

## Versuchsprotokoll

---

# Femtosekunden-Autokorrelation und Terahertz-Spektroskopie

---

durchgeführt von  
**Silas Robitschko und Florian Böhme**

für das physikalische Masterpraktikum an der Universität Bayreuth

im Wintersemester 2023/24

**Betreuer:**  
Julia Lang

# Inhaltsverzeichnis

|                                                        |           |
|--------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1 Einleitung</b>                                    | <b>3</b>  |
| <b>2 Fragen zur Vorbereitung</b>                       | <b>4</b>  |
| 2.1 Autokorrelationsfunktionen . . . . .               | 4         |
| 2.2 THz-Gap . . . . .                                  | 4         |
| 2.3 THz-Strahlung . . . . .                            | 5         |
| 2.4 HR-Silizium . . . . .                              | 6         |
| 2.5 Zero-Padding . . . . .                             | 7         |
| 2.6 THz Propagation in Silizium . . . . .              | 7         |
| 2.7 Etalon-Effekt . . . . .                            | 7         |
| <b>3 Grundlagen und Versuchsaufbau</b>                 | <b>9</b>  |
| 3.1 Autokorrelation von Femtosekunden-Pulsen . . . . . | 9         |
| 3.2 THz-Zeitbereichs-Spektroskopie . . . . .           | 10        |
| <b>4 Auswertung</b>                                    | <b>12</b> |
| 4.1 Femtosekunden-Autokorrelation . . . . .            | 12        |
| 4.2 THz-TDS: Messung der Fokusgröße . . . . .          | 15        |
| 4.3 THz-TDS: HR Silizium . . . . .                     | 15        |
| 4.4 THz-TDS: p-dotiertes Silizium . . . . .            | 18        |
| 4.5 THz-TDS: Verschiedene Lacke . . . . .              | 20        |
| <b>5 Fazit</b>                                         | <b>22</b> |

# 1 Einleitung

Dieser Praktikumsversuch soll eine Einführung in die Methodik und Anwendungen der Ultrakurzzeitphysik darstellen. Dieser Zweig der Physik beschäftigt sich mit den Prozessen und der Dynamik von Materie und Licht, die auf extrem kurzen Zeitskalen stattfinden. Weiterhin ist es ein sehr moderner Teil der Physik, der Anwendungen in vielen verschiedenen Gebieten findet. So werden z.B. Atto- und Femtosekundenpulse in der medizinischen Diagnostik genutzt. Wichtig ist natürlich die Nutzung von ultrakurzen Terahertz (THz)-Pulsen für die Untersuchung von der Ladungsträgerdynamik in Halbleitern, worum es auch in dem zweiten Teil des Versuches gehen wird.

Im ersten Teil geht es um die Autokorrelation von Femtosekunden (FS)-Pulsen. Mithilfe von Modenkopplern können Laserpulse mit einer Pulsdauer von  $10^{-15}$ s (=fs) erzeugt werden. Da eine Vermessung dieser Pulse durch Oszilloskope technisch nicht möglich ist, können aus der Autokorrelation der Pulse, also der Abtastung der Pulse mit sich selbst, Informationen gewonnen werden. Konkret soll hierbei die Pulsdauer bestimmt werden. Im zweiten Teil werden diese FS-Pulse genutzt, um die THz-Pulse zu erzeugen und abzutasten. Der THz-Spektralbereich umfasst Frequenzen zwischen ca. 300 GHz und 10 THz, in diesem Bereich finden sich Anregungen für Phononen und freie Ladungsträger in Festkörpern. Aufgrund der Antwort von den Ladungsträgern in Halbleitern auf den THz-Puls werden wir kontaktlos die elektrische Leitfähigkeit der Halbleiter bestimmen. Weiterhin werden auch verschiedene Lacksorten mit THz-Strahlung in diesem Versuch untersucht.

## 2 Fragen zur Vorbereitung

### 2.1 Autokorrelationsfunktionen

Wenn man die Ortsabhängigkeit des Gauß-Pulses vernachlässigt, ist die Form des  $E$ -Feldes eines Gauß-Pulses gegeben durch:  $E(t) = E_0 e^{-t^2/t_p^2} e^{-i\omega t}$ . Dabei ist  $E_0$  die Amplitude,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $t$  die Zeit und  $t_p$  bezeichnet die Zeilänge, auf der der Gauß-Puls auf das  $1/e$  - fache seines Wertes abgefallen ist. Nun kann man die lineare Autokorrelationsfunktion dieses Pulses betrachten:

$$A^{(1)}(\Delta\tau) = \int dt |E(t) + E(t - \Delta\tau)|^2 \quad (1)$$

Hierbei ist  $\Delta\tau$  der Zeitversatz des Pulses. Durch Ausmultiplizieren erreicht man dann :  $A^{(1)}(\Delta\tau) = 2 \int dt |E(t)|^2 + 2 \int dt |E(t)E(t + \Delta\tau)|^2$ . Der erste Term ist unabhängig von  $\Delta\tau$  und nicht weiter relevant, der zweite Term ist die Faltung zweier Gauß-Pulse. Über das Faltungstheorem oder durch analytisches Ausrechnen lässt sich zeigen, dass dieser Term wieder die Form eines Gauß-Pulses hat. Die Autokorrelationsfunktion ist also auch wieder wie ein Gauß-Puls. Dabei ist die Zeilänge des Gaußpulses der Autokorrelation  $t_{p,A}$  gegeben durch:

$$t_{p,A} = \sqrt{2}t_p \quad (2)$$

Erwähnenswert ist, dass in der Literatur (siehe Weiner [1], der Gauß-Puls auch oft durch FWHM Halbwertszeit  $\Delta t$  beschrieben wird. Auch hier gilt das gleiche Verhältnis zwischen der Halbwertszeit der Autokorrelationsfunktion und des ausgehenden Pulses:  $\Delta t_A = \sqrt{2}\Delta t$ .

Für einen Idealen Gaußförmigen Puls ergibt sich aufgrund der Unschärferelation zwischen Zeit und Frequenz der Zusammenhang zwischen der minimalen Zeitlichen Breite  $\Delta t$  und der minimalen Spektralen Breite  $\Delta\nu$  des Pulses durch [1]:

$$\Delta t \cdot \Delta\nu = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \approx 0.441 \quad (3)$$

Im Fall des Pulses gezeigt in der Angabe ([2]Abb. 3.1) mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 1520\text{nm}$  bis  $\lambda_2 = 1590\text{nm}$  ergibt sich eine Spektrale Breite von  $\Delta\nu = 8,69\text{THz}$ .

In einer Messung der Autokorrelation eines Pulses muss immer beachtet werden dass keine Phasendifferenz zwischen den beiden detektierten Pulsen besteht. Da jedoch in einem Aufbau analog zu einem Michelson-Interferometer die beiden Strahlen den Strahlteiler unterschiedlich oft durchlaufen muss eine zusätzliche Kompensationsplatte eingebaut werden, welche den Wegunterschied im optisch kürzeren Strahlengang ausgleicht.

### 2.2 THz-Gap

Als “Terrahertz-Gap” bezeichnet man im allgemeinen den Frequenzbereich zwischen Infrarotem Licht und Mikrowellenstrahlung (ca. 0,3 bis 30 THz), da in diesem Bereich bis zum Jahr 2002 keine Technologien existierten um mit akzeptabler Effizienz Elektromagnetische Strahlung zu erzeugen. Systeme die auf Oszillationen mithilfe schneller

Transistoren und somit auf Elektronentransport basieren können nur Frequenzen bis zu 300GHz erreichen, während Halbleiter-Laser die Kohärentes Licht erzeugen nur mit Frequenzen über 30THz arbeiten. Im Jahr 2002 haben Köhler et al. (siehe [3]) jedoch eine Methode entwickelt um diese Lücke zu schließen.

Der von Köhler et al. beschriebene Halbleiterlaser besteht aus einer Aktiven Region in der Elektronen erzeugt werden und einem Lichtleiter. Die Strahlung wird erzeugt indem in vielen in Reihe geschalteten Quantenstrukturen Elektronen angeregt werden und anschließend beim Relaxieren in einen niedrigeren Zustand Energie im THz-Bereich abgeben. Werden nun die meisten Elektronen in diesem angeregten Zustand gehalten so entsteht eine Bevölkerungsiversion und die Aktivität des Lasers kann stabil gehalten werden.

Die Vorteile eines solchen THz-Lasers basieren zum einen auf den scharfen charakteristischen Resonanzen verschiedener Stoffe aufgrund ihrer im THz-Bereich liegenden Vibrations- und Rotationsübergänge, zum anderen sind THz-Strahlen nicht Ionisierend und somit für den Einsatz in der Medizin geeignet. THz-Strahlen können aber auch in anderen Bereichen Verwendung finden, wie z.B.:

- Einsatz in der Untersuchung der Erdatmosphäre.
- Weitere für die Telekommunikation zur Verfügung stehende Frequenzbänder.
- Verwendung in der medizinischen Bildgebung.
- Analyse von Stoffgemischen in der Chemie.

