeitpunkt, an dem er gesampled wurde. Die Schwankungen des Triggerzeitpunkts im Sampling Oszilloskop sind vom Hersteller mit einer Unsicherheit von max. 0,87 ps (σ) angegeben [81] und durch unabhängige Untersuchungen auch bestätigt worden [83]. Da die Größe der Abweichung der zeitlichen Genauigkeit des Samplings auch durch die Steilheit des Triggersignals der MLS beeinflusst wird, kann für den Samplingjitter ein Gesamteinfluss von $\sigma_{\mathrm{Sampling}} = 1\,\mathrm{ps}$ angenommen werden.

Spannungsrauschen

Die durch Spannungsrauschen verursachte Messungenauigkeit ist unabhängig vom zeitlichen Jitter des Triggers. Haupteinflüsse auf die Messgenauigkeit sind durch das Verstärkerrauschen, das Rauschen des Detektors und der verwendeteten Ausleseelektronik sowie Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des Messsignals im Sampling Modul des Sampling Oszilloskop [2] gegeben. Das Spannungsrauschen wurde an der Nulllinie der Detektorantworten zu $\sigma_{\mathrm{V}} = 4\,\mathrm{mV}$ bestimmt und ist unabhängig vom verwendeten Bunchstrom.

Amplitudenschwankung

Für Bunchströme über 4 µA wird der Bunch instabil und beginnt durch Dichtefluktuationen, dem sogenannten Bursting, schwankende THz-Leistung abzustrahlen [29]. Da die Detektorsignale gesampled werden, erzeugt dieses Bursting ein künstliches Amplitudenrauschen im Messsignal. Mit steigendem Bunchstrom wird dieses Amplitudenrauschen stärker (siehe Abbildung 4.3). Der Jitterbeitrag, der durch diese Schwankungen erzeugt wird, ist daher abhängig vom Bunchstrom.

Um eine Abschätzung über die Größe der Einflüsse von Amplitudenschwankungen und Spannungsrauschen zu bekommen, wurde eine Detektorantwort mit schwankender

[2] Tektronixs Sampling Modul 80E01, Spannungsgenauigkeit ± 2 mV [82].

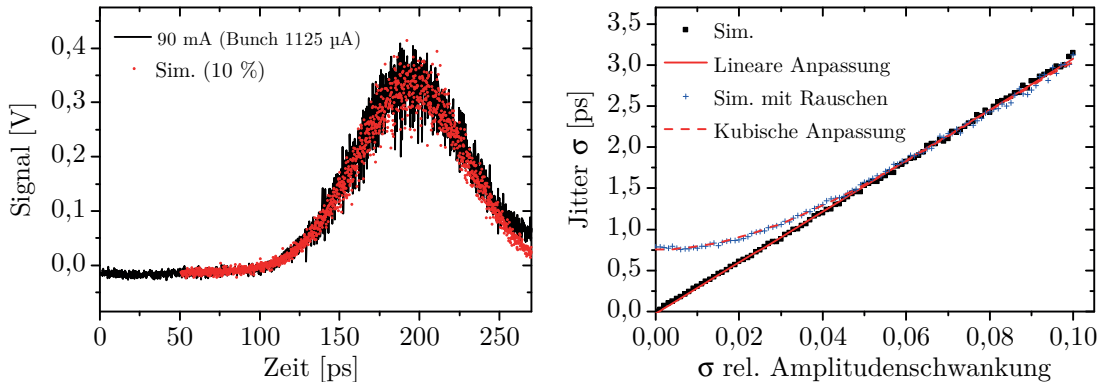


Abbildung 4.6: Links: Detektorantwort auf THz-Pulse und angepasste Simulation mit $\sigma_A mpl. = 10\,\%$ Amplitudenschwankung. Rechts: Jitterbeitrag in Abhängigkeit der Amplitudenschwankung (schwarze Symbole). Berücksichtigt man zusätzlich das Rauschen der Basislinie (blaue Symbole), erzeugt dies eine nichtlineare Abhängigkeit bei niedrigen Amplitudenschwankungen.

Amplitude und konstantem Spannungsrauschen simuliert. Als Detektorantwort wurde eine Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von 80 ps verwendet. Ein Zufallsgenerator zur Erzeugung normalverteilter Zufallszahlen wurde für die Schwankung der Amplituden verwendet. Da mit der Zunahme des Bunchstroms nicht nur die Amplitudenschwankung durch das Bursting ansteigt, sondern auch die Signalamplituden ansteigen, wurde die Amplitude der Simulation linear mit steigender Amplitudenschwankung erhöht. Als Referenzwerte wurde die kleinste gemessene Amplitude von 0,175 V bei 62,5 µA Bunchstrom und die größte gemessene Amplitude von 0,33 V bei 1125 µA Bunchstrom verwendet. Der Beitrag durch das Spannungsrauschen wurde ebenfalls durch normalverteilte Zufallszahlen generiert. Als Standardabweichung für das Rauschen wurde ein Wert von $\sigma_{\text{Rausch}} = 4\,\text{mV}$ verwendet, welches dem der Messungen entsprach.

Die Messpunkte der simulierten Daten wurden dann im Verfahren eines Sampling Oszilloskops punktweise abgetastet. Anschließend wurden auf halber Amplitudenhöhe die Ereignisse der ansteigenden Flanke ausgezählt und in ein Histogramm eingetragen. Die Standardabweichung der Histogramme wurde anschließend als Beitrag zum Jitter verwendet. Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse der Simulation. Links ist eine Messung (schwarz) mit einer überlagerten Simulation bei gleicher Amplitudenschwankung ($\sigma_{\text{Amp}} = 10\,\%$ der Signalamplitude des Messignals, rote Punkte) dargestellt. Der Offset der Simulation wurde in der Darstellung an die Messung angepasst.

Die Abhängigkeiten des Jitterbeitrags von der Amplitudenschwankung (Standardabweichung relativ zur Signalamplitude, schwarze Symbole) sowie unter Berücksichtigung des Spannungsrauschens von $\sigma_{\text{Rausch}} = 4\,\text{mV}$ (blaue Symbole) sind rechts dargestellt. Mit zunehmender Schwankung der Amplitude steigt der Beitrag zum gemessenen Jitter unter Vernachlässigung des Spannungsrauschens linear an. Berücksichtigt man das Rauschen, erhält man bereits ohne Amplitudenschwankung einen Jitterbeitrag von $\sigma_{\text{Rauschen}} = 0{,}75\,\text{ps}$ und eine nichtlineare Abhängigkeit bei geringen relativen Amplitudenschwankungen. Bei relativen Amplitudenschwankungen über 0,04 bleibt der lineare Zusammenhang erhalten

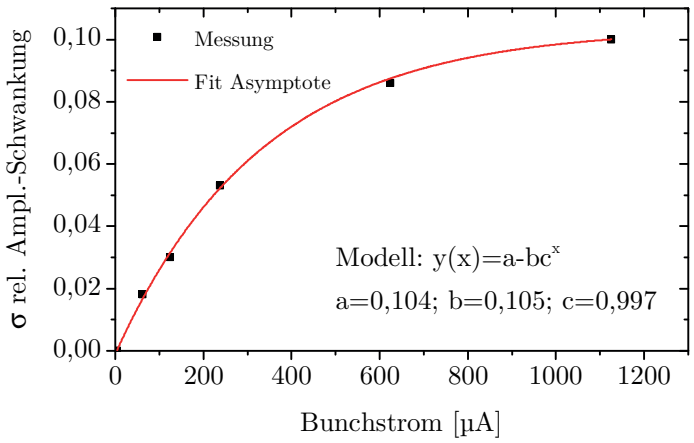


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Amplitudenschwankung vom Bunchstrom. Schwarze Symbole zeigen die relativen Amplitudenschwankungen in den gemessenen Detektorantworten.

und der Jitterbeitrag reduziert sich auf den Beitrag durch die Schwankungen in der Amplitude. Der Simulation mit Spannungsrauschen wurde ein kubisches Polynom der Form $y(x) = a + bx + cx^2 + dx^3$ angefittet. Als Konstanten ergaben sich $a = 7{,}52 \times 10^{-1}$, $b = 3{,}10 \times 10^{-3}$, $c = 3{,}99 \times 10^{-2}$, $d = -1{,}74 \times 10^{-3}$. Durch Vergleiche der gemessenen Detektorantworten einer Messserie (3 kHz #1) mit simulierten Detektorantworten konnten den Messungen bei verschiedenen Bunchströmen entsprechende Amplitudenschwankungen zugeordnet werden. Bei einem Bunchstrom von 4 µA gelten die Bunche als stabil [29]. Messungen mit dem YBCO Detektor waren bei diesem geringen Bunchstrom wegen zu geringer THz-Leistung nicht mehr möglich. Abbildung 4.7 zeigt die Abhängigkeit der relativen Schwankung der Amplitude in Abhängigkeit vom Bunchstrom. Mit zunehmendem Bunchstrom steigt die Amplitudenschwankung an. Die Daten wurden durch eine Funktion der Form $y(x) = a - bc^x$ gefittet. Als Konstanten ergeben sich für $a = 1{,}04 \times 10^{-1}$, $b = 1{,}05 \times 10^{-1}$ und $c = 9{,}97 \times 10^{-1}$.

Die Korrektur der Messdaten erfolgte in zwei Schritten:

- Anhand des Bunchstroms der Messdaten wurde die relative Amplitudenschwankung nach Abbildung 4.7 aus der Fitfunktion ermittelt.
- Für die ermittelte Amplitudenschwankung ergibt sich aus Abbildung 4.6 unter Verwendung des zuvor beschriebenen kubischen Fitterms der durch Detektor- und die Elektronikrauschen zusätzlich erzeugte Jitter. Sowohl dieser Beitrag, und auch der des Samplingjitters von $\sigma_{\text{Sampling}} = 1$ ps wurde anschließend nach Gleichung 4.1 korrigiert.

4.4 Ergebnis

In Abbildung 4.8 ist der Bunchjitter in Abhängigkeit vom Bunchstrom für mehrere Messreihen und zwei verschiedenen Strahloptiken gezeigt. Die gezeigte 5 kHz Optik

entspricht dem low-α Standardmodus. Für eine höhere Strahlstabilität mit möglichst geringem Jitter wurde während der Messungen hauptsächlich eine 3 kHz Optik verwendet. Die einzelnen Messreihen der 3 kHz Optik wurden jeweils nach einer erfolgten Neuinjektion durchgeführt. Dadurch wurde eine bessere Beurteilung der Daten möglich, da sich durch die Neuinjektionen Änderungen der Orbitkorrekturen ergeben können, die Änderungen oder Schwankungen des Jitters bewirken. Die Ergebnisse zeigen, dass der Pulsjitter innerhalb des gemessenen Strombereichs annähernd konstant ist. Mit der 3 kHz Optik wurde ein minimaler Jitter von 1,4 ps und ein maximaler Jitter von 3 ps gemessen. Der Jitter der 5 kHz Optik ist ausschließlich bei niedrigen Bunchströmen bestimmt worden und liegt im Bereich zwischen 2,8 ps und 3,7 ps. Bei identischem Strom ist der Jitter der 5 kHz Optik etwa eine Picosekunde größer als der der 3 kHz Optik. Die grauen Balken geben den Mittelwert und die beidseitige Standardabweichung für beide Strahloptiken an. Bei 3 kHz Optik ergibt sich ein Mittelwert von 2 ps bei einer Standardabweichung von 0,48 ps. Für die 5 kHz Optik ergibt sich ein Mittelwert von 3,2 ps bei einer Standardabweichung von 0,37 ps.

Im Vergleich der drei Messdurchläufe bei verwendeter 3 kHz Optik ist bei Bunchströmen über 1 mA die Schwankung des Jitters deutlich größer als bei kleineren Strömen (rot: 3 ps, schwarz: 1,4 ps Jitter). Der Grund dafür kann eine Instabilität des Elektronenorbits kurz nach der erfolgten Neuinjektion sein.

Bei niedrigen Strömen ist die Bestimmung des Jitters durch das SNR der aufgenommenen Pulse und durch die Messmethode zur Bestimmung der Histogramme an der ansteigenden Flanke begrenzt. Abbildung 4.9 zeigt Simulationsergebnisse, welche die Abhängigkeit des bestimmten Jitterbeitrags vom SNR angeben. Links sind vier Detektorantworten mit einer Pulsbreite von 80 ps (FWHM) und unterschiedlichen Amplituden

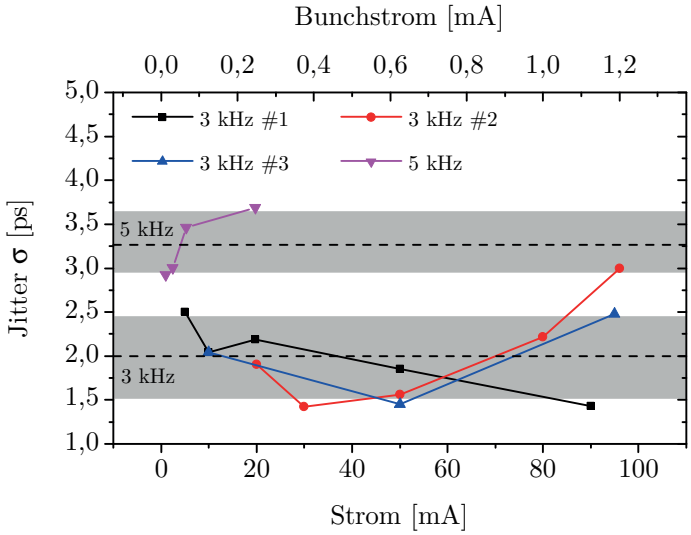


Abbildung 4.8: CSR Jitter in Abhängigkeit vom Strom bei 3 kHz Optik (477 kV HF-Spannung, 4,16 kHz tune) und 5 kHz Optik (480 kV HF-Spannung, 6,94 kHz tune). Graue Balken geben den Mittelwert und die beidseitige Standardabweichung des bestimmten Jitters für beide Optiken an.

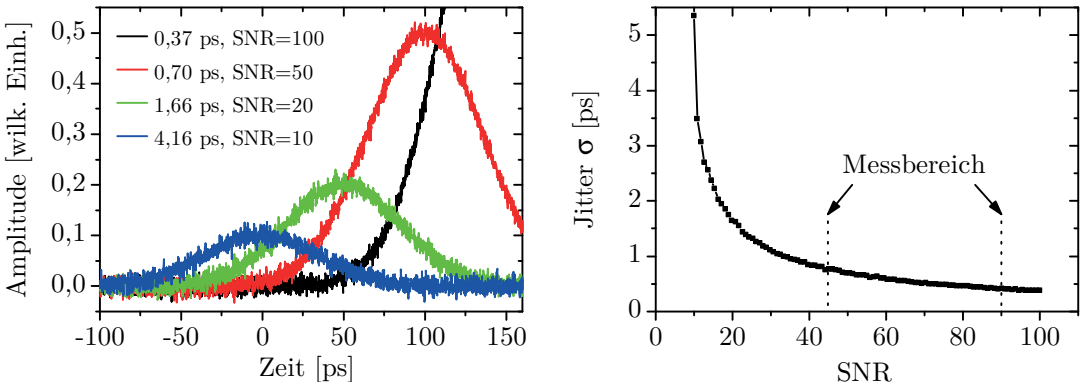


Abbildung 4.9: Links: Simulationsdaten mit unterschiedlicher Amplitude und konstantem Spannungsrauschen. Das Histogramm der Flanke wird auf halber Amplitudenhöhe bestimmt. Mit abfallendem THz-Signal (bzw. fallendem Strom) wird das SNR kleiner und die Jitterbeiträge steigen an. Rechts: Einfluss des SNR auf den bestimmten Jitter. Die gestrichelten Linien zeigen den SNR Bereich der Messungen.

dargestellt. Alle Pulse wurden mit identischem Rauschen überlagert. Als SNR wurde hier das Verhältnis der Amplituden zur Standardabweichung des Rauschens angegeben. Das SNR und die jeweils bestimmten Jitterbeiträge auf halber Höhe des Pulses sind in der Legende angegeben. Wird die Flankensteilheit durch die Verringerung der Intensität der THz-Pulse beim Absenken des Stroms kleiner, steigt der Einfluss des Spannungsrauschens an. Wie man mit bloßem Auge erkennen kann, wird eine Auszählung der Ereignisse auf der Flanke bei kleinen Amplituden breitere Histogramme erzeugen als bei großen Amplituden. Die rechte Abbildung zeigt diese Abhängigkeit des scheinbaren Jitters vom SNR. Mit fallendem SNR steigt der scheinbare Jitter an, wobei bis zu einem SNR von 40 der Einfluss unterhalb einer Picosekunde bleibt. Die Messungen decken den mit gestrichelten Linien markierten Bereich ab. Für die höchsten Ströme ergab sich ein SNR von 90 und für die niedrigsten Ströme ergab sich ein SNR von 45.

Eine Jitterbestimmung hin zu kleineren Strömen als den hier gezeigten wurde nicht durchgeführt, da das Detektorsignal unterhalb von 5 mA Strahlstrom im Fall der 3 kHz Optik sehr schnell auf das Rauschniveau abfiel und eine Jitterbestimmung somit unmöglich macht. Bei der 5 kHz Optik war eine Bestimmung des Jitters bei geringeren Strömen möglich, da die emittierte THz Leistung höher war und die Detektorantwort damit höhere Amplituden aufzeigte. Als niedrigster Bunchstrom wurde 12 µA verwendet. Eine weitere Reduzierung des Bunchstroms verringerte rapide die Signalamplitude, sodass keine verlässliche Jitterbestimmung mehr möglich war.

Abbildung 4.10 zeigt den Jitter in Abhängigkeit von der gemessenen Bunchlänge. Für die Bunchlängenbestimmung wurde eine Streak-Kamera verwendet. In dem verwendeten Bunchstrombereich von 6,25 µA bis 1,2 mA besitzen die Bunche eine Breite von 4,3 ps bis 10,7 ps. Bei hohen Strömen liegt der Bunchjitter in der Größenordnung von 20 % der Bunchlänge. Dieses Verhältnis steigt zu den niedrigsten gemessenen Strömen bis auf etwa 50 % der Bunchlänge an, da der Jitter mit abnehmenden Bunchstrom und abnehmender

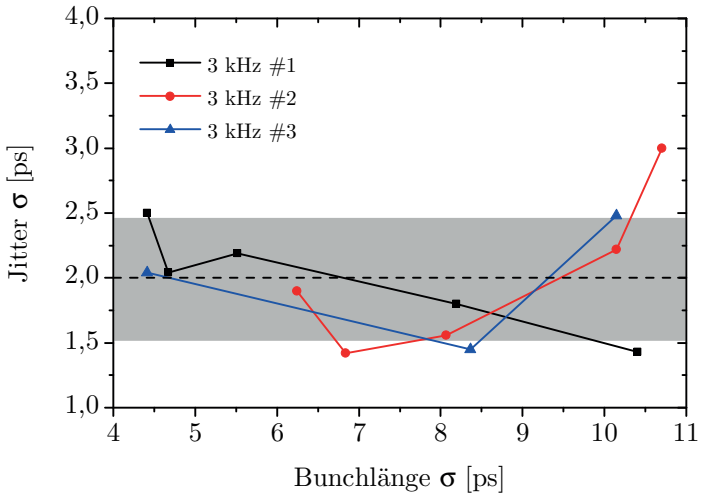


Abbildung 4.10: Jitter in Abhängigkeit der gemessenen Bunchlänge σ_{Bunch}. Die Bunchlängen wurden mit einer Streak-Kamera aufgenommen. Die Nullstrom Bunchlänge liegt bei σ_0 =0,77 ps.

Bunchlänge annähernd konstant bleibt.

5 Autokorrelator - Direkte Detektion

Ab Ende 2011 wurde der Aufbau eines MPI am THz-Strahlrohr der MLS realisiert. Die Funktionsweise ist wie in Abbildung 3.3 dargestellt. Eine maßstabsgetreue Darstellung ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Als Verzögerungsstrecke wurde ein Linearmesstisch mit Schrittmotor von der Firma Newport gewählt (Typenbezeichnung M-IMS400PP), bei dem die Überlagerung zweier aufeinander folgender THz-Pulse möglich ist. Der maximale Verfahrweg des Lineartisches liegt bei 400 mm, was einem Gangunterschied von 2,67 ps entspricht. Die aus dem Strahlrohr kommende Synchrotronstrahlung ist in der Tischebene linear polarisiert und ist durch einen schwarzen Pfeil angedeutet. G1 und G2 sind identische freistehende Drahtgitter-Polarisatoren, die als Strahlteiler bzw. als Analysator verwendet werden. Die Dachkantspiegel in den Interferometerarmen sind mit D1 und D2 bezeichnet. Vor den Detektoren ergibt sich die Polarisation in der Ebene und in der Senkrechten. Nachfolgend werden Messungen der Synchrotronstrahlung mit

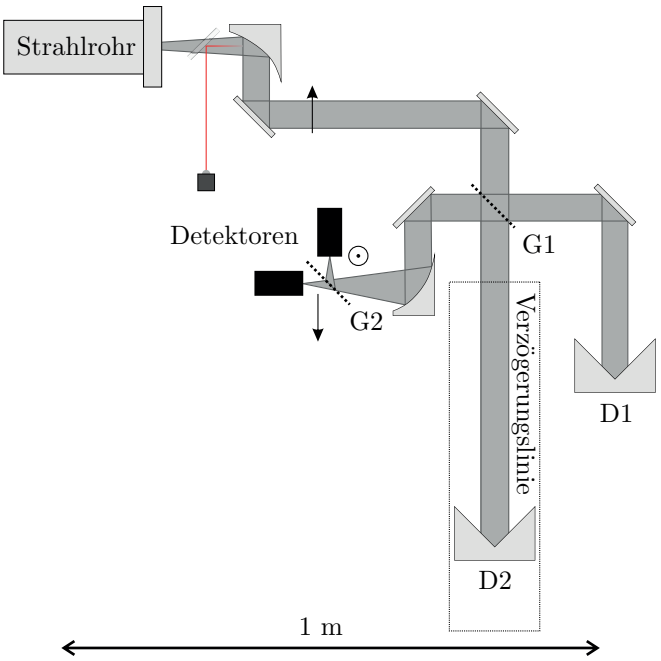


Abbildung 5.1: Setup des Autokorrelators mit direkter Detektion. Mit G1 und G2 sind die Gitter bezeichnet, welche als Strahlteiler und Analysator verwendet werden. Der Analysator trennt die horizontale und vertikale Polarisationskomponente, die dann durch zwei Detektoren zeitgleich gemessen werden können. D1 und D2 sind die Dachkantspiegel zur 90° Drehung der Polarisation. Der Justagelaser kann über einen magnetisch positionierbaren Spiegel in den Strahlengang geleitet werden.

unterschiedlichen Detektoren zur Charakterisierung der Pulslängen, des Spektrums sowie der Ladungsverteilung der Elektronen im Bunch gezeigt.

Wie die Messung der Strahlteilertransmission in Abbildung 3.2 bereits zeigte, besitzt die Transmittanz eine gewisse Frequenzabhängigkeit. Abbildung 5.2 zeigt die gemessene Leistung für den Pump- bzw. Probe-Strahl am Probenort des Autokorrelators in Abhängigkeit von der Drehwinkelstellung des Strahlteilers. Die Frequenzabhängigkeit des Gitters zeigt sich auch hier durch die vom Projektionswinkel $\varphi^* = 45°$ verschobenen Pump- bzw. Probe-Maximalleistungen .

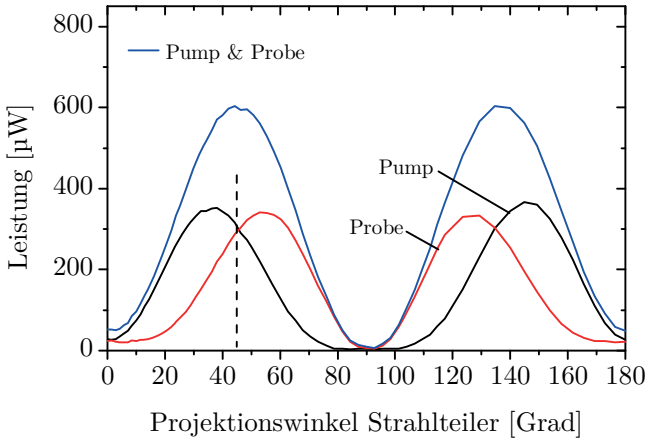


Abbildung 5.2: Transmittierte Leistung am Probenort in Abhängigkeit vom in Strahlrichtung projizierten Strahlteiler-Drehwinkel. Der Projektionswinkel $\varphi^* = 45°$ entspricht dem Drehwinkel $\varphi = 54{,}7°$ (siehe Abschnitt 3.2) und ist mit der gestrichelten Linie markiert. Der Strahlstrom lag während der Messung im Bereich von 125 mA bis 115 mA.

5.1 Feldverlauf und Bunchlänge

Die direkte Kontrolle der Pulslängen von kohärenter Synchrotronstrahlung ist für Pump-Probe-Studien von z.B. Ladungsträgerdynamiken von großer Bedeutung, da die Pulslänge die erzielbare Zeitauflösung begrenzt und wesentlich kürzer sein muss, als die erwarteten Relaxationszeiten [11, 84, 85, 86]. Auch für Studien an Supraleitern ist dies von Bedeutung, da die Anregung möglichst unipolar und kürzer als die Relaxationszeit sein sollte [87]. Trotz der erzielbaren Pulslängen im ein- bis zweistelligen Pikosekundenbereich, welche in dieser Größenordnung auch durch Echtzeitmessungen nachgewiesen wurden [70], existieren pulsverlängernde Effekte, die den THz-Puls durch z.B. Reflexionen und Brechungen sehr großer Wellenlängen innerhalb der Strahlrohre zeitlich ausdehnen [88]. Auch konnten nachlaufende Feldoszillationen der THz-Pulse mit zeitaufgelösten Messungen am Speicherring UVSOR-III nachgewiesen werden, die bei interferometrischen Messungen der Pulse zu breiteren Interferogrammen oder Nebeninterferogrammen führen können [89].

Pulslängenmessungen an Synchrotronstrahlquellen sind bereits auf verschiedenste Arten durchgeführt worden; durch Echtzeitmessungen [90] oder Korrelationstechniken [22, 54]. Eine Vergleichbarkeit der Messungen ist nicht direkt gegeben, da diese Messungen an unterschiedlichen Maschinen und Strahlrohren durchgeführt wurden. In den hier gezeigten Messungen wurden verschiedene Detektoren verwendet, um unter stabilem CSR Betrieb über Korrelationstechnik und Echtzeitmessungen die Pulslänge zu bestimmen.

Mit Golay-Zellen wurde im Lock-In Ausleseverfahren das Korrelationssignal erzeugt (siehe auch Abschnitt 5.3). Hierzu wurde ein Chopper zwischen Strahlrohrfenster und dem Off-Axis-Parabolspiegel positioniert, um die Strahlung zu modulieren.

Zur Messung des Echtzeitsignals wurde eine Schottky-Diode [79] sowie ein supraleitender YBCO Microbolometer Detektor genutzt [42]. Die Detektorantworten auf den eingestrahlten THz-Puls wurden mit einem Sampling-Oszilloskop mit einer Bandbreite von 50 GHz aufgezeichnet. Die effektive Auslesebandbreite wird jedoch durch die verwendeten Koaxialkabel (18 GHz) und den 8 GHz Verstärker begrenzt.

Die genutzte Schottky-Diode war eine Zero-Bias Diode der Firma ACST, die in eine logarithmische Spiralantenne eingebettet war. Zur Einkopplung der Strahlung wurde eine speziell angepasste erweiterte elliptische Linse aus reinem Silizium mit 12 mm Durchmesser, den elliptischen Halbachsen a=6,25 mm und b=6 mm und einer Erweiterung von 1,66 mm verwendet. Die intrinsische Zeitauflösung der Diode wurde mit 0,5 ps bestimmt. Die Bonddrähte zur Kontaktierung des Chips, sowie Verbindungen innerhalb des Detektorhalters verbreitern die Zeitauflösung auf etwa 2 ps wie es anhand von Aufnahmen der Detektorantwort auf 6 ps lange THz-Pulse gezeigt werden konnte [5].

Der für die Messungen der Bunchlänge verwendete YBCO-Detektor ist ein speziell entworfenes Doppel-Detektor Element, welches auf einem gemeinsamen Halbleiter-Schaltkreis integriert ist. Beide Detektoren auf dem Chip sind technisch identisch und elektrisch miteinander über eine Parallelschaltung mit den Auslesekontakten verbunden. Jeder der beiden Detektoren ist in eine planare Doppelschlitz-Antenne eingebettet, wobei beide Antennen zueinander senkrecht polarisationsempfindlich sind. Abbildung 5.3 zeigt das Schema des Detektorpaares. Auch hier wird eine elliptische Linse aus Silizium für die Einkopplung der Strahlung verwendet. Die Übergangstemperatur zum supraleitenden Zustand liegt bei 80 K. Die Breite des supraleitenden Übergangs und die Übergangstemperatur sind bei beiden Detektoren identisch und unterscheiden sich nicht von denen eines einzelnen YBCO-Detektors. Die Resonanzfrequenz der Antennen liegt bei 900 GHz. Koplanare Tiefpassfilter trennen die Detektoren von der Ausleseelektronik bei Frequenzen oberhalb von 600 GHz. Für Frequenzen, die kleiner sind als $\Delta/\hbar$ sind, wobei $\Delta \approx 25\,\mathrm{meV}$ der Energielücke des YBCO entspricht, erzeugen die elektrischen Felder der eingestrahlten THz-Strahlung oszillierende Ströme innerhalb der beiden Detektoren. Die oszillierenden Ströme werden durch die Nichtlinearität der Strom-Spannungs-Kennlinie beider Detektoren gleichgerichtet. Für eine typische Nichtlinearität, die wie $U \propto (I - I_c)^m$ verläuft, wobei I_c dem kritischen Strom entspricht und m die Nichtlinearität beschreibt, ergibt sich für die beiden Detektoren ein Ausgangsverhalten

$$S(t) = k\,[E_1(t) - E_2(t)]^m\,\frac{I - I_c}{UI}, \tag{5.1}$$

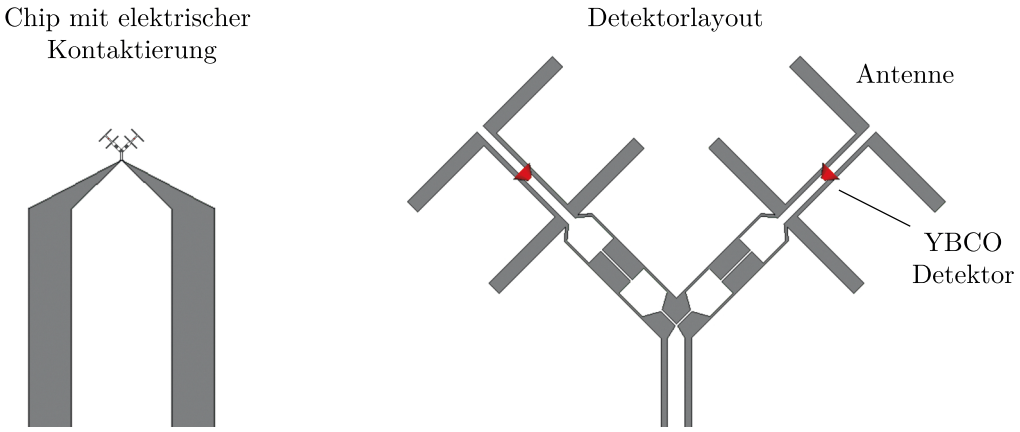


Abbildung 5.3: Schema des doppelten YBCO Detektors zur On-Chip Messung der AK-Funktion. Links ist die Gesamtstruktur gezeigt, rechts das Detektorlayout mit beiden 90° versetzten Planarantennen, den integrierten YBCO-Detektor-Chips und der Verbindung zur Auslese. Die roten Pfeile zeigen beide Mikrobolometer in der Mitte der Antennenstruktur.

wobei k einem Skalierungsfaktor entspricht und E_1 und E_2 den elektrischen Feldern, die über die Antennen eingekoppelt werden [91]. Bei entsprechender Ausrichtung des Chips gegenüber der Ausgangs-Polarisation des MPI kann wegen der beiden integrierten Detektoren innerhalb der Pulsdauer ein Korrelationssignal gemessen werden, welches potentiell zwei Schottky-Dioden oder zwei Golay-Zellen ersetzt. Jedoch erzeugt die Technik keine normierte und Offset bereinigte AK.

Die Pulsdauer der Synchrotronstrahlung, welche hauptsächlich durch die longitudinale Ausdehnung des Elektronenbunch bestimmt ist, kann durch die Akzeptanz der Eingangsappertur in das Strahlrohr, als auch durch das Strahlrohr selbst verlängert werden. Der Effekt ist frequenzabhängig und schematisch anhand der Abbildungen 2.2 und 2.3 in Unterabschnitt 2.1.2 erklärt. Details hierzu sind in [91] veröffentlicht worden. Die erwartete Strahlungsdauer entspricht der mittleren Quadratwurzel der beiden Zeitdauern $\delta t_{Akzeptanz}$ und δt_{Profil} mit der Dauer $\Delta t = \Delta x/(\beta c)$ des Elektronenbunch innerhalb des Orbits, bei der longitudinalen Bunchausdehnung Δx. Für die MLS ergeben sich Pulsverlängerungen von 0,7 ps aufgrund der Strahlungsprofils, sowie 0,12 ps aufgrund des Akzeptanzwinkels. Der Effekt ist daher für Bunchlängen mit einigen Pikosekunden Dauer nicht von Bedeutung und kann vernachlässigt werden.

Ergebnisse

A. Schottky-Diode

Ein aus dem Interferogramm erzeugtes Spektrum, welches durch die Differenzmethode mit einer Schottky-Diode unter kohärenter Strahloptik aufgenommen wurde, zeigt Abbildung 5.4. Zum Vergleich wird das Spektrum, welches mit zwei Golay-Zellen aufgenommen wurde, ebenso gezeigt (siehe auch Abschnitt 5.3). Das Maximum beider Spektren wurde zur besseren Vergleichbarkeit auf Eins normiert. Das Spektrum der Schottky-Diode fällt

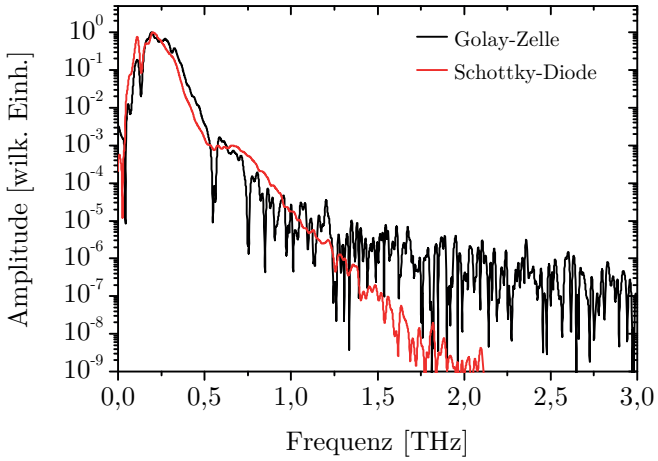


Abbildung 5.4: Vergleich der gemessenen Spektren von Golay Zelle und Schottky-Diode.

ab etwa 1 THz gegenüber der Golay-Zelle ab. Dies lässt sich durch die obere Grenzfrequenz der Diode, wie sie in [79] beschrieben wurde, erklären. Für praktische Anwendungen wie das direkte Beobachten von ps-Pulsen ist die Bandbreite von Schottky-Dioden jedoch ausreichend, da die spektrale Abdeckung innerhalb von 5 Größenordnungen gegenüber dem als Referenz angenommenem Golay-Spektrum ähnlich ist.

Für Aufzeichnungen der THz-Puls-Transienten sowie von Interferogrammen unter der elliptischen Ausgangspolarisation des MPI wurde der Analysator (G2 in Abbildung 5.1) entfernt. Die Messungen wurden dann zeitaufgelöst mit einem Tektronix Digital-Sampling-Oszilloskop DSA8300 ausgestattet mit dem Samplingmodul 80E06 bei einer Bandbreite von 70 GHz aufgenommen [92]. Die Bandbreite während der Messung war dementsprechend durch die Ausleseelektronik und die SMA Kabel begrenzt. Während der Messung wurde ein optischer Arm im MPI mit Eccosorb Absorber geblockt.

Der Feldverlauf wurde durch Modellierung von Teilfeldern in infinitesimalen Spektralbändern mit der Einhüllenden $B(t, dt, \tau)$ erzeugt, mit τ als zeitlicher Felddauer (FWHM). Mit Hilfe des Spektrums $S(f)$ wurde das Interferogramm $I(dt, \tau)$ durch Verwendung des rekonstruierten Feldverlaufs $E(t, dt, \tau, \phi)$ gefittet [91]:

$$\begin{aligned} E(t, dt, \tau, \phi) &= B(t, dt, \tau) \int \sqrt{S(f)} \cos\left(2\pi f(t + dt) + \phi\right) \mathrm{d}f, \\ B(t, dt, \tau) &= 2\left(n(t + dt)/\tau\right)^2 \exp\left(-n(t + dt)\tau^{-1}\right), \\ I(dt, \tau) &= K \int \left| E(t, 0, \tau, 0) + E(t, dt, \tau, \frac{\pi}{2}) \right|^p \mathrm{d}t, \end{aligned} \tag{5.2}$$

mit dt als zeitliche Verschiebung der beiden Teilstrahlen, K als Skalierungsfaktor, sowie den Fitparametern $p = 1.6$ als Nichtlinearität der U-I Kennlinie der Schottky-Diode und $n = 3.39$ als FWHM Dauer der Einhüllenden B. Die zweite Integration in Gleichung 5.2 wurde über das inverse der effektiven Bandbreite der Ausleseelektronik ausgeführt. Als Fitparameter wurde die zeitliche Felddauer τ verwendet.

Die Anpassung an das Interferogramm mit 10 ps Pulsdauer ist in Abbildung 5.5 als schwarze Linie gezeigt. Im rechten Einsatz ist das rekonstruierte THz-Feld $E(t, dt, \tau, \phi)$ gezeigt. Es zeigt einen bipolaren Verlauf mit einigen Oszillationen. Um eine Dauer des Verlaufs anzugeben wurde eine exponentielle Einhüllende durch $\exp(\ln 0.5 t/\tau_w)$ definiert, welche entlang der Maxima verläuft. Anhand der Einüllenden ergibt sich eine Felddauer von τ =6 ps.

Die Detektorantwort der Schottky-Diode wurde anschließend aus dem Feldtransienten $E(t)$ modelliert, um die Zeitauflösung des Systems zu charakterisieren. Über das Duhamel-Integral wurde hierzu die Detektorantwort wie folgt berechnet [93]:

$$V(t) = \int \mathrm{sgn}[E(\xi)] \frac{dE(\xi)}{dt} h(t-\xi) \mathrm{d}\zeta, \tag{5.3}$$

wobei $h(t)$ die charakteristische Antwort auf einen Rechteckfunktion beschreibt [94]. Für ein angepasstes $h(t)$ ergibt sich die Zeitauflösung der Auslesung τ_R als die Halbwertsbreite von V(t) auf eine Pulsanregung (Deltafunktion, $E(\xi) = \delta(\xi)$).

Als Zeitauflösung ergibt sich τ_R =26 ps. Um die zeitliche Dauer der THz-Strahlung τ_{CSR} für alle Messungen anzugeben, wurden die gemessenen Halbwertsbreiten der Transienten verwendet und um τ_R korrigiert [95]:

$$\tau_{CSR} = \sqrt{\tau_{SD}^2 - \tau_R^2}. \tag{5.4}$$

τ_{SD}^2 entspricht der Halbwertsbreite der Detektorantwort.

