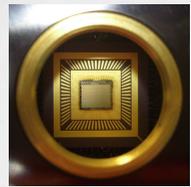
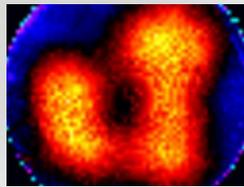
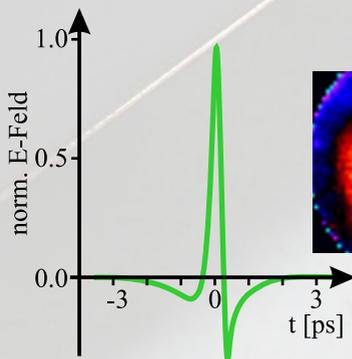


Terahertz-Bildgebung mit demodulierendem Detektorarray

Gunnar Spickermann



Höchstfrequenztechnik
und Quantenelektronik



Terahertz-Bildgebung mit demodulierendem Detektorarray

Von der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät der
Universität Siegen

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

genehmigte
DISSERTATION
vorgelegt von

Dipl.-Ing. Gunnar Spickermann
aus Siegen

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Peter Haring Bolívar
 2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Elmar Griese
- Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Andreas Kolb

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Dezember 2012

Band 1 aus der Schriftenreihe
Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik
Prof. Dr.-Ing. Peter Haring Bolívar
Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät
Universität Siegen
57068 Siegen

urn:nbn:de:hbz:467-6947

Gedruckt auf alterungsbeständigem holz- und säurefreiem Papier.

Meinen Eltern

Zusammenfassung

Licht und alle anderen elektromagnetischen Wellen sind für uns das Fenster zum Universum. Mit ihrer Ausbreitung transportieren sie Informationen verschiedenster Art. Die Interaktion dieser Wellen mit der Materie verrät uns viel über den Aufbau der Welt, über nahe, sehr kleine Vorgänge und die größten, sehr weit entfernten Strukturen. Aus Intensitätsverhältnissen und -schwankungen sowie Frequenzverschiebungen und Propagationseigenschaften schließen wir auf Stoffzusammensetzungen, Positionsveränderungen, Massen, Geschwindigkeiten, Entfernungen, Energieumsätze usw. von Objekten auf allen Größenskalen. Wir bedienen uns dabei elektromagnetischer Wellen der verschiedensten Frequenzen bzw. Wellenlängen, nämlich von den niederfrequenten Radiowellen über die Mikrowellen, Infrarot-, sichtbares und ultraviolettes Licht bis hin zu Röntgen- und γ -Strahlung. All diese Erscheinungen gehören zu ein und demselben physikalischen Phänomen der elektromagnetischen Wellen und doch kann man sie anhand ihres Generationsmechanismus in zwei Domänen unterteilen, nämlich in die der Radiowellen auf der niederfrequenten Seite und die des Lichtes auf der anderen. Die Schnittstelle dieser beiden Domänen bildet der THz-Bereich, der mit vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten aufwartet. Dadurch ist dieser Spektralbereich aktueller Forschungsgegenstand.

Diese Dissertation beschäftigt sich mit Bildgebung in genau diesem Terahertz-Frequenzbereich. Dabei wird der elektrooptische Effekt zusammen mit einem Kurzpuls-laser (Pulsdauer $< 10^{-12}$ s) genutzt, um zu diesen hohen Frequenzen ($> 10^{12}$ Hz) vorzudringen. Dieser Ansatz ist besonders dazu geeignet, einen großen Frequenzbereich (rund 4 Oktaven) und gleichzeitig eine Vielzahl von Messpunkten in nur einer Messung abzudecken. Der Kurzpuls-laser wird dabei sowohl zur Erzeugung von Pulsen im Terahertz-Frequenzbereich als auch zur ihrer Detektion genutzt. Die Spektral- und Bildinformation wird dazu in einem Detektorkristall vom Terahertz-Strahl auf den (optischen, nahinfraroten) Laserstrahl übertragen und dann in eine Intensitätsmodulation desselben übersetzt. Das Verfahren ist so ausgelegt, dass diese Intensitätsmodulation bei einer Frequenz liegt (1.5MHz), die bequem elektronisch verarbeitet werden kann.