## 2.3 THz-Strahlung

Die bestmögliche Auflösung eines Strahls kann mithilfe des Abbe'schen Beugungslimits berechnet werden. Der geringste Strahlendurchmesser  $\Delta x$  ist somit gegeben durch

$$\Delta x = \frac{\lambda}{n_{Luft} \cdot \sin(\alpha)} \quad (4)$$

$\lambda = 1550\text{nm}$  ist hierbei die Wellenlänge des Lichts,  $n_{Luft} = 1$  der Brechungsindex des Mediums (hier Luft) und  $\alpha$  der Öffnungswinkel des Objektives. Aus Geometrischen Überlegungen berechnet sich  $\sin(\alpha)$  zu

$$\sin(\alpha) = \frac{D/2}{\sqrt{(D/2)^2 + f^2}} \quad (5)$$

mit  $D = 20\text{mm}$  dem Durchmesser des Laserstrahls und  $f = 25\text{mm}$  der Brennweite des Objektives. Insgesamt ergibt sich somit eine bestmögliche Fokussierung von

$$\Delta x = 4,19\mu\text{m} \quad (6)$$

Führt man diese Berechnung für einen THz-Strahl mit einer Frequenz von  $0,5 - 3\text{THz}$  aus, so ergibt sich eine bestmögliche Fokussierung von  $0,3 - 1,6\text{mm}$ , siehe Abb. 2.1.

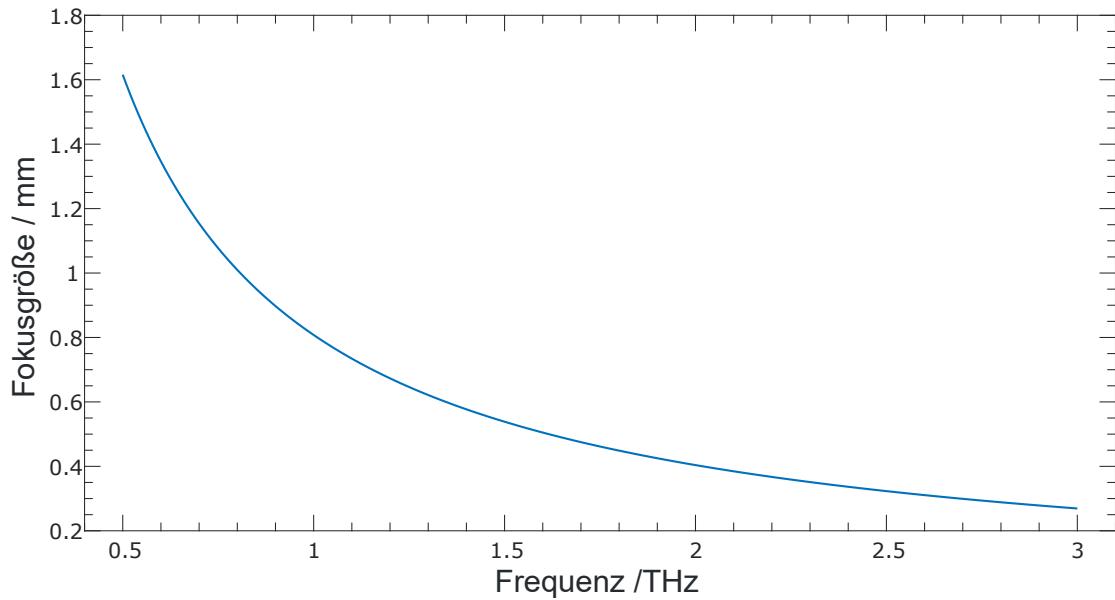


Abbildung 2.1: Minimaler Strahldurchmesser eines THz-Strahls in Luft im Fokus einer Linse mit Brennweite  $f = 25\text{mm}$  bei einem ursprünglichen Strahldurchmesser von  $D = 20\text{mm}$ .

## 2.4 HR-Silizium

Halbleiter zeichnen sich im Gegensatz zu Isolatoren dadurch aus, dass ihre Bandlücke klein genug ist um Elektronen mithilfe thermischer Energie vom Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Sowohl Isolatoren als auch Halbleiter stehen im Gegensatz zu Metallen, bei denen das Leitungsband selbst bei Temperaturen von  $T = 0\text{K}$  nicht voll, jedoch teilweise besetzt ist und somit immer eine elektrische Leitfähigkeit besteht.

Will man nun die Leitfähigkeit eines Halbleiters erhöhen so gibt es die Möglichkeit diesen sowohl p als auch n zu dotieren, d.h. Atome mit einer Valenz von III oder V in den Halbleiterkristall einzubringen, um freie Löcher oder freie Elektronen zu erzeugen. Diese agieren dann zusätzlich zu den Thermisch angeregten Elektronen als elektrische Leiter. In einem realen Siliziumkristall finden sich jedoch immer Verunreinigungen welche die Leitfähigkeit erhöhen. Um diesen Verunreinigungen entgegenzuwirken kann man gezielt Dotiermaterial hinzugeben und somit die elektrische Leitfähigkeit stark senken [4].

Die Transmission elektromagnetischer Strahlung durch eine HR-Silizium Waver sollte höher ausfallen als die Transmission durch einen p-Dotierten Silizium Waver, da eine geringere elektrische Leitfähigkeit zu einer im allgemeinen geringeren Wechselwirkung mit THz-Strahlung führt und sich somit die Absorption verringert.

## 2.5 Zero-Padding

Nach dem Nyquist-Theorem ist die maximale messbare Frequenz  $\omega_{Ny}$  eines Signals gegeben durch

$$\omega_{Ny} = \frac{1}{2} \cdot \omega_{mess} \quad (7)$$

wobei  $\omega_{mess}$  die Frequenz angibt mit der gemessen wurde. Im Fall einer THz-TDS-Messung ist diese gegeben durch

$$\omega_{mess} = \frac{2\pi c_0}{\Delta l} = \frac{\pi c_0}{\Delta x} \quad (8)$$

mit  $c_0$  der Lichtgeschwindigkeit,  $\Delta l$  dem Weglängenunterschied und  $\Delta x = \frac{1}{2} \cdot \Delta l$  der Schrittweite des Motors. Wird nun die Schrittweite verringert, so erhöht sich die Abtastfrequenz und somit auch die maximal messbare Signalfrequenz.

Da eine reale Messung immer zeitlich begrenzt ist und nur endlich viele Messpunkte besitzt, welche nicht notwendigerweise periodisch sind, kann es bei der Fouriertransformation zu Artefakten kommen. Um dies zu umgehen kann das gemessene Signal vor der Transformation mit Nullen außerhalb des Messbereichs aufgefüllt werden und die Messung somit künstlich verlängern. Das nun entstandene Signal verhält sich wie das reelle Signal multipliziert mit einer Rechecksfunction, alternativ kann auch eine andere Funktion wie ein Hanning-Window verwendet werden. Nun kann, für den Fall dass die Messung an beiden Enden null wird, ohne auftretende Artefakte transformiert werden. Hierbei wird der Messbereich zwar erweitert, da die FT des Zero-Padding-Signals jedoch mit einer sinc-Funktion gefaltet ist erhöht sich das Auflösungsvermögen (inverser Abstand zwischen zwei punkten im Frequenzraum) jedoch nicht [5].

## 2.6 THz Propagation in Silizium

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  eines Pulses in Silizium berechnet sich zu

$$c = \frac{c_0}{n_{Si}} \quad (9)$$

mit  $c_0$  der Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $n_{Si} \approx 3,42$  dem Brechungsindex von Silizium [6]. Bei einem Durchlauf eines Siliziumwavers der Dicke  $d = 380\mu\text{m}$  ergibt sich somit eine Zeitliche Verzögerung  $\Delta\tau$  von

$$\Delta\tau = \frac{d}{c_0} (n_{Si} - n_{Luft}) \approx 3,1\text{ps} \quad (10)$$

## 2.7 Etalon-Effekt

Die Reflexe eines THz-Signals können abgeschnitten werden sofern die Dicke der Probe groß genug ist sodass der erste Reflex eindeutig von primären Signal unterschieden werden kann. Die zeitliche Verzögerung zwischen den beiden Signalen muss also größer sein

als deren zeitliche Breite [7].

Mithilfe der vereinfachten Formel für die Transmission durch ein Medium nach abschneidenden dieser Reflexe

$$T_{theo}(\omega, n) = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (11)$$

ergibt sich für Silizium  $n_1 = n_{Si}$  und Luft  $n_2 = n_{Luft}$  der theoretische Wert von  $T_{theo} = 0,7$ . Da das HR-Silizium eine geringe Leitfähigkeit und somit wenig Absorption besitzt wird der Großteil der verbleibenden Strahlung reflektiert. Dies ist auch zu sehen an den beiden Brechungsindizes von Luft und Silizium, da beide in diesem Bereich einen geringen Imaginärteil besitzen.

### 3 Grundlagen und Versuchsaufbau

#### 3.1 Autokorrelation von Femtosekunden-Pulsen

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, geht es in dem ersten Teil des Versuches um die Autokorrelation von Femtosekunden-Pulsen. Nach den Fourierbeziehungen ist eine kurze Pulsdauer mit einem breiten Frequenzspektrum verknüpft. Damit diese Moden konstruktiv interferieren können, werden sie über einen Modenkoppler phasenrichtig überlagert. Der entstehende Puls hat eine hohe Spitzenintensität und eine Pulsdauer im FS-Bereich. Wenn man kein schnelleres Signal als den Puls selbst zur Verfügung hat, stellt die Autokorrelationsfunktion (AKF) eine Möglichkeit dar, um den Puls zu vermessen. Autokorrelation beschreibt die Korrelation des Laserpulses mit sich selbst zu einem um  $\Delta\tau$  verschobenen Zeitpunkt. Konkret wird in diesem Versuch die Autokorrelation 2. Ordnung, auch Intensitätskorrelation genannt, benutzt. Sie ist definiert als:

$$A^{(2)}(\Delta\tau) = \int dt I(t)I(t - \Delta\tau) = \int dt |E(t) + E(t - \Delta\tau)|^4 \quad (12)$$

Ohne die Nichtlinearität der AKF (2. Ordnung) könnte im Allgemeinen keine Aussage über die Pulsbreite getroffen werden. Im idealisierten Fall ist AKF-Form immer symmetrisch, meist ungleich der Pulsform und eine Annahme ebendieser ist erforderlich für eine Bestimmung der Pulsdauer. Weiterhin liegt das Verhältnis von Hintergrundsignal ( $\Delta\tau \rightarrow \infty$ ) zum Maximalsignal ( $\Delta\tau = 0$ ) bei 1:8. Filtert man interferometrische Anteile aus der AKF, sinkt das Verhältnis zu 1:3.