Die Halbwertsbreiten der THz-Pulse sind in Abbildung 5.6 in Abhängigkeit der gemessenen Streak-Kamera Pulslänge (FWHM) dargestellt. Schwarze Symbole zeigen die gemessenen Halbwertsbreiten τ_{SD}^2 ohne Korrekturen, rote Symbole die berechneten

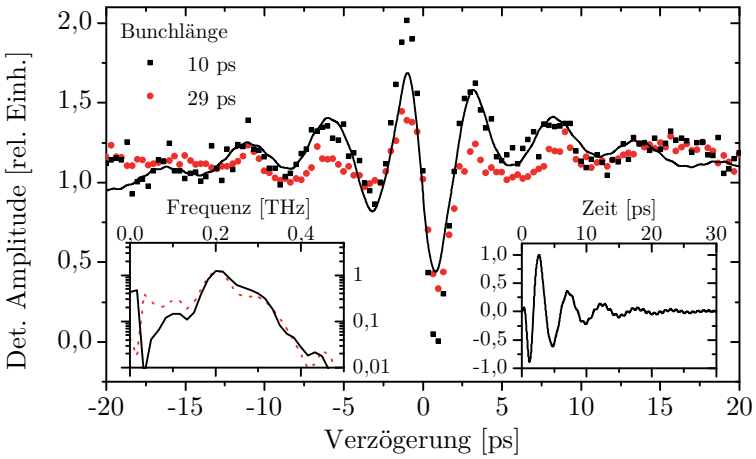


Abbildung 5.5: Interferogramme der Schottky-Diode für zwei unterschiedliche Ringströme und entsprechende Bunchlängen. Die schwarze Linie zeigt den Fit der Daten bei 10,1 ps Bunchlänge. Der linke Einsatz zeigt die beiden auf ihr Maximum normalisierten Spektren. Im rechten Einsatz ist der rekonstruierte Feldverlauf für die Buchlänge von 10,1 ps gezeigt.

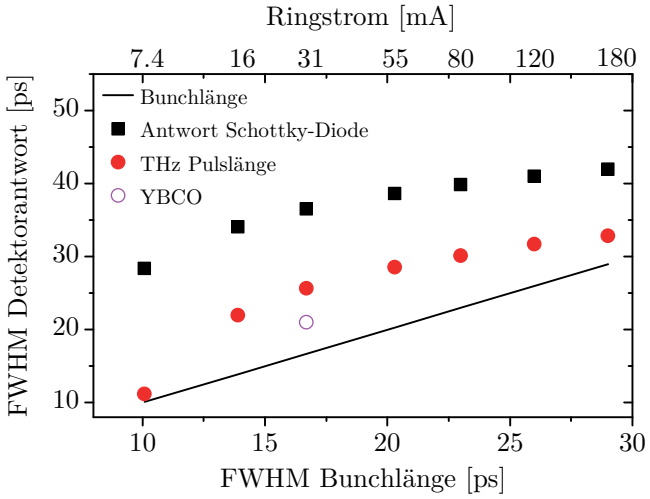


Abbildung 5.6: Aus den Detektorantworten der Schottky-Diode berechnete Dauer der CSR THz-Pulse bei unterschiedlichen Ringströmen gegenüber den gemessenen Streak-Kamera-Pulslängen.

Pulsdauern τ^2_{CSR}. Die Pulslänge wurde für Ringströme zwischen 180 mA und 7,4 mA bestimmt.

Die THz-Pulslänge zeigt systematische Abweichungen zu den mit der Streak-Kamera bestimmten Pulsdauern. Die Abweichungen sind durch das Bursting der Bunche, als auch durch das Wake-Field verursacht [96]. Das Wake-Field lässt sich durch starke Interferenzstrukturen außerhalb der erwarteten Inteferenz nachweisen. Abbildung 5.7 zeigt ein einseitiges Inteferogramm, in dem sich die Nebeninterferenzen bei ca. 75 ps, 140 ps, 200 ps und 280 ps Verzögerung durch das unter kohärenter Emission erzeugte Wake-Field erklären lassen [96]. Unter inkohärenter Strahloptik sind diese Strukturen nicht beobachtbar, wie das Einsatzbild einer Vergleichsmessung unter Verwendung der low-α Optik und der Standardnutzeroptik mit einer Golay-Zelle zeigt. Ähnliche Beobachtungen wurden auch bereits mit YBCO Detektoren am UVSOR-III Speicherring gemacht [89].

B. Supraleitender Detektor

Der YBCO Doppeldetektor wurde im Fokus der Detektorposition des Messaufbaus in Abbildung 5.1 ohne das Gitter G2 so positioniert, dass jede Antenne in Polarisationsrichtung eines Interferometerarms ausgerichtet war. Das Ausgangssignal wurde verstärkt und mit einem Sampling Oszilloskop aufgezeichnet.

Abbildung 5.8 zeigt die Amplituden der aufgenommenen Detektorantworten, welche aus Gaußanpassungen erhalten wurden, gegenüber der zeitlichen Verschiebung. Eine Detektorantwort mit zugehörigem Fit im Nulldurchgang des MPI ist als Einsatz dargestellt. Die Breite der Antwort lag bei 75 ps (FWHM), was einer effektiven Bandbreite Auslesebandbreite von 4,7 GHz entspricht (BW[GHz] $\approx 0{,}35/\tau_{\mathrm{FWHM}}$[ns]). Die gestrichelte Basislinie $B(t)$ entsteht durch die Sättigung des Detektors und des Verstärkers bei zu hohen Intensitäten aufgrund des Burstings. Sie wurde hier durch eine Anpassung nach

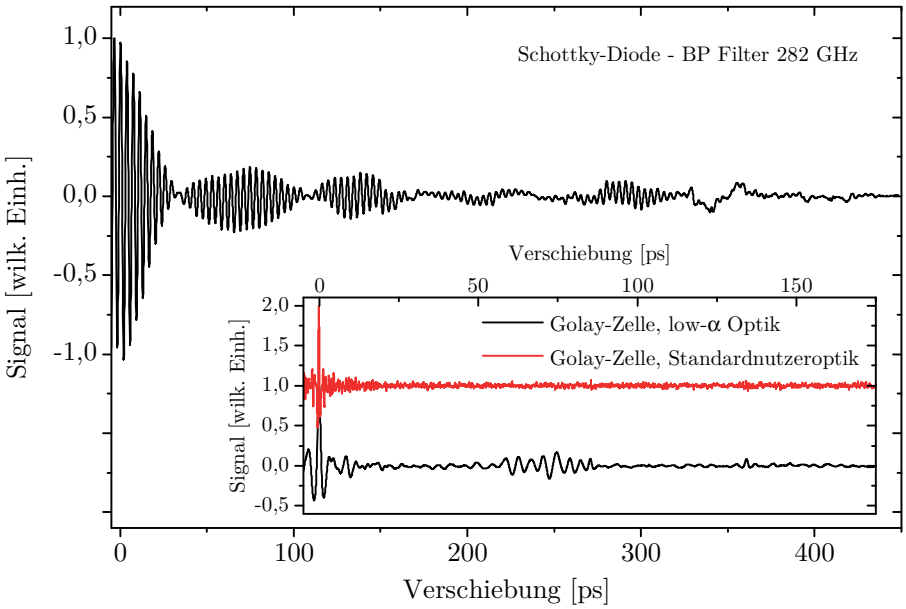


Abbildung 5.7: Einseitiges Interferogramm der Schottky-Diode unter low-α Optik bei 1,6 mA Bunchstrom. Vor dem Detektor war ein 282 GHz Bandpass Filter angebracht. Die Nebeninterferenzen werden durch nachlaufende Felder (Wake-Fields) verursacht. Das Einsatzbild zeigt zum Vergleich die Messungen unter low-α Optik und Standardnutzeroptik mit einer Golay-Zelle. Bei der Verwendung der Standardnutzeroptik treten keine Nebeninterferenzen auf, während mit der low-α Optik Nebeninterferenzen zu gleichen Zeiten auftreten. Die kohärenten Spektralanteile ändern zudem deutlich die Form des Hauptinterferogramms.

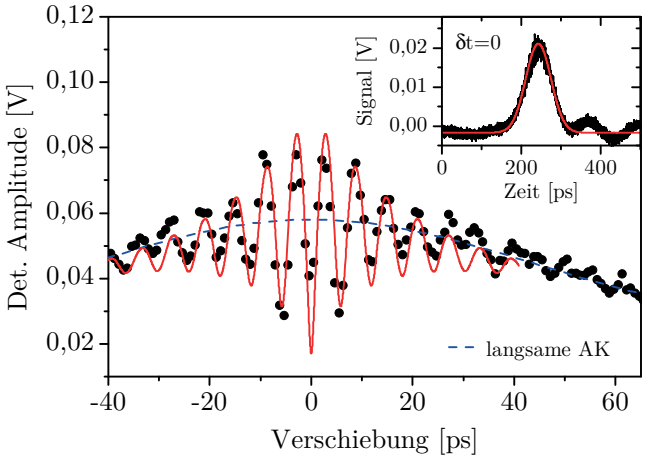


Abbildung 5.8: AK-Signal des Supraleitenden Doppel-YBCO Detektors (offene Symbole) bei 375 µA Bunchstrom. Die Pulsdauer lag bei 16 ps. In Rot ist die Modellanpassung gezeigt. Die gestrichelte Linie zeigt die AK-Funktion des Verstärkers. Der Einsatz zeigt die Detektorantwort im Nulldurchgang.

folgender Gleichung korrigiert:

$$B(t) = b(a-1)\exp(-t^2/(0.8\tau_{\mathrm{YBCO}}), \tag{5.5}$$

mit t als Verzögerung, a und b als Fitparameter und τ_{YBCO} =75 ps.

Die Rekonstruktion des Feldverlaufs durch die oben gezeigte Methode ergibt eine Pulsdauer von 23 ps bei einer mit der Streak-Kamera bestimmten Pulsdauer von 16 ps (siehe Abbildung 5.6). Aufgrund des Burstings besitzen die THz-Pulse keinen stabilen Feldverlauf, sodass es bei der Rekonstruktion des Feldverlaufs durch die punktweise abgetasteten Detektorantworten zu einer Mittelung kommt.

5.2 Alpha-Buckets

Es wurden zwei α-Buckets mit drei unterschiedlichen maximalen zeitlichen longitudinalen Trennungen von etwa 23,1 ps, 12,2 ps und 6,4 ps erzeugt [29]. Als Referenz für die Auftrennung und zum Vergleich zu den Messungen am THz-Strahlrohr wurden Strahlprofile mit einer Streak-Kamera aufgenommen. Die Streak-Kamera war hinter der Undulatorsektion positioniert und konnte für Pulslängenmessungen mit der Synchrotronstrahlung von zwei

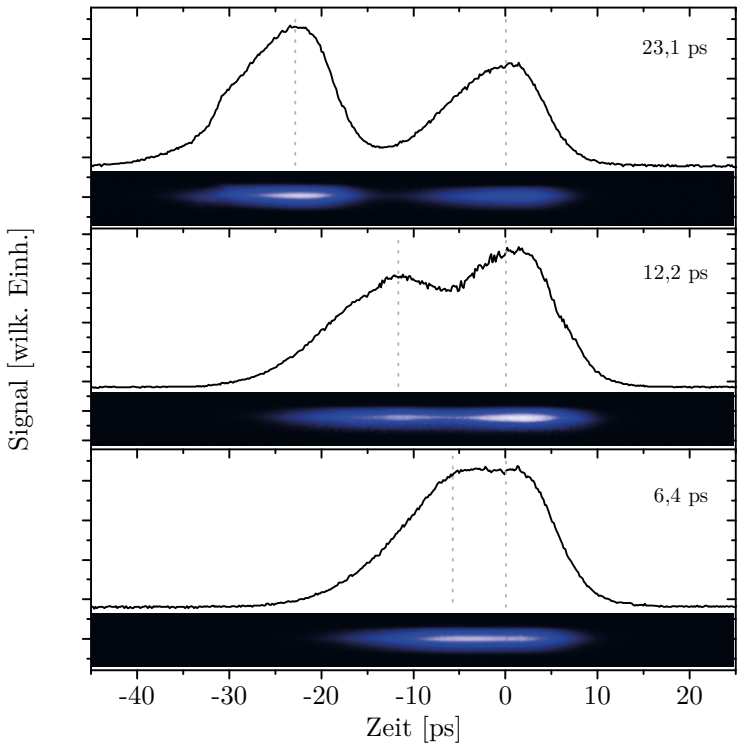


Abbildung 5.9: α-Buckets bei drei unterschiedlichen zeitlichen Aufspaltungen. Die Grafiken zeigen Streak-Kameramessungen am Ort der größten zeitlichen Trennung. Die Auflösung der Streak-Kamera ist auf etwa 2 ps limitiert [97].

Dipolkanten, sowie mit der Undulatorstrahlung genutzt werden (siehe Abbildung 2.5). Für die gezeigten Messungen wurde die Undulatorstrahlung als Quelle verwendet. Wie in Unterabschnitt 2.1.6 gezeigt wird, durchlaufen zwei erzeugte α-Buckets die Kavität immer gleichzeitig, während die longitudinale Auftrennung im ersten Halbring erzeugt wird, in der Undulatorsektion ihr Maximum erreicht und anschließend im zweiten Halbring wieder kompensiert wird. Die Aufspaltungen am Dipol des THz-Strahlrohrs sind zu den Messungen der Streak-Kamera nicht direkt vergleichbar, da sich dieser Dipol im letzten Viertel des Speicherrings befindet und ein Teil der Auftrennung bereits kompensiert wurde. Abbildung 5.9 zeigt die Streak-Kamera-Aufnahmen der unterschiedlich longitudinal getrennten Buckets. Zusätzlich sind die Querschnittsprofile der Aufnahmen dargestellt. Der erste Bucket (rechts) setzt die zeitliche Nullposition fest, während der zweite Bucket später erscheint. Die Profile zeigen eine leichte Asymmetrie des longitudinalen Strahlungsprofils. Dieses Verkippen wird zum einen durch den Einfluss des CSR Felds erzeugt [32], zum anderen wird es auch durch Potentialverzerrungen durch das Wakefield begünstigt [98, 99]. Die Breite der Buckets liegt hier bei etwa $\sigma \approx 4{,}7\,\mathrm{ps}$. Durch die Integration mehrerer tausend Pulse werden diese jedoch verbreitert (durch z.B. Jitter, Trigger-Rauschen), sodass die tatsächliche Pulsdauer kürzer ist.

Die Messungen der Buckets am THz-Strahlrohr wurden mit zwei Golay-Zellen mit dem in Abbildung 5.1 gezeigten Aufbau durchgeführt. Als Lock-in Verstärker wurde ein Zurich Instruments UHFLI verwendet. Dieser besitzt zwei unabhängige Lock-in Verstärkermodule, die gleichzeitig verwendet werden können. Beide Golay-Zellen-Signale wurden gleichzeitig aufgezeichnet. Der Ringstrom lag bei 4,2 mA bei der 23,1 ps Aufspaltung, 5,6 mA bei 12,2 ps und 3,5 mA bei 6,4 ps. Der Ringstrom wurde möglichst gering gewählt, um Strahlinstabilitäten wie Microbunching oder Bursting zu minimieren, ohne jedoch das Messignal in Hinblick auf das SNR zu stark zu reduzieren. Der verfahrbare Spiegel wurde während der Messung um $\pm 7{,}5\,\mathrm{mm}$ (100 ps) symmetrisch um den Nullpunkt verfahren. Die Messdauer lag bei insgesamt 1000 s. In Abbildung 5.10 sind die AK-Funktionen der drei Zustände in schwarz dargestellt (Simulation in rot, nachfolgend erklärt). Die maximalen zeitlichen Aufspaltungen entsprechen denen in Abbildung 5.9.

Die Entstehung der AK-Funktion kann man sich verdeutlichen, indem man den zeitlichen Ablauf während des MPI-Scans durchgeht. Der feste Interferometerarm hält zwei α-Buckets fest, während der bewegliche Interferometerarm die beiden α-Buckets zeitlich über die feststehenden schiebt. Dabei überlagern sich zuerst das zweite Bucket aus dem beweglichen Arm mit dem ersten Bucket des feststehenden Arms und erzeugen das erste Maximum (negative Verzögerung). Verfährt man weiter, überlagern sich bei identischen Armlängen die beiden Buckets deckungsgleich (1 mit 1 und 2 mit 2), wobei das zentrale Hauptmaximum entsteht. Durch weiteres Verfahren überlagern sich schließlich das erste Bucket aus dem beweglichen Arm mit dem zweiten des feststehenden Arms, sodass das zweite Nebenmaximum entsteht (positive Verzögerung). Die Höhe des Hauptmaximums entspricht dem doppelten der Nebenmaxima, da die Korrelation hier wegen der gleichzeitigen Überlagerung beider Buckets zweimal größer ist.

Die ursprüngliche Bucket-Länge der beiden α-Buckets wurde durch Anpassung eines Modells in LabVIEW rekonstruiert. Dabei wurde das elektrische Feld der emittierten Synchrotronstrahlung durch eine Sinusfunktion mit gaußförmiger Hüllkurve dargestellt.

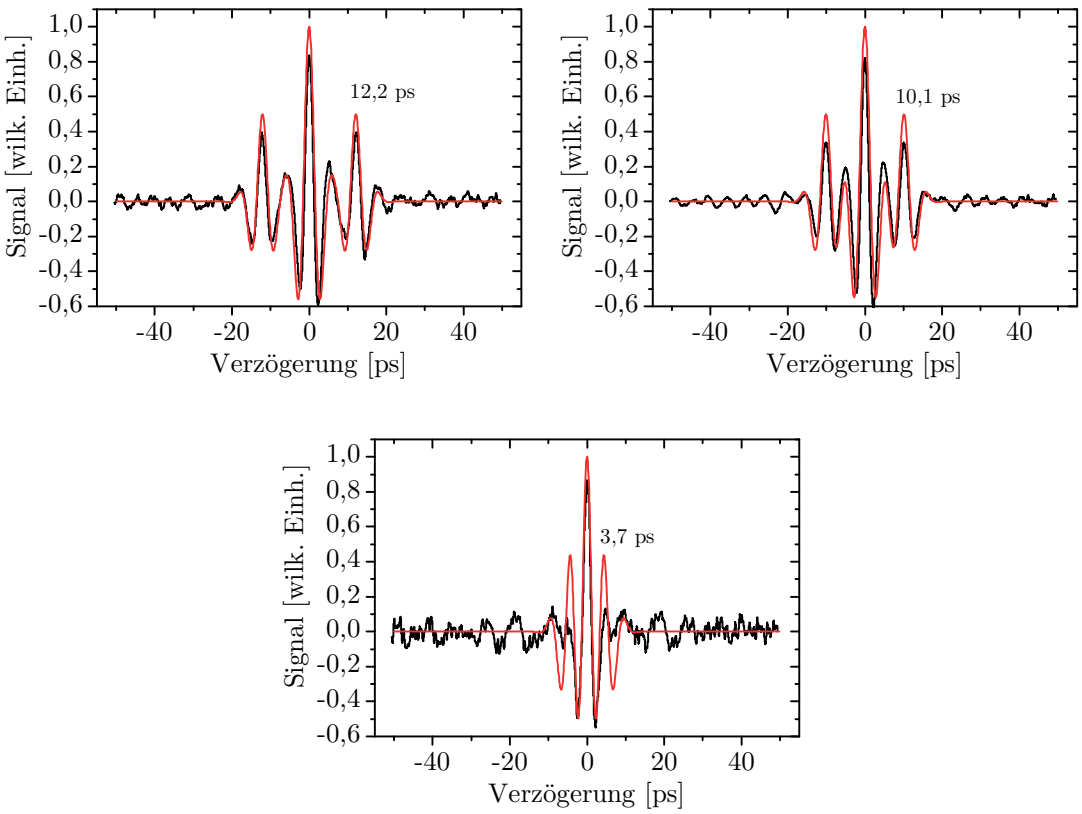


Abbildung 5.10: α-Buckets am THz-Strahlrohr bei drei unterschiedlichen zeitlichen Aufspaltungen. Die Grafiken zeigen die Messung (schwarz) und die Anpassungen zweier 2 ps (σ) breiten Pulse. Die Messung wurde mit Golay-Zellen entsprechend der Abbildung 5.1 durchgeführt.

Durch Berechnung des Intergrals

$$A_{ac}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[E_1(t) + E_2(t-\delta) + E_1(t-\tau) + E_2(t-\delta-\tau)\right]^2 \mathrm{d}t, \tag{5.6}$$

mit den E-Feldern E_1 und E_2 der beiden Buckets und deren zeitlicher longitudinaler Trennung δ, ergibt sich die AK-Funktion der α-Buckets. Die Amplitude wurde anschließend auf 1 normiert, um der Normierung des Differenzinterferogramms zu entsprechen.

Die Anpassung zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Aus dem Modell erhält man durch Anpassung der Hüllkurve eine Pulsbreite von $\sigma = 2\,\mathrm{ps}$ für beide α-Buckets. Diese wurde bei allen drei longitudinalen Auftrennungen identisch belassen, da bei der Änderung der low-α Optik zur Änderung der longitudinalen Auftrennung die Bucketlänge konstant bleiben sollte. Die entsprechenden Pulsabstände der α-Buckets am Dipol des THz-Strahlrohrs wurden zu 3,7 ps, 10,1 ps und 12,2 ps bestimmt. Die Ungenauigkeit der Anpassung liegt bei 0,1 ps. Für die maximalen Aufspaltungen von 23,1 ps und 6,4 ps entsprechen die Messungen mit 12,2 ps und 3,7 ps etwa den erwarteten halben Werten. Jedoch weicht die Messung bei $t_{Max} = 12.2\,\mathrm{ps}$ stark von dem erwarteten

Wert ab ($t_{THz} = 10.1\,ps$). Die Ursache hierfür liegt in Korrekturen der Strahloptik im Anschluss an die Messung mit der Streak-Kamera.

Bei Verzögerungszeiten, die über $\pm 20\,ps$ vom Nulldurchgang der gemessenen Auftrennungen von 12,2 ps und 10,1 ps entfernt liegen, sind periodische Strukturen sichtbar, die durch das Modell nicht reproduziert werden. Noch deutlicher fällt dies bei der geringsten zeitlichen Trennung auf; hier weicht das Modell aber auch innerhalb der Hauptstrukturen zwischen $\pm 10\,ps$ um den Nulldurchgang von der Messung ab.

Ein Grund hierfür könnte eine stark von der Gaußverteilung abweichende Elektronendichteverteilung im Bunch sein. Eine sehr stark nach vorn geneigte Verteilung (mathematisch positive Schiefe, siehe Abbildung 5.9) fällt am Ende des Bunch flach und lang ab. Die Halbwertsbreite der Pulse ändert sich zwar nicht, jedoch erzeugt das etwas längere Nachleuchten der Pulse eine breitere Korrelationsstruktur, die sich dann von der einer gaußförmigen Pulsform in den äußeren Bereichen unterscheiden kann. Der Einfluss wurde in der Simulation durch Anpassung der Hüllkurve mit unterschiedlichem Exponentialverlauf für die vordere und hintere Einhüllende überprüft ($\sigma_{vorn} < \sigma_{hinten}$, siehe Abbildung 5.11), jedoch mit geringem Einfluss auf das Ergebnis. Daher kann die Verkippung als Ursache für die vom Überlagerungsbereich der Bunche entfernt liegenden Strukturen vernachlässigt werden.

Ein anderer Grund könnte ein Nachleuchten der Synchrotronstrahlung durch Vielfachreflexionen im Strahlrohr sein, das durch die Akzeptanz der Dipolkammer und des Strahlrohrs verursacht wird. Der Einfluss des Strahlrohrs auf das Nachleuchten der THz-Pulse wurde am BESSY II im Jahr 2005 erstmals beobachtet [88]. Bereits 2001 gab es Hinweise auf Interferenzen innerhalb der Strahlrohrkammer, die durch Reflexionen der

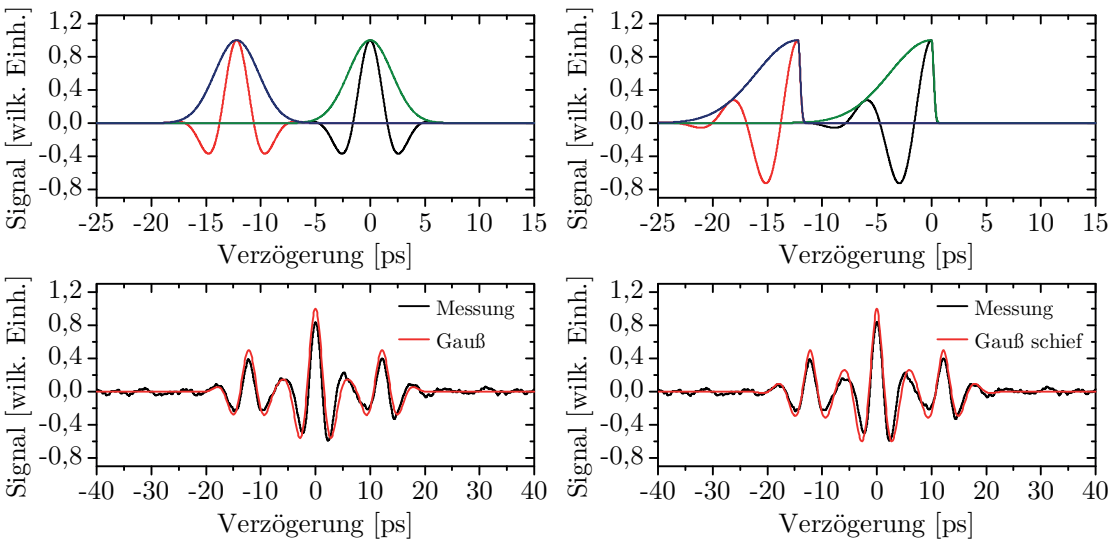


Abbildung 5.11: LabVIEW-Simulation der E-Felder der α-Buckets mit gaußförmiger Hüllkurve (links) und schiefer Hüllkurve (rechts) am Beispiel der Messung mit 23 ps longitudinaler Trennung. Die entsprechenden AK-Funktionen (rot) mit überlagerter Messung (schwarz) sind unten zu sehen.

langwelligen kohärenten Strahlung verursacht wurden [100]. Bei der Entwicklung der MLS wurden jedoch im Hinblick auf die Erzeugung von kohärenter THz-Strahlung größere Strahlrohrdurchmesser verwendet, um diesen Effekt zu reduzieren. Jedoch kann das Wake-Field innerhalb der Vakuumkammer der Biegemagneten, welches unter kohärenter Abstrahlung ensteht, Einfluss auf den gemessenen THz-Puls haben und die äußeren Strukturen erklären [96]. Das Vorhandesein wurde im Abschnitt 5.1 durch Messungen mit Schottky-Dioden und Golay-Zellen gezeigt, jedoch treten diese im Abstand von 70 ps und Vielfachen davon zum Nulldurchgang auf.

5.3 Ladungsverteilung

Da der Formfaktor nach Gleichung 2.5 im wesentlichen der Fouriertransformierten der Ladungsverteilung im Bunch entspricht, kann durch Messung der kohärenten Abstrahlung die Ladungsverteilung rekonstruiert werden.

Aus den antikorrelierten Interferogrammen, die mit zwei breitbandigen Detektoren zeitgleich aufgezeichnet wurden, kann auf die Ladungsverteilung der Bunche zurückgerechnet werden. Dies ist möglich, da das gemessene Spektrum durch den kohärenten Spektralanteil Informationen über den Bunch enthält, die durch den Formfaktor gegeben sind [25, 101]. Die Detektoren sollten einen linearen Leistungsverlauf über den zu messenden Spektralbereich aufweisen, um die Rekonstruktion der Ladungsverteilung nicht zu verfälschen. Abbildung 5.12 zeigt eine Übersicht über die Vorgehensweise, die für eine Rekostruktion der Ladungsverteilung notwendig ist.

Ausgehend von den gemessenen antikorrelierten Detektorsignalen ergibt sich durch Bildung des Differenzinterferogramms über Gleichung 3.10 die normierte AK-Funktion $a(\tau)$. Anschließend wird durch Fouriertransformation der AK-Funktion das Spektrum erzeugt $S(\omega)$. Dieses unterscheidet sich vom ursprünglich erzeugten Spektrum $\widetilde{S}(\omega)$ innerhalb des Dipols durch die Transferfunktion des Strahlrohrs (entsprechend Gleichung 3.8) wegen der Reflexionen an Spiegeln, den Transmissionen durch die Fenster, der Transferfunktion

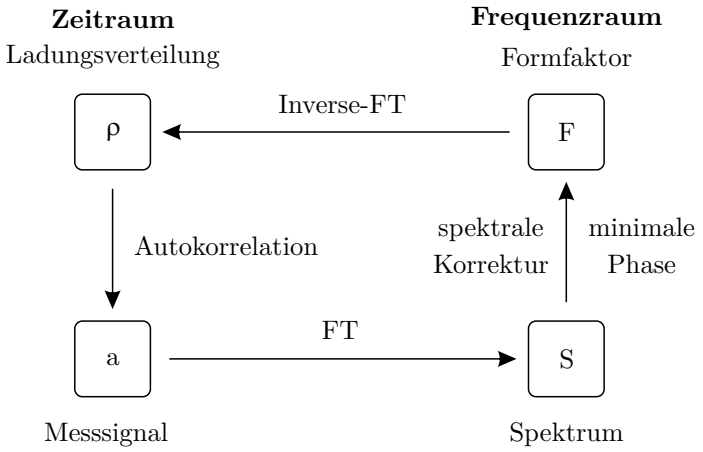


Abbildung 5.12: Schema der Datenauswertung nach der Bestimmung der AK-Funktion.

der verwendeten Gitter, durch Wasserabsorption, die in der Atmosphäre bis zum Detektor zustande kommt, und dem fehlenden tieffrequenten Spektralanteilen aufgrund des Hochpassverhaltens der Dipolkammer. Durch die Korrektur der entsprechenden Anteile kann des ursprüngliche im Speicherring erzeugte Spektrum wiederhergestellt werden. Die einzelnen Korrekturschritte werden im Anschluss anhand der Rekonstruktion der Ladungsverteilung erläutert.

Nach Gleichung 2.4 kann das E-Feld des kohärenten Anteils der Synchrotron Emission geschrieben werden als

$$\mathbf{E}_{tot}(\omega) = \sqrt{(N(N-1))}\rho(\omega)\mathbf{E}(\omega), \tag{5.7}$$

wenn $\rho(\omega)$ die komplexe Ladungsverteilung ist. Die Verteilung lässt sich dann durch die Darstellung

$$\rho(\omega) = S(\omega)\exp\left(i\psi(\omega)\right) \tag{5.8}$$

beschreiben, wobei das Spektrum $S(\omega)$ bekannt ist, die Phase $\psi(\omega)$ jedoch nicht. Aufgrund der Verbindung der Real- und Imaginärteile in Gleichung 5.8, kann über die Kramers-Kronig Relation eine frequenzabhängige minimale Phase $\psi_m(\omega)$ für den Formfaktor errechnet werden [101]:

$$\psi_m(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi}\int_0^\infty \frac{ln[S(\omega') - S(\omega)]}{\omega'^2 - \omega^2}\mathrm{d}\omega'. \tag{5.9}$$

Mit der Phase $\psi_m(\omega)$ ist die Bestimmung der Frequenzabhängigkeit des Formfaktors komplettiert. Die Ladungsverteilung ergibt sich anschließend durch inverse Fouriertransformation aus Gleichung 5.8.

Messung

Für die Messungen wurde die standardmäßig betriebene 5 kHz low-α Optik verwendet. Um das Spektrum zu analysieren und daraus die oben hergeleitete Elektronenverteilungsfunktion des Bunch zu rekonstruieren, wurden zwei Golay-Zellen identischer Bauart (Tydex GC-1T)verwendet. Aufgrund der flachen spektralen Antwort innerhalb des Frequenzbereichs von 60 GHz bis weit über 3 THz sind sie gut für den kohärenten Spektralbereich der MLS geeignet. Die Aufnahme beider Signal erfolgte zeitgleich, wie in Abbildung 5.1 dargestellt. Das THz-Signal wurde mit einem mechanischen Chopper hinter dem Strahlrohausgang moduliert und via Lock-In Verfahren bei einer Modulationsfrequenz von 15 Hz aufgezeichnet. Abbildung 5.13 zeigt die Rohdaten beider Golayzellen als Funktion des optischen Gangunterschieds beider Teilstrahlen. Um Unterschiede der gemessenen Aussgangssignale auszugleichen, die durch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren verursacht werden, wurde der Quotient aus den gemittelten Signalen des ersten Detektors (vertikalen Polarisation) und des zweiten Detektors (horizontale Polarisation) verwendet, um das Signal des zweiten Detektors nach Gleichung $D_2' = D_2(\overline{D}_1/\overline{D}_2)$ auf den ersten zu normieren. Die horizontalen bzw. vertikalen Anteile der elliptisch polarisierten

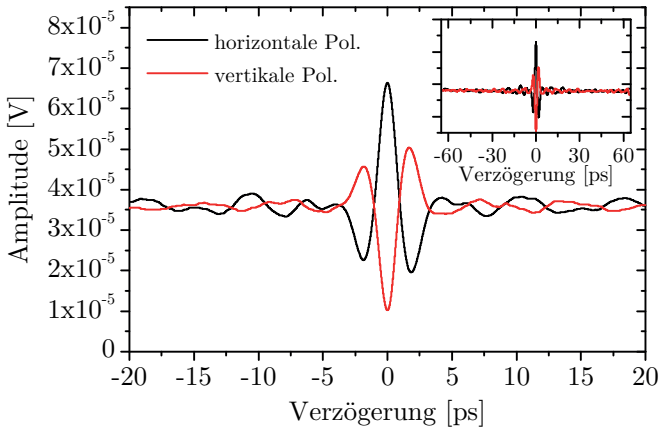


Abbildung 5.13: Gemessene Interferogramme der beiden Golay-Detektoren in Transmission bzw. Reflexion am Analysator. Die beiden Signale entsprechen den horizontalen bzw. vertikalen Polarisationsanteilen der elliptischen Strahlung. Der gescannte Bereich umfasst ± 64 ps.

Strahlung sind wie erwartet antisymmetrisch. Horizontale Polarisationsanteile werden am Analysator transmittiert, vertikale reflektiert. Das erzeugte normierte Differenzsignal ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Die leichte Asymmetrie in der AK-Funktion ist auf geringe Winkelabweichungen des verfahrenden Spiegels zurückzuführen (siehe Unterabschnitt 3.3.4).

Der Scanbereich umfasst ±64 ps um den Nulldurchgang, also $\Delta t = 128$ ps insgesamt. Die durch den Scanbereich begrenzte Frequenzauflösung ist gegeben zu $\Delta f = 1/(2\Delta t) =$ 15,6 GHz. Der bewegliche Spiegel zur Änderung der optischen Weglänge wurde während der Messung kontinuierlich mit einer Geschwindigkeit von 0,015 mm/s verfahren. Als

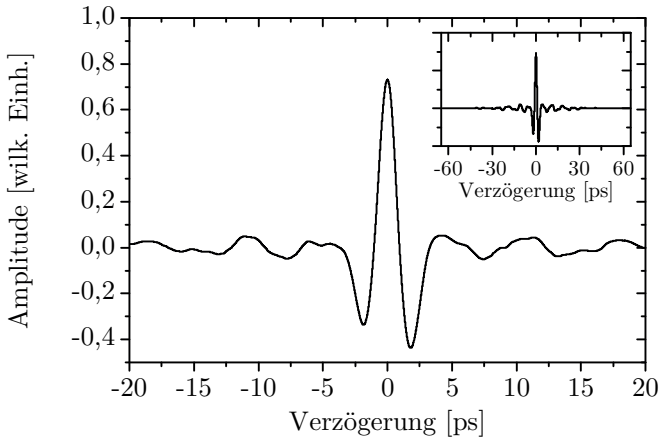


Abbildung 5.14: Aus Abbildung 5.13 nach Gleichung 3.10 erzeugtes Differenzinterferogramm. Bei optimal justiertem MPI würde die Amplitude ein Maximum von 1 erreichen.

Strahloptik des Synchrotrons wurde die standardmäßig verwendete 5 kHz low-α Optik verwendet. Während der Aufnahme fiel der Strahlstrom beginnend bei 106 mA am Anfang auf 101 mA (1,32 mA bis 1,26 mA Bunchstrom) ab. Dies hat jedoch keinen Einfluss bei der Bildung des Differenzinterferogramms, da Drifts und Schwankungen, welche in beiden Einzelmessungen gleichermaßen enthalten sind, eliminiert werden (siehe Gleichung 3.10).

Das Spektrum wird durch Fouriertransformation der AK erzeugt. Abbildung 5.15 zeigt links das erhaltene Spektrum ohne Korrekturen. Es sind deutlich Wasserabsorptionen zu erkennen, die durch den Wassserdampf in der Atmosphäre verursacht werden. In blau ist daher die berechnete Transmission durch den Messaufbau gezeigt, welche bei 2 m Strahlweg in Atmosphäre und 30 % relativer Luftfeuchtigkeit zu erwarten ist. Für die Simulation wurden Literaturdaten der Wasserabsorptionslinien aus der HITRAN Datenbank verwendet, welche spektrale Daten vieler Moleküle zur Berechnung von Absorptionsspektren zur Verfügung stellt [102].

Um die Wasserabsorptionslinien aus dem gemessenen Spektrum zu entfernen, kann der Quotient aus dem gemessenem Spektrum und dem simulierten Transmissionsspektrum gebildet werden. Dies führt im vorliegenden Fall jedoch zu Artefakten in Form von Spikes bei Frequenzen, an denen die Absorptionslinien des simulierten Transmissionsspektrums auf nahezu Null abfallen. Die tritt besonders im Frequenzbereich oberhalb von 1 THz auf, da das gemessene Spektrum dort gegenüber dem simulierten Transmissionsspektrum stark schwankende Tiefen der Absorptionslinien aufweist. Der Grund dafür ist, dass das gemessene Spektrum oberhalb von 1 THz auf Intensitäten unterhalb von 10^{-5} abfällt und bereits ein sehr hohes Rauschniveau aufweist, welches die Wasserabsorptionslinien teilweise oder vollständig maskiert.

Da die Korrektur der Wasserabsorptionslininen für eine optimale Rekonstruktion der

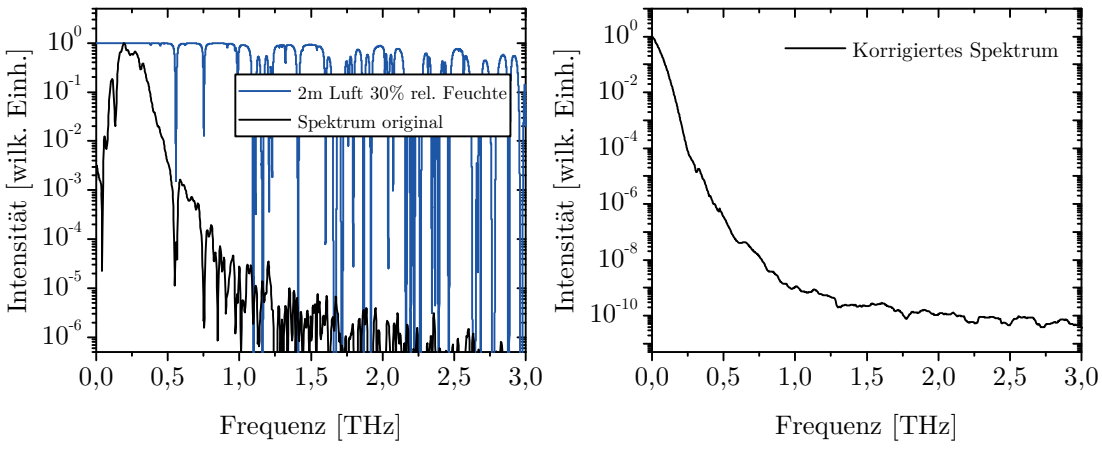


Abbildung 5.15: Links: Originales Spektrum der AK-Funktion mit überlagerter Wasserabsorption in 2 m Luft unter Normaldruck bei 30 % relativer Luftfeuchte (HITRAN-Simulation). Rechts: Spektrum mit Tieffrequenzkorrektur, Korrektur der Strahlrohrtransmission, welche die hochfrequenten Anteile etwas verstärkt, sowie einer Korrektur der Wasserabsorption. Das Maximum der Spektren ist jeweils auf 1 normiert.

Ladungsverteilung von Nöten ist, wurde stattdessen ein Savitzky-Golay Filter verwendet, um das Spektrum ab der ersten starken Wasserabsorptionsline oberhalb von 500 GHz zu glätten. Die Glättung erfolgte mit 21 Seitenpunkten und unter Verwendung eines Polynoms erster Ordnung.

Da durch den Strahlrohr cut-off der niederfrequente Spektralanteil unterdrückt wird, wird dieser durch eine Frequenzkorrektur rekonstruiert. Der erwartete cut-off kann durch eine parallele Platten Approximation berechnet werden. Das Modell beinhaltet einen Strahl, der einer zirkulare Strahltrajektorie folgt und zwischen zwei unendlich ausgedehnten parallelen leitenden Platten verläuft. Für den cut-off ergibt sich nach [103]:

$$\lambda = 2h\sqrt{\frac{h}{R}}, \tag{5.10}$$

wobei h der Höhe der Beamline entspricht und R den Biegeradius der Ablenkung im Dipol darstellt.