Allerdings ist der elektrooptische Effekt bei den moderaten Intensitäten der THz-Pulse (zeitgemittelte Leistung $\approx 2\mu$ W) nur schwach ausgeprägt, wodurch die detektierende Modulationstiefe sehr gering ausfällt. Die Herausforderung liegt nun darin, diese kleine Intensitätsmodulation erfolgreich vom unerwünschten Hintergrund zu trennen und ein Bildgebungssystem mit brauchbarer Dynamik bei akzeptablen Messzeiten zu realisieren.

Ein wichtiges Werkzeug ist dabei die PMD-Kamera (*Photonic Mixing Device*), welche eigentlich als monokulare 3D-Kamera z.B. für Automotive- und Roboteranwendungen entwickelt wurde. Ihr Messprinzip basiert ebenfalls auf der Messung von Lichtintensitätsmodulationen einer bestimmten Frequenz, allerdings ist für die Entfernungsbestimmung die Messung der Phasenlage interessanter als die Amplitude, die sich aber ebenfalls aus der Messung ableiten lässt. Diese Kamera wird mit dem elektrooptischen Messprinzip kombiniert und dabei als demodulierendes Detektorarray benutzt. Sie bestimmt dabei orts aufgelöst in 3072 Pixeln parallel die Amplitude der Intensitätsmodulation, von der sich auf die elektrische Feldstärke des THz-Pulses im Detektorkristall zu einem sub-ps Zeitpunkt schließen lässt. Durch einen Scan im Zeitbereich kann so der gesamte Terahertz-Puls an 3072 Orten parallel rekonstruiert werden, wodurch Bildgebung im sub-ps-Zeitbereich und im Terahertz-Frequenzbereich ermöglicht wird.

Nach einer Einführung in die Thematik behandelt das zweite Kapitel die Theorie der elektrooptischen Terahertz-Bildgebung. Im dritten Kapitel wird die PMD-Kamera als wichtiges Werkzeug vorgestellt. Danach werden im vierten Kapitel einige prinzipielle Methoden anhand von ausgewählten THz-Bildgebungsaufbauten aus der Literatur erläutert. Es folgen zwei Kapitel über die beiden realisierten Bildgebungsaufbauten zusammen mit Messungen, welche an diesen vorgenommen wurden. Bei dem ersten dieser beiden Aufbauten handelt es sich um ein Fernfeld-Bildgebungssystem mit dem also „auf Abstand“ Terahertz-Bilder gemessen werden können. Es zeigt sich, dass die nötige Aufweitung des Abfragelaserstrahls zusammen mit der begrenzten Leistung des Lasers, die geringen Ausmaße des Detektorkristalls aber vor allem die geringe Terahertz-Pulsleistung den Bildbereich auf wenige cm^2 beschränken. Zusammen mit der (für optische Verhältnisse) großen Wellenlänge, welche die Ortsauflösung begrenzt, ergibt sich ein verminderter Detailreichtum der Bilder. Mit diesen Erfahrungen wurde in einem zweiten Aufbau ein Nahfeldbildgebungssystem realisiert. Hierbei wird die Probe in Kontakt mit dem Detektorkristall gebracht, wodurch die abbildende Optik mit ihren auflösungsbegrenzenden Eigenschaften entfällt. Weiterhin muss der Abfragestrahl weniger stark aufgeweitet werden und es kann mit einem fokussierten Terahertz-Strahl gearbeitet werden, wodurch größere Leistungsdichten zur Verfügung stehen. In diesem Aufbau kann die Ortsauflösung der verwendeten PMD-Kamera ausgenutzt werden und Strukturen von $< 100\mu\text{m}$ Breite können sichtbar gemacht werden. Als Beispielanwendung werden dazu Messungen an einem Biochip gezeigt, welcher aus einer sogenannten frequenzselektiven Oberfläche (FSS, Frequency Selective Surface) besteht. Im letzten Kapitel werden dann die beiden Aufbauten miteinander und mit Experimenten aus der Literatur verglichen und es wird ein Ausblick gegeben.