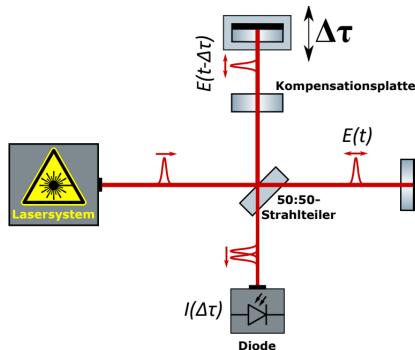


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Autokorrelators für die Charakterisierung ultrakurzer Pulse: Durch einen Strahlenteiler kann eine Weglängendifferenz zwischen den Teilpulsen erzeugt werden. Auf den Weg zur Messdiode interferieren die Teilpulse und es kann die Intensität gemessen werden.

Ein Schema, wie man die AKF konkret messen kann, wird in Abb. 3.1 gezeigt. Dabei ähnelt der Aufbau dem eines Michelson-Interferometers. Zunächst wird der Laserpuls mit einem 50:50 Strahlteiler geteilt. Über einen Lautsprechermembran lässt sich ein Weglängenunterschied  $\Delta s$  und damit ein zeitlicher Versatz  $\Delta\tau = \Delta s/c$  für den reflektierten Strahl einstellen. Wie erwähnt, durchläuft einer der Teilstrahle den Strahlteiler

effektiv nur einmal. Anders als in der Schemagraphik, ist im realisierten Aufbau der Strahlteiler gedreht. Dementsprechend wurde die Kompensationsplatte im Strahlgang des transmittierten Teilstrahls platziert. Beide Teilstrahlen werden über Spiegel zurück auf den Strahlteiler reflektiert. Anschließend interferieren diese und gelangen zu einer Zwei-Photonen-Diode, die nur bei zwei gleichzeitig absorbierten Photonen ein Signal erzeugt. Mithilfe eines Oszilloskops konnten wir so die AKF messen.

Im experimentellen Aufbau wurde für eine zusätzliche Fokussierung eine Linse vor die Diode platziert. Weiterhin wurde für die Realisierung des Aufbaus ein gut sichtbarer Justagelaser genutzt.

### 3.2 THz-Zeitbereichs-Spektroskopie

In diesem Teil des Versuches geht es um die Terahertz-Time Domain Spectroscopy (THz-TDS). Fokussiert man einen FS-Puls auf spezielle Antennenstrukturen, kann man damit einen längeren Terahertz-Puls erzeugen. Mit diesen THz-Pulsen werden wir verschiedene Proben untersuchen. Über Kreuzkorrelation kann man den transmittierten THz-Pulsen durch die FS-Pulse abtasten.

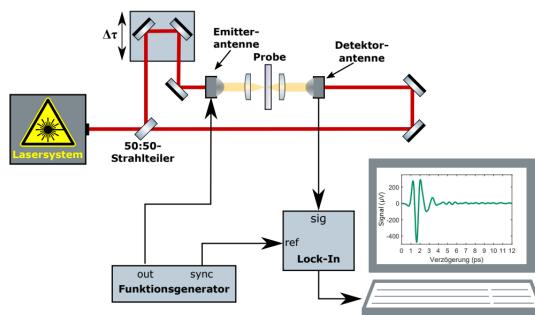


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau für THz-TDS: Durch einen Strahlenteiler kann eine Weglängendifferenz zwischen den Teilpulsen erzeugt werden. Auf den Weg zur Messdiode interferieren die Teilpulse und es kann die Intensität gemessen werden.

Ein entsprechender schematischer Aufbau ist in Abb. 3.2 gezeigt. Der FS-Laser erzeugt wird über eine Strahlenteiler aufgeteilt. Der reflektierte Teilstrahl kann über eine Verschiebebühne zeitlich versetzt werden und gelangt dann zur Emittantenenne, die über einen Funktionsgenerator moduliert wird. Der entstehende THz-Puls durchdringt die Probe und erreicht die Detektorantenne, wo er von den FS-Pulsen abgetastet wird. Das von der Zeitverschiebung abhängige Signal wird mit einem Lock-In Verstärker verstärkt und ist proportional zum E-Feld des THz-Pulses. Man kann somit also sowohl Phase als auch Intensität messen.

In dem Messprogramm wird das E-Feld wie auch dessen Fouriertransformierte angezeigt. Dort kann man auch die Startposition der Bühne, die Schrittweite, die Gesamtzahl an Schritten, die Wartezeit zwischen Einzelmessungen und die Anzahl der Einzelmessungen

einstellen. Für die einzelnen Proben sind die genauen Werte im Messprotokoll dokumentiert.

Zuerst wurde eine Referenzmessung durchgeführt.

Danach wurde hochohmiges HR-Silizium als Probe genutzt und anschließend auch ein p-dotierter Silizium Wafer. Die Leitfähigkeit von Halbleitern ist von der Frequenz der einfallenden Strahlung abhängig, da diese mit den freien Ladungsträgern im Halbleiter interagieren. Aus der Messung der Transmission der Strahlung durch den Halbleiter kann man die Ladungsträgerdichte bestimmen und so auch z.B. die Leitfähigkeit berechnen. Zum Schluss wurden verschiedene Lacke, auf eine Folie aufgetragen, als Proben ausgetestet. Wir benutzten dabei einen roten Nagellack (einmal dünn einmal dick aufgetragen), einen silbernen Nagellack und einen Leitlack.

Das Messprotokoll mit weiteren Informationen zur Versuchsdurchführung findet sich im Anhang. Ebenso sind hier auch Bilder des tatsächlich realisierten Versuchsaufbau zu sehen.

## 4 Auswertung

### 4.1 Femtosekunden-Autokorrelation

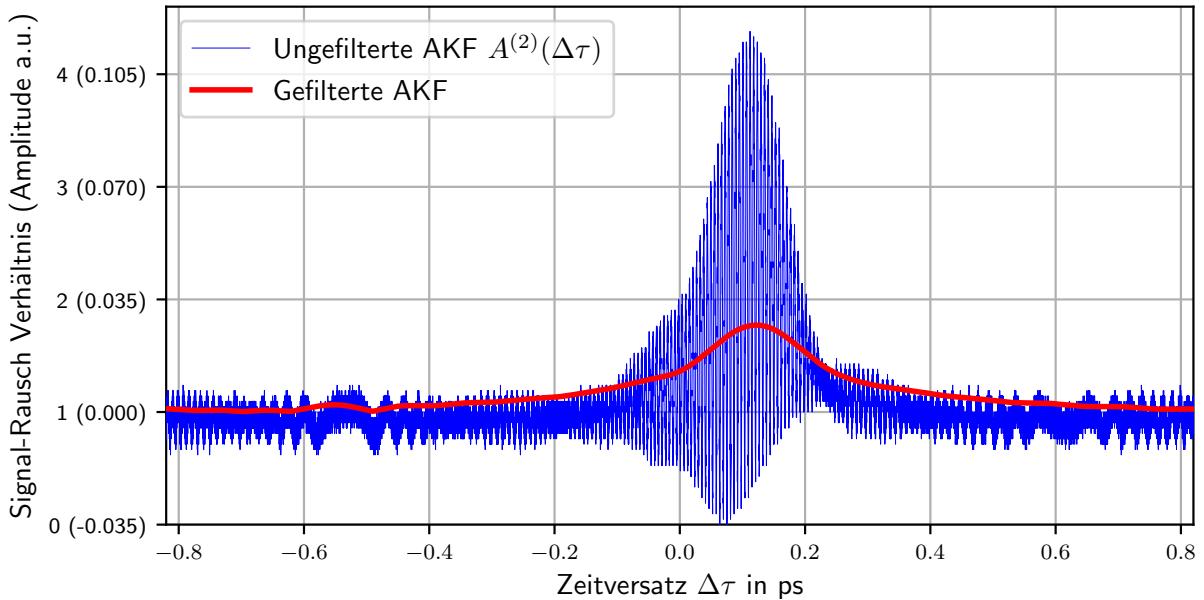


Abbildung 4.1: Das gemessene Signal-Rausch Verhältnis der Intensitäts-Autokorrelationsfunktion (AKF)  $A^{(2)}(\Delta\tau)$  in Abhängigkeit vom Zeitversatz  $\Delta\tau$ : Die ungefilterte AKF ist in blau geplottet, eine von den interferometrischen Anteilen gefilterte AKF ist in rot dargestellt. Neben dem Verhältnis zum Hintergrundsignal wird auf der y-Achse auch in Klammern die tatsächliche Amplitude der AKF (in willkürlichen Einheiten a.u.) mit angegeben.

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Intensitäts-Autokorrelationsfunktion  $A^{(2)}(\Delta\tau)$  (siehe Gl. 12) der Femtosekunden-Pulse.