Für die MLS ergibt sich ein cut-off von $\lambda \approx 14\,\mathrm{mm}$, was einer Grenzfrequenz von etwa 21,5 GHz entspricht. Da das gemessene Spektrum bereits bei höheren Frequenzen als dem berechneten cut-off abfällt, wird die Niederfrequenzkorrektur an das Maximum des Spektrums angepasst. Für die Korrektur wird eine Gauß-Funktion so an das Spektrum angepasst, dass sie das Hochpassverhalten der Beamline optimal kompensiert und den niederfrequenten Anteil ersetzt. Abbildung 5.15 zeigt rechts in rot die angepasste Tieffrequenzkorrektur des Spektrums. Als Übergangsfrequenz für die Anpassung der Gaußkurve an das Spektrum wurde 300 GHz gewählt, da ab dieser Frequenz das Spektrum stark zu kleineren Frequenzen hin gedämpft wird.

Der Einfluss der Transmission des THz-Strahlrohrs sowie die Übertragungsfunktion des Strahlteilers wurden ebenso korrigiert. Abbildung 5.16 zeigt die berechnete Transmission des THz-Strahlrohrs. Als Grundlage wurde ein Schwinger-Spektrum verwendet, das für den Speicherring entsprechend der Akzeptanzen der Dipolkammer am THz-Strahlrohr berechnet wurde. Die Berechnung beinhaltet die Transmissionen der beiden z-cut Quarz-Fenster innerhalb des Strahlrohrs, welche das UHV des Speicherrings von der Laborumgebung trennen, sowie die Reflektivitäten der sieben Gold-Spiegel. Unterhalb von 300 GHz lagen keine Daten für die Transmission der Fenster vor, sodass der fehlende Spektralbereich wegen des flachen und nahezu linearen Verlaufs des Spektrums im Frequenzbereich unterhalb von 3 THz linear von 300 GHz bis 0 GHz extrapoliert wurde. Die Frequenzauflösung der Berechnung lag ursprünglich bei 450kHz und wurde per Interpolation auf die Auflösung der Messung angeglichen. Es zeigt sich in dem für die Messung relevanten Spektralbereich unterhalb von 3 THz, dass mit steigender Frequenz die Transmission nahezu linear absinkt. Die Übertragungsfunktion des Strahlteilers besitzt zwischen 3 THz und 8 THz eine nahezu glatte spektrale Übertragung, jedoch ist der Frequenzbereich unterhalb von 3 THz um etwa 2 % gedämpft und leicht schwankend. Über 8 THz wird das Spektrum ebenfalls leicht gedämpft, was aber prinzipiell keine Bedeutung für unsere Messung besitzt. Der Einfluss des Strahlteilers auf das Spektrum ist insgesamt sehr gering.

Durch Bildung des Quotienten aus gemessenen Spektrum und dem Produkt aus

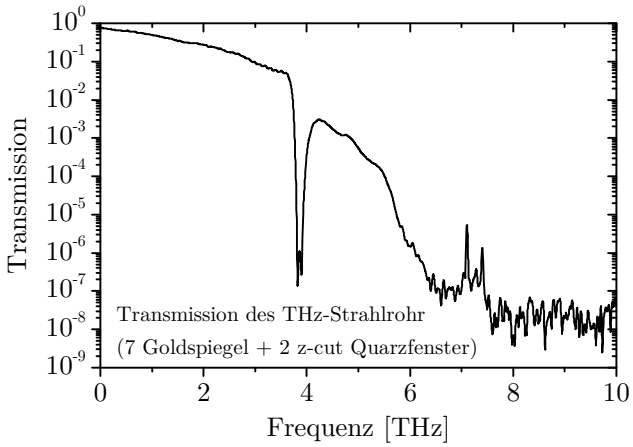


Abbildung 5.16: Berechnete Transmission des THz-Strahlrohrs. Die Reflexion von sieben Goldspiegeln sowie die beiden z-cut Quartz Fenster zur Trennung des UHV vom HV und am Ausgang des Strahlrohrs sind berücksichtigt [104]. Die Absorptionsmerkmale werden durch das z-cut Quarz verursacht. Unter 300 GHz wurde die Transmission linear bis 0 THz extrapoliert.

Strahlrohrtransmission und der spektralen Übertragungsfunktion des Strahlteilers ergibt sich das korrigierte Spektrum in Abbildung 5.15 rechts, bei dem man die leichte Anhebung hoher Frequenzanteile gegenüber dem unkorrigierten Spektrum erkennen kann.

Unter Verwendung des vollständig korrigierten Spektrums lässt sich nun über die Gleichung 5.9 die minimale Phase berechnen. In Abbildung 5.18 ist links die berechnete Phase gegenüber der Frequenz dargestellt. Aus dem korrigierten Spektrum und der minimalen Phase ergibt sich die in Gleichung 5.8 gesuchte Verteilungsfunktion. Durch Fourier-Rücktransformation erhält man die zeitliche Ladungsverteilung $\rho(t)$, die in Abbildung 5.18 rechts dargestellt ist. Die Ladungsverteilung des Elektronenbunch zeigt eine Asymmetrie mit einer Vorwärtsneigung. Ursache dafür sind die bereits in Abschnitt 5.2 erwähnten Potentialverzerrungen, welche durch das Wake-Field der kohärenten Emission entstehen [32, 98, 99]. Berechnete Ladungsverteilungsfunktionen auf Basis der Modellierung des Wake-Fields zeigen ähnliche Ergebnisse [105]. Als Halbwertsbreite ergibt sich ein Wert von 10,5 ps.

Für einen Ringstrom von etwa 100 mA (1,25 mA Bunchstrom) wurde von Ries [29] an dem IR-Strahlrohr mit der Streak-Kamera eine Bunchlänge von etwa 13 ps (FWHM) bestimmt. Aufgrund der zum THz-Strahlrohr abweichenden Strahlrohrcharakteristik ist hier mit einer signifikanten Strahlaufweitung zu rechnen, was den Unterschied zu der Rekonstruktion zumindest teilweise erklärt. Ein weiterer Grund für eine gegebenenfalls zu gering berechnete Breite liegt in der Tieffrequenzkorrektur. Da besonders die niedrigen Frequenzanteile großen Einfluss auf die Breite der Verteilung haben und diese manuell angepasst wurde, ist keine absolut verlässliche Aussage über die Breite der Verteilung möglich. Eine Variation der Amplitude der LF-Korrektur um den Faktor zwei kann die Halbwertsbreite um bis zu 20 % verändern, sodass dadurch eine Ungenauigkeit bei der Rekonstruktion der Ladungsverteilung von maximal 2,1 ps zu erwarten ist. Durch die

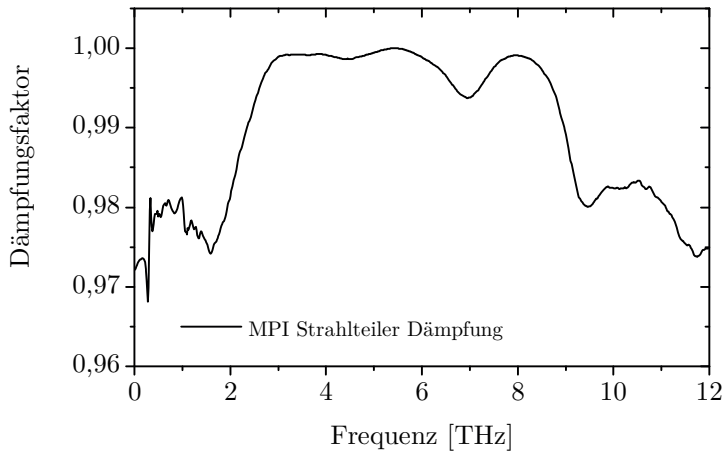


Abbildung 5.17: Spektrale Dämpfung des als Strahlteiler verwendeten Gitters im MPI. Die Abhängigkeit ergibt sich aus der einmaligen Transmission und Reflexion der Strahlung in jedem der beiden Interferometerarme (siehe auch Abbildung 3.2).

Ladungsdichteschwankungen innerhalb des Bunch (Bursting) sind auch Beeinflussungen des hochfrequenten Spektralbereichs gegeben. Diese können zu einer Intensitätsüberhöhung im Hochfrequenten beitragen, was ebenso zur Verkürzung der rekonstruierten Ladungsverteilung führt.

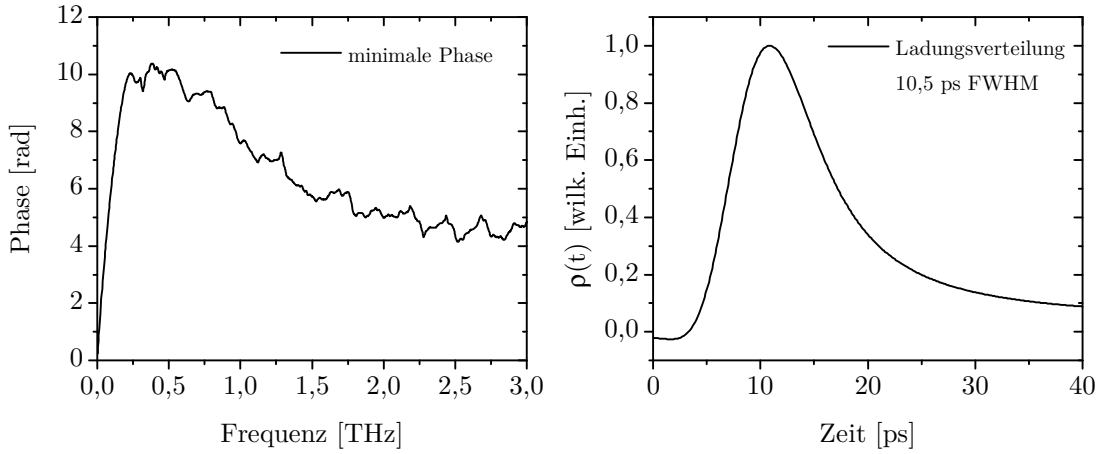


Abbildung 5.18: Links: Berechnete minimale Phase nach Gleichung 5.9 aus dem korrigierten Spektrum. Rechts: Die resultierende Ladungsverteilung $\rho(t)$. Die Halbwertsbreite liegt bei 10,5 ps.

5.4 Schottky-Diode mit BP-Filter

In Abschnitt 5.1 und Abschnitt 5.3 wurden die Bunchlängen anhand der breitbandigen kohärenten Synchrotronstrahlung gemessen bzw. aus spektralen Daten die longitudinale Pulsform rekonstruiert. Um die Pulslängen innerhalb bestimmter Frequenzbänder des kohärenten Emissionsspektrum der MLS messen zu können, wurden Bandpass-Filter der Firma VDI eingesetzt. Die verwendeten Filter sind in Abschnitt 3.5 unter Angabe der Bandbreiten und Sperrbereichsunterdrückung bereits beschrieben worden. Die Bandbreiten der einzelnen Filter liegen im Bereich von 10 % bis 21 % der Durchlassfrequenz.

Die Aufnahmen wurden im Lock-In Verfahren durchgeführt. Als Lock-In Verstärker wurde ein Zurich Instruments UHFLI verwendet, dessen maximale Modulationsbandbreite bei 600 MHz liegt. Als Modulationsreferenz wurde das Referenzsignal des HF-Systems der MLS verwendet, welches mit rund 500 MHz getaktet ist. Die Integrationszeitkonstante wurde auf eine Sekunde festgelegt, wobei als Bandpassfilter um die Modulationsfrequenz eine Filterung dritter Ordnung (Steilheit des Frequenzabfalls 18 dB/Oct) genutzt wurde. Während der Aufnahme wurde die Verzögerungsstrecke kontinuierlich mit einer Geschwindigkeit von 0,01 mm s^{-1} verfahren. Als Detektor wurde eine Zero-Bias Schottky-Diode verwendet. Diese war in eine planare logarithmische Breitband-Spiralantenne interiert. Vor der Schottky-Diode wurde ein Drahtgitter in vertikaler Stellung befestigt, sodass ausschließlich die horizontalen Polarisationsanteile detektiert werden konnten. Auf eine Aufnahme der vertikalen Polarisationsanteile wurde bei diesen Messungen verzichtet, da eine Polarisationsrichtung für qualitative Aussagen ausreichend ist. Die Synchrotronstrahlung wurde über eine erweiterte elliptische Linse aus reinem Silizium an die Antenne gekoppelt. Der Linsendurchmesser betrug 12 mm. Als Strahloptik wurde die Standard 5 kHz low-α Optik verwendet. Der Bunchstrom lag während der Messungen zwischen 1,7 mA und 1,4 mA, befand sich demnach im Bereich des starken Burstings.

Abbildung 5.19 zeigt die mit verschiedenen BP-Filtern gemessenen Interferogramme. Die Interferogramme sind jeweils Offset korrigiert worden und für die Gegenüberstellung auf der Y-Achse versetzt dargestellt. Im direkten Vergleich zeigen sich Unterschiede in der Breite der Interferogramme der THz-Pulse. Im niedrigen Frequenzbereich, genauer bei 85 GHz und 202 GHz, sind die Interferogramme deutlich breiter, als es bei den höheren Frequenzen der Fall ist. Eine ausgeprägte Interferenzstruktur ist selbst bei einem optischen Gangunterschied von über 40 ps noch zu erkennen. Das Interferogramm unter Verwendung des 383 GHz BP-Filter zeigt eine kürzere Interferenz. Bei optischen Gangunterschieden über 25 ps verschwindet hier das Interferenzmuster. Mit dem 580 GHz Filter verkürzt sich die links- bzw. rechtsseitige Reichweite des Interferenzmusters nochmals, bis es ab zirka 20 ps optischen Gangunterschied verschwindet. Dem Interferenzmuster sind jedoch deutliche Störungen überlagert, die eine genaue Aussage verhindern. Mit dem 775 GHz BP-Filter verkürzt sich das Interferenzmuster nochmals. Da sich die Interferenz nur innerhalb des Überlappungsbereichs der beiden Teilstrahlen ausbilden kann, deutet es darauf hin, dass tiefere Frequenzen eine höhere zeitliche Ausdehnung im THz-Puls besitzen, als es bei Frequenzen im Bereich von 400 GHz und höher der Fall ist. Dieses Verhalten wurden an Speicherringen wie dem BESSY II in Berlin und der National Synchrotron Light Source in New York bereits beobachtet [88, 100]. Dabei entsteht durch Mehrfachreflexionen

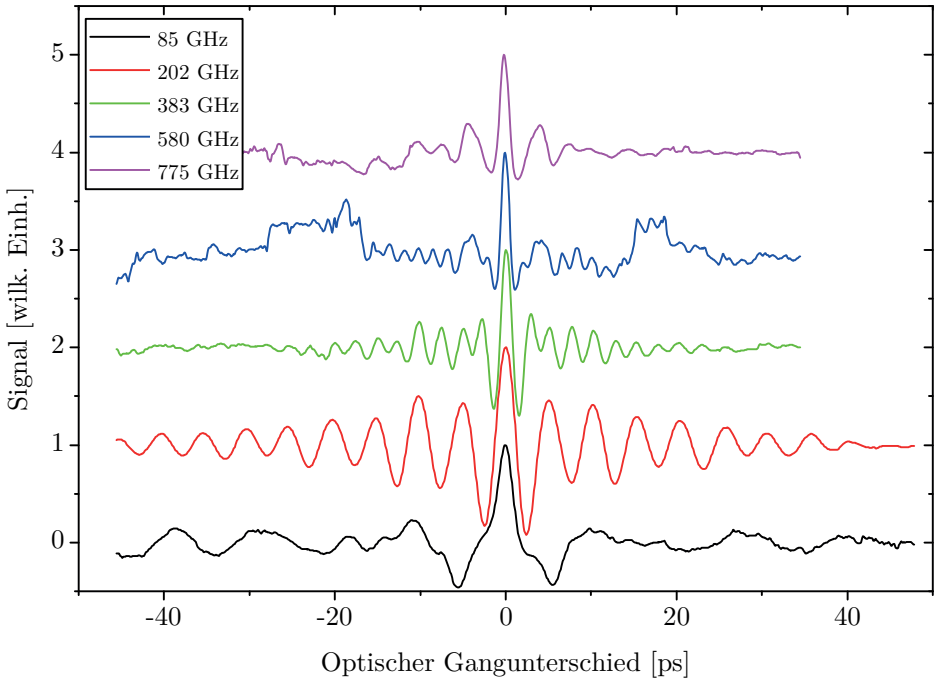


Abbildung 5.19: Interferogramme aufgenommen mit einer Schottky-Diode und unterschiedlichen Bandpass-Filtern.

innerhalb der Ringkammer und des Strahlrohres ein Nachleuchten der Emission. Da dieser Effekt abhängig von dem Design und dem Durchmesser der Strahlrohrkammer ist, und die MLS für die Erzeugung von kohärenter Emission konstruiert wurde, wurde entsprechend auch die Strahlführung am THz-Strahlrohr konsequent mit großen Rohrdurchmessern und Spiegeln ausgestattet. Die bereits zuvor gezeigten Pulslängenbestimmungen zeigen deutlich, dass gegenüber nicht optimierten Strahlrohrkonzepten, wie es am BESSY II existiert, keine wesentlichen Verlängerungen der gemessenen Pulslängen im Vergleich zu den Bunchlängen zu erkennen sind [1].

Durch Fouriertransformation der Interferogramme erhält man die spektralen Anteile, die zur gemessenen Interferenz beitragen. Die Interferogramme wurden dazu vom Offset befreit, indem die Mittelwerte der jeweiligen Interferogramme abgezogen wurden. Anschließend wurden die Interferogramme mit einer Blackmann-Harris-Hüllkurve zentriert um den Nulldurchgang apodisiert [106, 107]. Um das Sampling in den zu erhaltenden Spektren zu verbessern, wurde anschließend ein einfaches Zero-Filling an den Interferogrammen durchgeführt. Dabei wird die Länge des Interferogramms um einen Faktor n verlängert. Die Methode ändert nicht die spektrale Auflösung, sondern hat ausschließlich den Effekt einer polynomiellen Spektralinterpolation. Die Apodisierung in Kombination mit dem Zero-Filling ist ein Standardverfahren zur Verringerung spektraler Artefakte wie

[1] Die von Hübers et al. am BESSY II gemessene THz-Pulslänge war 300-fach größer als die Bunchlänge (1500 ps gegenüber 5 ps) [88].

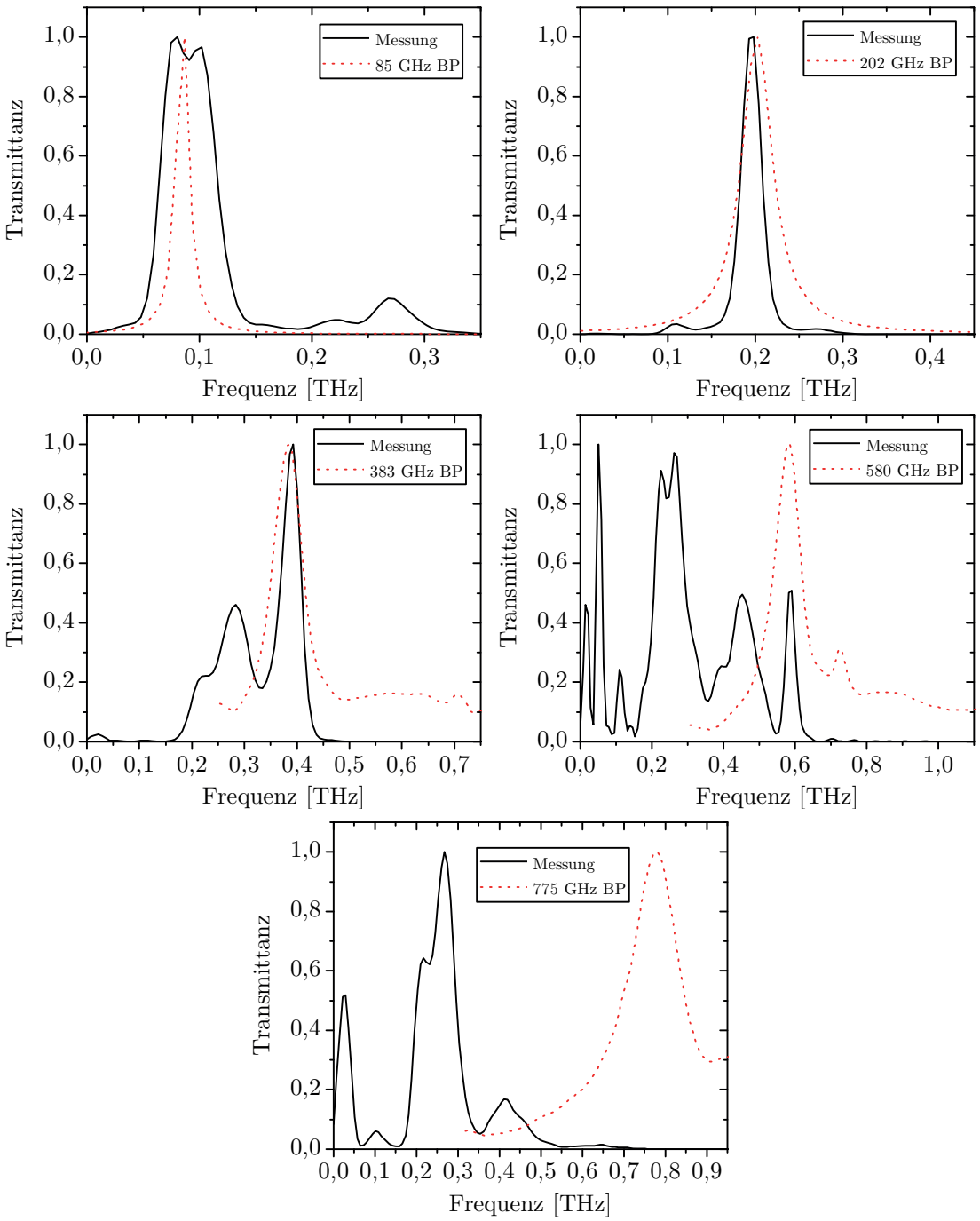


Abbildung 5.20: Frequenzspektren erzeugt aus den Interferogrammdaten der Schottky-Diode bei verwendeter low-α Strahloptik. Schwarze Linien zeigen die erhaltenen Spektren, rot gestrichelte Linien zeigen die normierten Transmissionscharakteristiken der BP-Filter. Der Offset der Interferogramme wurde korrigiert, um den DC-Anteil im Spektrum zu unterdrücken.

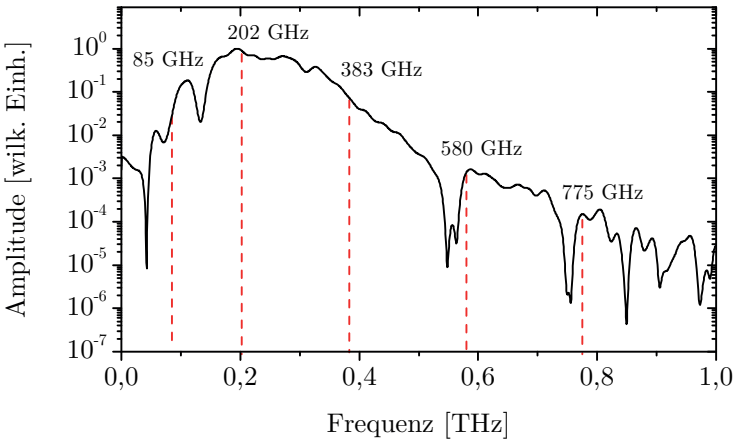


Abbildung 5.21: Positionen der verwendeten BP-Filter im Spektrum.

dem Picked-Fence Effekt, dem Aliasing Effekt und den Sinc Wiggles Artefakten aufgrund von Interferogrammbeschneidungen durch zu geringe optische Wegdifferenzen [108, 109].

In Abbildung 5.20 sind die erhaltenen Spektren, welche aus den apodisierten und durch einfaches Zero-Filling erweiterten Interferogrammen gewonnen wurden, dargestellt. Den Spektren ist die normierte Transmission der jeweils verwendeten BP-Filter überlagert (gestrichelte rote Linie). Für die Filter mit 85 GHz und mit 202 GHz wurden die Herstellerangaben verwendet, die anderen Filtertransmissionen sind in Abschnitt 3.5 gemessen worden.

Die erhaltenen Spektren zeigen bei 85 GHz, 202 GHz und 383 GHz gute Übereinstimmung mit den Filtertransmissionen. Das Spektrum der 85 GHz Messung ist breiter, als es entsprechend der Spezifikationen des Filters zu erwarten wäre. Als Hauptursache sind Abweichungen der Filtercharakteristik anzunehmen. Zusätzlich gehen durch die Apodisierung des beschnittenen Interferogramms spektrale Informationen verloren, die ebenso zu einer Abweichung vom tatsächlichen Spektrum führen. Bei 202 GHz entspricht das erhaltene Spektrum sehr gut den erwarteten Spezifikationen des Filters, wobei das erhaltene Spektrum etwas schmaler ist, als die Filtertransmission vorgibt. Mit dem verwendetem 383 GHz Filter wurde neben der Intensität im Durchlassbereich auch Intensität im Spektralbereich von 0,2 THz bis 0,3 THz detektiert. Hier ist die Unterdrückung des Filters im Sperrbereich zu gering, um die kohärenten Spektralanteile zu blockieren. Oberhalb von 450 GHz ist trotz der schlechten mittleren Sperrbereichsunterdrückung von −9,2 dB (siehe Tabelle 3.2) kein Signal vorhanden, da die spektrale Intensität der THz-Strahlung hier bereits um 20 dB gegenüber dem spektralen Maximum bei 200 GHz abgesunken ist. Das detektierte Spektrum unter Verwendung des 580 GHz Filters zeigt starke Abweichungen von dem erwarteten Ergebnis. Zwar wird im Durchlassbereich des Filters Intensität detektiert, jedoch ist die Unterdrückung im Sperrbereich des Filters geringer als der spektrale Intensitätsverlust bei 580 GHz, sodass im niederfrequenten Bereich sehr viel Intensität detektiert wurde. Die Ursache liegt in der bereits um 30 dB geringeren spektralen Intensität und der zugleich stark abfallenden Empfindlichkeit der

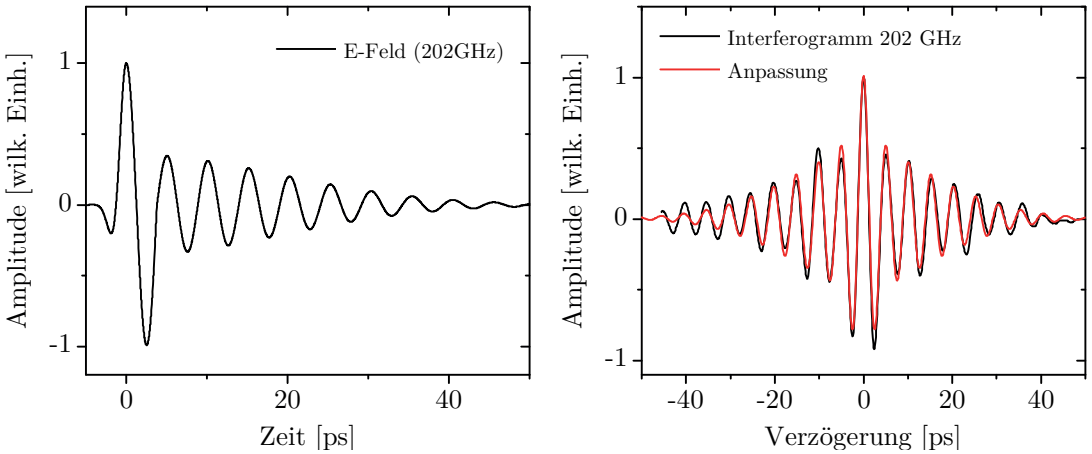


Abbildung 5.22: Beispiel für die Anpassung der Feldsimulation an das gemessene Interferogramm mit verwendetem 202 GHz Bandpass Filter (rechts). Die Grafik links zeigt das elektrisches Feld hinter dem Filter.

Schottky-Diode. Besonders auffällig sind die Intensitätsspitzen bei zirka 50 GHz, 250 GHz und 450 GHz.

Der ungleichmäßige Verlauf der detektierten niederfrequenten Spektralanteile wird durch eine Kombination der Transmissionscharakteristik des Filters, und durch die spektrale Empfindlichkeit der Antenne und der Schottky-Diode selbst verursacht. Unter Verwendung des 775 GHz Filters zeigt sich diese Abhängigkeit in gleicher Weise. Aufgrund der geringen Empfindlichkeit der Schottky-Diode ist bei 775 GHz kein Signal zu erkennen, jedoch wird Intensität bei zirka 25 GHz, 250 GHz und 420 GHz detektiert.

Um die Pulsbreiten mit den jeweils verwendeten Filtern zu gewinnen, wurden Simulationen an die Interferogramme mit dem im Anhang gezeigten Lab-View Programm (Abbildung 5.10) angepasst. Die Asymmetrie der Pulse wurde durch getrennte links- und rechtsseitige gaußförmige Hüllkurven generiert. Abbildung 5.22 zeigt die Anpassung des gefilterten THz-Feldtransienten am Beispiel des gemessenen Interferogramms mit dem 202 GHz Filter. Links ist der Feldverlauf des THz-Feldes nach der Filterung durch den BP-Filter dargestellt, der aus dem breitbandigen Feldtransienten ausschließlich die gewünschte Frequenz zur Schottky-Diode transmittiert. Rechts ist das mit dem 202 GHz Filter gemessene Interferogramm in schwarz dargestellt. Das aus dem Feldverlauf berechnete Interferogramm ist dem gemessenen Interferogramm in roten Symbolen überlagert. Aufgrund der Asymmetrie des E-Feldes erhält man die lang und flach auslaufenden Interferogrammflügel. Die Asymmetrie der Pulse aufgrund von nachklingenden Feldoszillationen wurde in Abschnitt 5.1 bereits aufgezeigt und diskutiert.

Aus den Hüllkurven der E-Felder ergeben sich die Pulsbreiten. Diese sind in Abbildung 5.23 dargestellt und zeigen die Frequenzabhängigkeit, die bereits an den Interferogrammen erkennbar ist. Die Pulsbreite liegt bei der Filterfrequenz von 85 GHz bei etwa 24 ps und fällt mit steigenden Filterfrequenzen ab. Bei 383 GHz ließ sich eine Pulsbreite von 15 ps anpassen. Als Bestimmungsfehler für die Pulsbreite wurden ± 1 ps

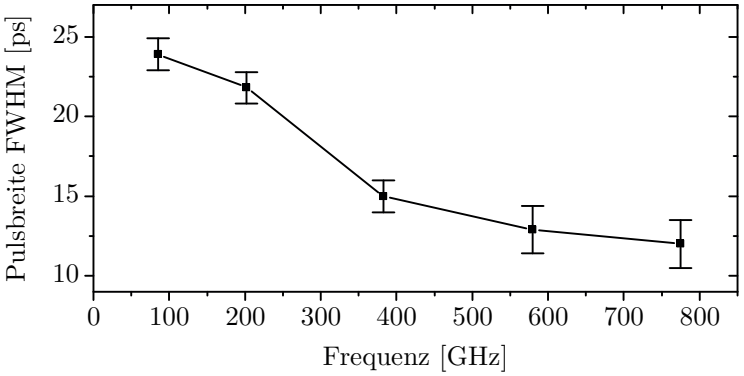


Abbildung 5.23: Rekonstruierte FWHM Pulsbreiten bei unterschiedlichen Bandpassfilterfrequenzen. Die beiden Messpunkte bei 580 GHz und 775 GHz sind annähernd breitbandig und besitzen daher größere Fehler.

angegeben. Dieser ergibt sich aufgrund der Abweichungen der links- und rechsseitigen Interferogrammsignale, und durch das den Interferogrammen überlagerte Rauschen.

Bei den beiden Filtern mit 580 GHz und 775 GHz kann man keine schmalbandige Anpassung verwenden, da sich die Spektren nicht auf das Transmissionsfenster der Filter begrenzen. Beide Messpunkte sind daher als Grenzfall einer breitbandigen Messung zu betrachten, deren Intensitätsmaximum zwischen 200 GHz und 300 GHz liegt. Die ermittelten Pulsbreiten sind 13,9 ps und 13 ps, wobei der Fehler wegen der mit ± 2 ps angegeben wurde. Die Ergebnisse zeigen bei Frequenzen unterhalb von 383 GHz mit abfallender Frequenz eine ansteigende Pulsbreite. Verantwortlich dafür sind Mehrfachreflektionen innerhalb des Strahlrohres, wie sie bereits in [88] gezeigt wurden. Im folgenden Kapitel 6 werden Messungen zur frequenzaufgelösten Pulslängenbestimmung gezeigt, die dieses Verhalten bestätigen.

Um die Pulslänge einer breitbandigen Messung ohne Filter erhalten, kann man die einzelnen ermittelten Pulslängen mit den Intensitäten $I(f)$ des Spektrums an der Filterzentralfrequenz gewichten und über alle Frequenzen integrieren. Nach Gleichung 5.11 ergibt sich so für die verwendeten Filter eine Pulslänge von 17,4 ps. Als Gewichtungsfaktoren $I(f)$ wurden 5×10^{-2} (85 GHz), 9×10^{-1} (202 GHz), 1×10^{-1} (383 GHz), 5×10^{-1} (580 GHz), 5×10^{-1} (775 GHz) verwendet. Die Gewichtungsfaktoren für 580 GHz und 775 GHz wurden entsprechend deren Intensitätsmaxima bei 250 GHz gewählt.

$$\tau_w = \frac{\int_0^\infty \tau(f) I(f) \mathrm{d}f}{\int I(f) \mathrm{d}f} \tag{5.11}$$

Entsprechend den Bunchströmen, die während der Messungen vorhanden waren, ergeben sind aus Abbildung 6.2 Pulslängen im Bereich zwischen 17 ps und 18 ps (FWHM). Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem hier ermittelten Wert von 17,4 ps.

6 Autokorrelator - spektral aufgelöste Detektion

Für frequenzaufgelöste Messungen der AK wurde als Erweiterung an den bisherigen Aufbau ein Bruker Vertex 80V FTS angekoppelt. Für die Einkopplung der Strahlung wurde die vorhandene externe FIR-Hg-Lampe entfernt und der gewonnene Eingang mit einem maßgefertigtem Adapter und einem HDPE Fenster versehen. Dadurch war es möglich, das Spektrometer während der Messungen zu evakuieren. Das Umschalten auf die verbleibenden FTS-internen Strahlungsquellen (Globar, Halogenlampe) sowie die Nutzung der Synchrotronstrahlung durch eine direkte Verbindung zum Strahlrohr war weiterhin gegeben. Neben den Messungen der AK wurden auch Bestimmungen der

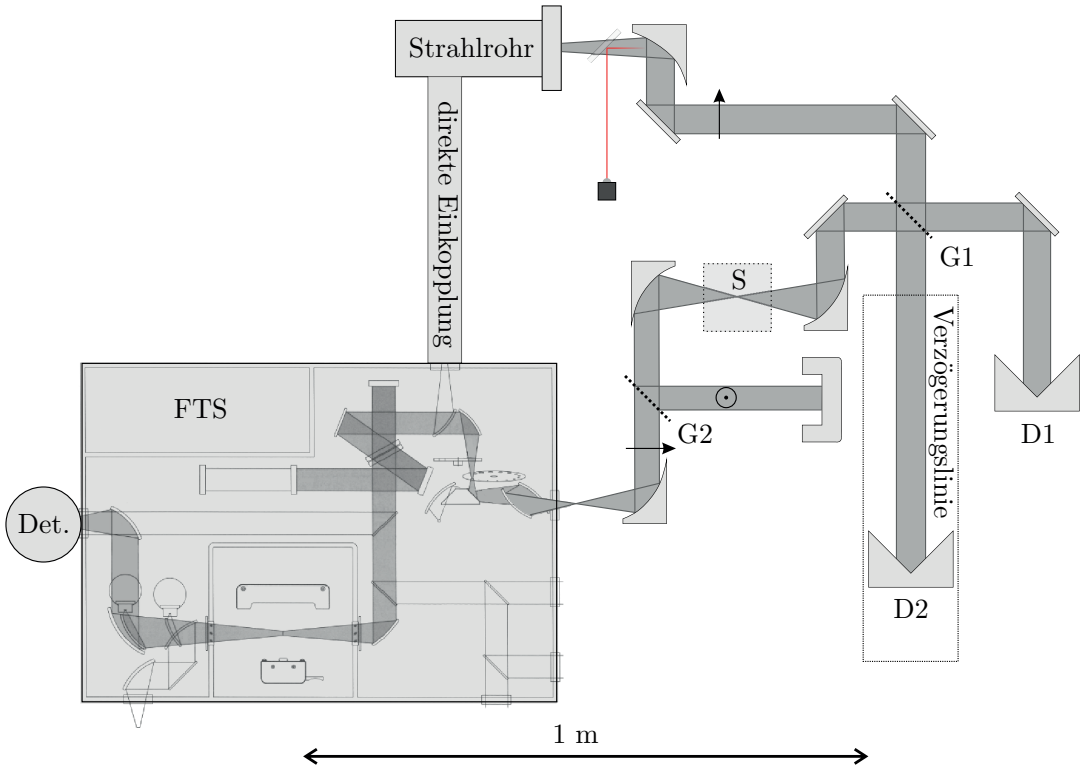


Abbildung 6.1: Setup des Autokorrelators mit angeschlossenem FTS. G1 und G2 bezeichnen die Gitter, die als Strahlteiler bzw. Analysator verwendet werden. Der Analysator bestimmt die Polarisationsrichtung, welche in das FTS eingekoppelt wird. D1 und D2 sind die Dachkantspiegel, S ist die Probenposition für Pump-Probe Messungen. Als Detektor (Det.) wurde eine Si-Bolometer verwendet.

KK durchgeführt, bei denen einander folgende Pulse miteinander überlagert wurden (siehe Abschnitt 2.3). Die Zielstellung in diesem Kapitel lag in der Bestimmung der frequenzabhängigen Pulsbreiten unter Verwendung der kohärenten 5 kHz low-α Strahloptik, als auch der inkohärenten Standardnutzeroptik. Aus den bestimmten KK konnten zusätzlich Informationen über das Jitterverhalten der Pulse erhalten werden, welche mit den Ergebnissen aus Kapitel 4 verglichen wurden.

Datenaufnahme

Die frequenzaufgelöste AK bzw. KK erhält man durch ein stufenweises Verfahren der Verzögerungsstrecke und jeweiliger Aufnahme eines Spektrums. Die Aufnahme der Spektren mit dem FTS sowie das Verfahren der Verzögerungsstrecke wurden über LabView gesteuert. Für die Übernahme der Spektren aus der Bruker Software OPUS wurde ein Mess-Makro geschrieben, welches OPUS veranlasst, ein Spektrum aufzunehmen und anschließend die Daten als ASCII Datei zu exportieren, sodass diese anschließend direkt in LabView eingelesen werden konnten. Ein direktes Auslesen der Spektren aus OPUS war aufgrund eines herstellerseitigen Programmierfehlers in der ActiveX basierten Bruker Steuersoftware VBToolkit Pro nicht möglich. Je nach verwendeter Strahloptik wurde im FTS zwischen dem 6 µm und 50 µm Mylar Strahlteiler gewählt. Für Messungen bei kohärenter low-α Optik wurde der 50 µm Strahlteiler verwendet, da dieser den Spektralbereich von 300 GHz bis ca. 1 THz abdeckt und damit optimal für die kohärente Emission geeignet ist. Unter Standardnutzeroptik wurde der 6 µm Strahlteiler verwendet, der einen Frequenzbereich von 0,5 THz bis 3 THz abdeckt. Als Detektor wurde ein Si-Bolometer eingesetzt. Dieses war mit verschiedenen Tiefpassfiltern ausgestattet, um den hochfrequenten thermischen Hintergrund zu unterdrücken. Da das THz-Spektrum bei etwa 3 THz deutlich abfällt, wurde bei allen Messungen dieser Tiefpassfilter mit 100 cm^{-1} ($\approx$ 3 THz) Grenzfrequenz verwendet. Die interne analoge Verstärkung von 20-fach oder 1000-fach wurde entsprechend der nutzbaren THz-Leistung gewählt.

Die Digitalisierung der analogen elektrischen Signale des Si-Bolometers wurde durch den A/D-Wandler des Bruker Spektrometers verarbeitet. Der A/D-Wandler besitzt eine Auflösung von 16 bit und ermöglicht somit theoretische digitale Signalwerte der zentralen Interferogrammmaxima von $\leq$ 32768. Diese Diskretisierung des Signals ist später für die Bestimmung des minimal messbaren Signals relevant, da zwischen dem thermischen Hintergrund und dem tatsächlich vorhandenen Signal unterschieden werden muss.