Summary

Light and all other electromagnetic waves are our window to the universe. With their propagation they carry information of great diversity. The interaction of these waves with matter tells us about how the world is organized and what it is composed of. It tells us about very close and microscopic processes but also about the largest structures being far away. From intensity relations and fluctuations, frequency shifts and propagation properties we conclude element compositions, position shifts, masses, speeds, distances, energy conversions etc. of objects in all magnitudes of size. For these tasks we use electromagnetic waves of very different frequency or wavelength namely radio frequencies, microwaves, infrared, visible and ultraviolet light as well as x-ray and γ -radiation (in the order of increasing frequency). All these phenomena rely on the same physical effect of electromagnetic waves, but still they are subdivided by their mechanism of generation in two domains being that of the radio waves on the low frequency side and the domain of light on the other. The region of terahertz frequencies lies on the interface between these two domains and opens up a plentitude of applicatons. This makes the spectral region of THz-waves an exciting field of research.

This dissertation is about imaging using light in the named domain of terahertz-frequencies. It uses the electrooptic effect together with a pulselaser (pulse duration $< 10^{-12}$ s) to reach into the region of such high frequencies ($> 10^{12}$ Hz). This approach is especially convenient to cover a wide spectrum (approximately 4 octaves) while at the same time enabling for parallel measurements at many points. The pulselaser is used both to generate terahertz pulses and detecting them. Using a detector crystal, the spectral and spatial information in the terahertz beam is being transferred to the (optical) laser beam and then converted into an intensity modulation. The modulation is then at a frequency (1.5MHz) which easily can be handled by electronics.

However, at the moderate intensities of the THz pulses used (time averaged power $\approx 2\mu$ W), the electrooptic effect is very weak resulting in a very small intensity modulation. The challenge is to successfully seperate this small intensity modulation from the unwanted huge background to realize an imaging system with sufficient dynamics at an acceptable aquisition time.

At this point the PMD-Camera (*Photonic Mixing Device*) becomes a very important tool although it was originally developed as a monocular 3D-Kamera for the use in e.g. automotive or robotics applications. Its measurement principle relies on the detection of light modulation at a certain frequency. Although the phase estimation is most relevant for the range measurement, the amplitude can also be calculated. In the combination with the electrooptic terahertz detection principle this camera was used

as a demodulating sensor array. It determines the amplitude of the intensity modulation laterally resolved in 3072 pixels in parallel. From that modulation amplitude the electrical field magnitude of the terahertz pulse in the crystal at a sub-picosecond instant of time can be derived. While scanning in time domain, the whole THz pulse can be reconstructed for 3072 different pixels in parallel enabling imaging with sub-picosecond resolution in time domain and in the region of THz frequencies.

After an introduction of the topic the second chapter is about the theory of electrooptic terahertz imaging. In the third chapter the PMD-camera is introduced as an important tool. Thereafter, in the fourth chapter, some fundamental methods are pictured with the help of selected THz imaging setups known from literature. The fifth and sixth chapter present the two realized imaging setups together with measurements which were accomplished with them. The former is a far field imaging setup used to acquire terahertz images of objects having some distance to the camera. It arose that the unavoidable expansion of the probe beam together with the limited laser power, the relatively small dimensions of the detector crystal and most notably the small terahertz pulse power limit the field of view to some cm^2 . Together with the (relative to visible light) long wavelengths limiting the spatial resolution, the images reach only limited richness of detail. These experiences lead to the latter setup enabling near field terahertz imaging. As the sample is placed in direct contact with the detector crystal the resolution limiting terahertz optics can be avoided. Furthermore the probe beam expansion can become smaller and the system can be operated with a focussed terahertz beam for illumination leading to higher power density. This setup utilizes the high lateral resolution of the PMD-camera and reveals structures being less than $100\mu\text{m}$ wide in terahertz images. As an exemplary application a measurement on a biochip consisting of a frequency selective surface (FSS) is presented. In the final chapter the setups are compared with each other and with experiments known from literature plus an outlook is given.