Die Abbildung 4.1 zeigt die experimentell gemessene AKF  $A^{(2)}(\Delta\tau)$  (in blau). Auf der y-Achse ist in Klammern die Amplitude der AKF in willkürlichen Einheiten (a.u.) angegeben. Zur besseren Veranschaulichung ist auch direkt das Signal-Rausch-Verhältnis der AKF, also das Verhältnis von  $A^{(2)}(\Delta\tau)$  zum Hintergrundsignal ( $\Delta\tau \rightarrow \infty$ ), dargestellt. Das Hintergrundsignal wurde über eine Mittelung der Messdaten bei großen  $\Delta\tau$  berechnet. Bevor durch dieses Signal geteilt wurde, wurde die AKF ins positive verschoben, so dass ihr minimaler Wert bei 0 liegt.

Weiterhin ist auch eine von den interferometrischen Anteilen gefilterte AKF (in rot) mit in Abb. 4.1 eingezeichnet. Dazu wurde mit Hilfe eines bereits erstellten Matlab-Programms die ungefilterte AKF in den Fourierraum transformiert, dort hohe Frequenzen herausgefiltert und dann wieder die AKF zurück transformiert. Konkret haben wir

hier eine Cutoff-Frequenz von 20 Hz benutzt, was die Anzahl der frequenten Nebenmaxima deutlich reduzierte.

Man erkennt, insbesondere für die ungef. AKF (aber auch für die gef.), dass diese asymmetrisch sind und ihre Haupt-Maxima bei einem Zeitversatz von  $\Delta\tau = 120\text{fs}$  auftreten, was deutlich größer als 0 ist. Beide dieser Eigenschaften entsprechen nicht den in Kap. 3 formulierten theoretischen Erwartungen; im Idealfall ist die AKF symmetrisch um  $\Delta\tau = 0$  und hat dort auch ihren maximalen Wert. Zu erklären ist dieses Verhalten durch einen Fehler beim Aufbau des Experimentes (Abb. 3.1). Denn der an der Membran platzierte Spiegel war zu niedrig für einen beachtlichen Teil des reflektierten Teilstrahls und konnte diesen eben nicht vollständig zur Diode reflektieren. Dieser Unterschied in Intensität und Zusammensetzung der beiden Teilstrahlen verursacht die gezeigten Asymmetrien.

Unterschiede zwischen Theorie und Experiment sind auch beim Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) zu erkennen. Für die ungef. AKF erwarten wir ein maximales SRV von  $s_{\text{gef.}} = 8$ , und für die gef. AKF ein maximales SRV von  $s_{\text{ungef.}} = 3$ . Tatsächlich ergeben sich experimentell aber die folgenden Werte, auf eine Fehlerangabe wird hierbei verzichtet:

$$s_{\text{gef.}} = 4,38 \quad \& \quad s_{\text{ungef.}} = 1,77 \quad (13)$$

Die beiden experimentell bestimmten Werte sind also etwas größer als die Hälfte der jeweils theor. erwarteten maximalen SRV und damit deutlich kleiner als diese. Neben des bereits erklärten Problems mit dem Spiegel ist dies auch auf weitere Ungenauigkeiten im Aufbau zurückzuführen. Um das Verhältnis zu erhöhen, hätten die Phasen der beiden Teilstrahlen besser abgestimmt sein müssen und auch besser auf die Diode fokussiert sein müssen.

Des Weiteren soll auch die Pulsdauer des benutzten FS-Pulses anhand der Form der AKF bestimmt werden. Dazu machen wir die Annahme, dass die ursprüngliche Pulsform einem Gauss-Puls entspricht. Wie in Teilkap. 2.1 erklärt, besitzt unter dieser Annahme auch die AKF die Form einer Gaußfunktion. Zudem wird die gefilterte AKF genutzt, bei der die interferometrischen Beiträge entfernt worden sind. Die Fitfunktion  $A_{\text{fit}}^{(2)}(\Delta\tau)$  ist definiert als:

$$A_{\text{fit}}^{(2)}(\Delta\tau) = a \exp\left(-\frac{(\Delta\tau - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + c \quad (14)$$

Dabei bestimmen  $a$  und  $c$  die max. und min. Amplitude der Fitfunktion,  $\mu$  beschreibt den Zeitversatz des Maximums und  $\sigma^2$  gibt die Varianz an. Für unsere experimentellen Werte ergeben sich mit Pythons “scipy.optimize curvefit” folgende Fit-Parameter :

$$a = 0,021 \quad \& \quad c = 0,002 \quad \& \quad \mu = 0,120\text{ps} \quad \& \quad \sigma = 0,121\text{ps} \quad (15)$$

Auf eine Fehlerangabe wurde hierbei vorläufig verzichtet.

Ein Vergleich der gefilterten AKF(in rot) mit der Fitfunktion (in grün) ist in Abb. 4.2 gezeigt. Dabei sind klare Abweichungen zwischen der gef. AKF und dem Gauss-Fit zu erkennen. Zum einen ist der Maximalwert des Fits merklich kleiner, weiterhin fällt der

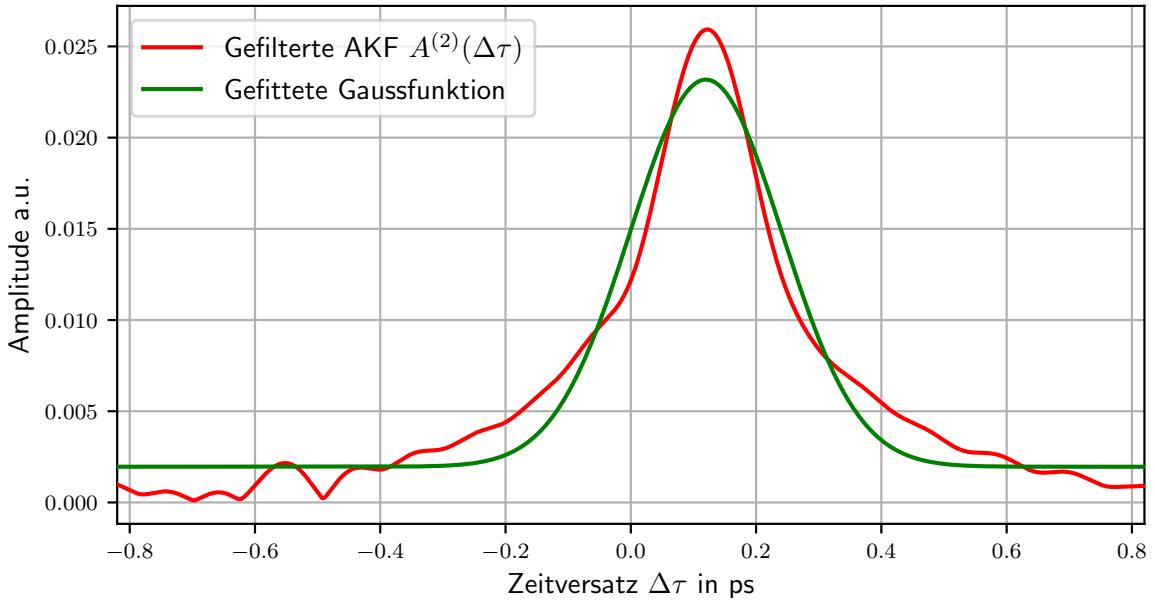


Abbildung 4.2: Vergleich der gefilterten AKF (in rot) mit einer an die Werte dieser AKF gefitteten Gaussfunktion (in grün) in Abhängigkeit vom Zeitversatz  $\Delta\tau$

Fit hier erst langsamer als die AKF, die dann aber für größere  $\Delta\tau$  langsamer fällt. Weiterhin zeigt die AKF, anders als die Fitfunktion, auch asymmetrische Eigenschaften, für negative  $\Delta\tau$  fällt sie langsamer als für positive. Zudem sind in der AKF auch kleinere Nebenmaxima zu erkennen.

Ein möglicher Grund für diese Unterschiede sind wieder die experimentellen Fehler, insbesondere das Problem mit dem Lautsprecher-Spiegel. Natürlich ist die Pulsform des Laser-Pulses in der Realität auch kein Gauss-Puls. Wahrscheinlich hätte hier eine andere Annahme der Puls-Form (z.B. Lorentz-Form oder hyperbolische Sekante) besser gepasst.

Nichtsdestotrotz wird für eine weitere Berechnung der Pulsdauer die Gaussfunktion weiter benutzt, der Fehler aber dementsprechend großzügig abgeschätzt. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen der Pulsdauer der AKF und des Eingangspulses (siehe Gl. 2) und der FWHM einer Gaussfunktion mit ihrer Standardabweichung, lässt sich die Pulsdauer bestimmen aus:

$$\Delta t_{\text{puls}} = 2\sqrt{\log 2} \cdot \sigma \quad (16)$$

Aufgrund der substantiellen Abweichungen der Fit-Funktion schätzen wir den relativen Fehler auf 20 Prozent. Damit ergibt sich als Pulsdauer:

$$\Delta t_{\text{puls}} = (0.20 \pm 0.04)\text{ps} \quad (17)$$

Die berechnete Pulsdauer erscheint etwas groß, liegt aber immer noch im Bereich von wenigen Hundert Femtosekunden.

Mit dieser Pulsdauer lässt sich auch das Zeit-Bandbreiten-Produkt  $\Delta t \cdot \Delta f$  berechnen. Dazu wird die Frequenzbreite aus Teilkap. 3.1 übernommen, da diese ungefähr dem benutzten Laser entsprechen sollte. mit Abschätzung des Fehlers nutzen wir:  $\Delta f = (10 \pm 1)\text{THz}$ . Damit beläuft sich das Zeit-Bandbreiten-Produkt und der Fehler davon auf:

$$\Delta t \cdot \Delta f = (2,0 \pm 0,5) \quad (18)$$

Dieser Wert erscheint plausibel, da er größer ist als der für einen Gauss-Puls erwartete und theoretisch minimale Wert von 0,44 . Andererseits ist es wiederum gut möglich, dass eine genauere und bessere Durchführung des Experimentes das berechnete Zeit-Bandbreiten-Produkt nochmals deutlich verringern könnte. Der minimale Wert ist natürlich auch von der Pulsform abhängig, also könnte die Annahme einer anderen Pulsform die Abweichungen zwischen theoretischen Minimalwert und gemessenen Wert verkleinern.