Als Strahloptiken wurde die kohärente 5 kHz low-α Strahloptik und die inkohärente Standardnutzeroptik bei 500 kV HF-Spannung an der Kavität verwendet. Der Speicherring war jeweils mit 80 Bunchen gefüllt. Bei beiden Optiken wurden jeweils die AK-Funktionen, also die Überlagerung der Pulse mit sich selbst, und die KKs, also die Überlagerung der Pulse mit dem jeweils folgenden Puls, bestimmt. Unter Verwendung der kohärenten Strahloptik wurden die Messungen jeweils einmal bei hohem Bunchstrom und einmal bei möglichst geringem Bunchstrom durchgeführt.

Die Spektrenaufnahme erfolgte jeweils zweifach, da ein Analysator (G2 in Abbildung 6.1) verwendet wurde, um jeweils die horizontalen bzw. vertikalen Polarisationsanteile in das FTS einzukoppeln. Zur Datenaufnahme mit dem FTS wurden 32 Scans zu einem

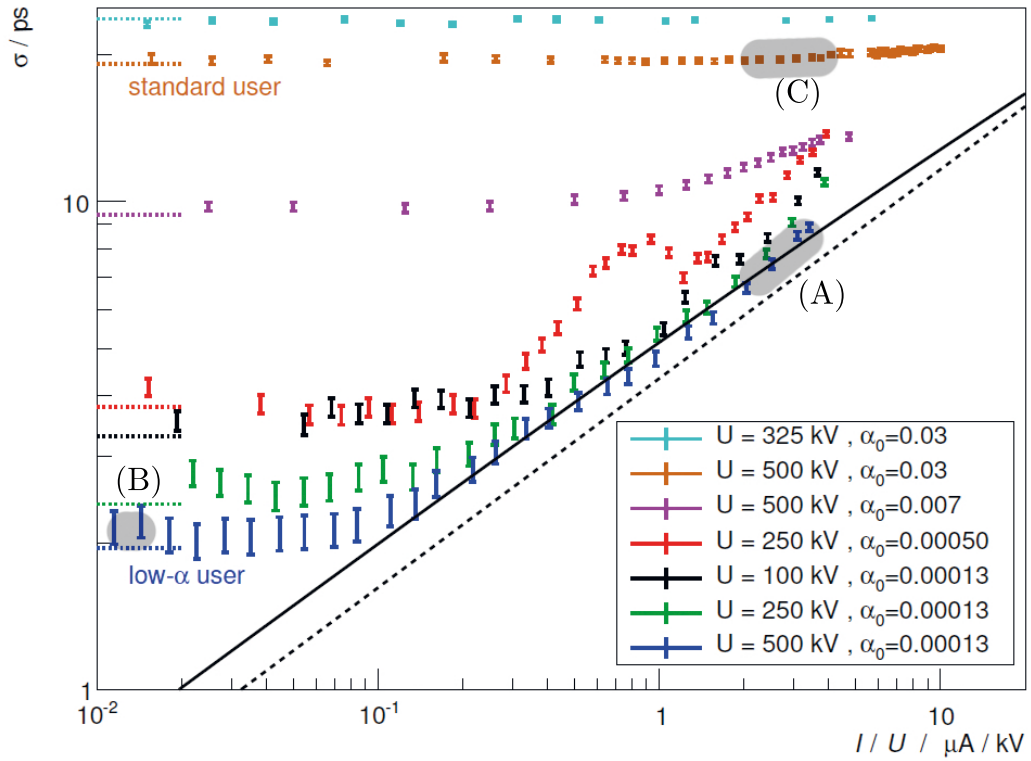


Abbildung 6.2: Bunchlänge als Funktion des Bunchstroms im Einzelbunchbetrieb (Bunchlänge FWHM $\approx 2{,}35\,\sigma$) [29]. Die Daten wurden mit einer Streak-Kamera an dem IR-Strahlrohr der MLS aufgenommen. Die x-Achse zeigt den Quotienten aus Bunchstrom und HF-Spannung der Kavität. Farbig kodierte gestrichelte Linien (links) geben die berechnete Nullstrombunchlänge an. Die frequenzaufgelösten AKs und KKs wurden in den grau markierten Bereichen bestimmt. (A) und (B) zeigt die Messbereiche der kohärenten 5 kHz low-α Optik bei hohem und niedrigem Bunchstrom (7,5 µA und 1,8 mA), (C) den Messbereich der inkohärenten Standardnutzeroptik.

Interferogramm gemittelt. Als Spektrometerauflösung wurde $1\,\mathrm{cm}^{-1}$ für die kohärente Optik und $0{,}7\,\mathrm{cm}^{-1}$ für die inkohärente Optik festgelegt. Die spektrale Auflösung wurde als Kompromiss zur maximal möglichen Messzeit gewählt, da Einzelmessschichten standardmäßig auf acht Stunden begrenzt sind, und so beide Polarisationsrichtungen in dieser Messzeit gescannt werden konnten. Bei der Messung beider Polarisationsrichtungen in einer Messschicht sind die Strahlstabilität und der Elektronenverlust wegen der gleichbleibenden Strahloptik identisch. Die Kombination von Einzelmessungen an unterschiedlichen Tagen wurden zwar nie untersucht, es ist aber zu vermuten, dass z.B. eine unterschiedliche Elektronenverlustrate und damit bedingte spektrale Änderungen die Messung verschlechtern würde. Die Verzögerungsstrecke wurde mit einer Auflösung von 0,02 mm verfahren, was einer Zeitauflösung von 133 fs entspricht. Damit ist es möglich, Interferenzmuster bis 3,75 THz zu erfassen. Als Gesamtverzögerung wurde meist 8 mm symmetrisch um den Nulldurchgang verwendet. Dies entspricht einer zeitlicher Verschiebung von 54 ps. Die Messung bei kohärenter Optik und niedrigen Bunchströmen

im Bereich von 7,5 µA wurde mit einer Gesamtverzögerung von 7 mm, entsprechend 47 ps zeitlicher Verschiebung, durchgeführt.

Datenverarbeitung

Während einer Messung wurde mit dem FTS für unterschiedliche optische Gangunterschiede jeweils ein Spektrum erzeugt und gespeichert. Der gesamte optische Gangunterschied und die Schrittweite wurden so gewählt, dass innerhalb des nutzbaren Spektralbereichs des THz-Strahlrohrs auch die AK-Funktion der höchsten Frequenzanteile auflösbar war. Mit der Messung wurde auch der thermische Hintergrund erfasst, sodass dieser im Anschluss abgezogen wurde, um Artefakte bei der Bildung der AK-Funktion zu vermeiden. Abbildung 6.3 zeigt die Hintergrundkorrektur am Beispiel der vertikalen Polarisationsanteile der inkohärenten Optik.

Die Spektren der horizontalen bzw. vertikalen Polarisationsanteile wurden anschließend jeweils zu einer Datenmatrix vereinigt. Abbildung 6.4 zeigt die beiden Aufnahmen einer Messung in einer 2D Darstellung. Links sind die horizontalen Polarisationsanteile (A) und rechts die vertikalen Polarisationsanteile (B) gegenüber dem optischen Wegunterschied dargestellt. Durch die Überlagerung der einzelnen Frequenzanteile des Gesamtspektrums der THz-Pulse bildet sich ein Korrelationsinterferenzmuster heraus, welches dem eigentlichen Spektrum überlagert ist (siehe Gleichung 3.7). Betrachtet man das Spektrum als Fourierreihe, also als Summe der einzelnen Frequenzen, so entsteht bei der Korrelation einer Frequenz mit sich selbst eine Interferenz mit der selben Frequenz. Als Konsequenz entstehen Korrelationsmuster, bei denen mit ansteigender spektraler Frequenz die Frequenz der Korrelationsinterferenz steigt. Die Maxima bzw. Minima einer jeweiligen Ordnung verlaufen als durchgezogene helle bzw. dunkle Linie entlang des Frequenzbereichs. Da die Interferenz unabhängig von der Pulsform immer symmetrisch

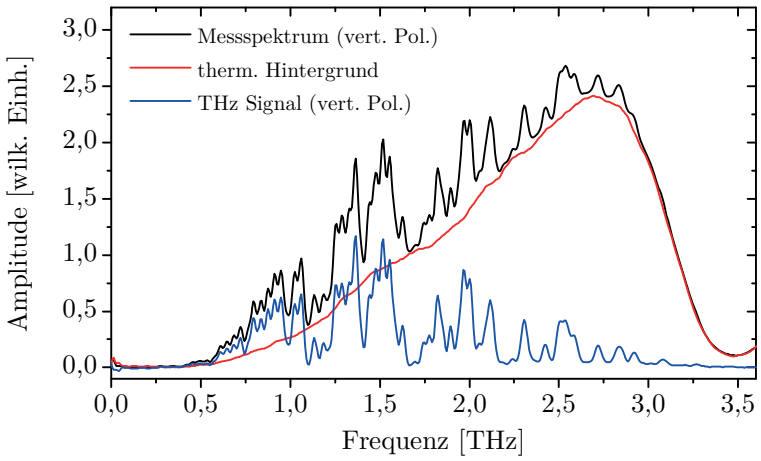


Abbildung 6.3: Korrektur des thermischen Hintergrunds (rote Linie) an dem gemessenen Spektrum der vertikalen Polarisationsanteile bei inkohärenter Optik (schwarze Linie). Das hintergrundfreie Spektrum ist in blau dargestellt.

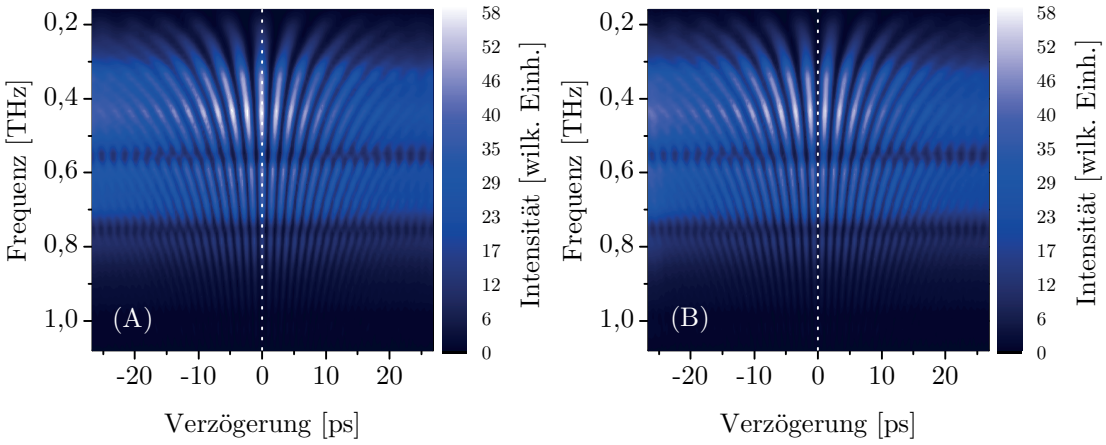


Abbildung 6.4: Darstellung der Spektren aus den horizontalen Polarisationsanteilen (A) und vertikalen Polarisationsanteilen (B) in Abhängigkeit vom optischen Wegunterschied am Beispiel einer Messung bei kohärenten Strahloptik. Anhand der weißen gestrichelten Linie (Nulldurchgang) erkennt man den antisymmetrsichen Aufbau der Interferenzmuster.

ist (siehe Abschnitt 2.3), bildet sich ein um die Nulllage spiegelsymmetrisches Muster aus. Die Signalamplituden der horizontalen und vertikalen Polarisationsanteile sind wie im breitbandigen Fall antisymmetrisch. Die weiße gestrichelte Linie im Nulldurchgang wurde zur besseren Erkennbarkeit der Antisymmetrie beider Aufnahmen eingefügt.

Da die emittierte Leistung aufgrund von Leistungsschwankungen des Synchrotrons nicht immer gleich und damit identisch zur vorherigen Messung ist, mussten die Signale angepasst werden. Abbildung 6.5 zeigt links die Querschnitte der horizontalen und vertikalen Polarisationsanteile aus Abbildung 6.4 über den optischen Wegunterschied bei einer Frequenz von 0,29 THz. Beide unterscheiden sich geringfügig im Offset und den

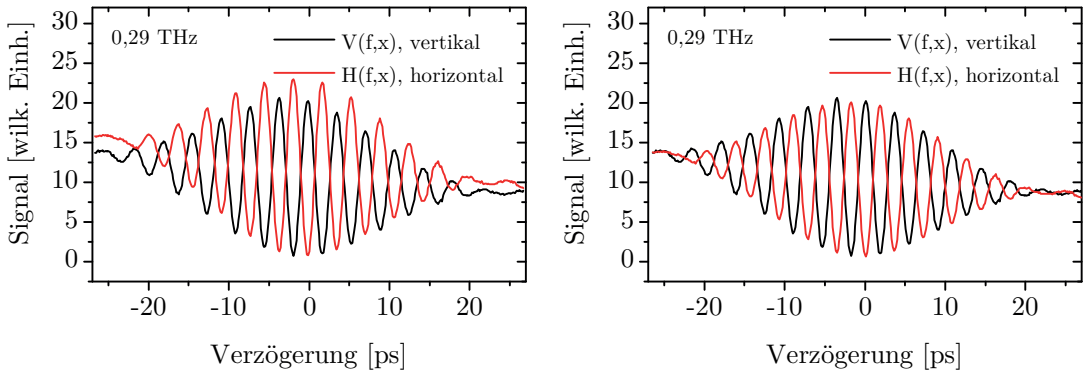


Abbildung 6.5: Beispiel für die Signalkorrektur der Interferenz bei kohärenter Optik und einer Frequenz von 0,29 THz aus Abbildung 6.4. Links ist die Messung ohne Korrektur gezeigt, rechts mit Korrektur. Da der Bunchstrom während der Messzeit abfiel, sinkt der Mittelwert der Signale von negativen optischen Gangunterschieden zu positiven optischen Gangunterschieden.

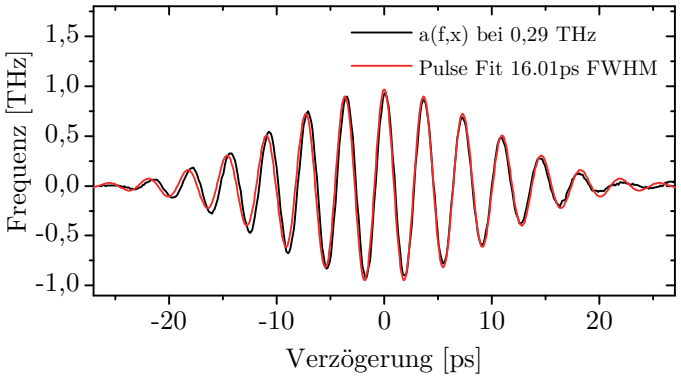


Abbildung 6.6: Beispiel einer Anpassung nach Gleichung 6.1 an die bestimmte AK-Funktion aus Abbildung 6.5 bei 0,29 THz.

Spitze-Spitze-Amplituden. Um dies auszugleichen wurde der Quotient der Mittelwerte aus horizontalem und vertikalem Signal gebildet und mit dem horizontalen Signal multipliziert (Abbildung 6.5 rechts).

Nachdem die Korrekturen bei allen Frequenzen durchgeführt wurden, konnte die AK nach Gleichung 3.10 separiert werden. In Abbildung 6.6 ist die AK der in Abbildung 6.5 gezeigten Daten in schwarz dargestellt. Die rote Kurve zeigt einen Fit der Daten, der zur Bestimmung der Pulsbreite und der Frequenz verwendet wurde. Die Fitfunktion ist gegeben durch

$$a(f,t)_{\mathrm{FIT}} = A \exp\left[-\frac{(t-s)^2}{2\sigma^2}\right] \sin\left[f(t-s)\right] + B, \tag{6.1}$$

wobei t der Zeit, s der Verschiebung von Null, σ der Breite (Standardabweichung) und B dem Offset entspricht. Als Methode zur Anpassung wurde das *Constrained Nonlinear Curve Fit VI* von LabVIEW verwendet, welches den Levenberg-Marquardt-Algorithmus verwendet, um mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die Eingangsdaten bestmöglich anzupassen. Unter der Annahme, dass die Pulse gaußförmig sind, kann man die Pulsbreite aus den ermittelten Breiten der AK-Funktion bestimmen. Das Verhältnis der bestimmten Breite der AK-Funktion zur Breite des Pulses ist durch $\tau_{\mathrm{AK}}/\tau_{\mathrm{P}} = \sqrt{2}$ gegeben [110]. Die Ergebnisse der Messungen sind nachfolgend erläutert.

6.1 Kohärente Strahloptik

Hohe Ströme

Die Messung der frequenzaufgelösten AK-Funktion wurde innerhalb eines Bunchstrombereichs von 1,80 mA bis 1,25 mA (Strahlstrombereich 144 mA bis 100 mA) durchgeführt. Diese Absenkung des Bunchstroms ist dem Elektronenverlust über die Messdauer geschuldet, wobei die durchschnittliche Lebensdauer zu Beginn der Messung bei etwa 8 Stunden lag. Die reine Messzeit für eine der beiden Korrelationsmatrizen (horizontale und vertikale

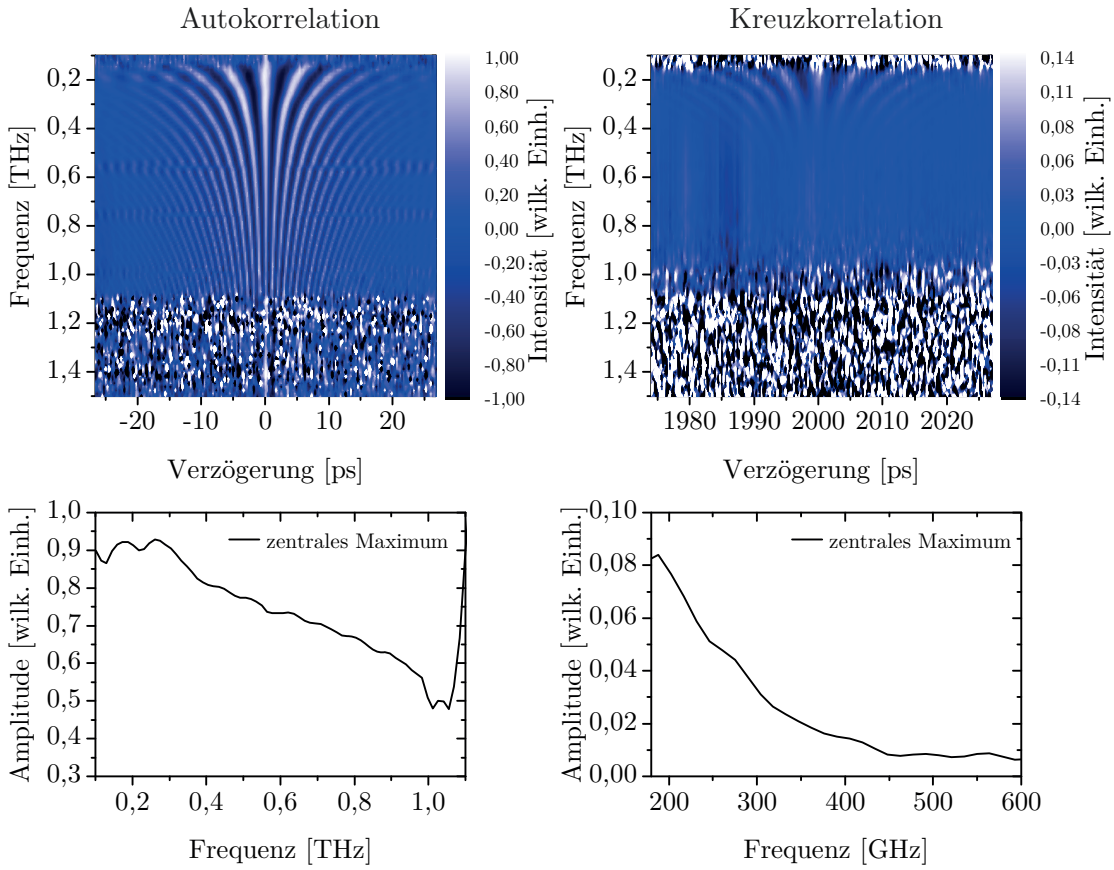


Abbildung 6.7: Bei kohärenter Optik aufgenommene AK mit Schnitt durch das zentrale Maximum (links), sowie die KK zweier aufeinander folgender THz-Pulse mit Schnitt durch das zentrale Maximum (rechts). Bei der AK sind spektrale Dispersionseffekte durch Wasserabsorption zu erkennen (etwa 0,55 THz, 0,75 THz und 1 THz). Während der Messungen fiel der Bunchstrom von 1,80 mA auf 1,25 mA ab.

Polarisation) dauerte drei Stunden und acht Minuten. Der durch den Elektronenverlust von 30 % verursachte Signalverlust während der Messung wurde durch die anschließende Berechnung der AK-Funktion korrigiert. Die Verzögerungsstrecke wurde symmetrisch um 8 mm um den Nulldurchgang verfahren, was einem optischen Wegunterschied von rund 54 ps entspricht. Für die 8 mm Gesamtverzögerung und der festgelegten Auflösung von 0,02 mm (133 fs) sind entsprechend 401 einzelne Spektren aufgenommen worden.

Abbildung 6.7 zeigt die erhaltenen 2D-Korrelationsmuster für die AK (links) und die KK (rechts). Der dargestellte spektrale Bereich erstreckt sich von 0,15 THz bis 1,5 THz auf der y-Achse. Die x-Achse zeigt den optischen Gangunterschied der beiden Teilstrahlen. Das kohärente Spektrum überspannt den Frequenzbereich von 0,18 THz bis etwa 1,1 THz. Innerhalb dieses gesamten Spektralbereichs bildet sich das Interferenzmuster bei der AK-Messung aus. Die AK besitzt eine Amplitude von nahezu Eins bei Frequenzen unterhalb von 0,3 THz. Oberhalb von 0,3 THz fällt die Amplitude der AK langsam ab,

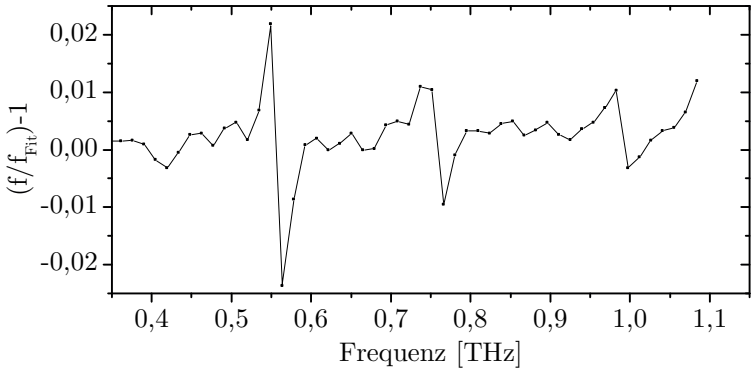


Abbildung 6.8: Dispersion an Wasserdampf: Aus der AK bei low-alpha Optik (Abbildung 6.7 links) erhält man über das Verhältnis der spektralen Frequenz zur gefitteten Frequenz die relative Frequenzverschiebung.

bis sie bei 1,1 THz etwa einen Wert von 0,5 erreicht hat. Der Grund liegt in einer mit zunehmender Frequenz schwächer werdenden Modulation. Da die Berechnung der AK-Funktion nach Gleichung 3.10 gleichzeitig normiert, müsste die Amplitude innerhalb des gesamten nutzbaren Spektralbereichs 1 sein. Der Signalabfall der AK deutet auf einen leichten Versatz der beiden Teilstrahlen am Detektor hin, was zu einem Tiefpassverhalten führt. Der Einfluss der Justage wurde unter Unterabschnitt 3.3.4 bereits diskutiert. Mit wachsender Frequenz wird die relative Abweichung beider Strahlen größer, sodass die Modulation kleiner wird. Da die relative Abweichung linear mit der Frequenz ansteigt, ist auch der Abfall der Amplitude linear.

Bei der KK wurde das Korrelationmuster bis zu einer Frequenz von 350 GHz erzeugt. Die Korrelationsamplitude ist nur sehr schwach ausgeprägt und besitzt ein Maximum von 0,08. Das gegenüber der AK deutlich schwächere Signal kommt durch die Schwankungen der emittierten THz-Leistung zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen zustande, dem Bursting. Bei der AK hat das Bursting keinen Einfluss auf die Korrelationsamplitude, da der Puls mit sich selbst überlagert wird. Die Gründe für das Verschwinden der Korrelation bei höheren Frequenzen liegen zum einen im longitudinalen Pulsjitter und zum anderen im Microbunching. Durch die Pulsschwankungen werden die aufeinander folgenden Pulse zeitlich nicht phasenrichtig überlagert, sondern besitzen eine Schwankung im Bereich weniger Pikosekunden (siehe Kapitel 4). Nimmt man die Pulslängen als identisch an, so ist die Frequenzunterdrückung proportional zum Jitter, wobei sich die Unterdrückung mit wachsendem Jitter zu größeren Wellenlängen, also zu niedrigeren Frequenzen verschiebt. Es zeigt sich dadurch also ein Tiefpassverhalten.

Da die Messung eines Spektrums eine Anzahl von 10^9 Pulsen integriert, sinkt die Korrelationsamplitude von niedrigen Frequenzen beginnend zu hohen Frequenzen ab, bis sie letztlich ganz verschwindet. Das Absinken der Amplitude aufgrund der Justageungenauigkeit ist in dem abgedeckten Frequenzbereich zu vernachlässigen.

Bei der AK sind an den charakteristischen Frequenzen 0,55 THz, 0,75 THz und 1 THz innerhalb des Korrelationsmusters Frequenzverschiebungen zu sehen. Diese werden durch

Tabelle 6.1: Aus der AK bestimmte Lage der H_2O Absorptionslinien bei verwendeter Low-α Optik im Vergleich zur HITRAN Datenbank [102].

HITRAN (GHz)	Messung (GHz)	rel. Abweichung (%)
556,920	556,684	0,04
752,030	758,899	0,91
987,926	993,640	0,57

Absorptionslinien in atmosphärisch gelöstem Wasser verursacht. Die verantwortlichen Wasserlinien sind bei 557 GHz, 752 GHz und 988 GHz zu finden. Die Verschiebung wird durch die Dispersion an den Wasserlinien verursacht. Die Dispersion von Wasserdampf besteht aus zwei Komponenten, aus einen frequenzunabhängigen Anteil, der vom Mikrowellenbereich über den THz-Bereich bis ins Infrarote und Sichtbare gültig ist, und aus einem frequenzabhängigen Anteil zusammen mit starken Absorptionslinien durch Rotationsübergänge der Wassermoleküle im Bereich von 0,2 THz bis 10 THz [111, 112, 113]. Frequenzanteile vor und hinter einer Wasserabsorptionslinie besitzen aufgrund einer starken Änderung des frequenzabhängigen Brechungsindex $n(f)$ unterschiedliche Laufzeiten (Phasengeschwindigkeiten v_P) im Puls. Wegen der Änderung der Phasengeschwindigkeit ändert sich die Wellenlänge nach $v_P(f) = \lambda f$. Trägt man das Verhältnis der durch die Fitfunktion (Gleichung 6.1) erhaltene Wellenlängen der AK und der spektralen Wellenlängen gegenüber der Frequenz auf, erhält man Abbildung 6.8. Das Ergebnis zeigt qualitativ die Dispersionsrelation von Wasserdampf. Die Sprünge werden durch die Änderung des frequenzabhängigen Brechungsindex hervorgerufen. Die Frequenzauflösung ist hier durch die spektrale Auflösung des FTS gegeben, die hier auf 1 cm^{-1} bzw. 30 GHz begrenzt war. Als Vergleich ist in Abbildung 6.9 der berechnete Brechungsindex von Wasserdampf nach der van-Vleck Weisskopf (v-VW) Theorie gezeigt [111, 114].

Um die Positionen der drei Wasserabsorptionslinien anhand der Messung zu bestimmen, wurde eine kubische Spline-Interpolation zur künstlichen Erhöhung der Auflösung verwendet, wobei die Anzahl der Datenpunkte verzehnfacht wurde. Die mittleren Positionen der Interpolation zwischen dem Maximum und dem Minimum der Phasensprünge gelten als zentrale Position der Wasserresonanzlinien. Diese wurden aus den Daten ermittelt und mit Referenzdaten der HITRAN Datenbank verglichen. In Tabelle 6.1 sind die ermittelten Frequenzen der drei Linien mit den Referenzwerten der HITRAN Datenbank gezeigt. Die relative Abweichung der Messwerte von den Referenzwerten liegt mit Abweichungen von wenigen Gigahertz unterhalb von einem Prozent und ist damit trotz der eigentlich geringen spektralen Auflösung der Spektren von 30 GHz sehr gut.

Die Breite der Korrelation ist abhängig von der Pulsbreite der THz-Pulse. Für jede Frequenz der AK-Funktion in Abbildung 6.7 wurde die Pulsbreite durch die jeweilige Anpassung der Fitfunktion nach Gleichung 6.1 an die Daten bestimmt. Abbildung 6.10 zeigt die ermittelten frequenzaufgelösten Halbwertsbreiten der Pulse. Die Pulsbreite ist über den vom Strahlrohr emittierten Spektralbereich zwischen 0,1 THz bis 1,1 THz bei dem verwendeten mittleren Bunchstrom von 1,5 mA mit etwa 17 ps bis 18 ps (FWHM) nahezu konstant, mit Ausnahme der Bereiche, in denen sich die Wasserabsorptionen be-

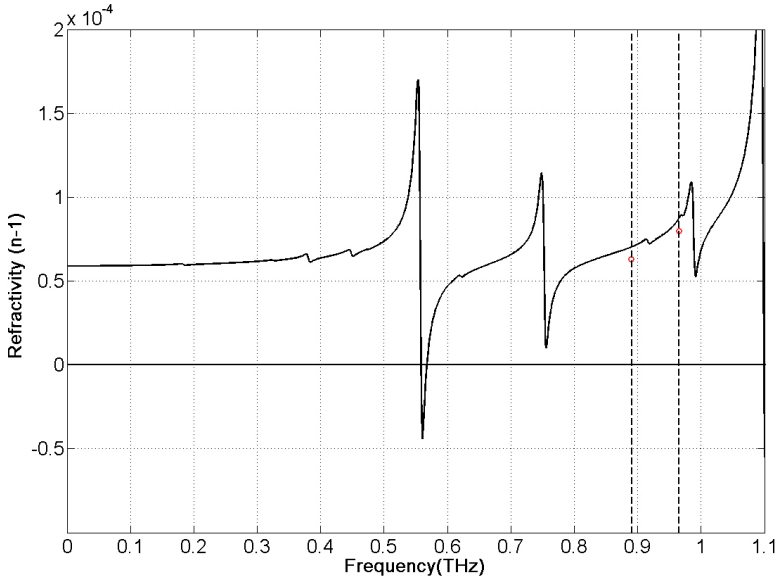


Abbildung 6.9: Berechneter Brechungsindex von Wasserdampf bei 20 °C und 10 g/m^3 [111]. Messungen von [115] sind durch rote Kreise bei 0,890 THz und 0,965 THz gezeigt.

finden. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den bei gleichem Bunchstrom bestimmten Halbwertsbreiten von etwa 18 ps (siehe Abbildung 6.2) [29]. Außerhalb des Spektralbereichs ist ein Fit nicht möglich, die Pulsbreite ist dort daher nicht bestimmbar. An den Wasserabsorptionslinien sind die gemessenen Pulsbreiten wesentlich größer, da die Dispersion den Puls bei Frequenzen in der Nähe der Wasserlinien auseinanderlaufen lässt. Die ermittelten Pulsbreiten liegen in diesen Bereichen zwischen 20 ps und 25 ps. Die FWHM Pulsbreite skaliert dabei mit der Amplitude der Dispersion aus Abbildung 6.8 multipliziert mit einem Skalierungsfaktor von 350.

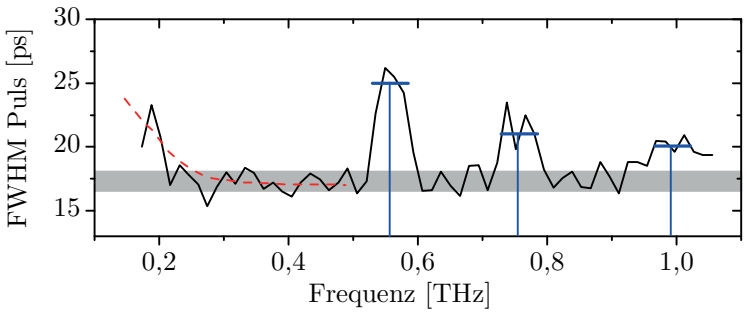


Abbildung 6.10: FWHM Pulsbreite bestimmt aus der AK-Messung bei Bunchströmen im Bereich von 1,5 mA ± 0,3 mA. Die mittlere Pulsbreite liegt bei etwa 17 ps. An Wasserabsorptionslinien (blaue Linien) sind die Pulse aufgrund der Dispersion verbreitert. Unterhalb von 200 GHz steigt die Pulsbreite aufgrund von Beugung und Reflektionen an (siehe Abschnitt 5.4).

Niedrige Ströme

Neben der kohärenten AK und KK unter den Bedingungen eines hohen Bunchstromes, wurden die Messungen der AK und KK auch unter niedrigsten möglichen Strombedingungen nahe der Nullstrombunchlänge wiederholt. Dies ist möglich, da die kohärente Emission wesentlich mehr spektrale Leistung erzeugt als eine inkohärente Emission. Für die Aufnahme der Spektren wurde das Si-Bolometer mit einer 1000-fachen Vorverstärkung betrieben. Um einen möglichst geringen Bunchstrom unter akzeptablen Signalverhälnissen zu erhalten, wurde der Strom von 125 µA mit einen Elektronen-Scraper reduziert und gleichzeitig im Justagemodus des FTS die Interferogrammamplitude des digitalisierten Detektorsignals kontrolliert. Die durch die thermische Hintergrundstrahlung erzeugte Amplitude lag bei einm Wert von 1240, mit Schwankungen in der Größenordnung von etwa 10. Bei einem Bunchstrom von etwa 7,5 µA konnten noch Signalwerte von ca. 17 gemessen werden, was nahezu der messbaren Grenze entspricht. Damit liegt der Bunchstrom noch oberhalb der Burstingschwelle, die sich im Bereich von 4 µA pro Bunch befindet [29]. Die Messung wurde über einen Verzögerungsbereich von 7 mm (entsprechend 46,7 ps) durchgeführt, wobei wie zuvor bei hohen Bunchsströmen die Verzögerung symmerisch um den Nulldurchgang eingestellt wurde. Abbildung 6.11 zeigt das gemessene Emissionsspektrum zu Beginn der Messung. Der Spektralbereich und die emittierte Leistung sind infolge des geringen Bunchstroms deutlich gegenüber der Hochstrommessung reduziert. Das kohärente Spektrum erstreckt sich über den Frequenzbereich von 150 GHz bis 500 GHz. Die Spektrometerauflösung mit 1 cm^{-1}, und der verwendete 50 µm Mylar-Strahlteiler

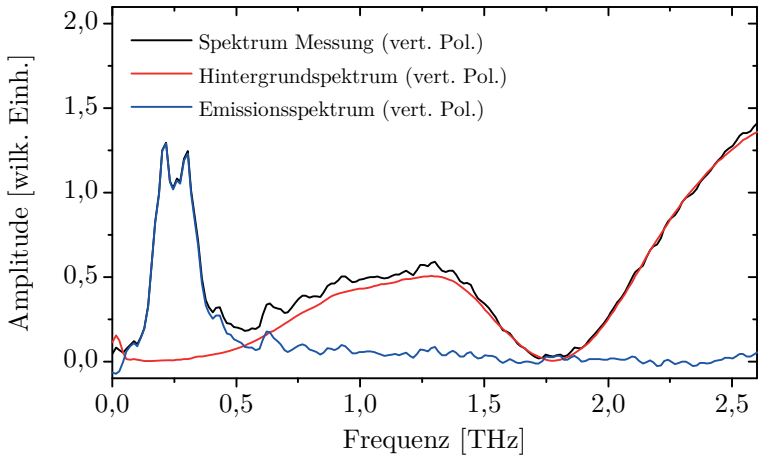


Abbildung 6.11: Vergleich des Spektrums bei möglichst niedrigen Strömen (schwarz) gegenüber dem thermischen Hintergrund (rot). Das reine Emissionsspektrum erhält man durch Abziehen des thermischen Hintergrunds (blau Kurve). Der kohärente Spektralanteil reicht bis 0,5 THz und besitzt eine Intensität in der Größenodnung des thermischen Hintergrunds.

wurden identisch zur Hochstrommessung gewählt. Die Scan-Anzahl pro gemitteltem Interferogramm betrug 32. Die Datenaufnahme erfolgte über einen Zeitraum von zwei Stunden. Wegen des geringen Startstroms und der damit verbundenen hohen Lebensdauer der Elektronen im Bunch, war der Stromverlust während der Messungen mit 0,5 µA pro

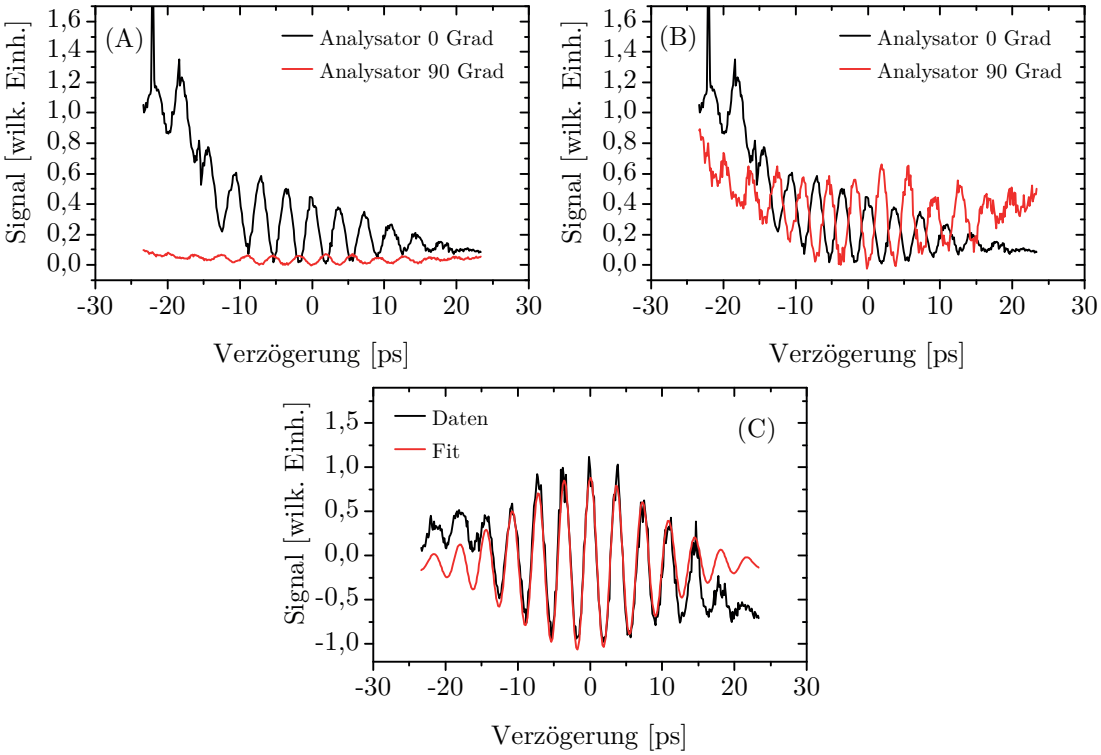


Abbildung 6.12: Erzeugtes AK-Signal bei einer Frequenz von 270 GHz. (A) zeigt die Messung ohne Korrektur, (B) mit Signalanpassung. Die erzeugte AK ist in (C) dargestellt. Beide Messungen unterscheiden sich deutlich in der Signalamplitude. Hinzu kommt ein Signaleinbruch bei der vertikalen Messung (0°) während der ersten 20 min.

Bunch, also weniger als 7 % des Bunchsstroms, sehr gering [116].

Um die Schwierigkeiten bei der Messung Nahe der Detektionsgrenze des Si-Bolometers über einen Zeitraum von zwei Stunden zu zeigen, ist in Abbildung 6.12 das gemessene AK-Signal über den optischen Gangunterschied bei einer Frequenz von 270 GHz dargestellt. Da es sich um einen Schnitt durch alle nacheinander gemessenen Spektren bei fester Frequenz handelt, ergibt sich von negativen Gangunterschieden beginnend ein Signalverlust durch den abfallenden Bunchstrom über die gesamte Messdauer. Beide Messungen wurden unter identischen Startbedingungen durchgeführt, das heißt bei gleichem Ringstrom verteilt auf 80 Bunche und identischen strahloptischen Parametern. Daher sollte die emittierte THz-Leistung identisch sein und sich der Mittelwert des Messsignals ähnlich verhalten. Jedoch unterscheiden sich die detektierten Leistungen, dargestellt in (A), erheblich. Die Anpassung der Signale in (B) zeigt zusätzlich, dass während der horizontalen Messung (rot) die emittierte THz-Leistung ab einem Gangunterschied von 0 ps nicht weiterhin mit dem Bunchstrom abfiel, sondern wieder leicht anstieg. Da diese Veränderungen durch Nachregelungen der Strahljustage zustandekommen und nicht reproduzierbar sind, haben sie auch Einfluss auf die Rekonstruktion der AK-Funktion, die in (C) gezeigt ist. Wegen des erhöhten Stromverlusts zu Beginn der Messung der vertikalen Polarisationsanteile

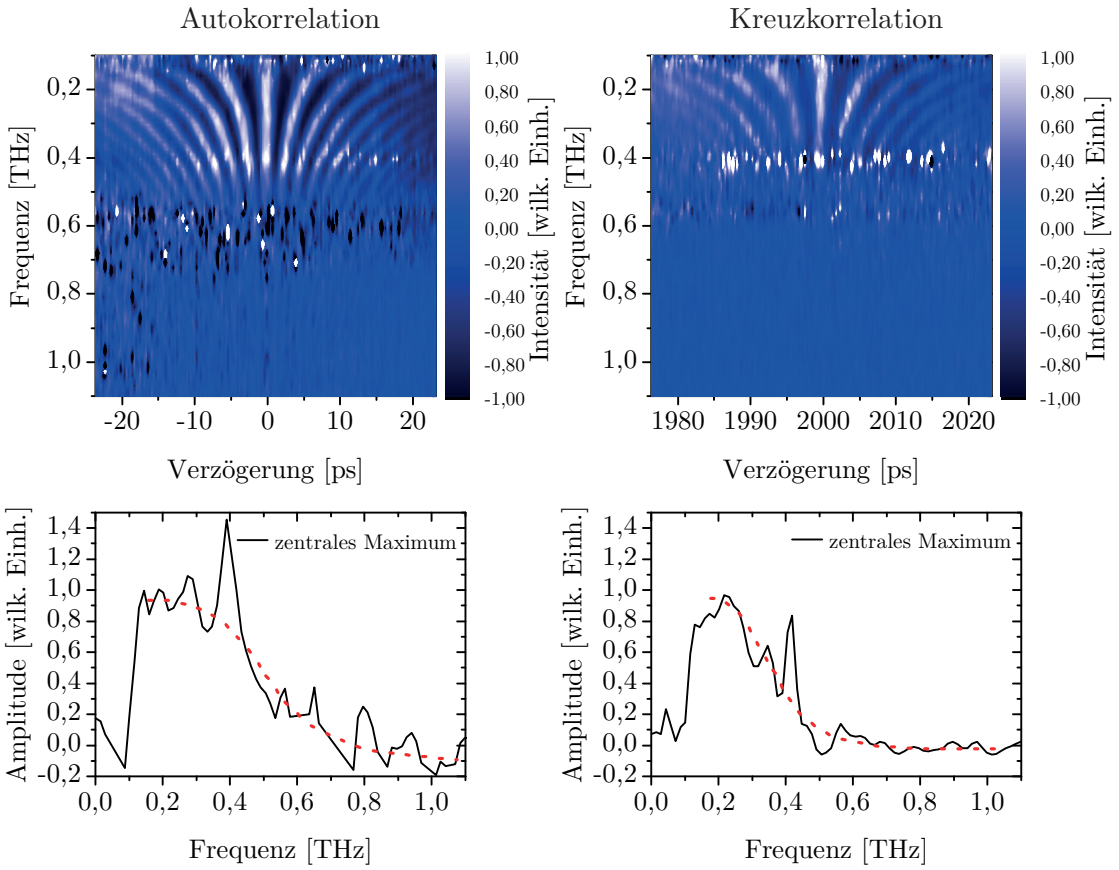


Abbildung 6.13: Frequenzaufgelöste AK (links) und KK (rechts) bei 600 µA Strahlstrom. Das Signal ist wegen der geringen Intensitäten bei beiden Messungen bereits deutlich verrauscht. In den Spektren tritt bei 0,4 THz eine Intensitätsüberhöhung auf, welche auch in Abbildung 6.11 zu erkennen ist. Durch den niedrigen Strom verringert sich das Bursting gegenüber der Hochstrommessung in Abschnitt 6.1, was zu einer Steigerung der Grenzfrequenz in der KK führt.

sowie des Leistungsanstiegs zum Ende der Messung der horizontalen Polarisationsanteile, zeigt die AK einen positiven Offset bei negativem Gangunterschied bis etwa 15 ps und einen negativen Offset bei positivem Gangunterschied oberhalb von etwa 13 ps. Bei der Messung der KK waren die Leistungsschwankungen der THz-Strahlung ähnlich stark ausgeprägt. Diese sind hier aber nicht explizit gezeigt.

Abbildung 6.13 zeigt die gemessenen frequenzaufgelösten AK und KK in einer Gegenüberstellung. Das Signal der AK-Messung ist bis etwa 0,5 THz gut sichtbar und fällt ab 0,55 THz auf Rauschniveau ab. Die KK zeigt ein Signal bis etwa 0,4 THz, wobei zu Beginn der Messung das Signal noch leicht unterhalb von 0,4 THz liegt (linke Seite) und zum Ende der Messung hin trotz leicht gesunkenem Bunchstrom bis 0,4 THz ansteigt (rechte Seite). Ein Grund hierfür kann durch eine höherere Strahlstabilität sein, die durch das Absinken des Bunchstroms beim Übergang vom starken Bursting hin zum stabilen low-α Betrieb entsteht. Stabilere THz-Pulse steigern die Ähnlichkeit untereinander und

erhöhen damit die Korrelation zwischen aufeinanderfolgenden THz-Pulsen.

da die Phasenbeziehung zwischen den emittierten Photonen definierter wird, sodass auch höhere Frequenzen des Spektrums sichtbar werden. Die Spektren entlang der zentralen Maxima zeigen bei beiden Messungen die Abnahme der Korrelation mit der Frequenz. Da die Signale sehr verrauscht sind, wurde jeweils eine rote Hilfslinie eingefügt, um den wahrscheinlich vorherrschenden Signalverlauf zu verdeutlichen. Bei der AK ist der kohärente Anteil des Spektrums der THz-Pulse entscheidend für die obere Grenzfrequenz des Signals, die gegenüber der Hochstrommessung 1,1 THz deutlich abgesunken ist. Dies lässt sich durch den Übergang vom Mikrobunching bei hohen Bunchströmen hin zu stabilen Bunchen bei niedrigen Bunchströmen erklären [117]. Das Mikrobunching das Strahls führt zu einer Erhöhung des kohärenten Spektralanteils bei kurzen Wellenlängen, so wie es bei der Hochstrommessung beobachtet wurde. Inkohärente Anteile tragen, wie auch bei der kohärenten Hochstrommessung, nicht zum Signal bei, da diese im Rauschen verschwinden.

Bei der KK ist der spektrale Signalbereich gegenüber der Hochstrommessung von 350 GHz auf 400 GHz angewachsen. Das dies trotz des Verlustes von hochfrequenten kohärenten Strahlungsanteilen geschieht, ist durch einen allgemein stabileren Strahlbetrieb zu erklären. Der Rückgang des Mikrobunching verringert zwar die spektrale Breite der kohärenten Emission, erhöht aber auch gleichzeitig die Ähnlichkeit der emittierten THz-Pulse zueinander. Bei einem ideal stabilen Strahlbetrieb, ohne Bunchfluktuationen und Bunch-zu-Bunch Jitter, sollten die frequenzaufgelösten AK und KK identisch sein, da aufeinander folgende THz-Pulse vollkommen identisch wären. Eine Überprüfung des Verhaltens unterhalb der Burstingschwelle von 4 µA Bunchstrom konnte aufgrund der Messempfindlichkeit nicht durchgeführt werden.

Die Pulsbreite, die aus der frequenzaufgelösten AK anhand der Modulationsbreite durch Anpassung der Fitfunktion aus Gleichung 6.1 bestimmt wurde, ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Die erhaltene Halbwertsbreite der Pulse liegt bei etwa 17 ps. Außerhalb des Signalbereichs gehen die Breiten der Fitfunktion gegen unendlich, da stochastisches Rauschen gefittet wird. Da die gemessenen Pulsbreiten der Hochstrommessung ebenfalls im Bereich von 17 ps liegen, zeigen beide Messungen identische Ergebnisse. Unter hohem

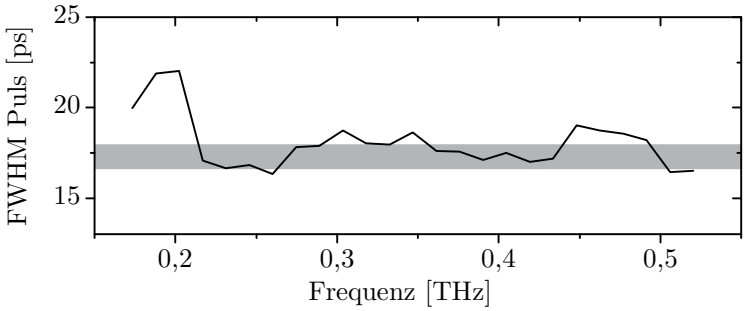


Abbildung 6.14: FWHM Pulsbreite bestimmt aus der AK-Messung bei Bunchströmen im Bereich von 7,5 µA bis 7 µA. Die mittlere Pulsbreite liegt bei etwa 17 ps. Wie bei hohen Strömen steigt die Pulslänge untehalb von 200 GHz an.

Bunchstrom waren die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den Messwerten aus Abbildung 6.2, jedoch sollten sich die Bunchlängen bei dem Bunchstrom von 7,5 µA im Bereich von 5 ps bis 6 ps befinden, wie sie mit der Streak-Kamera gemessen wurden. Messungen mit 63 µA Bunchstrom ergaben ebenso eine Pulsbreite von 17 ps.

Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass die THz-Pulse verbreitert werden, also zeitlich auseinanderlaufen, und während der spektralen Messungen nicht den tatsächlichen Pulslängen im Biegemagneten entsprechen. Jedoch sollte sich die Pulsbreite bei verschiedenen Bunchströmen und -längen um einen konstanten Faktor erhöhen. Eine Verbreiterung innerhalb des Strahlrohres durch dessen Hochpasswirkung ist nach den Ergebnissen aus Abschnitt 5.1 anzunehmen. Der tieffrequente Anteil der CSR Strahlung unterliegt dabei Beugung und Reflektionen innerhalb des Strahlrohres, was zur Pulsaufweitung führt [88]. Innerhalb des MPI Aufbaus unter atmosphärischen Bedingungen unterliegen die THz-Pulse den Dispersionseinflüssen von Wasserdampf, was auch in den frequenzabhängigen Pulslängen deutlich wurde. Einflüsse auf die Pulslänge durch die Einkopplung und den Transport im FTS sind vernachlässigbar.

6.2 Inkohärente Strahloptik

Neben den Messungen der spektral aufgelösten AKs und KKs unter den Bedingungen der kohärenten Strahloptik wurden gleiche Messungen mit der inkohärenten Standardnutzeroptik durchgeführt. Der Bunchstrombereich lag dabei im Bereich von 2 mA bis 1,2 mA (160 mA bis 93 mA Strahlstrom). Der drastische Stromabfall über die Messzeit ist einer geringeren Lebensdauer der gespeicherten Elektronen gegenüber der low-α Optik und der längeren Messdauer wegen der höheren spektralen Auflösung geschuldet, welche bei dieser Messung 0,7 cm^{-1} (21 GHz) gegenüber 1 cm^{-1} (30 GHz) betrug. Die Messzeit während einer Aufnahme betrug vier Stunden und zwanzig Minuten. Die Gesamtverzögerungsstrecke von 8 mm und die Auflösung von 0,2 mm blieben identisch zu den kohärenten Messungen.

In Abbildung 6.15 sind die AK und die KK dargestellt. Das emittierte THz-Spektrum umfasst nun ausschließlich den inkohärenten Spektralanteil. Der abgedeckte Frequenzbereich erstreckt sich von etwa 500 GHz bis 3 THz. Das AK-Signal fällt über den messbaren Frequenzbereich stark ab. Wie zuvor bei der kohärenten Optik sollte das zentrale Maximum des AK-Signal über den gesamten Spektralbereich auf Eins normiert sein, was jedoch wegen einer geringer werdenden Modulation bei steigender Frequenz aufgrund von leichten Abweichungen der Kollinearität der beiden Teilstrahlen nicht gewährleistet ist (siehe Unterabschnitt 3.3.4). Da mit steigender Frequenz auch die spektrale Intensität der THz-Strahlung abnimmt, erhöht sich der Einfluss von stochastischem Rauschen. Dies führt bei zu geringer Integrationszeit durch das FTS zu schlechterem SNR, sodass die Modulation auch hierdurch unterdrückt wird. Das AK-Signal fällt bei 3 THz schließlich bis auf Null ab, was in der Darstellung des zentralen Maximums zu erkennen ist.

Das KK-Signal zeigt im Gegensatz zur kohärenten Optik keine Korrelationen. Da die Stabilität der Bunche gegenüber der burstenden kohärenten Emission bei gleichen Strömen deutlich besser war, sollte sich auch eine ausgeprägte KK messen lassen. Ein Ausbleiben

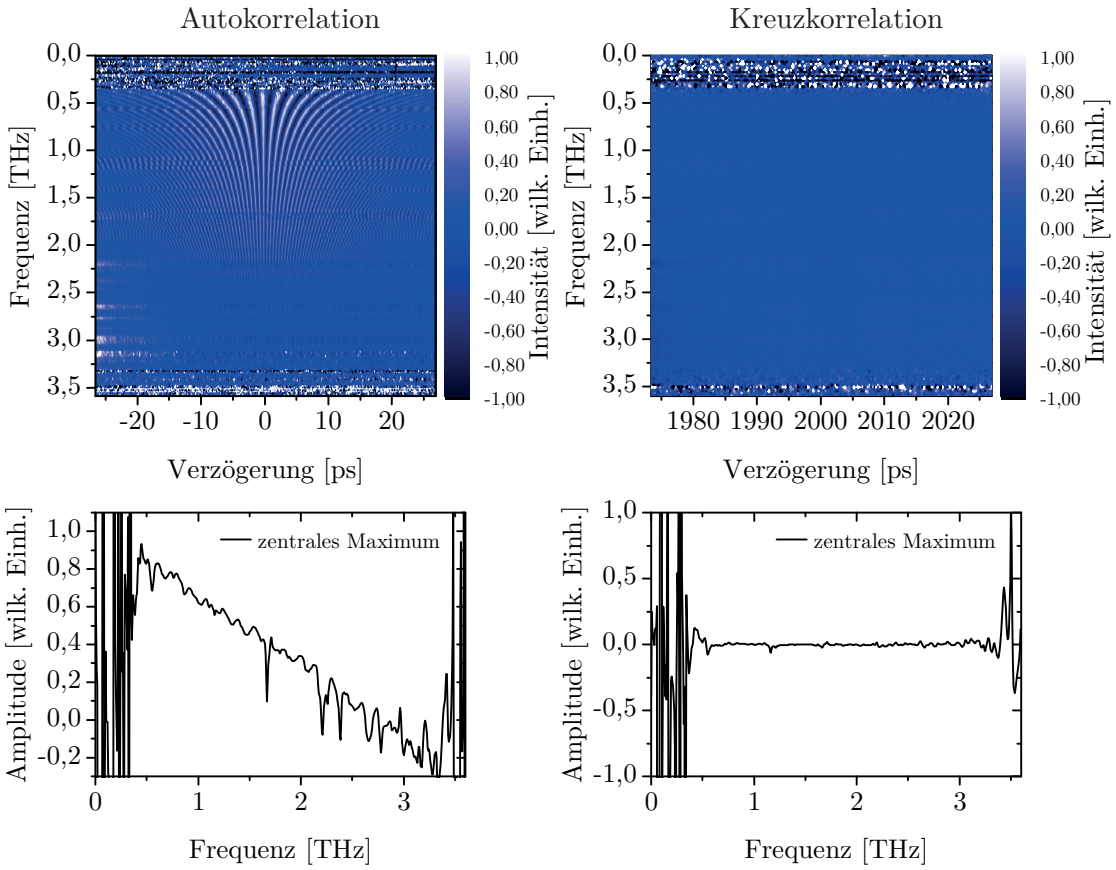


Abbildung 6.15: AK bei inkohärenter Strahloptik mit Schnitt durch das zentrale Maximum (links) und KK zweier aufeinander folgender THz-Pulse mit Schnitt durch das zentrale Maximum (rechts). Gegenüber der AK mit kohärenter Optik zeigt sich ein zu hohen Frequenzen deutlich erweiterter Signalbereich. Die KK zeigt kein Signal, was auf einen Puls-Jitter über 1,5 ps schließen lässt.

einer Korrelation kann nur durch zu starke Schwankungen der Pulssynchronität, also durch einen starken Puls-zu-Puls-Jitter, erklärt werden. Eine Korrelation wäre erst bei Wellenlängen beobachtbar, die größer sind als die zeitlichen Schwankungen der THz-Pulse verursacht durch den Jitter. Diese Wellenlänge liegt jedoch unterhalb des hier abgedeckten Spektralbereichs.

Wie bei der AK mit kohärenter Optik, sind deutliche Dispersionseffekte aufgrund von Wasserdampf zu erkennen. Abbildung 6.16 zeigt die Dispersion als den Quotienten der spektralen Frequenz und der gefitteten Frequenz des dazugehörenden AK-Signals. Der Frequenzbereich ist zwischen 455 GHz und 2,3 THz gegeben. Oberhalb der dargestellten 2,3 THz ließen sich keine Fit Startparameter finden, um die Fitfunktion an die bereits stark verrauschten Daten anzupassen. Wegen der höheren gewählten Auflösung am FTS zeigen sich gegenüber der kohärenten AK-Messung in Abbildung 6.8 mehr Details in der Ausprägung und Form der frequenzabhängigen Dispersion. Insgesamt sind in dem

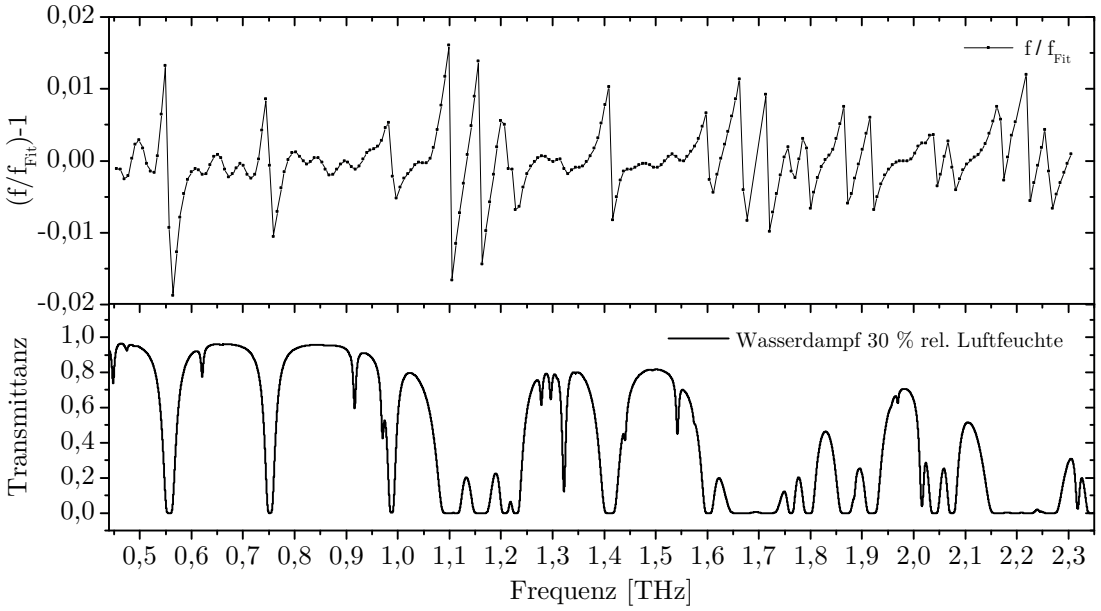


Abbildung 6.16: Oben: Dispersion an Wasserdampf unter Verwendung der inkohärenten Standardnutzeroptik. Der Messbereich zeigt die 19 stärksten Wasserabsorptionslinien. Unten: Simulierte Transmission durch 2 m Atmosphäre unter 30 % relativer Luftfeuchtigkeit.

gezeigten Frequenzbereich die 19 stärksten Wasserlinien eindeutig zuweisbar. Die Lage der Absorptionslinien wurde auf der halben Höhe zwischen den Frequenzsprung Maxima und Minima bestimmt und mit Werten der HITRAN Datenbank verglichen. In Tabelle 6.2 sind die Linien mit den Angaben der Datenbank unter Angabe der relativen Abweichung gegenübergestellt. Die größte Abweichung ergab sich bei der 1097,38 GHz Linie mit 0,5 %. Die Mehrheit der Linien wurde mit Abweichungen unter 0,1 % gegenüber den Referenzdaten bestimmt. Die Erhöhung der Genauigkeit gegenüber der Bestimmung unter der kohärenten Optik wurde durch die Erhöhung der spektralen Auflösung im FTS erreicht. Da jedoch maximal drei Datenpunkte innerhalb der Sprünge des Dispersionsverlaufs gemessen wurden, ist im Hinblick auf die Vermessung der Wasserlinien durch eine weitere Steigerung der Auflösung [1] deutliches Verbesserungspotential vorhanden.

Die Pulsbreite ergibt sich wie zuvor in Abschnitt 6.1 aus der Bestimmung der Breite der Fitfunktion (Gleichung 6.1). Abbildung 6.17 zeigt die erhaltenen Halbwertsbreiten der an die Korrelationsinterferenzen angepassten Fitfunktion. Die Breite der THz-Pulse ist nur innerhalb der Frequenzbereiche erkennbar, die nicht durch Dispersionseffekte gestört sind. Geringe Absorptionen sind bei Frequenzen unterhalb von 0,5 THz, zwischen 0,6 THz und 0,7 THz, zwischen 0,8 THz und 0,9 THz, und im Bereich von 1,3 THz, 1,5 THz und 2 THz zu finden (siehe Abbildung 6.16). Die Pulsbreiten, die innerhalb dieser atmosphärischen Fenster bestimmt wurden, befinden sich innerhalb des grauen Querbalkens. Es ergibt sich eine Halbwertsbreite von etwa 25 ps. Mit einer Streak-Kamera wurde bei gleichem Bunchstrom und identischer Strahloptik eine Halbwertsbreite von 25,8 ps bestimmt

[1] Spektrale Auflösung Brucker Vertex 80v besser als 0,06 cm^{-1} [118].

Tabelle 6.2: Aus der AK bestimmte Lage der Wasserabsorptionslinien bei verwendeter inkohärenter Standardstrahloptik im Vergleich zur HITRAN Datenbank [102].

HITRAN (GHz)	Messung (GHz)	rel. Abweichung (%)
556,920	554,407	0,45
752,030	751,855	0,02
987,926	988,817	0,09
1097,380	1102,870	0,50
1162,920	1160,300	0,23
1207,620	1212,700	0,42
1410,610	1413,710	0,22
1542,236	1542,297	0,00
1668,806	1667,203	0,10
1716,490	1715,499	0,06
1762,076	1761,391	0,04
1796,381	1795,254	0,06
1867,871	1868,710	0,04
1919,186	1919,049	0,01
2040,656	2041,549	0,04
2074,436	2074,303	0,01
2163,116	2170,896	0,36
2221,706	2221,045	0,03
2265,780	2262,780	0,13

(siehe Abbildung 6.2). In Frequenzbereichen, die durch Wasserabsorptionen betroffen sind, ergeben sich deutlich größere Pulsbreiten. Die gemessenen Breiten sind abhängig von der Stärke der Wasserabsorptionslinien und der dadurch erzeugten Dispersion, welche die Pulse in diesen Frequenzbereichen verbreitert. Außerhalb des vom Strahlrohr emittierten bzw. messbaren Spektralbereichs sind keine Breitenbestimmungen möglich.

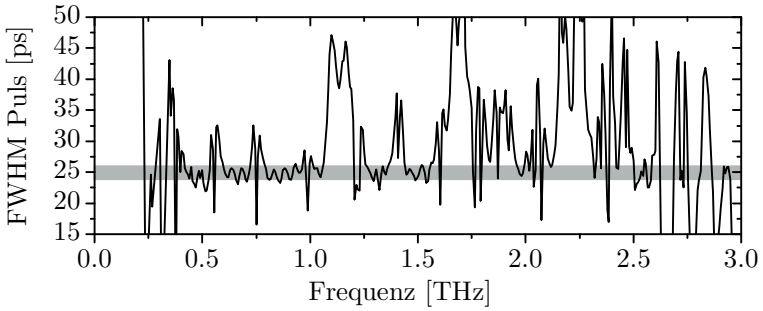


Abbildung 6.17: Halbwertsbreite der inkohärenten THz-Pulse bestimmt aus der AK. Der Puls ist 25 ps breit, im Bereich von Wasserabsorptionen ist die Pulsbreite erhöht. Der Bunchstrom lag bei der Messung zwischen 2 mA und 1,2 mA.

Die Fitfunktion erzeugt durch Anpassung an das Rauschen beliebige Werte zwischen Null und Unendlich. Dies trifft unterhalb von 450 GHz und oberhalb von 2,7 THz zu.

6.3 Simulierte Kreuzkorrelation und Jitter

Die in Kapitel 4 gezeigten Jittermessungen wurden durch die Verwendung von ultraschnellen YBCO-Detektoren und der genauen zeitlichen Bestimmung der einzelnen THz-Pulse durchgeführt. Dabei wurde die Schwankung der vom Detektor erzeugten Pulsantwort an der vorderen Pulsflanke als Maß für die Schwankung der Pulse verwendet.

Unabhängig von diesen Jittermessungen, lässt sich der Puls-Jitter auch aus den zuvor gezeigten frequenzaufgelösten Messungen der KK von zwei aufeinander folgenden Pulsen bestimmen. Da sich die emittierte THz-Strahlung aufeinander folgender Bunche bis auf Schwankungen in der absoluten Intensität des kohärenten Spektralanteils spektral gleicht, sollte eine Korrelation der Strahlung über den gesamten emittierten Spektralbereich vorhanden sein, wie sie bei der AK gemessen wird. Da dies nicht der Fall ist, kann aus dem reduzierten Signalbereich auf den vorhandenen Puls-Jitter rückgerechnet werden. Diese Diskrepanz zwischen AK und KK ist darin begründet, dass der Bunch-Jitter in der KK die Phasenbeziehung der einzelnen Frequenzanteile hin zu hohen Frequenzen zerstört und entsprechend keine Korrelation mehr erzeugt wird. Da über viele Ereignisse integriert wird, schmiert die Korrelation mit steigender Frequenz quasi aus, bis sie letztendlich ganz verschwindet.

Im folgenden sind zwei Varianten für die Bestimmung des Jitters anhand der KK Daten beschrieben. Die erste basiert auf der Annahme, dass die Messung durch einen normalverteilten Jitter bestimmt ist und das Ergebnis ein gaußsches Tiefpassverhalten aufweist. Durch die Bestimmung der Grenzfrequenz bei 3 dB Signalabsenkung kann der Jitter berechnet werden. Die zweite basiert auf der Simulation eines idealen KK-Signals mit normalverteilten Jitter. Das simulierte KK-Signal wird an die Messung angepasst, wodurch man direkt den vorhandenen Jitter erhält.

6.3.1 Kreuzkorrelation Grenzfrequenz

Die in Abschnitt 6.1 gezeigten Messergebnisse der spektral aufgelösten KK besitzen, gegenüber den unter gleichen Bedingungen entstandenen spektral aufgelösten AK, einen reduzierten Spektralbereich. Da der gesamte Spektralbereich der THz-Pulse auch ein Signal in der AK erzeugt, ist dieses Tiefpassverhalten der KK durch den Jitter zu erklären. Der Bunch-Jitter zerstört die Phasenbeziehung bei Wellenlängen, die kleiner als die mittlere Schwankung der Bunche zueinander sind. Unter der Annahme, dass der Jitter normalverteilt ist, folgt das Korrelationsmaximum der Übertragungsfunktion eines Gauß-Tiefpasses. Durch die Bestimmung der 3 dB Grenzfrequenz und der Kenntnis des idealisierten Abklingverhaltens des KK-Maximums bei ansteigendem Phasen-Jitter zwischen zwei Photonen kann der Jitter berechnet werden.

Zur mathematischen Beschreibung des Abklingverhaltens betrachtet man je ein einzelnes emittierendes Elektron aus zwei aufeinander folgenden Bunchen. Die Schwankung der Bunche um ihre jeweilige Referenzposition wird als normalverteilt angenommen.

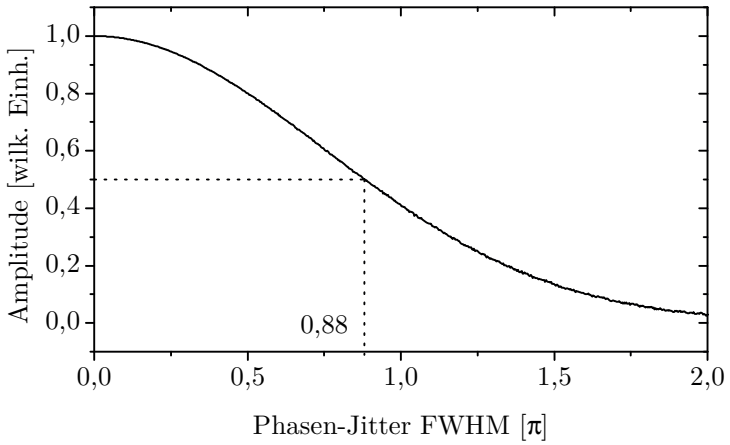


Abbildung 6.18: Numerische Berechnung des mittleren KK-Signals zweier Photonen gleicher Wellenlänge mit normalverteiltem Phasen-Jitter. Der Phasen-Jitter ist als Halbwertsbreite in vielfachen der Phase π angegeben. Das KK-Signal fällt bei einem Jitter von $0{,}88\,\pi$ auf die Hälfte ab.

Numerisch wird die Interferenz zweier Wellen gleicher Frequenz mit normalverteiltem Jitter Δt nach

$$\mathbf{I}(\omega, t, \Delta t) = \frac{1}{n} \sum_{n} [\cos(\omega t + \Delta t) + \cos(\omega t) - 1] \tag{6.2}$$

bei $t = 0$ berechnet, welche bei Integration über $n = 10^6$ die in Abbildung 6.18 gezeigte Abhängigkeit vom Jitter ergibt. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den normierten Messdaten, wurde ein Offset von 1 abgezogen, sodass bei konstruktiver Interferenz (Phasen-Jitter=0) eine Amplitude von 1 ergibt. Bei einem Phasenjitter oberhalb von 2π verschwindet die Interferenz. Die Amplitude der konstruktiven Interferenz fällt bei einem Phasenjitter von $0{,}88\,\pi$ (FWHM) zwischen beiden Bunchen auf die Hälfte ($-3\,\mathrm{dB}$) ab. Anhand dieses Wertes kann aus der bestimmten Grenzfrequenz der KK die Jitterkonstante berechnet werden.

Abbildung 6.19 zeigt einen Ausschnitt der KK aus Abbildung 6.7 im Bereich von 150 GHz bis 700 GHz. Die spektrale Abdeckung reicht von ca. 180 GHz bis 1,1 THz (Abbildung 6.7, AK-Signal). Interferenzstrukturen werden nur im Bereich von 180 GHz bis etwa 420 GHz erzeugt. Es ist offensichtlich, dass die spektrale Korrelation nicht über den gesamten Spektralbereich erhalten bleibt, sondern langsam verschwindet. Die Absenkung der Korrelation um 3 dB gegenüber dem Korrelationsmaximum kann durch einen Gauß-Tiefpass beschrieben werden [60]. Aus Abbildung 6.19 ergibt sich eine Grenzfrequenz f_G von etwa 275 GHz.

Anhand der bestimmten Grenzfrequenz $f_\mathrm{G} = 275\,\mathrm{GHz}$ (entspricht einer Wellenlänge $\lambda_\mathrm{G} = 1{,}1\,\mathrm{mm}$) ergibt sich eine korrespondierende Jitterlänge, welche der Absenkung des KK-Signals auf die Hälfte maximalen Signals entspricht, von $j_\mathrm{G} = 0{,}88\pi/2\pi \cdot 1{,}1\,\mathrm{mm} = 0{,}48\,\mathrm{mm}$. Bei voller Strahlenergie (630 MeV) gleicht diese Jitterlänge einer Halbwertsbreite der zeitlichen Bunch-zu-Bunch Verschiebung von $t = 0{,}48\,\mathrm{mm}/\beta c \approx$

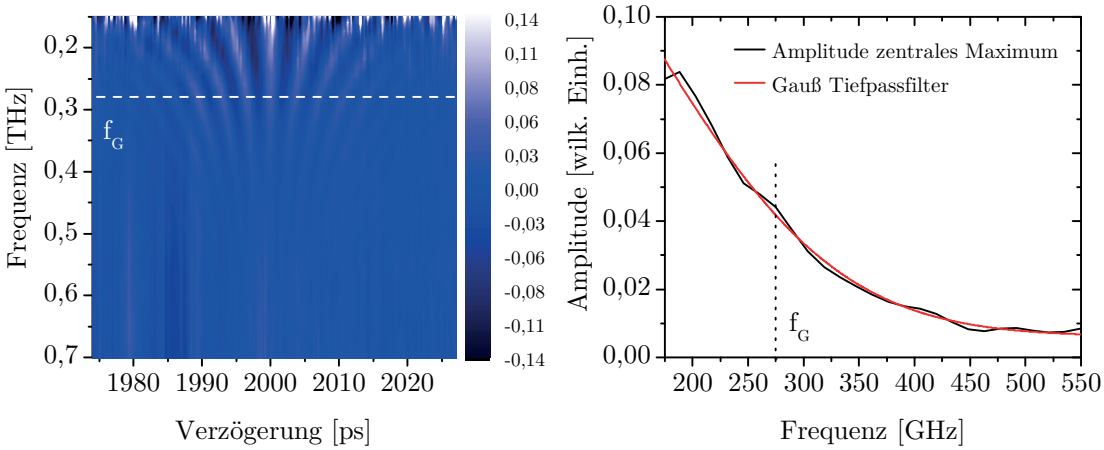


Abbildung 6.19: Frequenzaufgelöste KK zwei aufeinanderfolgender THz-Pulse unter Low-α Optik (links) und die Amplitude des zentralen Maximums (rechts). Aufgrund des Puls-Jitters wird die Korrelation des niederfrequenten kohärenten Spektralanteils ab der Grenzfrequenz $f_G \approx 275\,\mathrm{GHz}$ (3 dB Absenkung) unterdrückt.

1,61 ps. Die Halbwertsbreite des Jitters eines einzelnen Bunchs ist dementsprechend gegeben als $1{,}61\,\mathrm{ps}/\sqrt{2} \approx 1{,}14\,\mathrm{ps}$.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen des Bunchjitters der direkten Jittermessungen aus Kapitel 4 (minimal 4,7 ps FWHM bei der 3 kHz low-α Optik) zeigt einen um den Faktor 3 kleineren Wert. Da die Bestimmung des Jitters anhand der Korrelationsdaten unabhängig von Einflüssen wie Detektorzeitkonstanten, Verstärkerrauschen oder zusätzlichem elektronischem Jitter durch Verstärkerbauteile und Sampling-Oszilloskop ist, kann der durch die KK bestimmte Jitter verlässlichere Daten ergeben.

6.3.2 Simulierte Kreuzkorrelation

Eine andere Möglichkeit, um den Jitter aus den kreuzkorrelierten Daten zu bestimmen, ist die Simulation eines idealisierten frequenzaufgelösten KK-Signals zweier überlagerter THz-Pulse mit variablem Jitter als freien Parameter. Durch die Anpassung der simulierten KK an die Messdaten erhält man direkt den gesuchten Jitter.

Die Simulation der frequenzaufgelösten AK-Daten wurde auf Grundlage der bei den Messungen erzeugten Intensitäten $\mathbf{I}_{1,2}(\omega, t)$ gemäß Gleichung 3.6 für die horizontale und vertikale Polarisationskomponente erstellt, wobei die Intensitäten wie folgt berechnet wurden:

$$\mathbf{I}_{1,2}(\omega, t) = \frac{I_0(\omega)}{2}(1 \pm \exp\left(-\frac{(t-\Delta t_{1,2})^2}{2\sigma^2}\right)\cos(\omega(t-\Delta t_{1,2})) + C. \tag{6.3}$$

Die zeitliche Überlagerung ist jitterbehaftet und wird durch das Δt beschrieben, welches einer normalverteilten Zufallszahl mit der Varianz σ_Δ^2 entspricht. Die Eingangsintensität $I_0(\omega)$ entspricht dem Spektrum des THz-Pulses gefaltet mit der Apparatefunktion des

Aufbaus und des Bruker Spektrometers. Der Exponentialterm beschreibt die Hüllkurve des THz-Pulses mit der Pulsbreite σ. Aus den erzeugten Intensitäten wird anschließend das normierte Differenzinterferogramm nach (Gleichung 3.10) berechnet. Da das reale Spektrum des THz-Pulses deutlich den Signalbereich der KK überschreitet und bei der Berechnung des Differenzinterferogramms die spektralen Intensitäten auf 1 normiert werden, wurde die Intensität $I_0(\omega)$ fest auf den Wert 1 gesetzt.

Abbildung 6.20 zeigt das Verhalten des zentralen Maximums bei unterschiedlichem Puls-Jitter. Ohne Puls-Jitter erzeugt die Berechnung der KK ein auf 1 normiertes Signal, welches über alle von der Strahlquelle abgedeckten Frequenzen reicht. Durch Hinzunahme des Jitters wird das hochfrequente Signal unterdrückt, wobei mit steigendem Jitter der Signalbereich zu niedrigen Frequenzen hin verschoben wird.

Eine zweidimensionale Simulation des KK-Signals nach Gleichung 6.3 über einen der Messung angepassten Frequenz- und Zeitbereich sowie mit geeigneter Anpassung des Jitters ergibt das aus Abbildung 6.13 bekannte Messergebnis. Abbildung 6.21 zeigt die Simulation der kreuzkorrelierten Messung. Die Pulsbreite orientiert sich an den Fits der Messdaten und wurde auf $\sigma = 10\,\mathrm{ps}$ festgelegt. Als Jitter Δt wurde der über die Grenzfrequenz bestimmte Wert von 1,61 ps FWHM gewählt. Links ist das simulierte KK-Signal mit dem angepassten Pulsjitter zu sehen. Das zentrale Maxima des KK-Signals ist rechts mit der überlagerten Messung unter Niedrigstrombedingungen dargestellt. Da in der Simulation keine Hochpasscharakteristik berücksichtigt wurde, wie sie durch den Abschirmeffekt des Strahlrohres zustande kommt, ergibt sich für die Messung aufgrund der Normierung durch die Kombination der horizontalen und vertikalen Polarisationsanteile innerhalb des gemessenen Signalbereichs eine andere Amplitude. Zur Anpassung wurde die Amplitude der Messung um den Faktor 0,7 gestaucht. Trotz des hohen Rauschanteils in der Messung zeigt die Simulation eine gute Übereinstimmung im Abklingverhalten und

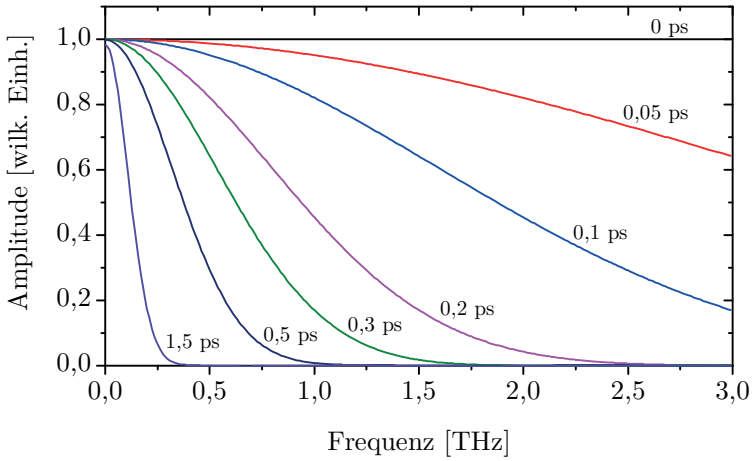


Abbildung 6.20: Berechnete Interferenzamplitude zweier kreuzkorrelierter THz-Pulse in Abhängigkeit vom Gesamtjitter der beiden Pulse. Zusätzlich zum Puls-Jitter sind beide Pulse mit einem gleichverteilten unabhängigem Amplitudenjitter mit Werten zwischen 0 und 1 behaftet. Die Simulation mittelt über 1×10^9 Pulse.