## 4.2 THz-TDS: Messung der Fokusgröße

In diesem Abschnitt geht es um die Bestimmung der Fokusgröße des Thz-Impulses. Dazu wurde das folgende Verfahren angewandt:

Zuerst wurde die Position des Maximums des Referenzpulses ermittelt und dann die Startposition im Messprogramms so verändert, dass kontinuierlich ein kleiner Bereich um das Maximum gescannt wird. Anschließend platzierten wir eine Lochblende in den Probenbereich zwischen den zwei Linsen. Um die Position des Fokus zu bestimmen, wurde die Lochblende dann weitestgehend geschlossen und ihre Position verändert. Bei maximalen Signal konnten wir so ungefähr die Brennebene vermuten. Hier wurde die Lochblende dann wieder geöffnet und so lange geschlossen, bis sich das Signal erstmals verringert. Bei diesem Durchmesser wird also schon ein Teil des Pulses geblockt, dieser Blendendurchmesser gibt also eine Abschätzung für die Fokusgröße  $d$  des Pulses.

Mit einem Messschieber wurde dieser bestimmt auf:

$$d = (2,3 \pm 0,5)\text{mm} \quad (19)$$

Aufgrund der schwierigen Messung, bei der Position des Fokus als auch bei der Bestimmung des optimalen Blendendurchmessers, wird der Gesamtfehler (Fehler des Messschiebers inklusive) auf 0,5 mm geschätzt.

Der Experimentell bestimmte Wert entspricht somit im Rahmen seiner Ungenauigkeit dem nach dem Abbe-Limit theoretisch berechneten Durchmesser (siehe 2.3) von 0,3 – 1,6mm. Zudem muss beachtet werden, dass es sich bei der theoretischen Abschätzung um ein unteres Limit für den Fokusdurchmesser handelt und der Experimentell bestimmte Wert somit in den meisten Fällen höher liegt.

## 4.3 THz-TDS: HR Silizium

In diesem Abschnitt geht es darum einen THz-Puls zu vermessen der durch eine Probe hochreinen (HR-)Siliziums propagiert ist und aus dem transmittierten Puls sowohl die dicke der Probe als auch die frequenzabhängige Transmission des Siliziums zu berechnen.

Die Messung des Referenzpulses zusammen mit dem durch das HR-Silizium propagierten Puls sind in Abb. 4.3 gezeigt.

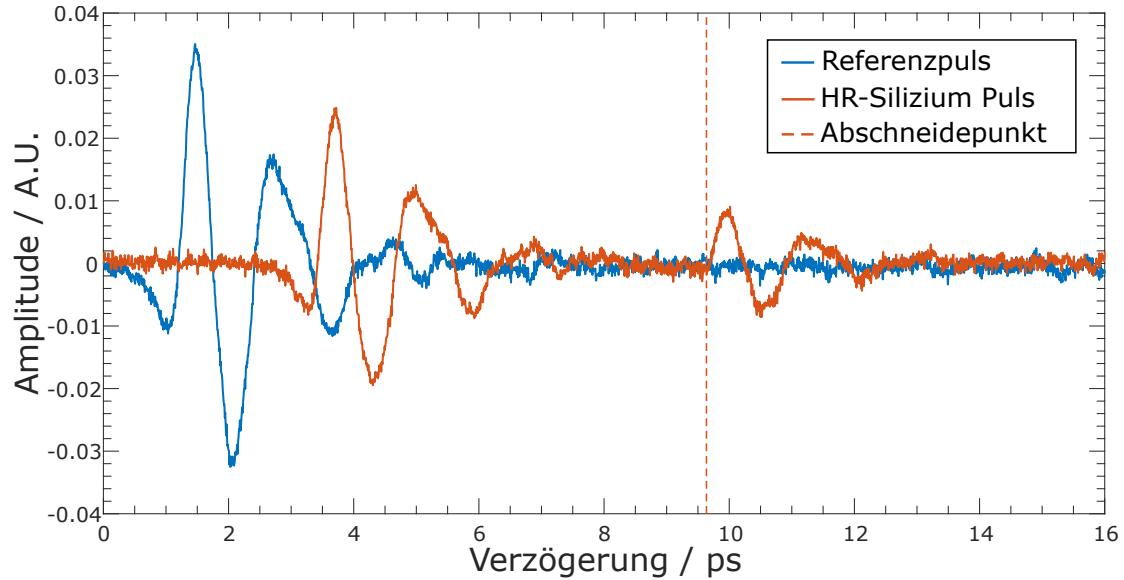


Abbildung 4.3: Vergleich der Amplituden des THz-Referenzpulses und des durch das HR-Silizium propagierten Pulses. Zusätzlich eingezeichnet ist der Abschneidepunkt der verwendet wird um im Transmittierten Signal alle Reflexionen abzuschneiden.

### Probendicke

Die dicke der Probe kann auf zwei verschiedene Arten ermittelt werden. Es kann mithilfe des Etalon-Effekts aus der Laufzeitdifferenz zwischen primärem transmittierten Signal und dem ersten Echo, d.h. dem Signal welches zusätzlich zur einfachen Transmission noch zwei mal an der Probe reflektiert wurde und diese somit insgesamt drei mal durchlaufen hat, die dicke der Probe  $d_{Etolon}$  mit folgender Formel berechnet werden.

$$d_{Etolon} = \frac{c_0 \cdot \Delta\tau_{Etolon}}{2 \cdot n_{Si}} \quad (20)$$

Wobei  $n_{Si} = 3,42$  der Brechungsindex von HR-Silizium und  $\Delta\tau_{Etolon}$  die zeitliche Verzögerung zwischen primärem Puls und erstem Echo ist. Als Referenzpunkt für die Position eines Signals wird jeweils dessen Maximum betrachtet. Alternativ kann die dicke der Probe auch aus dem Vergleich der Laufzeitdifferenz zwischen Referenzsignal und primärem transmittiertem Signal ermittelt werden. Dies geschieht analog zur Berechnung mithilfe des Etalon-Effekts, der Puls hat die Probe hierbei jedoch im Vergleich zum Referenzsignal nur ein mal durchlaufen und es muss die Differenz der Brechungsinizes  $n_{Si} - n_{Luft}$  verwendet werden.

Für die beiden Berechnungsmethoden ergeben sich folgende Laufzeitdifferenzen und

Dicken der Probe dargestellt in Tabelle 4.1. Die Fehler wurden jeweils aus der begrenzten Messgenauigkeit des Versuchsaufbaus abgeschätzt.

Tabelle 4.1: Dicke der HR-Silizium Probe nach Etalon-Effekt und Vergleich mit Referenz.

|                        | Etalon-Effekt   | Referenz-Probe  |
|------------------------|-----------------|-----------------|
| $\Delta\tau/\text{ps}$ | $6,25 \pm 0,01$ | $2,25 \pm 0,01$ |
| $d/\mu\text{m}$        | $282 \pm 2$     | $276 \pm 2$     |

Vergleicht man dies nun mit der vom Hersteller angegebenen Dicke von  $(280 \pm 10)\mu\text{m}$  und dem mit dem Messschieber gemessenen Wert von ebenfalls  $(280 \pm 10)\mu\text{m}$  so zeigt sich, dass sowohl die Berechnung mithilfe des Etalon-Effekts als auch die Berechnung mithilfe der Differenz zwischen Referenzsignal und Probe Werte liefern die im Rahmen ihrer Genauigkeit ziemlich gut zu den angegebenen Werten passen.

### Transmission

Die normalerweise wellenlängenabhängige Transmission sollte sich im Fall von HR-Silizium im gemessenen Bereich nicht verändern und konstant bei 0,7 liegen (vgl. 2.7). Um diese experimentell zu bestimmen wird die Fourier transformierte des Referenzpulses mit der Fourier transformierten des Pulses durch die Probe verglichen. Hierbei werden jedoch die Echos des Probensignals wie in Abb. 4.3 gezeigt abgeschnitten, da nur die Transmission des primären Signals von Interesse ist. Das Ergebnis ist in Abb. 4.4 zusammen mit dem theoretisch zu erwartenden Wert eingezeichnet.

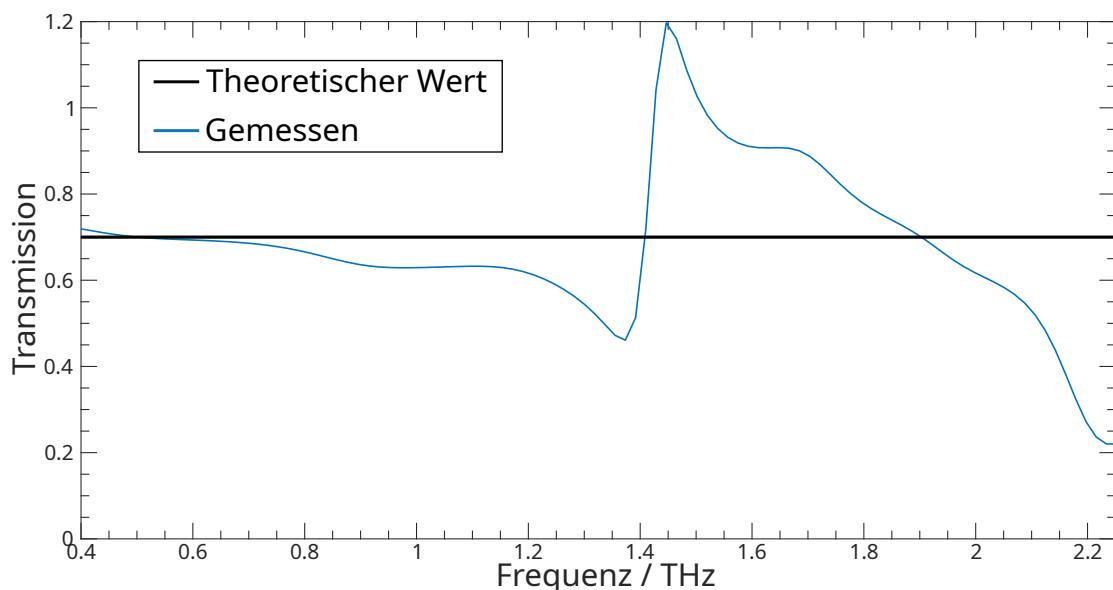


Abbildung 4.4: Transmission des THz-Pulses durch die HR-Silizium Probe und theoretische Erwartung.

Zu sehen ist, dass für niedrige Frequenzen die Transmission nahe an den zu erwartenden 0,7 liegt. Ab 1,4THz weichen die gemessenen Werte jedoch stark von den zu erwartenden ab und steigt zeitweise über den Wert von 1,0. Dies lässt sich möglicherweise auf eine Verunreinigung der Probe, die schlechte Form des verwendeten THz-Pulses, ein Artefakt der Diskreten Fourier Transformation oder, am wahrscheinlichsten, auf einen schlechten Aufbau zurückführen.

#### 4.4 THz-TDS: p-dotiertes Silizium

Neben dem HR-Silizium wurde hier zusätzlich ein Puls nach durchlaufen einer p-dotierten Silizium Probe betrachtet. Hier ist die Transmission des Signals im Gegensatz zum HR-Silizium jedoch nicht konstant und soll mithilfe des Drude-Modells gefittet werden um anschließend die Plasmafrequenz  $\omega_p$  und Dämpfungskonstante  $\Gamma$  sowie die Mobilität der Elektronen  $\mu$ , die Leitfähigkeit  $\sigma$  und den spezifischen Widerstand  $\frac{1}{\sigma}$  zu bestimmen. Das Signal im Vergleich zum Referenzsignal ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Messung des Signals für das p-Silizium wurde zwar etwas spät gestartet, dies sollte jedoch keinen großen Einfluss auf das Ergebnis haben.

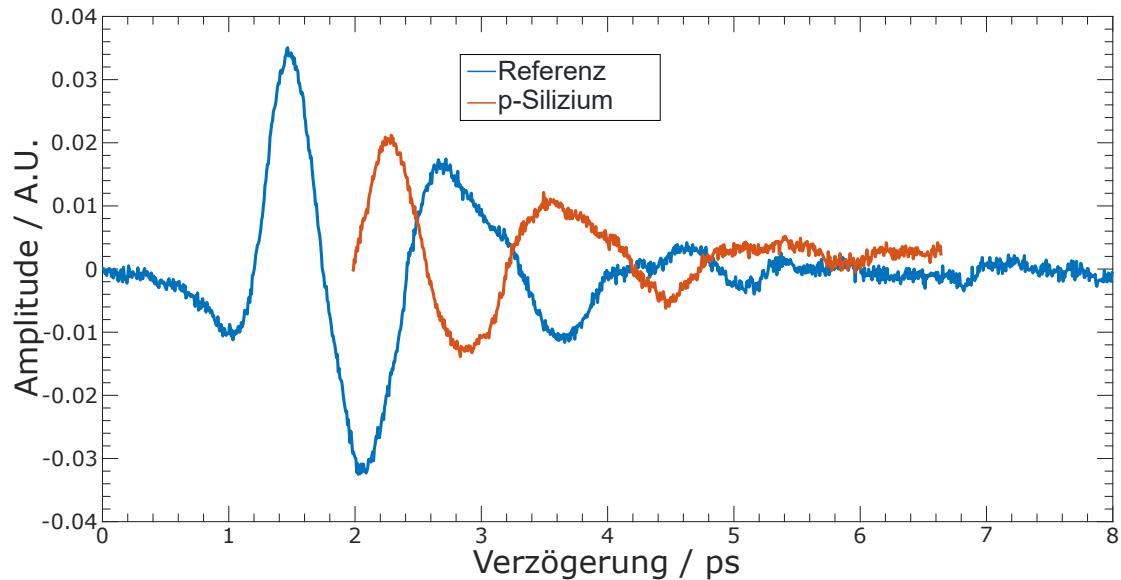


Abbildung 4.5: Vergleich der Amplituden des THz-Referenzpulses und des durch das p-dotierte Silizium propagierten Pulses

Um die Transmission in Abhängigkeit der Frequenz zu erhalten wurde hier gleich verfahren wie in 4.3. Da die Transmission in diesem Bereich jedoch nicht konstant ist muss ein theoretisches Modell verwendet werden um den Verlauf zu Beschreiben. Hierfür wird das Drude-Model verwendet, welches die Transmission  $T_{Drude}$  berechnet als

$$T_{Drude} = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \cdot \exp\left(-\frac{i(n_2 - n_1 \omega d)}{c}\right) \quad (21)$$

Wobei hier  $n_1 = n_{Luft}$  der Brechungsindex von Luft,  $n_2 = n_{Si}(\omega)$  der Wellenlängenabhängige Brechungsindex von Silizium und  $d$  die Weglänge des Pulses durch das Silizium sind.

Der Brechungsindex von Silizium kann berechnet werden als

$$n_{Si}(\omega) = \sqrt{\epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega}} \quad (22)$$

mit  $\epsilon_\infty = 3,4175^2$ ,  $\omega_p$  der zu ermittelnden Plasmafrequenz und  $\Gamma$  der zu ermittelnden Dämpfungskonstante. Wird dieses Modell in Matlab an die gemessenen Daten gefittet, so ergeben sich Werte von

$$\omega_p = (1.79 \pm 0.05)\text{THz} \quad (23)$$

und

$$\Gamma = (1.5 \pm 0.2)\text{THz} \quad (24)$$

Die theoretische Transmissions-Kurve zusammen mit den Experimentell ermittelten Werten ist in Abb. 4.6 dargestellt.

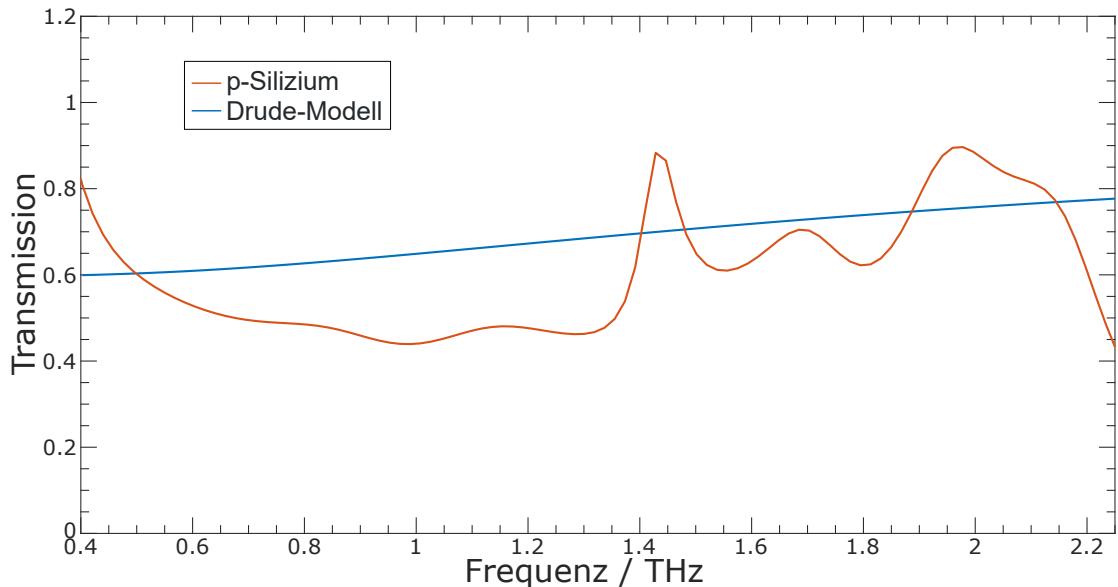


Abbildung 4.6: Transmission des THz-Pulses durch das p-Dotierte Silizium und theoretische Berechnung nach dem Drude-Modell.

Weiterhin können auch die Mobilität der Elektronen  $\mu$ , die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  und der Widerstand  $\frac{1}{\sigma}$  nach den folgenden Formeln und unter Zuhilfenahme der effektiven Elektronenmasse  $m^* = 0.98m_0$  berechnet werden.

$$\mu = \frac{e}{m^* \Gamma} = (1200 \pm 100) \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \quad (25)$$

$$N = \frac{\omega_p^2 m^* \epsilon_\infty \epsilon_0}{e^2} = (1,15 \pm 0,07) \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3} \quad (26)$$

$$\sigma = e\mu N = (2,1 \pm 0,3) \frac{1}{\Omega \text{cm}} \quad (27)$$

$$\frac{1}{\sigma} = (0.47 \pm 0.06) \Omega \text{cm} \quad (28)$$

Der gemessene Widerstand liegt leicht unterhalb des nach der Angabe [2] gegebenen Bereichs von  $1 - 10 \Omega \text{cm}$ , was jedoch bereits in vorherigen Messungen der Fall war. Somit liefert diese Methode einen sehr genauen Wert für die Leitfähigkeit des Silizium.