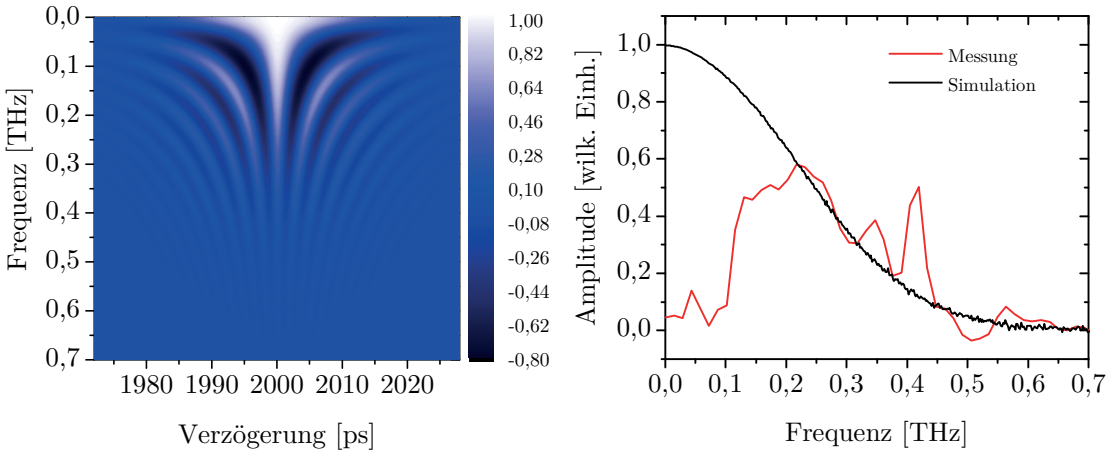


Abbildung 6.21: Links: Simulation der KK aus Abbildung 6.13 bei einer optischen Wegdifferenz von 56 ps mit einer Zeitauflösung von 0,1 ps, und einer maximalen Frequenz von 0,7 THz bei einer Frequenzauflösung 0,002 THz. Die Pulsbreite ist $\sigma = 10$ ps. Der Gesamtjitter der Pulse wurde entsprechend der Messergebnisse zu $\Delta t = 1{,}61$ ps FWHM gewählt. Rechts: zentraler Verlauf der Simulation mit überlagerter Messung. Die Amplitude der Messung musste aufgrund der Selbstnormierung durch Gleichung 3.10 um den Faktor 0,7 gestaucht werden.

liefert das gleiche Ergebnis wie der zuvor über die Grenzfrequenz bestimmte Jitter. Der bestimmte Puls-Jitter ist mit 1,61 ps FWHM deutlich kleiner als der aus den direkten Pulsmessungen in Kapitel 4 bestimmte minimale Jitter von 4,7 ps FWHM ($\sigma_{\text{Jitter}} = 2$ ps). Es ist anzunehmen, dass der Unterschied im Wesentlichen durch Rauschen des verursacht wird.

7 Pump-Probe an hochdotiertem n-Ge

Im Anschluss an die zuvor bestimmten spektralen und zeitlichen Strahleigenschaften wurde der Versuch unternommen, die elektronischen Lebensdauern von Anregungszuständen im THz-Bereich an eine Halbleiterprobe mit dem Pump-Probe Verfahren zu bestimmen.

Im Gegensatz zur weit verbreiteten Bestimmung solcher Lebensdauern an FELs, besteht der besondere Vorteil einer solchen Messung am Synchrotron darin, das theoretisch die Übergänge innerhalb des abgedeckten Spektralbereichs zeitgleich gemessen werden können [119]. Da die zeitliche Auflösung der Pump-Probe Signale primär von der Pulsdauer der Quelle abhängt, besitzen FEL und Synchrotron (je nach Betriebsmodus) mit einer Pulsdauer im Bereich von etwa 10 ps ähnliche Voraussetzungen. Die Pulsdauer bei FELs wird wesentlich durch die verwendete Wellenlänge bestimmt und liegt im Bereich von $0.2\,\% - 5\,\%$ (FWHM) der spektralen Bandbreite mit einer typischen spektralen Breite von etwa 1 % [120]. Beim Synchrotron sind die Pulsdauern wesentlich von den optischen Eigenschaften des Speicherrings bestimmt sowie durch die Anzahl der gespeicherten Elektronen pro Bunch [29].

Trotz ähnlicher Pulsdauern unterscheiden sich FEL und Synchrotron erheblich in den erzeugten Pulsenergien. An FELs sind heutzutage Mikropulsenergien im Bereich einiger µJ üblich mit Pulsleistungen im Bereich einiger zehn Megawatt. Die erreichten Pulsenergien der MLS liegen für den maximalen Strahlstrom von 200 mA mit 6 mW Durchschnittsleistung am Strahlrohrausgang bei 12 pJ (entsprechend 1,2 W Spitzenleistung bei 10 ps Pulsdauer), also um einen Faktor 10^{-6} unter denen eines FEL. Bei üblichen Ringströmen im Bereich von 120 mA bei Verwendung der low-α Optik wurde an der Probenposition 0,35 mW Durchschnittsleistung für jeweils Pump- und Probestrahl bestimmt (siehe Abbildung 5.2), sodass sich Pulsenergien von etwa 0,7 pJ für jeweils Pump- und Probestrahlung bei 10 ps Pulslänge ergeben. Aufgrund der spektralen Breite der Synchrotron-Pulse gegenüber den schmalbandigen FEL-Pulsen ergeben sich zudem deutlich geringere spektrale Energiedichten.

7.1 Pump-Probe-Technik

Um ultraschnelle physikalische Prozesse messen zu können, benötigt man häufig Bandbreiten, die mit herkömmlichen Messsystemen nicht zu bewältigen sind. Die effektive Bandbreite eines Messsystems ergibt sich aus den Bandbreiten aller beteiligten Komponenten wie Detektoren, Ausleseelektronik und Signalleitungen ($f_{eff} = \left[\sum f_i^{-2}\right]^{-1/2}$) [94]. Eine momentane Obergrenze für die direkte Detektion von kurzen Pulsen mit YBCO-Detektoren liegt im Bereich von 23 GHz, was Pulsauflösungen von 17 ps (FWHM) ermöglicht [42, 70, 41]. Um schnellere Prozesse auflösen zu können, kann man bei physi-

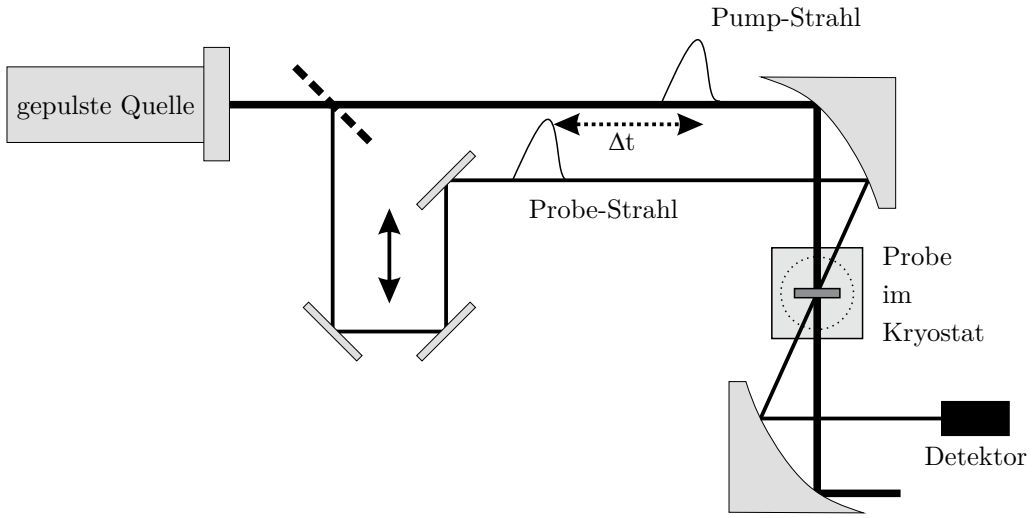


Abbildung 7.1: Schema zur Lebensdauermessung der Energieniveaus eines Atoms mit Hilfe der Pump-Probe-Technik.

kalisch wiederholbaren Prozessen Samplingtechniken anwenden. Diese ermöglichen, je nach Anwendung, durch Verändern eines Zeitfensters (Gate, Delay) das Abtasten bis in den Attosekunden-Bereich (10^{-18} s) [121].

Das Pump-Probe-Verfahren verwendet einen möglichst kurzen Lichtpuls, der über einen Strahlteiler in zwei Pulse, den Pump- und den Probe-Puls, aufgeteilt wird. Abbildung 7.1 zeigt den wesentlichen Aufbau des Experiments. Beide Strahlen laufen auf unterschiedlichen Wegen zur Probe. Der Pump-Puls wird als Anregung in einen Nichtgleichgewichtszustand genutzt. Das Auftreffen des Probe-Pulses auf der Probe lässt sich zeitlich über eine Verzögerungsstrecke variieren. Die zeitliche Änderung der Probentransmission lässt sich durch Messung der Intensität des Probe-Pulses als Funktion des Gangunterschieds beider Pulse messen. Das volle Zeitsignal erhält man dementsprechend nicht mit einer einzigen Messung, sondern wird schrittweise rekonstruiert [122]. Da das Signal an jedem Samplingpunkt zeitlich über viele Pulse integriert wird, können langsame Detektoren verwendet werden. Die Samplingauflösung ist letztendlich durch die Pulslänge des Pump- und Probe-Pulses sowie die Schrittweite der Verzögerungsstrecke bestimmt [123].

Die photoinduzierte Änderung der Probentransmission entsteht durch eine Umverteilung des Gleichgewichtszustandes der Ladungsträgerpopulation. Unter Vernachlässigung einer Pulsdauer für Pump- und Probe-Puls kann man die Probentransmission angeben als: $T \approx (1-R)^2 \exp[-\alpha(t)d]$, wobei R die Oberflächenreflektivität angibt, $\alpha(t)$ entspricht dem Absorptionskoeffizient und d der Probendicke [125]. Da das Referenzspektrum die Transmission $T_{\text{Ref.}}$ der Probe ohne Pump-Puls vorgibt, erhält man durch die Bestimmung der Differenz aus Pump-Probe Signal und Referenz Signal dividiert durch die Referenz die relative Änderung der Transmission $\Delta T/T_{\text{Ref.}}$ [11, 122]:

$$\frac{T_{PP}(t,f) - T_{Ref.}(f)}{T_{Ref.}(f)} = \frac{\Delta T(t,f)}{T_{Ref.}(f)} \approx \mathrm{e}^{-\Delta\alpha(t,f)d} - 1 = \mathrm{e}^{-\sigma\Delta N(t,f)d} - 1. \qquad (7.1)$$

Die pumpinduzierte Änderung des Absorptionskoeffizienten wird durch $\Delta\alpha(t, f) = \sigma\Delta N(t, f)$ beschrieben, wobei σ dem Absorptionsquerschnitt entspricht, $\Delta N(t, f) = N(t, f) - N_0(t, f)$ beschreibt die Konzentrationsänderung der Ladungsträger in den entsprechenden Zuständen. Im Grenzfall von kleinen Absorptionen innerhalb der Probe kann Gleichung 7.1 vereinfacht werden und man erhält ein Pump-Probe Signal, welches direkt proportional zur Besetzungszahl ist ($\Delta T/T \approx \sigma\Delta N(t, f)d$).

Die Pulswiederholrate im Pump-Probe Experiment ist ein wichtiger Parameter bei den zu messenden Zerfallszeiten angeregter Zustände. Da Zerfallsprozesse bis zu einigen hundert ns andauern können, müssen die Wiederholraten der Pulse angepasst sein, um langlebige Prozesse nicht zu verdecken. Die MLS ermöglicht beliebige Füllmuster, sodass Pulsabstände zwischen 2 ns und Vielfachen davon bis zu 160 ns möglich sind. Eine möglichst hohe Wiederholrate hingegen ermöglicht geringe Integrationszeiten des verwendeten Detektors, bzw. ein besseres SNR. Die Leistungsstabilität der THz-Pulse kann Einfluss auf leistungsabhängige physikalischen Effekte innerhalb der Probe haben, wie etwa Sättigungseffekte oder Temperaturabhängigkeiten. Da die Messung über viele Pulse integriert, misst man eine Mischung aller dieser Eigenschaften.

Neben dem in Abbildung 7.1 gezeigten nicht-kollinearen Pump-Probe-Prinzip existieren auch kollineare Methoden mit parallelen oder orthogonal polarisierten Teilstrahlen [124]. Des weiteren kann man zwischen einfarbigen und mehrfarbigen Pump-Probe Experimenten unterscheiden. Bisherige an Synchrotrons durchgeführte mehrfarbige Pump-Probe Experimente verwenden einen unabhängigen Pump-Laser, die Synchrotronstrahlung wird also ausschließlich als Probe-Strahlung verwendet [20, 21].

7.2 Nutzbares Spektrum

Der zuvor erwähnte Vorteil eines möglichen Pump-Probe-Messplatzes an einer Synchrotronstrahlenquelle liegt in der gleichzeitigen Abtastung aller Übergänge im abgedeckten Spektralbereich. Das für die Messung nutzbare Spektrum ist durch starke Wasserabsorptionen beschränkt, sodass nicht der gesamte mögliche Spektralbereich nutzbar wird. Die Möglichkeiten eines mit Stickstoff gespülten Gehäuses wurden während der Konzipierung des Messaufbaus berücksichtigt, konnten aber aufgrund der zeitlichen Begrenzung der Messplatznutzung auf drei Jahre nicht vollendet werden. Prinzipiell stehen zwei nutzbare Strahloptiken für Pump-Probe Untersuchungen zur Verfügung. Zum einen die normale Standardoptik mit breitem Spektrum, geringer Intensität und langen Pulsdauern und zum anderen die low-α Optik mit kurzen Pulsdauern und hohen Intensitäten im Bereich niedriger Frequenzen. In Abbildung 7.2 ist eine Gegenüberstellung der beiden Strahloptiken gezeigt, die durch den Messaufbau bestimmt worden sind. Der thermische Hintergrund ist als graue Fläche veranschaulicht. Das kohärente Spektrum der low-α Optik ist in blau dargestellt, das Spektrum der inkohärenten Standardoptik in rot. Die spektrale Auflösung liegt bei $1\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Beide Spektren zeigen deutliche Wasserabsorptionslinien, wobei der Einfluss im kohärenten Spektralanteil deutlich geringer ausfällt, da unterhalb von 1 THz nur drei relevante Absorptionslinien liegen. Im Inkohärenten sind die Einflüsse der Wasserabsorptionen

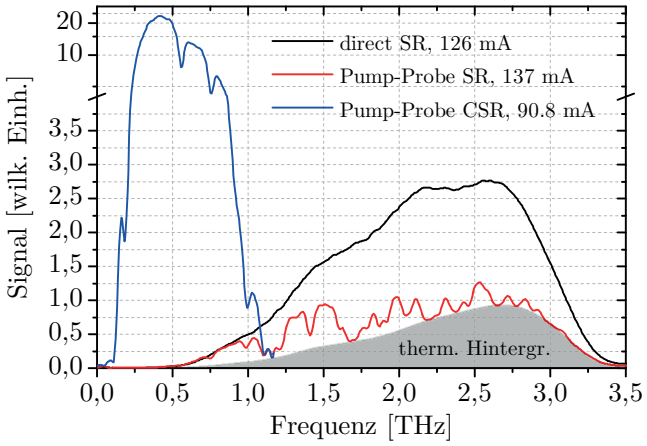


Abbildung 7.2: Kohärentes Spektrum und inkohärentes Spektrum im Vergleich zur Hintergrundstrahlung. Die schwarze Linie zeigt die Messung des inkohärenten Spektrums bei direkter FTS-Einspeisung über das Strahlrohr. Die Spektren wurden an der Nullposition der Verzögerungsstrecke mit kombinierter Strahlung aus Pump- und Probe-Arm gemessen.

deutlich stärker ausgeprägt, da sich oberhalb von 1 THz deutliche Absorptionsbanden ausprägen. Ab 1,5 THz sind spektral nur noch einzelne Fenster-Bereiche, die ein nutzbares Signal liefern können. Zum Vergleich ist ein inkohärentes Spektrum bei direkt durch das Strahlrohr zum FTS geführter Strahlung in schwarz dargestellt. Neben der deutlich höheren Intensität aufgrund der direkten Einspeisung zeigt sich hier das tatsächlich vorhandene Spektrum ohne Wasserabsorptionen. Die obere Grenzfrequenz, ab der keine detektierbare Synchrotronstrahlung mehr messbar ist, liegt bei etwa 3,5 THz. Durch das MPI sinkt die messbare obere Frequenzgrenze auf knapp über 3 THz ab. Gründe hierfür sind, neben den Wasserabsorptionen an Luft, auch Verluste durch Reflektionen und Streuung an den Fenstern der Ein- und Ausgänge und den Spiegeln sowie Verluste beim Einkoppeln in den Strahlengang des FTS. Das im FTS verbaute Blendenrad mit einem maximalen Blendendurchmesser von 12 mm stellt hierbei besonders hohe Anforderungen an die Justage der Einkopplung, jedoch sind hierbei tiefe Frequenzen von einer schlechten Justage betroffen.

Abbildung 7.3 zeigt die Abhängigkeit des inkohärenten Spektrums von der verwendeten Blende. Die Messungen wurden mit der Standard Optik der MLS unter Verwendung eines Si-Bolometers durchgeführt. Im FTS wurde der breitbandige 6 µm Mylar Strahlteiler verwendet. Der niedrige Frequenzbereich (unter 0,6 THz) ist daher sehr verrauscht, zeigt jedoch qualitativ den Verlauf der Hochpasswirkung durch das Abblenden. Da zwischen den Blenden mit 12 mm und 10 mm keine messbaren Unterschiede zu erkennen waren, wurde die 10 mm Blende als Referenz verwendet und alle anderen Messungen daran normiert. Die Untersuchung zeigt, dass bei idealer mittiger Strahllage bereits ab einer Blende von 8 mm das Spektrum ab 0,4 THz zu tiefen Frequenzen hin beschränkt wird. Für alle Messungen ist daher die Blende auf der maximalen Apertur belassen worden. Der Einfluss der 4,8 mm Transmissionsbohrung des Durchfluss-Kryostaten auf das Spektrum

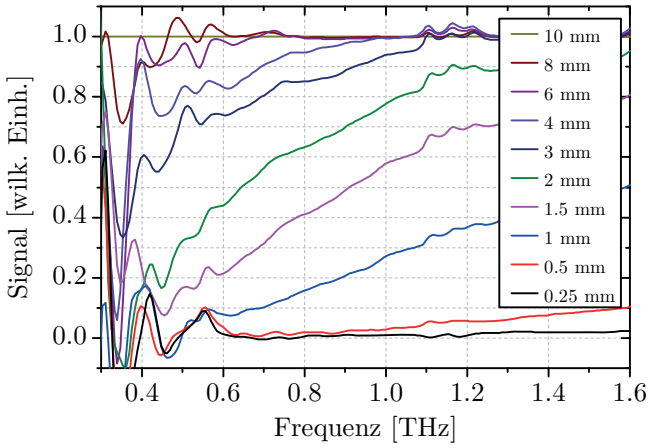


Abbildung 7.3: Blendenabhängige Transmission des inkohärenten THz-Signals beim Einkoppeln in das Fourierspektrometer.

wurde nicht explizit untersucht, kann aber anhand der Blendengrößen abgeschätzt werden.

7.3 Störstellen in n-Ge

Das Energieschema von niedrig dotiertem n-Ge ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Übliche Pump-Probe Experimente an FELs regen den Übergang eines Elektrons vom Grundzustand, hier $1s$ Zustand aufgespaltet in $1s(A_1)$ Singulett und $1s(T_2)$ Tripplett, in höhere Zustände oder das Leitungsband an, da bei einer Temperatur von 5 K hauptsächlich diese $1s$ Zustände besetzt sind. Durch den Übergang der Elektronen kommt es zur Elektronenverarmung in den $1s$ Zuständen, wodurch es nach Gleichung 7.1 zum „Ausbleichen“ der Probe kommt. Die Relaxation bzw. Rekombination der gebundenen und freien Elektronen zurück in die $1s$ Zustände ist anschließend durch eine zeitabhängige Transmissionsbestimmung mit Hilfe eines Probe-Strahls messbar [126, 84].

Im Fall der gezeigten niedrig dotierten Probe ist die hierzu notwendige Photonenenergie oberhalb von 5 meV, dargestellt durch rote Pfeile, am THz-Strahlrohr der MLS nur mit geringen Intensitäten des inkohärenten Spektralanteils nutzbar (siehe auch Abbildung 7.2). Hohe Intensitäten im Bereich der kohärenten Emission mit Photonenenergien von 0,4 meV bis 4,1 meV (0,1 THz bis 1 THz) ermöglichen keine Anregung in höhere Zustände (blaue Pfeile). Eine Entvölkerung der $1s$ Zustände ist nicht möglich. Nach Abschätzungen des Photonenflusses bei einem Bunchstrom von 1,5 µA können maximal 1 %[1] der vorhandenen Elektronen in höhere Zustände gelangen, die verbleibenden 99 % verbleiben im Grundzustand.

Abbildung 7.5 zeigt das Schema der hier verwendeten hochdotierten und hochkompensierten Probe. Konzentrationsverbreiterung aufgrund der hohen Dotierung schmieren die Zustände aus, sodass aus den einzelnen Besetzungsniveaus ein Band entsteht [84]. In

[1] Photonenfluss $\phi_{\text{inkohärent}} \approx 10^{19}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

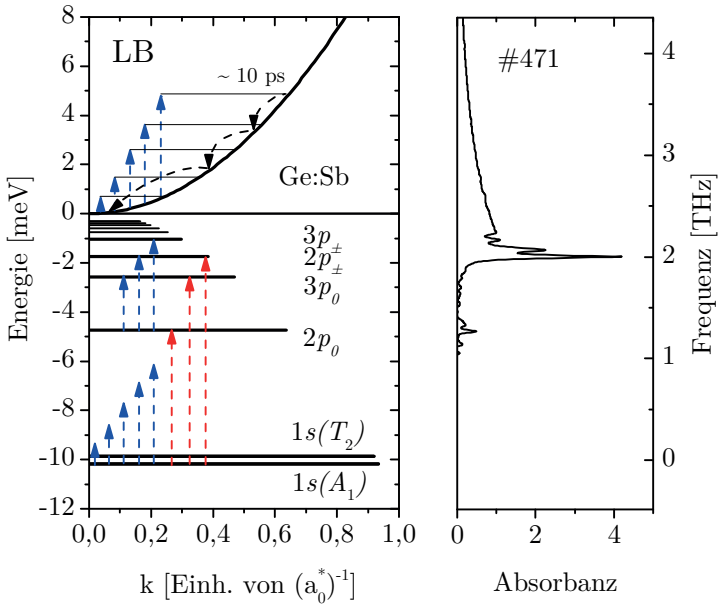


Abbildung 7.4: Energieniveauschema von niedrig dotiertem n-Ge mit diskreten Energieniveaus der Sb Donatoren (Probe #471). Die pumpinduzierte Anregung existiert im Bereich der kohärent abgestrahlten Photonenenergien (0,1 THz bis 1 THz, blau) nahezu ausschließlich im Leitungsband (LB).

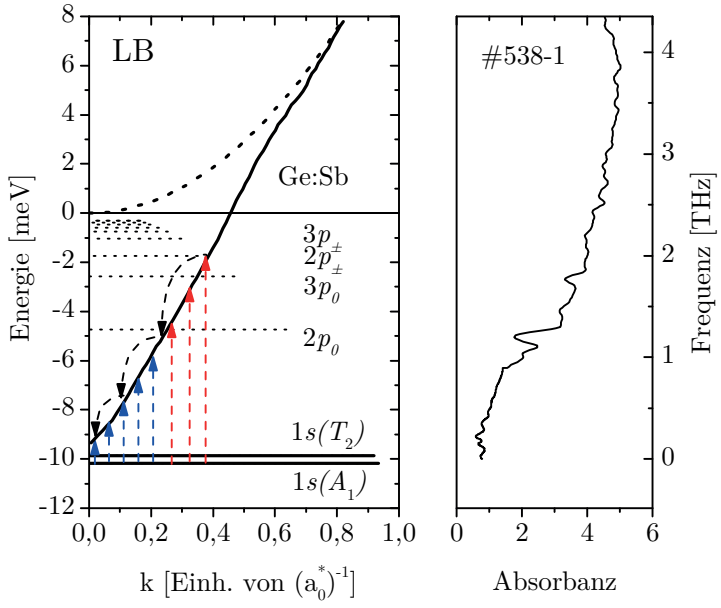


Abbildung 7.5: Energieniveauschema von hochdotiertem und hochkompensiertem n-Ge (Probe #538-1). Durch Konzentrationsverbreiterung werden die Übergänge quasikontinuierlich, schematisch angedeutet durch die schwarze Line, sodass Absorptionen der Synchrotronstrahlung aus dem Grundzustand möglich ist.

diesem Fall können bis zu 100 % der im Grundzustand lokalisierten Elektronen angeregt werden.

7.4 Experiment

Die Lebensdauern bei photoinduzierter Anregung von Intrazenterübergängen freier Ladungsträger in Halbleitern reicht über einen weiten Zeitbereich von wenigen ps (typisch 10 ps) bis zu etwa 200 ps [11, 127]. Unter optimalen Vorraussetzungen sind daher möglichst kurze Pulse zu bevorzugen, um eine maximale zeitliche Auflösung zu erreichen. Da an der MLS unter der Verwendung der low-α Optik kurze Pulse im einstelligen ps-Bereich mit gleichzeitig hohem Photonenfluss durch kohärente Emission erreicht werden können, wurde diese Optik für die Pump-Probe-Messung bevorzugt.

Die Messung erfolgte wie in in Abbildung 6.1 dargestellt. Der Strahlverlauf der THz-Pulse vom Austritt aus dem THz-Strahlrohr über den MPI Messaufbau durch das FTS bis hin zum Detektor ist in dunkelgrau dargestellt. Das MPI teilt den THz-Strahl in einen Pump- und einen Probe-Strahl auf, wobei der Probe-Strahl zeitlich konstant gehalten wurde (D1) und der Pump-Strahl zeitlich verzögert werden konnte. Der Durchfluss-Kryostat mit der Probe ist bei S positioniert. Der Fokus wurde zentral auf die Probe justiert. Da das THz-Strahlrohr geringe Anteile an sichtbarem roten Licht emittiert, konnte die Justage ohne den Justagelaser erfolgen. Die sichtbaren Anteile der Pump- bzw. Probe-Strahlung erschienen bei der Verwendung des Gitterstrahlteilers im Fokus als schmale Streifen mit ca. 0,5 mm Streifenbreite, wobei die Pumpstrahlung gegenüber der

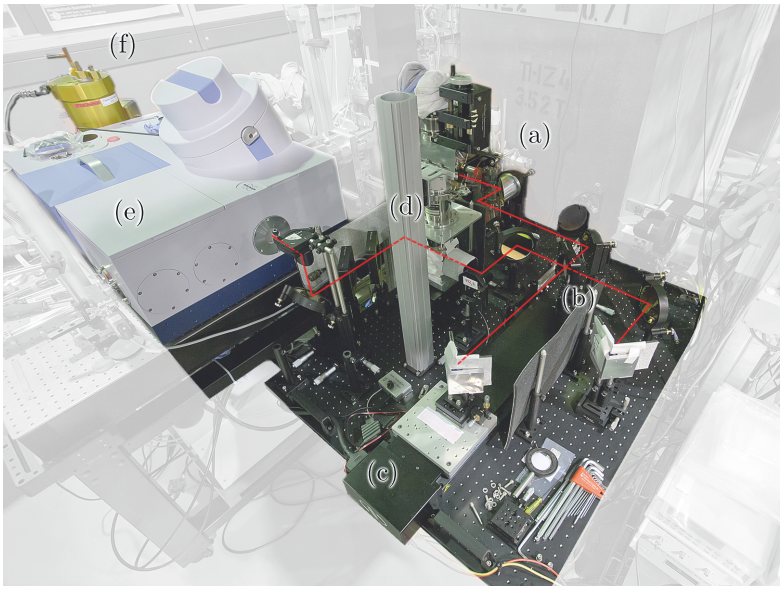
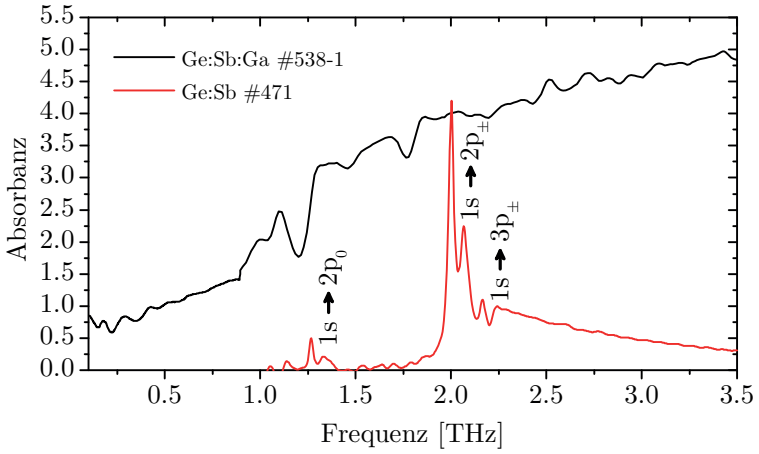


Abbildung 7.6: Messaufbau am THz-Strahlrohr der MLS mit angedeutetem Strahlverlauf in rot. (a) Strahlrohrausgang mittig hinter den Aufbauten, (b) Strahlteiler, (c) Verzögerungsstrecke, (d) Kryostat mit Probe, (e) FTIR Spektrometer, (f) Si-Bolometer.



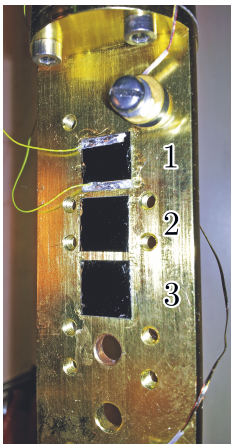


Abbildung 7.7: Links: Absorptionsspektrum der hochdotierten und hochkompensierten Ge:Ga:Sb #538-1 Probe (schwarz) und einer niedrig dotierten und niedrigkompensierten Probe (rot). Das Spektrum der Probe #538-1 zeigt aufgrund der hohen Dotierung keine diskreten Linien. Rechts: Probenhalter mit Probe #538-1 an unterster Position (3).

Horizontalen um 45° gedreht war, die Probe-Strahlung um −45°. Im Schnittpunkt beider Streifen lag der Strahlfokus. Das Gitter G2 wurde zum Blocken der Pump-Strahlung verwendet, wobei dieses nicht wie in der Abbildung in 0° bzw. 90° Stellung verwendet wurde, wie es für die AK-Messungen notwendig war, sondern unter 45° in Projektion zur Strahlrichtung. Dadurch war gewährleistet, das ausschließlich der Probe-Anteil der Strahlung zum FTS gelangen konnte.

Die Messung wurde mit einer Ortsauflösung der Verzögerungsstrecke von 0,3 mm (Zeitauflösung von 2 ps) durchgeführt. Der gesamte Verzögerungsbereich betrug 12 mm, was einem Zeitbereich von etwa 80 ps entspricht. Um genügend Basislinie vor dem Nulldurchgang zu gewährleisten, wurde die Messung bei −18 ps gestartet. Als FTS Strahlteiler wurde 50 µm Mylar verwendet, da dieser den Spektralbereich der kohärenten Synchrotronstrahlung optimal abdeckt. Wegen des sehr geringen Messsignals wurden 512 Einzelscans pro Spektrum bei einer spektralen Auflösung von 30 GHz (1 cm^{-1}) gemittelt. Die Messdauer für ein Spektrum lag bei 388 Sekunden, sodass sich für die 41 Spektren eine Gesamtmessdauer von 4 Stunden und 25 Minuten ergab.

In Abbildung 7.6 ist eine Aufnahme des Aufbaus am THz-Strahlrohr zu sehen. Der MPI Messaufbau ist vorn rechts auf einer schwarzen Optikplatte mit 120 cm Länge und 90 cm Breite verbaut, im Bild links oben ist das Bruker FTIR Spektrometer (weiß-blau) und das damit zumeist verwendete Si-Bolometer (goldfarben) zu erkennen. Da die Probe im Kryostaten während der Messung mit flüssigem Helium gekühlt wurde (Probentemperatur ca. 5 K), erkaltete auch das Äußere des Kryostaten, sodass es zu Wasserkondensationen an den Fenstern kommen konnte. Um Kondensation von Wasser und dadurch bedingte Absorptionen zu vermeiden, wurden das Ein- und Austrittsfenster des Kryostaten durch zwei separate Lüfter beschlagfrei gehalten.

Die verwendete Probe (Ge:Sb:Ga #538-1) stellt eine von vier Proben dar, welche

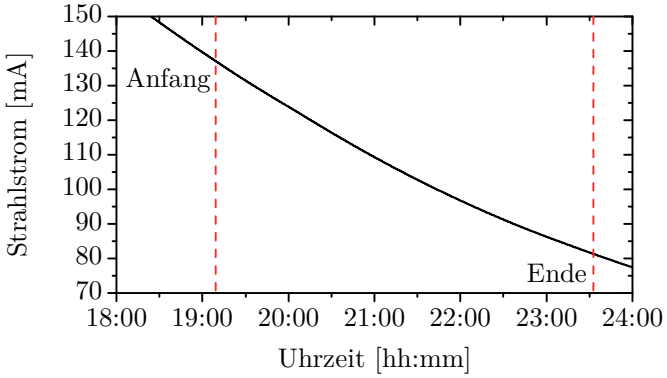


Abbildung 7.8: Ringstromverlauf während der Pump-Probe Messung. Der Strom fällt von anfangs 137,2 mA auf 80,7 mA ab.

aus einem Kristall entnommen wurden. Dieser wurde nach der Czochralski Methode gewachsen, wobei die zur Dotierung verwendeten Materialien (Sb und Ga) direkt der Schmelze zugefügt wurden. Aufgrund der Verarmung des Dotiermaterials während des Kristallwachstums, und durch die unterschiedliche Verteilungskoeffizienten von Sb und Ga erfährt der Kristall eine Verringerung der Dotierung und eine Änderung der kompensierten Nettokonzentration $|N_{Sb} - N_{Ga}|$ entlang der Wachstumsrichtung. Aus dem Kristall wurden Proben der Größen $10 \times 10 \times 0{,}5\,\mathrm{mm}^3$ gewonnen, wobei Vorder- und Rückseite um einen Winkel von 0,5° gekeilt und optisch poliert wurden. Die hier verwendete Probe Ge:Sb:Ga #538-1 besitzt folgende Parameter: $N_{Ga} = 2{,}9 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_{Sb} = 3{,}3 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, Kompensation=87,9 %, $|N_{Ga} - N_{Sb}| = 4 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (n).

Ein Transmissionsspektrum der Probe wurde bei einer Temperatur von 6 K mit einem FTS unter Ausnutzung von kohärenter Synchrotronstrahlung im Frequenzbereich unterhalb von 0,9 THz und unter Verwendung einer Ferninfrarotquelle (Globar) bei höheren Frequenzen aufgenommen. Abbildung 7.7 zeigt die Absorbanz der verwendeten Probe (schwarz) gegenüber einer Vergleichsprobe mit geringer Dotierung und geringer Kompensation (rot). Die Vergleichsprobe Ge:Sb #471 besitzt eine Kompensation von unter 1 %, die durch Verunreinigungen im Ge-Ausgangsmaterial verursacht wird. Der Frequenzbereich von 0,1 THz bis 0,9 THz stellt eine Kombination von drei Einzelmessungen mit unterschiedlichen Strahlteilern (125 µm, 50 µm und 6 µm) dar. Das Spektrum der Probe #538-1 ist wegen der hohen Dotierung sehr breit und zeigt keine Absorptionslinien von Intrazenterübergängen, wie es bei der dargestellten leicht dortierten Probe der Fall ist.

7.5 Ergebnisse

Das frequenzaufgelöste Pump-Probe Signal der Probe #538-1, welches durch Aufreihen der gemessenen Spektren entsteht, ist in Abbildung 7.9 farbkodiert dargestellt. Die Darstellung zeigt den spektralen Intensitätsverlauf zwischen 0,14 THz und 1 THz über die Verschiebung der Pump-Pulse gegenüber den Probe-Pulsen im Zeitbereich zwischen −18 ps und 63 ps. Unterhalb von 0,15 THz und oberhalb von 0,95 THz fällt die spektrale

Intensität auf Null ab. Dem Messsignal ist gleichzeitig das AK-Signal der Pump- und Probe-Pulse überlagert, welches in der gezeigten Darstellung korrigiert wurde. Der spektrale Intensitätsverlust, welcher durch den Stromabfall innerhalb der Messzeit zustande kommt, wurde durch eine lineare Anpassung auf den zu Beginn der Messung vorliegenden Ringstrom ausgeglichen. Dabei wurde jedes Spektrum S durch den zum entsprechenden Zeitpunkt der Spektrenaufnahme vorliegenden Strahlstrom I_S dividiert und mit dem Ringstrom zu Beginn der Messserie I_Start multipliziert ($S_\mathrm{korr.} = S I_\mathrm{Start} I_\mathrm{S}^{-1}$). Diese Korrektur gleicht prinzipiell nicht die unterschiedlichen Intensitätsverluste von kohärenter und inkohärenter Strahlung aus (siehe Gleichung 2.19), jedoch verhält sich der emittierte kohärente Spektralanteil im verwendeten Hochstrombereich (MLS: oberhalb von 15 mA Strahlstrom) ähnlich linear zum Strahlstrom wie der inkohärente Spektralanteil [9].

Rechts ist das Spektrum bei einer zeitlichen Verzögerung von −18 ps dargestellt. Es zeigt den Intensitätsverlauf der kohärenten Synchrotronstrahlung, abgeschwächt durch die Absorptionen der Probe und durch atmosphärischen Wasserdampf. Dieses Spektrum wurde anschließend als Referenzspektrum $T_\mathrm{Ref.}$ zur Berechnung der relativen Transmittanzänderung des Pump-Probe Signals verwendet. Ein Querschnitt über den

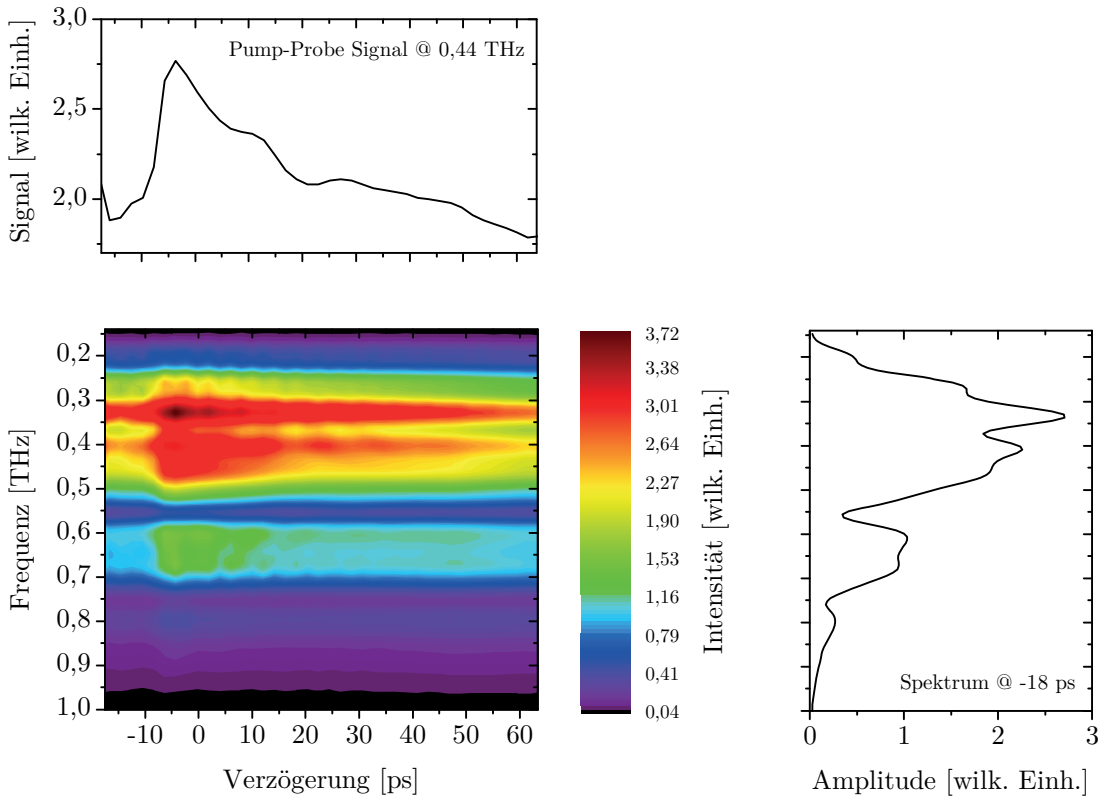


Abbildung 7.9: Pump-Probe Signal der Einkanalspektren nach Korrektur der AK-Anteile. Zur besseren Strukturauflösung ist die Kontur linear interpoliert worden. Rechts ist das Frequenzspektrum bei −18 ps Verzögerung gezeigt, welches als Referenzspektrum verwendet wurde. Oben ist der Verlauf des Pump-Probe Signals bei 0,44 THz dargestellt.

zeitlichen Verlauf des Pump-Probe Signals bei 0,44 THz ist oben dargestellt. Im Bereich von −5 ps steigt die gemessene Intensität aufgrund einer Transmissionserhöhung plötzlich stark an und fällt anschließend mit steigender Zeitverschiebung wieder langsam ab.