## 4.5 THz-TDS: Verschiedene Lacke

Zuletzt wurde der THz-Puls nach Propagation durch verschiedene Lacke aufgenommen. Da diese jeweils auf eine dünnen Folie aufgetragen wurden wird die Transmission des Signals durch diese Folie ohne Proben als Referenz verwendet. Die verschiedenen Messergebnisse sind in Abb. 4.7 zu sehen und die dazugehörigen Transmissionen in Abb. 4.8.

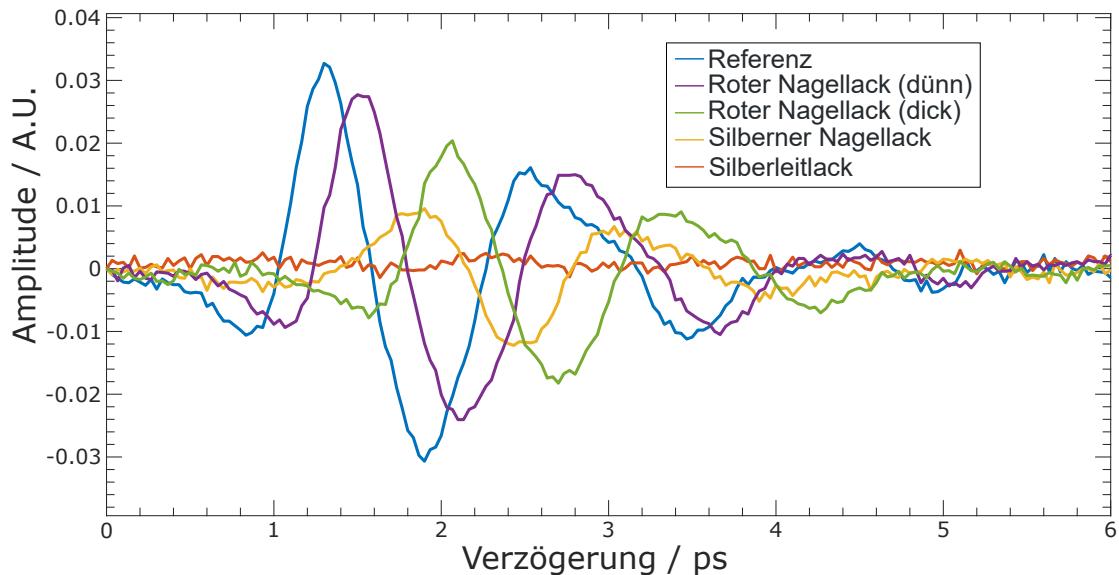


Abbildung 4.7: Vergleich der Amplituden des THz-Referenzpulses und der durch die verschiedene Lacke propagierten Pulse.

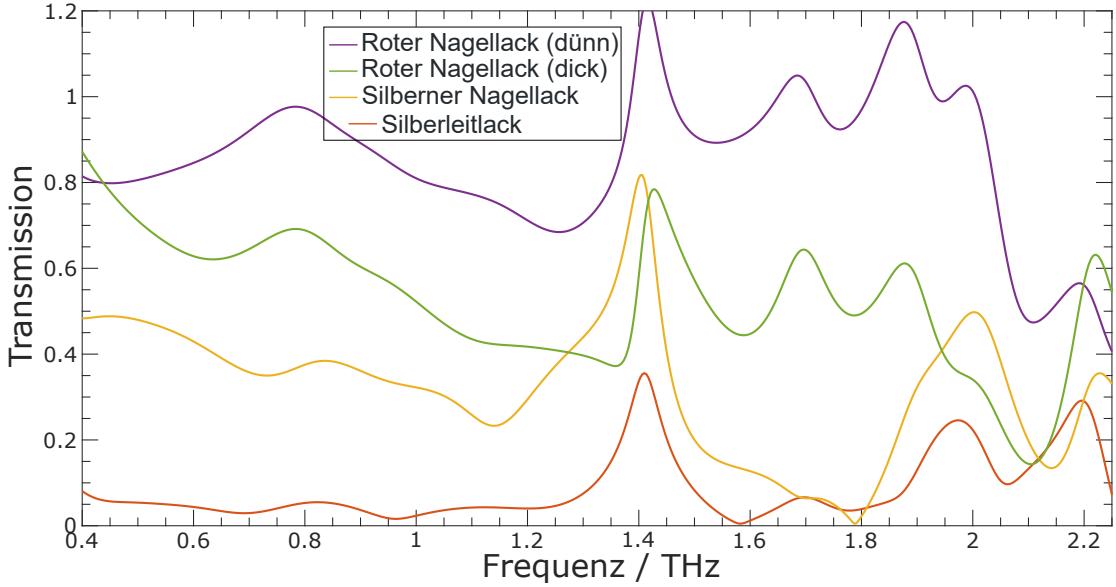


Abbildung 4.8: Transmission des THz-Pulses durch die verschiedenen Lacke im Vergleich zur Folie ohne Proben.

Aus der Zeitlichen Verzögerung der einzelnen Pulse, vor allem der beiden Proben mit rotem Nagellack, im Vergleich zum Referenzpuls lässt sich eine erste Abschätzung für die Dicke der Proben treffen. Zusätzlich können auch die Amplituden der Pulse im Vergleich zur Referenz betrachtet werden. Hier ist eindeutig die verringerte Amplitude und erhöhte zeitliche Verzögerung des Signals durch die dicke Schicht Nagellack im Vergleich zur dünnen Schicht Nagellack zu sehen. Außerdem kann beobachtet werden, dass der Silberne Nagellack und in noch größerem Maße der Silberleitlack das Signal stark bis vollkommen abschwächen. Diese Beobachtungen decken sich mit den Werten die dem Transmissionsspektrum Abb. 4.8 entnommen werden können. Hier kann ebenfalls eine sehr geringe Transmission für Silbernen Nagellack und Silberleitlack sowie eine geringere Transmission bei gleichem Verlauf für die dicke Schicht Nagellack im Vergleich zur dünnen Schicht Nagellack beobachtet werden.

Im allgemeinen können die Absorption und somit auch die Transmission auf die unterschiedliche Leitfähigkeit der einzelnen Materialien und damit auf ihre Ladungsträgerdichte zurückgeführt werden. Je besser die Leitfähigkeit bzw. je höher die Ladungsträgerdichte, desto geringer fällt die Transmission aus. Eine höhere Schichtdicke führt ebenfalls zu einer geringeren Transmission aufgrund des komplexen Brechungsindex. In den Proben ist vor allem eine hohe Ladungsträgerdichte im Fall des Silberleitlacks und in geringerem Maß auch für den Silbernen Nagellack zu erwarten, während der rote Nagellack eine geringe Ladungsträgerdichte aufweisen sollte. Diese Erwartung deckt sich auch mit den Messungen der Transmission.

## 5 Fazit

In diesem Versuch wurde zunächst ein Femtosekunden-Laserpuls mithilfe der Autokorrelation des Pulses vermessen. Hierfür wurde ein Aufbau analog zu einem Michelson-Interferometer realisiert und unter Anleitung aufgebaut. Da es jedoch im Aufbau Probleme mit der Position des Lautsprecherspiegels gab, führt dies zu Abweichungen bei der gemessenen Autokorrelation im Vergleich zur theoretischen Erwartung. Dies ist ein möglicher Ansatzpunkt für Verbesserungen. Weiterhin hätte man auch andere Pulsförmen neben einem Gaußpuls für die Auswertung der Autokorrelation ansetzen können. Nichtsdestotrotz erhalten wir eine Pulsdauer von wenigen hundert Femtosekunden, was als sehr realistisch erscheint.

Im zweiten Teil des Versuchs wurde der vermessene Femtosekunden-Puls verwendet, um einen Terraherz-Puls zu erzeugen und anschließend zu vermessen. Hierbei wurde zum einen mithilfe einer Iris-blende der Durchmesser des Pulses abgeschätzt was zu einem realistischen Wert von wenigen mm führte. Zum anderen wurde die Transmission des Pulses durch verschiedene Schichten Silizium, sowie verschiedene Lacke vermessen. Abgesehen von einer starken Abweichung der Transmission durch HR-Silizium im Vergleich zur Theorie, die wahrscheinlich durch einen schlechten Aufbau verursacht wurde, liefern diese Messungen ebenfalls gute Ergebnisse. Die Dicke der HR-Silizium Probe konnte mithilfe des Etalon-Effekts ziemlich genau berechnet werden und der Widerstand des p-Silizium konnte trotz Verwendung des vereinfachten Drude-Modells einigermaßen genau abgeschätzt werden. Die Messungen der Transmission durch die verschiedenen Lacke liefern ebenfalls gute Ergebnisse und zeigte, welche der Lacke eine starke Wechselwirkung mit THz-Strahlung aufweisen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Verwendung der Autokorrelation geeignet war, um eine Abschätzung der Pulsdauer des Femtosekunden-Pulses zu erhalten und die THz-TDS einige gute Abschätzungen der Materialparameter der vermessenen Proben liefert.

## Literatur

- [1] A. M. Weiner, *Ultrafast optics*. John Wiley & Sons, 2011.
- [2] Experimentalphysik VIII - Ultraschnelle Dynamik, *Ultrakurzzeit-Physik: Femtosekunden-Autokorrelation und Terahertz-Spektroskopie*. Universität Bayreuth.
- [3] C. Sirtori, „Bridge for the terahertz gap,“ *Nature*, Jg. 417, Nr. 6885, S. 132–133, 2002.
- [4] S. Hunklinger, *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009.
- [5] T. Butz, *Fouriertransformation für Fußgänger*. Springer, 2009, Bd. 6.
- [6] S. Wen-Feng, W. Xin-Ke und Z. Yan, „Measurement of refractive index for high reflectance materials with terahertz time domain reflection spectroscopy,“ *Chinese Physics Letters*, Jg. 26, Nr. 11, S. 114210, 2009.
- [7] L. Duvillaret, F. Garet und J.-L. Coutaz, „Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy,“ *Applied optics*, Jg. 38, Nr. 2, S. 409–415, 1999.

# Messprotokoll

Versuchsprotokoll: Ultrakurzzeitoptik

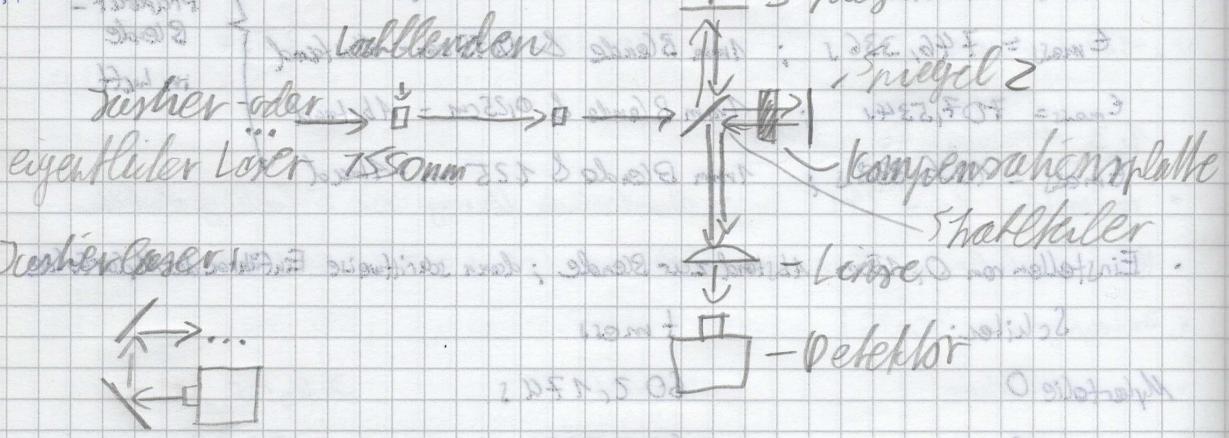
Durchgeführt am 14.11.2023

Durchgeführt von Silas Kötthoff

Florian Böhme

Signalvermessung durch Autokorrelation:

Ablauf:



Herstellung:

- Justieren der Justierlaser, sodass dieser durch beide Lochlenden auf den Ablauf trifft.
- Justieren des Spiegels 2 (möglichst gerade zurückreflektieren)
- Einsetzen und justieren des Schallkäfers und des Detektors + Linse (Alle Wütigen Waffen müssen im Detektor enden)
- Einsetzen der Kompensationssplatte
- Start der Aufnahme und Feinjustierung des eingesetzten Lasers (Aufnahme mit Oszilloskop)
- Höheinstellen der Detektoren

## T-2 - Speckhoskopie

Versuch 1: Referenzmessung

Step size: 0.001 mm      Storlpos: 752.2 mm

Schritte: 2500

Mittelperiode: 10 ms

Samples: 100

Messung des Pulses ohne Pore

Versuch 2: Fokalabstandmesser abschätzen

Step size: 0.005 mm      Storlpos: 753.34 mm

Schritte: 30

Mittelperiode: 10 ms

Samples: 2

Prüfe ob wann Maximum der Intensität entsteht  
Schattellen. Mess dann mit Messschichter dicke der  
Lochblende.

Ergebnis:  $d = 2.3 \pm 0.5 \text{ mm}$  Fehler aus Genauigkeit  
der Lochblendenrekonstruktion per Hand abgeschätzt.

Versuch 3: HR-Silizium

Step size: 0.001 mm      Storlpos: 752.2 mm

Schritte: 2500

Mittelperiode: 10 ms

Samples: 100

Versuch 3; p-Schizuum

Stepnize: 0.007 mm

Schnitte: 700

Mittelzeit: 70ms

Samplers: 100

Stärke: 152.800 mm

Versuch 4; Silberlack

Stepnize: 0.005

Schnitte: 1300

Mittelzeit: 90ms

Samplers: 100

Stärke: 1752.2 mm

Versuch 5; Silberner Nagellack

niere 4

Versuch 6; Pinker Nagellack dünn

niere 4

Versuch 7; Pinker Nagellack dick

niere 4

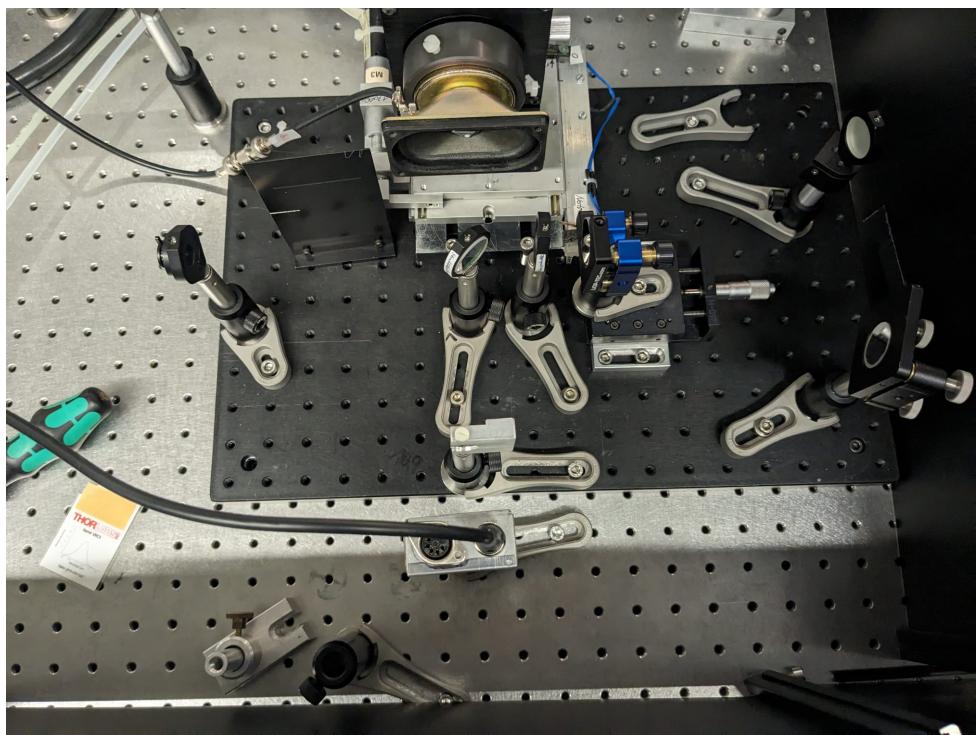


Abbildung 5.1: Aufbau der Autokorrelation

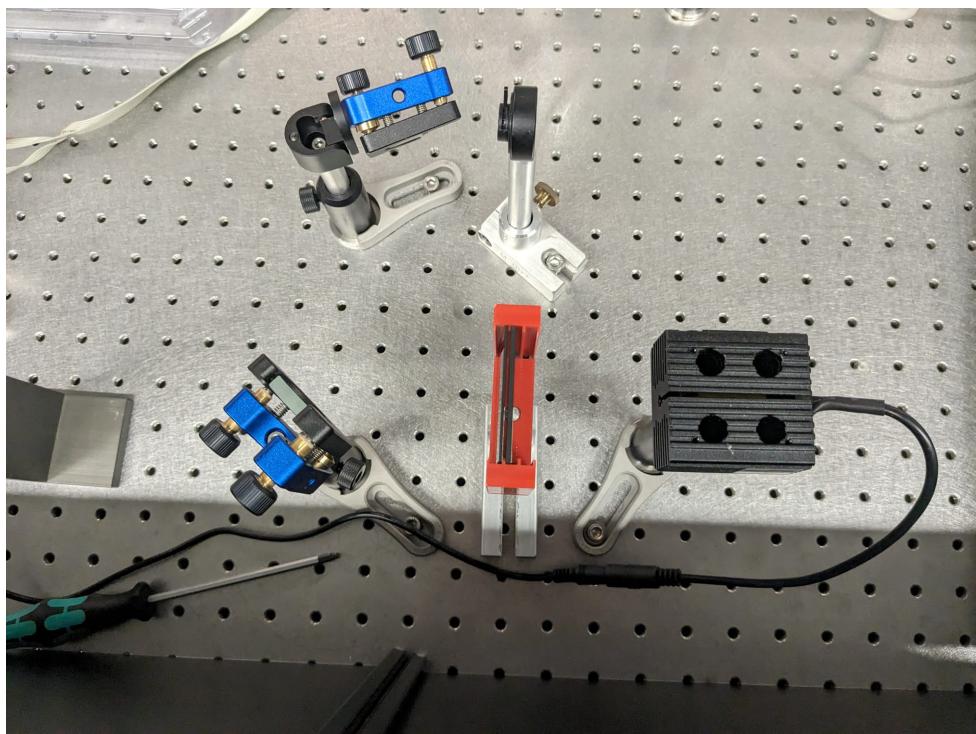


Abbildung 5.2: Justierlaser der Autokorrelation