Die relative Änderung der Transmission des Pump-Probe Signals, welche sich durch die Berechnung von $\Delta T/T_{\text{Ref.}}$ nach Gleichung 7.1 ergibt, ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Wie zuvor erwähnt, ist dem Pump-Probe Signal das AK-Signal aufgeprägt, welches sich durch die Überlagerung der Pump- und Probe-Pulse ergibt. Dies ist vergleichbar zu bekannten inkohärenten Effekten, welche durch die Faltung von Intensitäts-AK und Systemantwort bei Pump-Probe Messungen in einer Probe entstehen können [128, 129]. Zur Korrektur kann hier entweder eine Leerkanalmessung ohne Probe unter identischen Messvorraussetzungen (Synchrotron Einstellung, Messaufbau, Auflösungen FTS und Verzögerungsstrecke) genutzt werden, oder das AK-Signal wird rekonstruiert, wie es im Abschnitt 6.3 bereits gezeigt wurde. Die der Leerkanalmessung aufgeprägte AK, bzw. die Rekonstruktion der AK, wird anschließend von den Messdaten subtrahiert. Für die hier gezeigten Daten wurde die Rekonstruktion zur Korrektur verwendet. Details der Korrektur werden im Anhang im Einzelnen beschrieben. In den gezeigten Daten entfernt die Korrektur einen Großteil der AK, jedoch sind partiell Reste des AK-Signals vorhanden. Deutlich sichtbar ist dies im Frequenzbereich zwischen 0,6 THz und 0,9 THz innerhalb des Zeitbereichs zwischen 5 ps und 40 ps Verschiebung.

Abbildung 7.11 zeigt einen Ausschnitt des Pump-Probe Signals bei einer Frequenz von 0,44 THz. Die Messdaten (schwarz) wurden durch eine Fit-Prozedur nach Gleichung 7.2

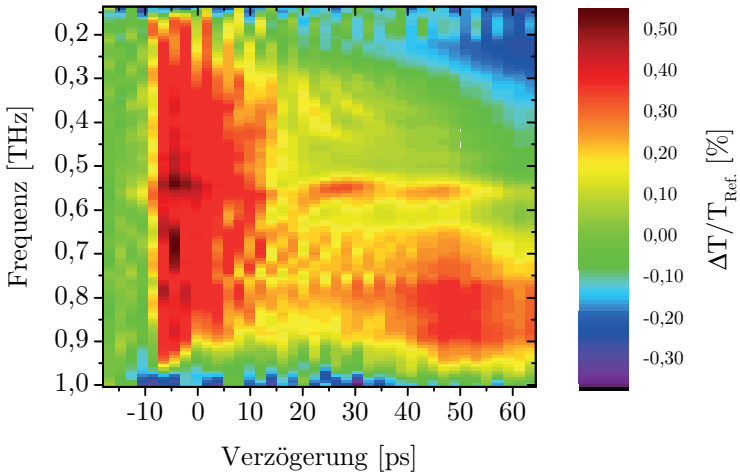


Abbildung 7.10: Pump-Probe Signal $\Delta T/T_{Ref.}$ an Ge:Sb:Ga #538-1. Das Pump-Probe Signal zeigt die Änderung der Transmittanz gegenüber dem Referenzspektrum über eine zeitliche Verzögerung von −18 ps bis 63 ps. Kurz vor dem Nulldurchgang bei 0 ps Verzögerung steigt die Transmittanz der Probe an und klingt bei größeren zeitlichen Verzögerungen entsprechend der Lebensdauer ab. Die AK-Anteile lassen sich gut, jedoch nicht vollständig entfernen, da spektrale Intensitätsverluste durch den Stromabfall in der Korrektur nicht berücksichtigt wurden.

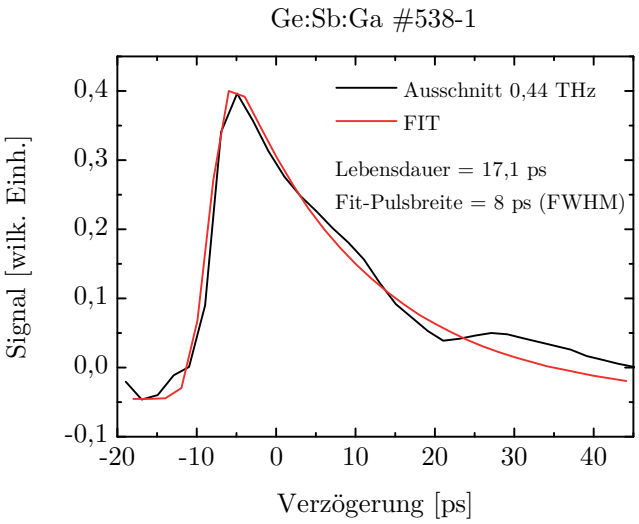


Abbildung 7.11: Pump-Probe Signal bei einer Frequenz von 0,44 THz mit Fit. Der Fit ergibt eine FWHM Pulsbreite von 8 ps, welche mit dem Relaxationsprozess gefaltet ist. Der Relaxationsprozess hat eine Zeitkonstante τ_r von 17 ps.

angepasst (rot). Die Fitfunktion $S(t)$ ist gegeben als Faltung einer Gaußfunktion, welche die Form des THz-Pulses beschreibt, und einer Exponentialfunktion sowie einem Skalierungsfaktor a, welcher die Absorption in der Probe beschreibt:

$$S(t) = a\,\mathrm{e}^{\left[2\ln 2(t-t_0)^2/\Delta t^2\right]} * \mathrm{e}^{-1/\tau_r}\,. \tag{7.2}$$

Die Halbwertsbreite der Pulse ist durch Δt gegeben , t_0 entspricht dem Nulldurchgang bei dem der zeitliche Überlapp zwischen Pump und Probe maximal ist und τ_r entspricht der Relaxationszeitkonstante des Prozesses [84].

Durch die eingebrachte Pumpleistung erfährt die Probe eine Änderung der Transmission in der Größenordnung von 0,4 %. Die Photonenflussdichte ϕ_{MLS} in der Probe lässt sich nach folgender Gleichung berechnen:

$$\phi_{MLS} = \frac{0.85\overline{E}_{Pump}(1-R_F)(1-R_{Ge})}{\tau A\overline{E}_{Photon}}. \tag{7.3}$$

Sie ist gegeben durch die eingebrachte Pulsenergie ($\overline{E}_{Pump} = 0{,}7\,\mathrm{pJ}$), die Fläche ($A = 0{,}25\,\mathrm{mm}^2$), die Pulsdauer ($\tau = 10\,\mathrm{ps}$) und die mittlere Photonenenergie ($\overline{E}_{\mathrm{Photon}} = hf \approx 3{,}3\times10^{-22}\,\mathrm{J}$, $f = 0{,}5\,\mathrm{THz}$). Reflektionsverluste an dem Eingangsfenster des Kryostaten ($R_F = 0{,}1$), an der Probenoberfläche ($R_{Ge} = 0{,}36$) und die Leistung im Fokus (85 % der Fernfeldleistung eines Gaußstrahls) wurden dabei berücksichtigt [130]. Es ergibt sich eine Photonenflussdichte von $\phi_{\mathrm{MLS}} \approx 5{,}3\times10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Zum Vergleich wurden an FELBE unter Verwendung der gleichen Probe bei einer Frequenz von 2,85 THz Modulationen der Transmission an diskreten Übergängen zwischen 1 % bis 16 % bei entsprechenden Photonenflussdichten ϕ_{FELBE} von $0{,}8\times10^{25}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ bis $71\times10^{25}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$

gemessen [131]. Die Flussdichten am FELBE lagen dabei drei Größenordnungen über denen der MLS.

Die Messung zeigt, dass innerhalb des Anregungsbereichs eine Modulation der Absorption möglich ist. Als charakteristische Zeitkonstante wurde $\tau_r = 17\,\mathrm{ps}$ bestimmt. Da dies der Pulsdauer der Anregung entspricht (siehe Abbildung 6.10), muss der Relaxationsprozess schneller ablaufen. Messungen derselben Probe am FEL zeigen Rekombinationszeiten von 100 ps bis 200 ps [84]. Eine genaue Interpretation der physikalischen Prozesse der Modulation bzw. der Relaxation kann im Rahmen der Arbeit nicht erbracht werden. Eventuell sind ausschließlich Freie-Elektronen-Absorptionen im Kontinuum mit Relaxationsprozessen im einstelligen ps Bereich verantwortlich. Vergleicht man die Absorptionsmodulation mit der rekonstruierten Pulsform aus Abbildung 5.18, so zeigt sich, dass die Form und die zeitliche Ausdehnung ähnlich ausgeprägt sind. Pump-Probe Signale durch Kohärenzartefakte, Spektralartefakte oder auch Zwei-Photonen Absorption wurden auch bereits in der Literatur gezeigt, sind jedoch ebenso schwer zu interpretieren [132, 133]. Für ein volles Verständnis des Pump-Probe Signals sind ausführlichere Messungen sowie Theorien notwendig.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Interferometer nach dem Martin-Puplett-Prinzip am THz-Strahlrohr der MLS in Berlin Adlershof zur Untersuchung von Strahlungseigenschaften, als auch für Machbarkeitstudien von Materialuntersuchungen im Pump-Probe Verfahren, aufgebaut. Die Charakterisierung der Strahlprofile der aus dem Strahlrohr ausgekoppelten Synchrotronstrahlung definierten die Basis für die Abmessungen der optischen Elemente des Interferometers. Mit einem maßgefertigten 90° Off-Axis Parabolspiegel wurde die Strahlung bei einem Querschnitt von 30 mm kollimiert. Als Spiegelelemente wurden, mit Ausnahme von zwei 2 Zoll Offaxis Spiegeln zur Fokussierung auf die Probenposition, ausschließlich 4 Zoll Spiegel verwendet, um die transmittierte Leistung nicht durch Ausblenden zu limitieren. Die Justage des gesamten Aufbaus erfolgte nach kollinearer Überlagerung eines Justagelasers mit dem THz-Strahl ausschließlich mit dem Laser und einem speziell gefertigten Mylar Strahlteiler, welcher zur Justage den Gitter-Strahlteiler ersetzte. Um Korrelationsuntersuchungen von aufeinander folgenden Pulsen mit einem Zeitabstand von 2 ns zu ermöglichen, wurde eine Verzögerungsstrecke mit einer maximalen optischen Verschiebung von 40 cm (Zeitverschiebung 2,67 ns) verwendet. Für breitbandige und gefilterte Messungen konnten Detektoren innerhalb des Aufbaus untergebracht werden. Um die Messung von Transmissionsspektren durch den Aufbau und durch Probenmaterialien zu ermöglichen, wurde der THz-Strahl in ein Brucker Vertex 80v FTS geleitet.

Der erste Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung des zeitlichen Jitters der THz-Pulse aus direkten Messung der Strahlung nach Austritt aus dem Strahlrohr. Mit einem Detektor aus hochtemperatursupraleitendem YBCO wurden die detektierten Pulse im Samplingverfahren über ein 50 GHz Samplingoszilloskop ausgelesen. Der Jitter wurde aus der zeitlichen Verschmierung der Anstiegsflanke der Detektorantwort extrahiert. Verbreiterungsmechanismen, welche durch die Samplingauslese der Detektorantworten, das Bursting der Bunche, als auch durch Rauschen entstehen, wurden durch Simulationen korrigiert. Für die 5 kHz low-α Optik wurde ein Jitter von 7,5 ps FWHM für Bunchströme im Bereich von 12 µA bis 250 µA gefunden. Mit einer optimierten 3 kHz low-α Optik reduzierte sich der Jitter auf 4,7 ps FWHM und blieb über einen großen Bunchstrombereich von 50 µA bis 1,2 mA nahezu konstant.

Das darauffolgende Kapitel verwendet den Interferometeraufbau für Korrelationsmessungen mit unterschiedlichen Detektoren. Als erstes wurden Bunchlängen durch die Rekonstruktion des Feldverlaufs der THz-Pulse bestimmt und mit Messungen einer Streak-Kamera verglichen. Zur Detektion der Strahlung wurden eine Schottky-Diode bzw. ein YBCO-Detektor verwendet. Die bestimmten THz-Pulslängen im Bunchstrombereich von 92 µA bis 2,3 mA zeigen systematische Abweichungen gegenüber den im Sichtbaren bestimmten Pulslängen der Streak-Kamera, mit 2 ps bis 7 ps längeren Pulsen. Ursachen

dafür sind das Bursting der Bunche, als auch das Wake-Field der kohärenten Emission.

Als nächstes wurden präzise Messungen von zwei longitudinal getrennten α-Buckets mit unterschiedlichen zeitlichen Abständen unter der Verwendung von zwei Golay-Zellen vorgestellt. Artefakte im Äußeren Bereich der Interferogramme deuten auch hier auf das Vorhandensein eines Wake-Fields hin.

Die Dichteverteilung der Elektronen im Bunch unter kohärenter Emission wurde aus Messungen der Pulsspektren mit zwei Golay-Zellen rekonstruiert. Dabei zeigte sich eine nach vorn geneigte Verteilung, wie sie durch den Einfluss der CSR entsteht und in der Literatur bereits an unterschiedlichen Maschinen nachgewiesen wurde [105].

Im Abschluss des Kapitels wurde die Bunchlänge in bestimmten Frequenzbereichen unter Verwendung einer Schottky-Diode und ausgewählten Bandpassfiltern ermittelt. Es wurde gezeigt, dass die THz-Pulse bei tiefen Frequenzen mit 25 ps deutlich breiter sind, als bei hohen Frequenzen mit 13 ps.

Für spektral aufgelöste Messungen der AK der THz-Pulse, als auch für Messungen der KK aufeinander folgender Pulse, wurde der zuvor verwendete Interferometeraufbau durch die Ankopplung an ein FTS erweitert. Unter der Verwendung der kohärenten Strahloptik, als auch der inkohärenten Strahloptik, wurden bei hohen und sehr niedrigen Bunchströmen (1,8 mA bzw. 7,5 µA) Aufnahmen der AK, als auch der KK, durchgeführt. Unter kohärenter Optik konnten sowohl die AK, als auch die KK gemessen werden, was unter inkohärenter Optik nur mit der AK gelang. Das sich im Inkohärenten keine messbare KK ergibt ist dem Puls-Jitter geschuldet, durch welchen Interferenzen oberhalb von 0,3 THz und damit innerhalb des Messbereichs von 0,5 THz bis 3 THz ausschmieren. Die jitterbestimmte Grenzfrequenz für dieses Ausschmieren konnte durch die Anpassung von Simulationen der KK an die Messergebnisse ermittelt werden. Der Pulsjitter wurde zu 1,6 ps FWHM bestimmt und ist damit um einen Faktor 3 kleiner als der zu 4,7 ps FWHM minimal bestimmte Jitter der direkten Messungen der Einzelpulse.

Als abschließendes Kapitel folgte die Durchführung eines breitbandigen Pump-Probe Experiments durch Verwendung von kohärenter Synchrotronstrahlung für Pump und Probe. Es wurde eine hochdotierte und hochkompensierte Ge-Probe untersucht an der sich wegen der hohen Dotierkonzentration ein Störstellenband ausbildet, sodass keine diskreten Übergänge im Spektrum sichtbar sind (Abbildung 7.7). Dadurch konnte die Intrabandladungsträgerdynamik innerhalb des Energiebereichs der kohärenten Synchrotronstrahlung erfasst werden. Die Probe wurde in einem Helium Durchfluss-Kryostaten untergebracht und auf 5 K gekühlt, als Detektor wurde ein heliumgekühltes Si-Bolometer verwendet. Die Messung wurde mit einer Frequenzauflösung von 30 GHz und eine Zeitauflösung von 2 ps innerhalb einer Gesamtverzögerung von 80 ps durchgeführt. Aufgrund der sehr hohen Absorption der Probe wurden jeweils 512 Einzelspektren zu einem gemittelt. Innerhalb eines Frequenzbereichs von 0,15 THz bis 0,95 THz konnte eine pumpinduzierte Transmissionsänderung gemessen werden. Die relative Transmissionsmodulation besitzt ein Maximum von 0,5 % über den gesamten messbaren Spektralbereich. Für den Relaxationsprozesses konnte eine Relaxationszeitkonstante $\tau_r = 17$ ps bestimmt werden. Dies entsprach der FWHM Länge der THz-Pulse, sodass der Relaxationsprozess auf einer Zeitskala $\tau < 10$ ps ablaufen muss.

Weiterführende Untersuchungen der Pulsverbreiterung, insbesondere durch die Verwen-

dung unterschiedlicher Strahloptiken, können Aufschluss über die genauen Verbreiterungsmechanismen aufzeigen. Ebenso sind Untersuchungen des unter kohärenter Emission erzeugten Wake-Fields interessant. Zur Beseitigung von atmosphärischen Absorptionen sind Verbesserungsmöglichkeiten des Aufbaus durch Einhausung und Spülung mit Stickstoff zu erzielen.

Desweiteren bietet das hier vorgestellte Pump-Probe System Möglichkeiten zur Untersuchung von Materialien wie z.B. Graphen. Dieser Werkstoff bildet ein ideales Modellsystem zum Verständnis von Elektron-Elektron und Elektron-Phonon Wechselwirkungen aufgrund der fehlenden Bandlücke und der damit verbundenen breitbandigen Absorption. Durch die Verwendung von Synchrotronstrahlung als breitbandige Quelle bieten sich Möglichkeiten zur Frequenzselektion der Pump- und/oder Probestrahlung, die bisherige Einfarb- und Zweifarb-Pump-Probe Experimente übersteigen [134, 135, 136, 137].

A Anhang

A.1 Korrektur der Pump-Probe Daten

Um das AK-Signal der im Kapitel 7 gezeigten Pump-Probe Messung zu entfernen, wurden Simulationsdaten verwendet. Das AK-Signal wurde anhand der Messparameter nach der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Methode konstruiert und mit den Frequenz- und Zeitauflösung der Messdaten angepasst. Die Pulsform wurde gaußförmig angenommen, wobei die Anpassung eine Pulsbreite von 23 ps FWHM ($\sigma_{\mathrm{Puls}} \approx 10$ ps) ergab. Für die verwendete Ortsauflösung der Verzögerungsstrecke von 0,3 mm (entspricht einer Zeitauflösung von 2 ps) ergibt sich eine Unterabtastung des Frequenzbereichs, die durch das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem gemäß $f_{max} = 1/2\Delta s$ vorgegeben ist. Die maximal auflösbare Ortsfrequenz ist für die verwendete Ortsauflösung auf 0,5 THz begrenzt. Das sichtbare Moiré-Musters entsteht durch die Überlagerung des regelmäßigen Abtastrasters und des eigentlichen AK-Musters.

Zur Korrektur der relativen Transmittanzänderung des Pump-Probe Signals wurde das simulierte AK-Muster mit dem Referenzspektrum multipliziert. Dies ist notwendig, da die Amplitude des gemessenen AK-Signals direkt proportional zur gemessenen Amplitude des Spektrums ist, die rekonstruierte AK jedoch eine konstante Amplitude über alle Frequenzen besitzt.

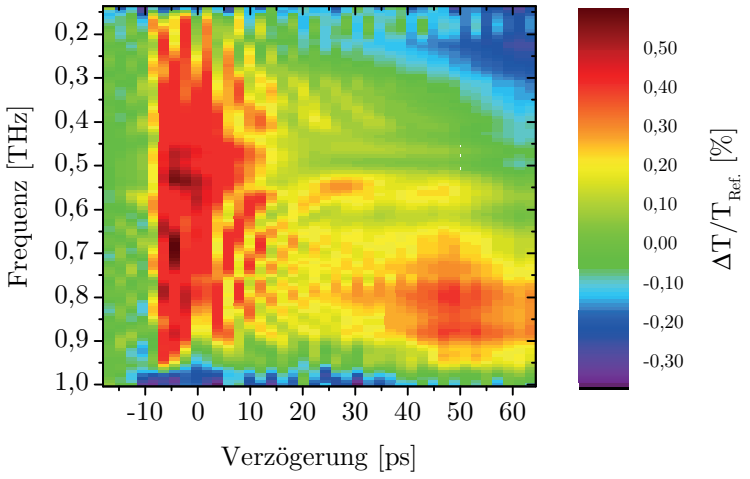


Abbildung A.1: Unkorrigiertes Pump-Probe Signal $\Delta T/T_{Ref.}$ an Ge:Sb:Ga #538-1. Dem Signal überlagert erkennt man die AK der beiden Pulse.

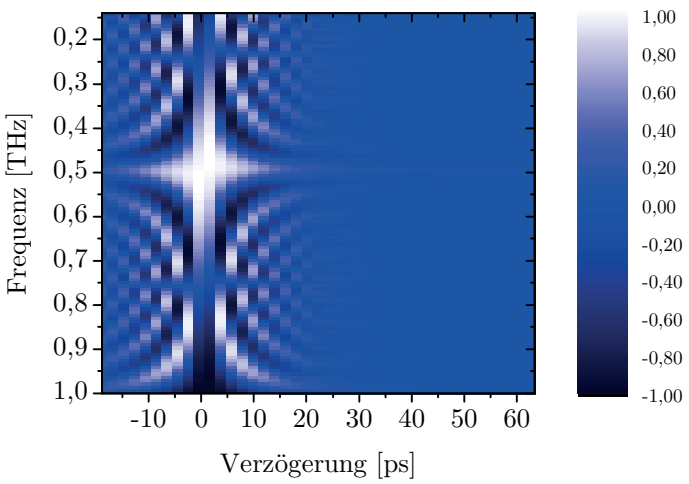


Abbildung A.2: Simuliertes AK-Signal zur Korrektur des Pump-Probe Signals aus Abbildung A.1. Wegen der geringen Zeitauflösung kommt es zur Unterabtastung des AK-Signals, wodurch ein Aliasing-Effekt auftritt (Moiré-Effekt).

A.2 Programme

Nachfolgend sind die Block-Diagramme der wichtigsten LabVIEW-Programme zur Aufnahme der Messdaten, sowie zur Datenverarbeitung gezeigt.

Abbildung A.3: Berechnung der Ladungsverteilung aus dem gemessenen Spektrum der Golay-Zellen. Die Unterprogramme zur Berechnung der Ladungsverteilung, sowie zur Berechnung der minimalen Phase sind ebenso gezeigt.

Abbildung A.4: Programm zur Simulation der AK von zwei Einzelpulsen bzw. von zwei α-Buckets.

Abbildung A.5: Berechnung der frequenzaufgelösten AK bzw. KK durch Aneinanderreihung der einzelnen Kosinus-Fourierterme. Um die KK zwischen ungleichen Pulsen zu berechnen, wurde ein gaußverteilter zeitlicher Jitter integriert.

Abbildung A.6: Messprogramm zur Steuerung der Verzögerungsstrecke und Steuerung der Bruker Software OPUS zur Messung der Spektren mit dem Brucker Vertex 80V FTS. Die Spektrenaufnahme erfolgt im Step-Scan Modus jeweils nach Verfahren der Verzögerungsstrecke.

Abbildung A.7: Programm zur Auswertung der frequenzaufgelösten AK/KK und Pump-Probe Daten. Der Angleich der Signalpegel bei jeweils unter 0° und 90° Analysatorstellung gemessenen AK/KK, als auch die Stromkorrektur der Spektren und die in Kapitel 7 beschriebene Entfernung des AK-Signals aus Pump-Probe Daten.

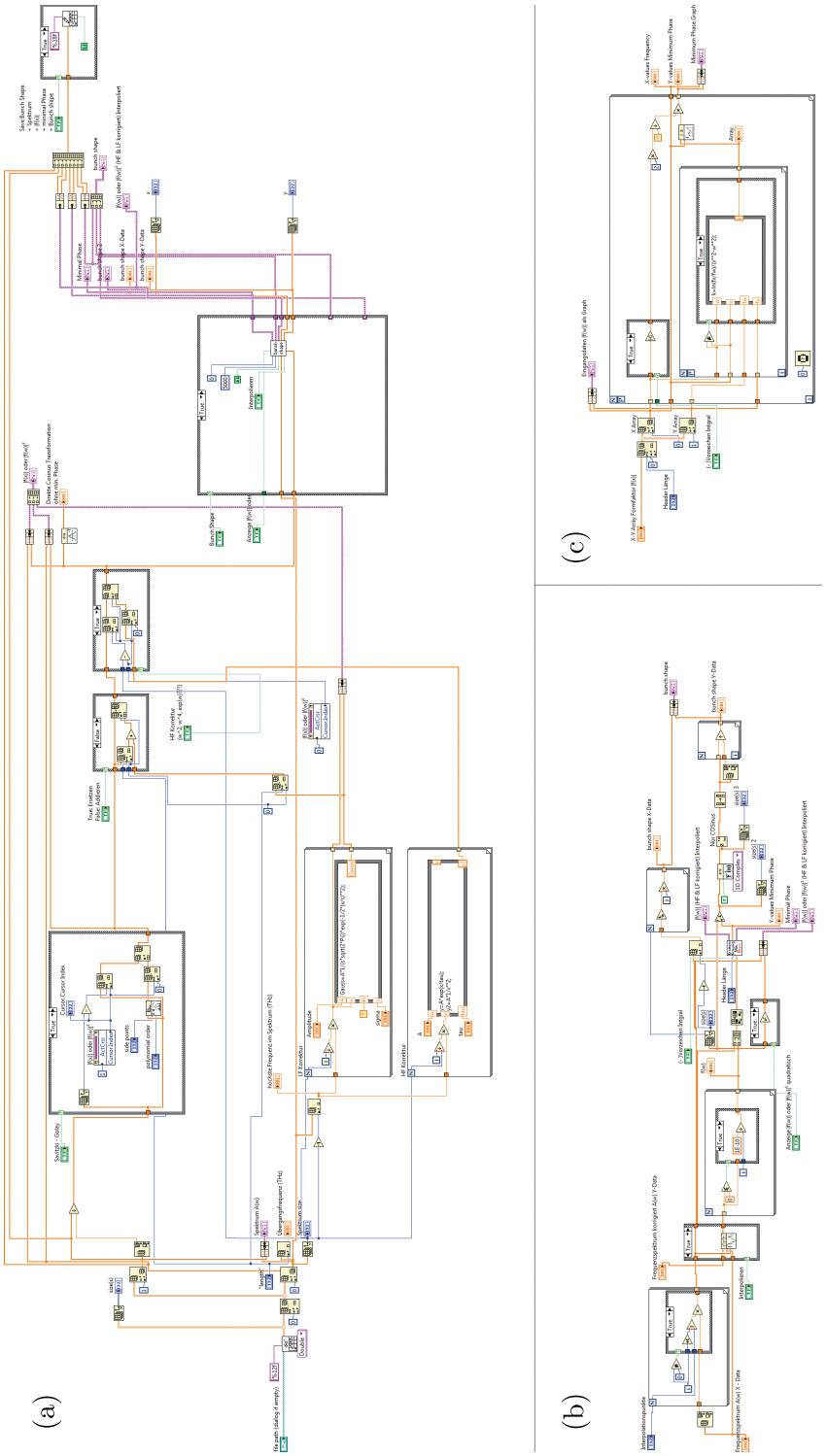


Abbildung A.3: Hauptprogramm mit Spektren-Import und spektraler Korrektur (a), Unterprogramm zur Berechnung der Ladungsverteilung (b) und der minimalen Phase (c).

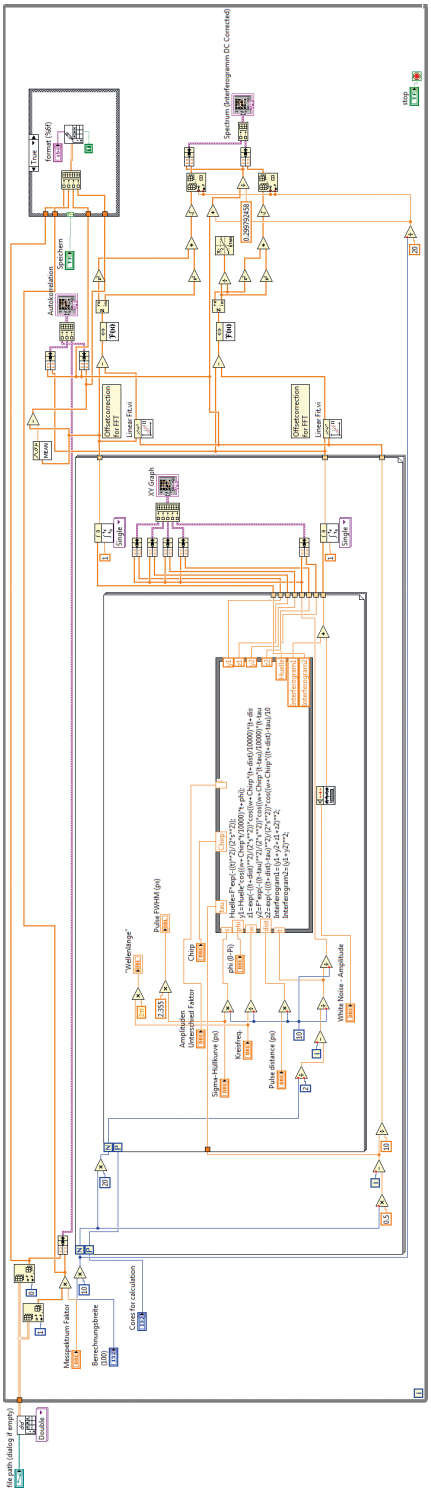


Abbildung A.4: Berechnung der Überlagerung von Einzelpulsen oder zwei α-Buckets.

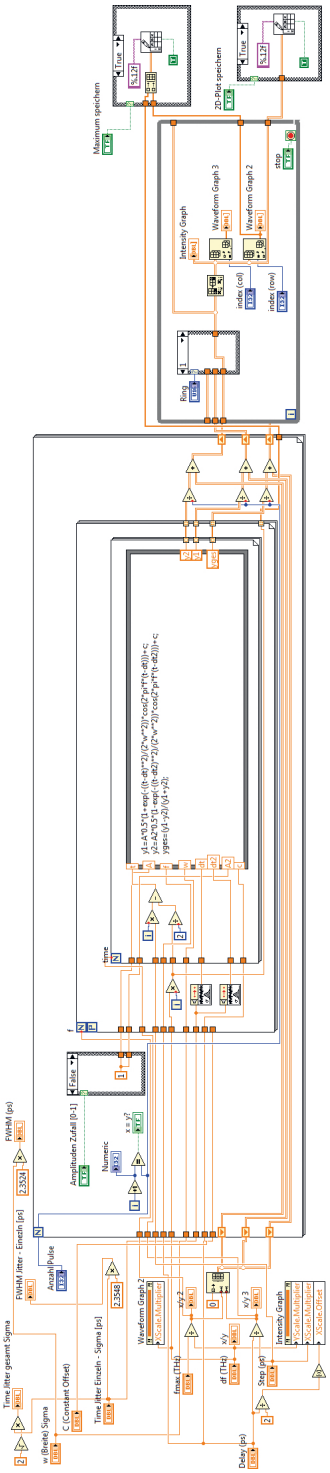


Abbildung A.5: Berechnung der frequenzaufgelösten AK/KK mit Simulation des zeitlichen Jitters zwischen den Pulsen.

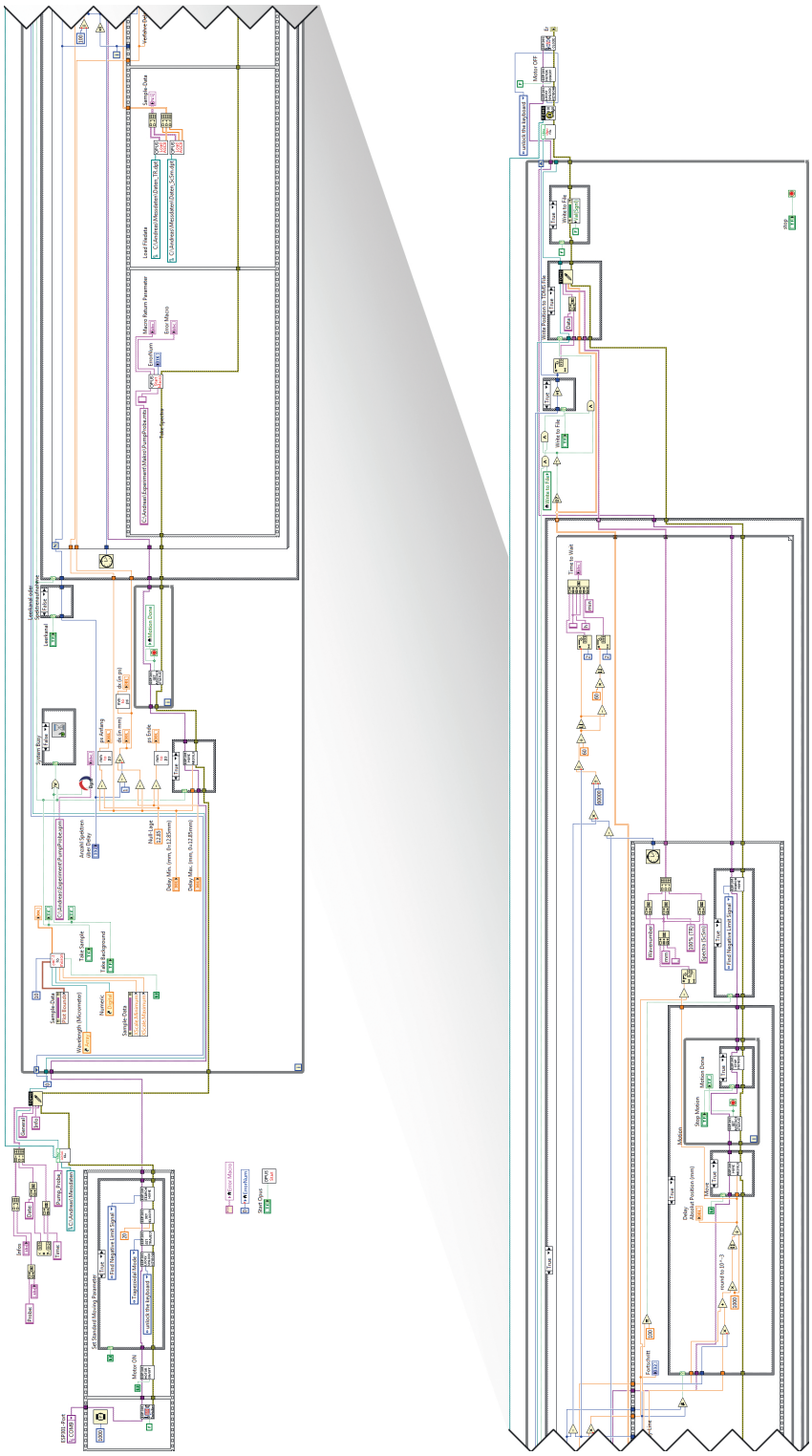


Abbildung A.6: Messung der frequenzaufgelösten AK/KK.

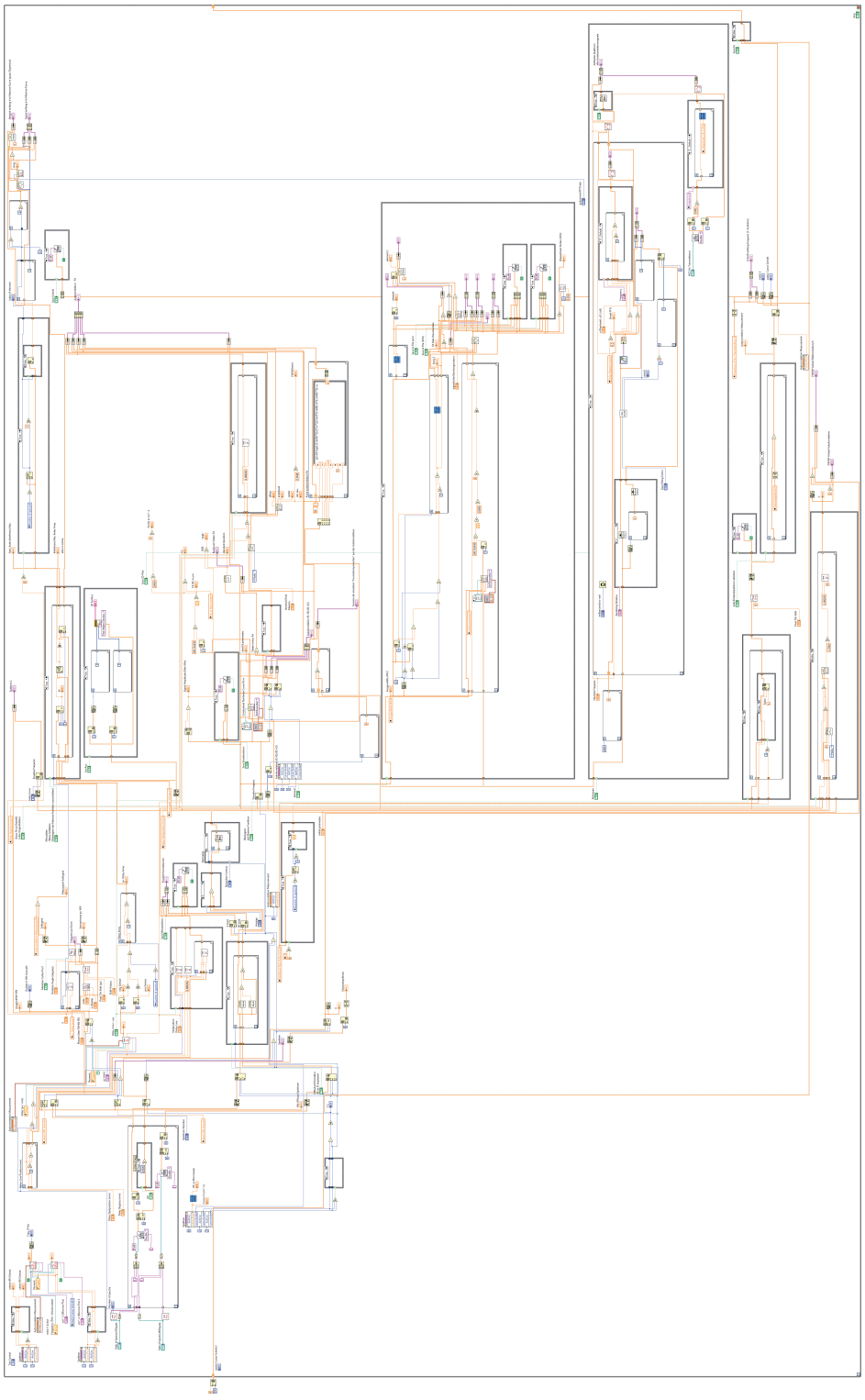


Abbildung A.7: Auswertung der frequenzaufgelöste AK/KK.

Literaturverzeichnis

[1] P. H. Siegel, „Terahertz technology," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **50**, 910–928 (2002).

[2] B. Ferguson und X.-C. Zhang, „Materials for terahertz science and technology," Nature Materials **1**, 26–33 (2002).

[3] D. Huang, T. R. LaRocca, M.-C. Frank Chang, L. Samoska, A. Fung, R. L. Campbell, und M. Andrews, „Terahertz CMOS Frequency Generator Using Linear Superposition Technique," IEEE Journal of Solid-State Circuits **43**, 2730–2738 (2008).

[4] A. Rogalski und F. Sizov, „Terahertz detectors and focal plane arrays," Opto-Electronics Review **19**, 346–404 (2011).

[5] A. Semenov, A. Pohl, H. Hübers, O. Cojocari, M. Sobornytskyy, M. Ries, G. Wüstefeld, A. Hoehl, und R. Müller, „Schottky Diode Detectors for Monitoring Coherent Thz Synchrotron Radiation Pulses," IPAC , 3465–3467 (2014).

[6] J. L. Hesler und T. W. Crowe, „NEP and responsivity of THz zero-bias Schottky diode detectors," in *2007 Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics* (IEEE, 2007) S. 844–845.

[7] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, und F. Rossi, „Terahertz semiconductor-heterostructure lasers," in *Summaries of Papers Presented at the Lasers and Electro-Optics. CLEO '02. Technical Diges*, Band 417 (Opt. Soc. America, 2002) S. CPDC12–1–CPDC12–3.

[8] A. Borak, „APPLIED PHYSICS: Toward Bridging the Terahertz Gap with Silicon-Based Lasers," Science **308**, 638–639 (2005).

[9] J. Feikes, M. von Hartrott, M. Ries, P. Schmid, G. Wüstefeld, A. Hoehl, R. Klein, R. Müller, und G. Ulm, „Metrology Light Source: The first electron storage ring optimized for generating coherent THz radiation," Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **14**, 1–10 (2011).

[10] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, und G. P. Williams, „High-power terahertz radiation from relativistic electrons," Nature **420**, 153–156 (2002).

[11] N. Dessmann, S. G. Pavlov, V. N. Shastin, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, S. Winnerl, M. Mittendorff, N. V. Abrosimov, H. Riemann, und H.-W. Hübers, „Time-resolved electronic capture in n-type germanium doped with antimony," Physical Review B **89**, 35205 (2014).

[12] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, und D. Zimdars, „THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs," Semiconductor Science and Technology **20**, S266–S280 (2005).

[13] M. C. Kemp, „Millimetre wave and terahertz technology for the detection of concealed threats: a review," **6402**, 64020D–64020D–19 (2006).

[14] C. S. Joseph, A. N. Yaroslavsky, V. A. Neel, T. M. Goyette, und R. H. Giles, „Continuous wave terahertz transmission imaging of nonmelanoma skin cancers," Lasers in Surgery and Medicine **43**, 457–462 (2011).

[15] H. Richter, M. Wienold, L. Schrottke, K. Biermann, H. T. Grahn, und H.-W. Hübers, „4.7-THz Local Oscillator for the GREAT Heterodyne Spectrometer on SOFIA," IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **5**, 539–545 (2015).

[16] I. F. Akyildiz, J. M. Jornet, und C. Han, „Terahertz band: Next frontier for wireless communications," Physical Communication **12**, 16–32 (2014).

[17] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung*, 2nd ed. (Teubner Verlag, 1996).

[18] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics I* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1995).

[19] R. L. Mattis, A. J. Baroody, A. J. Baroody, und United States. National Bureau of Standards, *Carrier lifetime measurement by the photoconductive decay method*, U.S. Department of Commerce. National Bureau of Standards (U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards, 1972).

[20] G. L. Carr, J. Reichman, D. DiMarzio, M. B. Lee, D. L. Ederer, K. E. Miyano, D. R. Mueller, A. Vasilakis, und W. L. O'Brienl, „Novel techniques for characterizing detector materials using pulsed infrared synchrotron radiation," Semicond. Sci. Technol. **8**, 922–927 (1993).

[21] L. Carroll, P. Friedli, P. Lerch, J. Schneider, D. Treyer, S. Hunziker, S. Stutz, und H. Sigg, „Ultra-broadband infrared pump-probe spectroscopy using synchrotron radiation and a tuneable pump," Review of Scientific Instruments **82**, 063101 (2011).

[22] S. Winnerl, W. Seiwerth, E. Schomburg, J. Grenzer, K. F. Renk, C. J. G. M. Langerak, A. F. G. van der Meer, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, A. A. Ignatov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, und P. S. Kop'ev, „Ultrafast detection and

autocorrelation of picosecond THz radiation pulses with a GaAs/AlAs superlattice," Applied Physics Letters **73**, 2983–2985 (1998).

[23] H. Lihn, P. Kung, C. Settakorn, H. Wiedemann, und D. Bocek, „Measurement of subpicosecond electron pulses," Physical Review E **53**, 6413–6418 (1996).

[24] D. A. Naylor, T. A. Clark, und G. R. Davis, „A polarizing Fourier transform spectrometer for astronomical spectroscopy at Submillimeter and mid-infrared wavelengths," in *Igarss 2014*, Band 2198, edited by David L. Crawford und Eric R. Craine (1994) S. 703–714.

[25] R. Lai und a. J. Sievers, „On using the coherent far IR radiation produced by a charged-particle bunch to determine its shape: I Analysis," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **397**, 221–231 (1997).

[26] E. Bründermann, H.-W. Hübers, und M. F. Kimmitt, *Terahertz Techniques*, Springer Series in Optical Sciences, Band 151 (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012).

[27] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1995).

[28] J. Schwinger, „On the Classical Radiation of Accelerated Electrons," Physical Review **75**, 1912–1925 (1949).

[29] M. Ries, *Nonlinear momentum compaction and coherent synchrotron radiation at the Metrology Light Source*, Ph.D. thesis, Humboldt Universität zu Berlin (2014).

[30] J. S. Nodvick und D. S. Saxon, „Suppression of coherent radiation by electrons in a synchrotron," Physical Review **96**, 180–184 (1954).

[31] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld, und H.-W. Hübers, „Steady-state far-infrared coherent synchrotron radiation detected at BESSY II." Physical review letters **88**, 254801 (2002).

[32] M. Venturini, R. Warnock, R. Ruth, und J. A. Ellison, „Coherent synchrotron radiation and bunch stability in a compact storage ring," Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **8**, 014202 (2005).

[33] G. Wüstefeld, „Short bunches in electron storage rings and coherent synchrotron radiation," Proceedings of the 11th European Particle , 26–30 (2008).

[34] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske, W. B. Peatman, U. Schade, G. Wüstefeld, und H.-W. Hübers, „Brilliant, coherent far-infrared (THz) synchrotron radiation." Physical review letters **90**, 094801 (2003).

[35] I. Martin, G. Cinque, G. Rehm, C. Thomas, und R. Bartolini, „Operating the Diamond Light Source in Low Alpha Mode for Users," Proc. of IPAC , 246–248 (2013).

[36] M.-A. Tordeux, J. Barros, A. Bence, P. Brunelle, N. Hubert, M. Labat, A. Nadji, L. Nadolski, P. Lebasque, und J.-P. Pollina, „Low-alpha Operation for the SOLEIL Storage Ring," *Proceedings, 3rd International Conference on Particle accelerator (IPAC 2012)*, Proc. of IPAC **C1205201**, 1608–1610 (2012).

[37] J. B. Murphy und S. L. Kramer, „First Observation of Simultaneous Alpha Buckets in a Quasi-Isochronous Storage Ring," Physical Review Letters **84**, 5516–5519 (2000).

[38] R. Klein, Gu. Brandt, R. Fliegauf, A. Hoehl, R. Müller, R. Thornagel, G. Ulm, M. Abo-Bakr, J. Feikes, M. V. Hartrott, K. Holldack, und G. Wüstefeld, „Operation of the Metrology Light Source as a primary radiation source standard," Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **11**, 110701 (2008).

[39] Frank Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, 2nd ed. (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008) S. 417.

[40] A.-S. Müller, Y.-L. Mathis, I. Birkel, B. Gasharova, C. J. Hirschmugl, E. Huttel, D. A. Moss, R. Rossmanith, und P. Wesolowski, „Far Infrared Coherent Synchrotron Edge Radiation at ANKA," Synchrotron Radiation News **19**, 18–24 (2006).

[41] P. Thoma, A. Scheuring, S. Wünsch, K. Il'In, A. D. Semenov, H.-W. Hübers, V. Judin, A. S. Müller, N. Smale, M. Adachi, S. Tanaka, S. I. Kimura, M. Katoh, N. Yamamoto, M. Hosaka, E. Roussel, C. Szwaj, S. Bielawski, und M. Siegel, „High-speed Y-Ba-Cu-O direct detection system for monitoring picosecond THz pulses," IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **3**, 81–86 (2013).

[42] P. Thoma, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wünsch, K. Il'in, N. Smale, V. Judin, N. Hiller, A.-S. Müller, A. Semenov, H.-W. Hübers, und M. Siegel, „Real-time measurement of picosecond THz pulses by an ultra-fast YBa2Cu3O7-d detection system," Applied Physics Letters **101**, 142601 (2012).

[43] M. Maier, W. Kaiser, und J. A. Giordmaine, „Intense Light Bursts in the Stimulated Raman Effect," Physical Review Letters **17**, 1275–1277 (1966).

[44] A. Kowalevicz, „Ultrashort Pulse Generation and Measurement," in *Optical Techniques for Solid-State Materials Characterization*, edited by R. P. Prasankumar und A. J. Taylor (CRC Press, 2011) S. 237–290.

[45] J.-C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, und F. Simoni, „Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," Applied Optics **24**, 1270 (1985).

[46] C. Lupulescu, *PhD, Freie Universität zu Berlin, Berlin, Germany*, Ph.D. thesis, Freie Universität zu Berlin (2004).

[47] S. A. Aljunid, *Optical Autocorrelation using Non-Linearity in a Simple Photodiode*, Ph.D. thesis, National University of Singapore (2007).

[48] W. G. Chambers, A. E. Costley, und T J Parker, „Characteristic curves for the specroscopic performance of free-standing wire grids at millimeter and submillimeter wavelengths," International Journal of Infrared and Millimeter Waves **9**, 157–172 (1988).

[49] J. B. Shapiro und E. E. Bloemhof, „Fabrication of wire-grid polarizers and dependence of submillimeter-wave optical performance on pitch uniformity," International Journal of Infrared and Millimeter Waves **11**, 973–980 (1990).

[50] T. Manabe und A. Murk, „Transmission and reflection characteristics of slightly irregular wire-grids with finite conductivity for arbitrary angles of incidence and grid rotation," IEEE Transactions on Antennas and Propagation **53**, 250–259 (2005).

[51] D. H. Martin und E. Puplett, „Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum," Infrared Physics **10**, 105 – 109 (1970).

[52] L. Fröhlich und O. Grimm, *Bunch length measurements using a Martin-Puplett interferometer at the VUV-FEL*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2005).

[53] B. Leißner, *Strahluntersuchungen am TESLA Linearbeschleuniger*, Diplomarbeit, Rheinisch-Westfählische Technische Hochschule Aachen (1998).

[54] J. Menzel, *THz-Spektroskopie zur Bunch-Längenmessung an der TESLA-Testanlage TTF*, Dissertation, Universität Hamburg (2005).

[55] Texas Instruments, *LM117 / LM317A / LM317-N Three-Terminal Adjustable Regulator*, Tech. Rep. (Texas Instruments Incorporated, 2014).

[56] P. R. Griffiths und J. A. de Haseth, *Fourier Transform Infrared Spectrometry*, 2nd ed. (Wiley-Interscience, 2007) S. 560.

[57] E. G. Codding und G. Horlick, „Apodization and Phase Information in Fourier Transform Spectroscopy," Applied Spectroscopy **27**, 85–92 (1973).

[58] Janis Research Company, „Operating Instructions for the Janis Research Supertran System," (2010).

[59] Virginia Diodes, "'Mesh Filter," (2016).

[60] D. Rudolph, „Tiefpaß– Systeme," Skript zu: Signale und Systeme (2007).

[61] P. L. Richards, „Bolometers for infrared and millimeter waves," Journal of Applied Physics **76**, 1–24 (1994).

[62] A. Stockhausen, *Optimization of Hot-Electron Bolometers for THz Radiation* (KIT Scientific Publishing, 2013).

[63] M. A. Kinch, „Compensated Silicon-Impurity Conduction Bolometer," Journal of Applied Physics **42**, 5861 (1971).

[64] J. Blinowski und J. Mycielski, „Theory of Absorption of Electromagnetic Radiation by Hopping in n-Type Silicon and Germanium," Physical Review **136**, A266–A271 (1964).

[65] G. Eppeldauer, A. L. Migdall, und C. L. Cromer, „Characterization of a High Sensitivity Composite Silicon Bolometer," Metrologia **30**, 317–320 (1993).

[66] Inc. Infrared Laboratories, "'IR Labs Basic Bolometer Systems," (2015).

[67] Inc. Infrared Laboratories, *Bolometer Systems*, Tech. Rep. (Infrared Laboratories, Inc., 2015).

[68] A. D. Semenov, G. N. Goltsman, und R. Sobolewski, „Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors," Superconductor Science and Technology **15**, R1–R16 (2002).

[69] M. O. Reese, „Superconducting hot electron bolometers for terahertz sensing," , 238 (2006).

[70] P. Thoma, *Ultra-fast YBa2Cu3O7-x direct detectors for the THz frequency range* (KIT Scientific Publishing, 2013).

[71] A. D. Semenov, H. Richter, H.-W. Hübers, B. Gunther, A. Smirnov, K. S. Il'in, M. Siegel, und J. P. Karamarkovic, „Terahertz Performance of Integrated Lens Antennas With a Hot-Electron Bolometer," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **55**, 239–247 (2007).

[72] M. J. E. Golay, „Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector," Review of Scientific Instruments **18**, 347 (1947).

[73] W. Schottky, „Halbleitertheorie der Sperrschicht," Die Naturwissenschaften **26**, 843–843 (1938).

[74] C.-T. Sah, *Fundamentals of Solid-State Electronics* (World Scientific Pub. Co. Inc., 1991) S. 1040.

[75] P. Sobis, *Advanced Schottky Diode Receiver Front-Ends for Terahertz Applications*, Dissertation, Chalmers University of Technology (2011).

[76] J. Bardeen, „Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact," Phys. Rev. **71**, 717–727 (1947).

[77] A. M. Cowley und H. O. Sorensen, „Quantitative comparison of solid-state microwave detectors," Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on **14**, 588–602 (1966).

[78] V. G. Bozhkov, „Semiconductor Detectors, Mixers, and Frequency Multipliers for the Terahertz Band," Radiophysics and Quantum Electronics **46**, 631–656 (2003).

[79] A. Semenov, O. Cojocari, H.-W. Hübers, S. Fengbin, A. Klushin, und A.-S. Müller, „Application of Zero-Bias Quasi-Optical Schottky-Diode Detectors for Monitoring Short-Pulse and Weak Terahertz Radiation," IEEE Electron Device Letters **31**, 674–676 (2010).

[80] M. Naftaly und R. Dudley, „Terahertz reflectivities of metal-coated mirrors." Applied optics **50**, 3201–3204 (2011).

[81] Tektronix, "'Communications Signal Analyser CSA8000, Handbuch," (2001).

[82] Tektronix, "'Electrical Sampling Modules - 80E01 80E02 80E03 80E04 80E06," (2006).

[83] Maxim Integrated Products, *Measuring Random Jitter on a Digital Sampling Oscilloscope*, Tech. Rep. (Maxim Integrated Products, Inc., 2008).

[84] N. Dessmann, S. G. Pavlov, A. Pohl, N. V. Abrosimov, S. Winnerl, M. Mittendorff, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, D. V. Shengurov, V. N. Shastin, und H.-W. Hübers, „Lifetime-limited, subnanosecond terahertz germanium photoconductive detectors," Applied Physics Letters **106**, 171109 (2015).

[85] N. Q. Vinh, B. Redlich, A. F. G. van der Meer, C. R. Pidgeon, P. T. Greenland, S. A. Lynch, G. Aeppli, und B. N. Murdin, „Time-Resolved Dynamics of Shallow Acceptor Transitions in Silicon," Physical Review X **3**, 011019 (2013).

[86] M. C. Hoffmann, J. Hebling, H. Y. Hwang, K.-L. Yeh, und K. A. Nelson, „Impact ionization in InSb probed by terahertz pump—terahertz probe spectroscopy," Physical Review B **79**, 161201 (2009).

[87] M. Beck, M. Klammer, S. Lang, P. Leiderer, V. V. Kabanov, G. N. Gol'tsman, und J. Demsar, „Energy-Gap Dynamics of Superconducting NbN Thin Films Studied by Time-Resolved Terahertz Spectroscopy," Physical Review Letters **107**, 177007 (2011), arXiv:1102.5616 .

[88] H.-W. Hübers, A. Semenov, K. Holldack, U. Schade, G. Wüstefeld, und G. Gol'tsman, „Time domain analysis of coherent terahertz synchrotron radiation," Applied Physics Letters **87**, 184103 (2005).

[89] E. Roussel, C. Evain, C. Szwaj, S. Bielawski, J. Raasch, P. Thoma, A. Scheuring, M. Hofherr, K. Ilin, S. Wünsch, M. Siegel, M. Hosaka, N. Yamamoto, Y. Takashima,

H. Zen, T. Konomi, M. Adachi, S. Kimura, und M. Katoh, „Microbunching Instability in Relativistic Electron Bunches: Direct Observations of the Microstructures Using Ultrafast YBCO Detectors," Physical Review Letters **113**, 094801 (2014).

[90] P. Probst, A. Semenov, M. Ries, A. Hoehl, P. Rieger, A. Scheuring, V. Judin, S. Wünsch, K. Il'in, N. Smale, Y.-L. Mathis, R. Müller, G. Ulm, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers, J. Hänisch, B. Holzapfel, M. Siegel, und A.-S. Müller, „Nonthermal response of YBa2Cu3O7-δ thin films to picosecond THz pulses," Physical Review B **85**, 174511 (2012).

[91] A. Pohl, A. Semenov, H.-W. Hübers, A. Hoehl, M. Ries, G. Wüstefeld, G. Ulm, K. Ilin, P. Thoma, und M. Siegel, „Field transients of coherent terahertz synchrotron radiation accessed via time-resolving and correlation techniques," Journal of Applied Physics **119**, 114903 (2016).

[92] Tektronix, "'DSA8300 Datasheet Digital Serial Analyzer Sampling Oscilloscope," (2015).

[93] Leonard Meirovitch, *Elements of vibration analysis*, 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1986) S. 560.

[94] A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Yu. P. Gousev, M. A. Heusinger, und K. F. Renk, „Analysis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of a two-temperature model," Physical Review B **52**, 581–590 (1995).

[95] A. Pohl, A. Semenov, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld, P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wünsch, K. Il'in, M. Siegel, und H.-W. Hübers, „Measurement of the time jitter of coherent terahertz synchrotron radiation with a superconducting detector," in *2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* (IEEE, 2012) S. 1–2.

[96] B. E. Billinghurst, J. C. Bergstrom, C Baribeau, T Batten, L Dallin, T. E. May, J. M. Vogt, W. A. Wurtz, R Warnock, D. A. Bizzozero, und S Kramer, „Observation of Wakefields and Resonances in Coherent Synchrotron Radiation," Physical Review Letters **114**, 204801 (2015).

[97] Hamamatsu, "'Universal Streak Camera C5680 Series," (2003).

[98] A. Chao, C. Bo, und K. Oide, „A weak microwave instability with potential well distortion and radial mode coupling," in *Proceedings Particle Accelerator Conference*, Band 5 (IEEE, 1996) S. 3040–3042.

[99] E.-S. Kim und M. Yoon, „Investigation of Longitudinal Beam Distributions Due to Potential-Well Distortion in the PLS Storage Ring," Journal of the Korean Physical Society **41**, 46–51 (2002).

[100] G. L. Carr, S. L. Kramer, N. Jisrawi, L. Mihaly, und D. Talbayev, „Two-beam interference of long wavelength synchrotron radiation," in *PACS2001. Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference (Cat. No.01CH37268)*, Band 1 (IEEE, 2001) S. 377–379.

[101] R. Lai, U. Happek, und A. J. Sievers, „Measurement of the longitudinal asymmetry of a charged particle bunch from the coherent synchrotron or transition radiation spectrum," Physical Review E **50**, R4294–R4297 (1994).

[102] L. S. Rothman, A. Barbe, D. Chris Benner, L. R. Brown, C. Camy-Peyret, M. R. Carleer, K. Chance, C. Clerbaux, V. Dana, V. M. Devi, A. Fayt, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, K. W. Jucks, W. J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S. T. Massie, V. Nemtchinov, D. A. Newnham, A. Perrin, C. P. Rinsland, J. Schroeder, K. M. Smith, M. A. H. Smith, K. Tang, R. A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi, und K. Yoshino, „The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001," Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **82**, 5–44 (2003).

[103] R. L. Warnock, „Shielded Coherent Synchrotron Radiation and Its effect on Very Short Bunches," SLAC Report No. SLAC-PUB-5375. (1990).

[104] A. Hoehl, „Schwingerspektren und Transmissionsspektren des THz-Strahlrohrs der MLS," private Kommunikation (2015).

[105] F. Sannibale, J. M. Byrd, Á. Loftsdóttir, M. Venturini, M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers, und R. Warnock, „A Model Describing Stable Coherent Synchrotron Radiation in Storage Rings," Physical Review Letters **93**, 094801 (2004).

[106] F. J. Harris, „On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform," Proceedings of the IEEE **66**, 51–83 (1978).

[107] D. A. Naylor und M. K. Tahic, „Apodizing functions for Fourier transform spectroscopy," Journal of the Optical Society of America A **24**, 3644 (2007).

[108] J. Keeler, *Fourier transformation and data processing* (2002).

[109] W. Herres und J. Gronholz, *Understanding FT-IR Data Processing* (Bruker Analytische Messtechnik GmbH, Karsruhe, 1985) S. 1–23.

[110] R. P. Prasankumar, *Optical techniques for solid-state materials characterization*, edited by Antoinette J . Taylor (CRC Press, Boca Raton, 2012).

[111] D. Grischkowsky, M. Mandehgar, und Y. Yang, „The THz refractivity of water vapor," in *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz* (Ieee, 2012) S. 1–3.

[112] Y. Yang, M. Mandehgar, und D. Grischkowsky, „Time domain measurement of the THz refractivity of water vapor." Optics express **20**, 26208–18 (2012).

[113] M. Exter, C. Fattinger, und D. Grischkowsky, „Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor." Optics letters **14**, 1128–30 (1989).

[114] R. W. Parsons, V. I. Metchnik, und R. J. Dyne, „The collision broadening of spectral lines," Australian Journal of Physics , 13–20 (1968).

[115] C. C. Bradley und H. A. Gebbie, „Refractive Index of Nitrogen, Water Vapor, and Their Mixtures at Submillimeter Wavelengths," Applied Optics **10**, 755 (1971).

[116] T. Goetsch, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld, und A.-S. Müller, „Lifetime Studies At Metrology Light Source and Anka," Proceedings of IPAC2013 , 88–90 (2013).

[117] G. Stupakov und S. Heifets, „Beam instability and microbunching due to coherent synchrotron radiation," Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **5**, 054402 (2002).

[118] Bruker, „Vertex Series FT-IR Spectrometer," (2015).

[119] B. N. Murdin, „Far-infrared free-electron lasers and their applications," Contemporary Physics **50**, 391–406 (2009).

[120] Radboud Universität, "'Überblick und Spezifikationen - FELIX, FLARE, FELICE," (2015).

[121] M. Schultze, K. Ramasesha, C. D. Pemmaraju, S. A. Sato, D. Whitmore, A. Gandman, J. S. Prell, L. J. Borja, D. Prendergast, K. Yabana, D. M. Neumark, und S. R. Leone, „Attosecond band-gap dynamics in silicon," Science **346**, 1348–1352 (2014).

[122] J. Shah, *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, 2nd ed. (Springer, 1999) S. 522.

[123] D. J. Hilton, „Ultrafast Pump-Probe Spectroscopy," in *Optical Techniques for Solid-State Materials Characterization*, edited by R. P. Prasankumar und A. J. Taylor (CRC Press, 2011) S. 329–369.

[124] F. X. Kärtner, „Ultrafast Measurement Techniques," in *Ultrafast Optics* (2005) Chap. 11, S. 371–384.

[125] P. C. Findlay, C. R. Pidgeon, R. Kotitschke, A. Hollingworth, B. N. Murdin, C. J. G. M. Langerak, A. F. G. van der Meer, C. M. Ciesla, J. Oswald, A. Homer, G. Springholz, und G. Bauer, „Auger recombination dynamics of lead salts under picosecond free-electron-laser excitation," Physical Review B **58**, 12908–12915 (1998).

[126] G. Ascarelli und S. Rodmguez, „Recombination of electrons and donors in semiconductors," Journal of Physics and Chemistry of Solids **22**, 57–62 (1961).

[127] H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, S. A. Lynch, T. Greenland, K. L. Litvinenko, B. Murdin, B. Redlich, A. F. G. van der Meer, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, R. K. Zhukavin, und V. N. Shastin, „Isotope effect on the lifetime of the 2p0 state in phosphorus-doped silicon," Physical Review B **88**, 035201 (2013).

[128] Z. Vardeny und J. Tauc, „Picosecond coherence coupling in the pump and probe technique," Optics Communications **39**, 396–400 (1981).

[129] S. L. Palfrey und T. F. Heinz, „Coherent interactions in pump–probe absorption measurements: the effect of phase gratings," Journal of the Optical Society of America B **2**, 674 (1985).

[130] A. E. Siegman, „How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality," in *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues*, Band 17 (OSA, Washington, D.C., 1998) S. MQ1.

[131] N. Deßmann, *Dynamik von Nichtgleichgewichtsladungsträgern in n- und p-Germanium*, Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin (2016).

[132] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, und J.M. Hvam, „Heterodyne pump-probe and four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers using balanced lock-in detection," Optics Communications **169**, 317–324 (1999).

[133] Y. Tomita, M. A. Shibata, und J. Bergquist, „Pulsewidth dependence of time-resolved two-photon absorption with picosecond pump-probe excitation," Journal of Applied Physics **71**, 2102–2105 (1992).

[134] S. Winnerl, M. Orlita, P. Plochocka, P. Kossacki, M. Potemski, T. Winzer, E. Malic, A. Knorr, M. Sprinkle, C. Berger, W. a. de Heer, H. Schneider, und M. Helm, „Carrier Relaxation in Epitaxial Graphene Photoexcited Near the Dirac Point," Physical Review Letters **107**, 237401 (2011).

[135] D. Sun, C. Divin, C. Berger, W. A. de Heer, P. N. First, und T. B. Norris, „Spectroscopic Measurement of Interlayer Screening in Multilayer Epitaxial Graphene," Physical Review Letters **104**, 136802 (2010).

[136] H. Choi, F. Borondics, D. a. Siegel, S. Y. Zhou, M. C. Martin, A. Lanzara, und R. a. Kaindl, „Broadband electromagnetic response and ultrafast dynamics of few-layer epitaxial graphene," Applied Physics Letters **94**, 172102 (2009), arXiv:0903.0577 .

[137] M. Mittendorff, M. Orlita, M. Potemski, C. Berger, W. A. de Heer, H. Schneider, M. Helm, und S. Winnerl, „Intraband carrier dynamics in Landau-quantized multilayer epitaxial graphene," New Journal of Physics **16**, 123021 (2014).

Abbildungsverzeichnis

2.1 Ladungsverteilung zur Berechnung des erzeugten Strahlugsspektrums. . . 6
2.2 Schema der erfassbaren Synchrotronstrahlung in Abhängigkeit des Strahlprofils. 9
2.3 Schema der erfassbaren Synchrotronstrahlung in Abhängigkeit der Akzeptanz der Eingangsapertur. 9
2.4 Erzeugungsprinzip von α-Buckets. 12
2.5 Schema der MLS. 14
2.6 Mittlere THz Leistung als Funktion des Multibunch Stroms. 16
2.7 Berechnete inkohärente spektrale Strahlungsleistung der MLS und BESSY II [38]. 16
2.8 Aufnahme eines einzelnen THz-Puls mit einem YBCO Detektor [42]. . . . 17

3.1 Intensitäts- und Strahlprofile der THz Beamline 22
3.2 Transmittanz des Strahlteilergitters 23
3.3 Prinzipaufbau des Martin-Pupplett Interferometers an der MLS 25
3.4 Pump- und Probestrahlen mit unterschiedlichen Zeitabständen an Probenposition 27
3.5 Dachkantspiegel: Aufbau und Justage 27
3.6 Janis Durchfluss-Kryostat 31
3.7 Bandpassfilter 32
3.8 Prinzip eines Bolometers 33
3.9 Schematischer Aufbau der Golay-Zelle 35
3.10 Bänderstruktur der Schottky-Diode eines Metall/n-Si Übergangs 36
3.11 YBCO Detektortechnologie 38

4.1 Schema des Strahlengangs bei direkter Detektion der THz-Pulse. 40
4.2 Schematischer Aufbau des experimentellen Setups zur Messung des Bunch-Jitters. 41
4.3 Detektorantwort auf die THz-Pulse. 42
4.4 Methode zur Bestimmung des THz-Pulsjitters und resultierendes Jitter Histogramm. 43
4.5 Relativer Pulsjitter in Abhängigkeit zur rel. Samplingposition. 43
4.6 Detektorantwort auf THz-Pulse mit angepasster Simulation und Jitterbeitrag in Abhängigkeit der Amplitudenschwankung. 45
4.7 Abhängigkeit der Amplitudenschwankung vom Bunchstrom. 46
4.8 CSR Jitter in Abhängigkeit vom Strom. 47

4.9 Simulationsdaten des Jitters bei unterschiedlichen Amplituden, wowie Einfluss von Spannungsrauschen und SNR. 48
4.10 Jitter in Abhängigkeit der gemessenen Bunchlänge. 49

5.1 Setup des Autokorrelators zur direkten Detektion. 51
5.2 Transmittierte Leistung am Probenort in Abhängigkeit Strahlteiler-Drehwinkel. 52
5.3 Schema des doppelten YBCO Detektors. 54
5.4 Vergleich der gemessenen Spektren von Golay Zelle und Schottky-Diode. . 55
5.5 Interferogramme der Schottky-Diode. 56
5.6 Dauer der CSR THz-Pulse bei unterschiedlichen Ringströmen. 57
5.7 Einseitiges Interferogramm mit Wake-Field Interferenzen. 58
5.8 AK-Signal des Supraleitenden Doppel-YBCO Detektors. 58
5.9 α-Buckets gemessen an der Streak-Kamera. 59
5.10 α-Buckets gemessen am THz-Strahlrohr. 61
5.11 Vergleich der AK-Signale aus LabVIEW-Simulationen von α-Buckets mit gaußförmiger und schiefer Hüllkurve. 62
5.12 Schema der Datenauswertung nach der Bestimmung der AK-Funktion. . . 63
5.13 Vertikale und horizontale Polarisationsanteile der AK-Funktion zur Bunchrekonstruktion. 65
5.14 Differenzinterferogramm zur Bunchrekonstruktion. 65
5.15 Gemessenes und korrigiertes Spektrum zur Bunchrekonstruktion. 66
5.16 Berechnete Transmission des THz-Strahlrohrs. 68
5.17 Spektrale Dämpfung des Gitterstrahlteilers. 69
5.18 Minimale Phase und Ladungsverteilung $\rho(t)$. 69
5.19 Interferogramme einer Schottky-Diode und unterschiedlichen BP-Filtern. . 71
5.20 Frequenzspektren aus Interferogrammdaten der Schottky-Diode mit BP-Filtern. 72
5.21 Positionen der verwendeten BP-Filter im Spektrum. 73
5.22 Beispiel für die Anpassung der Feldsimulation an das gemessene Interferogramm. 74
5.23 Rekonstruierte FWHM Pulsbreiten bei unterschiedlichen Bandpassfilterfrequenzen. 75

6.1 Setup des Autokorrelators mit angeschlossenem FTS. 77
6.2 Bunchlänge als Funktion des Bunchstroms. 79
6.3 Korrektur des thermischen Hintergrunds. 80
6.4 Spektren aus den horizontalen und vertikalen Polarisationsanteilen. 81
6.5 Beispiel für die Signalkorrektur der Interferenzen der horizontalen und vertikalen Polarisationsanteile. 81
6.6 Anpassung nach Gleichung 6.1 an die bestimmte AK. 82
6.7 Bei kohärenter Optik aufgenommene AK. 83
6.8 Aus der AK gewonnene Dispersion an Wasserdampf. 84
6.9 Brechungsindex von Wasserdampf bei 20 °C und 10 g/m^3 [111]. 86

6.10 FWHM Pulsbreite bestimmt aus der AK-Messung bei Bunchströmen im Bereich von 1,5 mA. 86
6.11 Kohärentes Emissionsspektrum bei niedrigsten Strömen. 87
6.12 AK-Signal und Korrektur bei niedrigen Strömen und einer Frequenz von 270 GHz. 88
6.13 Frequenzaufgelöste AK und KK bei niedrigen Strömen. 89
6.14 FWHM Pulsbreite aus AK bei niedrigen Strömen. 90
6.15 AK bei inkohärenter Strahloptik. 92
6.16 Dispersion an Wasserdampf bei Verwendung der Standardnutzeroptik. . . 93
6.17 Aus der AK bestimmten Halbwertsbreite der inkohärenten THz-Pulse. . . 94
6.18 Berechnung des mittleren KK-Signals zweier Photonen mit normalverteiltem Phasen-Jitter. 96
6.19 Frequenzaufgelöste KK zwei aufeinanderfolgender THz-Pulse. 97
6.20 Berechnete Interferenzamplitude zweier kreuzkorrelierter THz-Pulse in Abhängigkeit vom Gesamtjitter. 98
6.21 Simulation der KK aus Abbildung 6.13. 99

7.1 Schema zur Lebensdauermessung eines Atoms mit Hilfe der Pump-Probe-Technik. 102
7.2 Kohärentes Spektrum und inkohärentes Spektrum im Vergleich zur Hintergrundstrahlung. 104
7.3 Blendenabhängige Transmission des inkohärenten THz-Signals beim Einkoppeln in das FTS. 105
7.4 Energieniveauschema von Sb dotierten n-Ge. 106
7.5 Energieniveauschema von Sb hochdotiertem hochkompensiertem n-Ge. . . 106
7.6 Messaufbau am THz-Strahlrohr der MLS. 107
7.7 Absorptionsspektrum Ge:Ga:Sb #538-1. 108
7.8 Ringstromverlauf während der Pump-Probe Messung. 109
7.9 Pump-Probe Signal der Einkanalspektren nach Korrektur der AK. 110
7.10 Pump-Probe Signal $\Delta T/T_{Ref.}$ an Ge:Sb:Ga #538-1. 111
7.11 Pump-Probe Signal bei einer Frequenz von 0,44 THz mit Fit. 112

A.1 Unkorrigiertes Pump-Probe Signal $\Delta T/T_{Ref.}$ an Ge:Sb:Ga #538-1. 119
A.2 Simuliertes AK-Signal zur Korrektur des Pump-Probe Signals an Ge:Sb:Ga #538-1. 120
A.3 LabVIEW Blockdiagramm zur Berechnung der Ladungsverteilung. 121
A.4 Berechnung der Überlagerung von Einzelpulsen oder zwei α-Buckets. . . 122
A.5 LabVIEW Blockdiagramm zur theoretischen Berechnung der frequenzaufgelösten AK/KK. 123
A.6 Messung der frequenzaufgelösten AK/KK. 124
A.7 Auswertung der frequenzaufgelöste AK/KK. 125

Tabellenverzeichnis

2.1 Ausgewählte Maschinenparameter und Strahleigenschaften der MLS. . . . 13
2.2 Maschinenparameter der MLS. 15

3.1 Strahlprofil bei unterschiedlichen Abständen zum Beamlineausgang 22
3.2 Mittlere spektrale Absenkungen der BP-Filter im Sperrbereich. 32

6.1 Aus der AK bestimmte Lage der H_2O Absorptionslinien, Low-α Optik. . . 85
6.2 Aus der AK bestimmte H_2O Absorptionslinien, Standardstrahloptik. . . . 94

Publikationsliste

Referierte Artikel

- S. G. Pavlov, N. Deßmann, A. Pohl, V .B. Shuman, L. M. Portsel, A. N. Lodygin, Yu. A. Astrov, S. Winnerl, H. Schneider, N. Stavrias, A. F. G. van der Meer, V. V. Tsyplenkov, K. A. Kovalesky, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, N. V. Abrosimov and H.-W. Hübers, „Dynamics of nonequilibrium electrons on neutral center states of interstitial magnesium donors in silicon," *Physical Review B*, Band 94, Ausgabe 7, S. 075208, 2016.

- A. Pohl, A. Semenov, H.-W. Hübers, A. Hoehl, M. Ries, G. Wüstefeld, G. Ulm, K. Ilin, P. Thoma, M. Siegel, „Field transients of coherent terahertz synchrotron radiation accessed via time-resolving and correlation techniques," *Journal of Applied Physics*, Band 119, Ausgabe 2, 2016.

- A. Pohl, N. Deßmann, K. Dutzi und H.-W. Hübers, „Identification of Unknown Substances by Terahertz Spectroscopy and Multivariate Data Analysis," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Band 37, Ausgabe 2, S. 175-188, 2016.

- S. G. Pavlov, N. Deßmann, A. Pohl, N. V. Abrosimov, M. Mittendorff, S. Winnerl, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, D. V. Shengurov, V. N. Shastin und H.-W. Hübers, „Towards a life-time-limited 8-octave-infrared photoconductive germanium detector," *Journal of physics conference series*, 647(1), 2015.

- N. Deßmann, S. G. Pavlov, A. Pohl, N. V. Abrosimov, S. Winnerl, M. Mittendorff, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, D. V. Shengurov, V. N. Shastin und H.-W. Hübers, „Lifetime-limited, subnanosecond terahertz germanium photoconductive detectors," *Applied Physics Letters*, 106(17):171109, 2015.

- P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, D. Rall, S. Wünsch, K. Il'in, M. Siegel, A. Semenov, A. Pohl, H.-W. Hübers, V. Judin, A.-S. Müller, A. Hoehl, R. Müller, und G. Ulm, „$YBa_2CU_3O_{7-\delta}$ quasioptical detectors for fast time-domain analysis of terahertz synchrotron radiation," *Applied Physics Letters*, Band 98, Ausgabe 4, S. 043504, 2011.

Tagungsbände

- A. Pohl, N. Deßmann, K. Dutzi, and H.-W. Hubers, „Identification of substances by THz spectroscopy and multivariate analysis," *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2014, S. 1–2.

- A. Pohl, N. Deßmann, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, M. Ries, G. Wüstefeld und H.-W.Hübers, „THz autocorrelation measurements at the Metrology Light Source," *39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2014, S. 1–2.
- A. Pohl, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, M. Ries, G. Wüstefeld, S. G. Pavlov, und H.-W. Hübers, „Terahertz pump-probe experiment at the synchrotron light source MLS," *38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2013, S. 1–2.
- A. Pohl, A. Semenov, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld, P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wünsch, K. Il'in, M. Siegel, und H.-W. Hübers, „Measurement of the time jitter of coherent terahertz synchrotron radiation with a superconducting detector," *37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2012, S. 1–2.
- A. Semenov, A. Pohl, H.-W. Hübers, O. Cojocari, M. Sobornytskyy, M. Ries, G. Wüstefeld, A. Hoehl, R. Müller, „Schottky Diode Detectors for Monitoring Coherent Thz Synchrotron Radiation Pulses," *IPAC*, S. 3465–3467, 2014.

Poster

- A. Pohl, N. Deßmann, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, M. Ries, G. Wüstefeld, S. Pavlov, und H.-W. Hüber, „Electron bunch characterization by THz autocorrelation and cross-correlation measurement at the Metrology Light Source," German THz Conference, Dresden, 2015.
- A. Pohl, A. Semenov, A. Hoehl, R. Müller, G.Ulm, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld, P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, B. S. Wünsch, K. Il'in, M. Siegel, und H.-W. Hübers, „Measurements of the time-jitter of coherent terahertz synchrotron radiation with a superconducting detector," 5. Jahrestreffen des Deutschen Terahertzzentrums e.V., Frankfurt am Main, 2012.
- A. Pohl, A. Semenov, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld, P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wünsch, K. Il'in, M. Siegel, und H.-W. Hübers, „Measurements of the time-jitter of coherent terahertz synchrotron radiation with a superconducting detector," 6th International Workshop on Infrared Spectroscopy and Microscopy with Accelerator-Based Sources, Triest, 2011.