Sammanfattning

Ljus och alla andra elektromagnetiska vågor är vårt fönster till universum. Med deras utspridning transporterar de information av stor variation. Växelverkan mellan dessa vågor och materie avslöjar mycket om världens sammansättning, nära mikroskopiska processer samt de största långt ifrån befintliga strukturer. Vi betraktar intensitetsförhållanden och -variationer likväl som frekvensskiftningar och propagationsegenskaper och drar slutsatser över materialsammansättning, positionsförändring, vikt, hastighet, distans, energiomsättning osv. av objekt i alla storleksordningar. Vi använder elektromagnetiska vågor av mycket olika frekvenser respektive våglängder, nämligen från lågfrekventa radiovågor över mikrovågor, infrarött, synligt och ultraviolett ljus upp till röntgen och γ -strålning. Alla dessa fenomen tillhör samma fysikaliska princip av elektromagnetiska vågor men blir ändå delade i två domäner, nämligen i radiofrekvenser på den lågfrekventa sidan och ljus på den andra. Terahertz-frekvenserna ligger på gränsen mellan de två domänerna och öppnar många användningar. Därför är denna delen av det elektromagnetiska spektrum ett aktuellt forskningsområde.

I denna avhandlingen undersöks bildtagningssystem som använder strålning i just detta terahertz-frekvensområdet som ljus. Här används elektrooptiska effekten tillsammans med pulslaser (pulslängd $< 10^{-12}$ s) för att nå till dessa frekvenser ($> 10^{12}$ Hz). Denna ansats är särskilt lämplig att täcka ett stort frekvensband (runt 4 oktaver) samtidigt som det möjliggör att mäta vid ett större antal punkter parallellt. Med hjälp av pulslasern både produceras och detekteras pulser i terahertz-frekvensområdet. Bild och frekvensinformationen av terahertz-pulsen överförs till den (optiska) laserstrålen och blir vidare transformerad till en intensitetsmodulation av densamma. Denna metoden är utlagd så att frekvensen av modulationen är så låg (1.5MHz) att den lätt kan behandlas med elektronik.

Visserligen är den elektrooptiska effekten mycket svag vid de moderata THz pulsintensiteter ($2\mu\text{W}$ i tidsmedel) som används, vilket resulterar i en mycket liten modulation som ska detekteras. Utmaningen är att isolera denna svaga intensitetsmodulationen effektivt från den oönskade bakgrunden, så att ett bildtagningssystem med användbar dynamik vid acceptabel mätningstid kan förverkligas.

I detta sammanhang är PMD-kameran (*Photonic Mixing Device*) ett viktigt verktyg som egentligen blev utvecklad som enlinsig 3D kamera för t.ex. uppgifter i automobil- eller robotikområdet. Mätprincipen av kameran baserar på mätning av intensitetsmodulationer vid en särskild frekvens, dock är för distansbestämning, mätning av fasdifferensen viktigare än modulationsamplituden som ändå även kan bli beräknad. Denna kameran kombineras med den elektrooptiska detektionsprincipen och blir använd som demodulerande detektormatrix. Den bestämmer intensitetsmodulationsamplituden i

3072 olika punkter parallellt och tillåter slutsatser över styrkan på det elektriska fältet av terahertz pulsen i detektorkristallen vid en sub-picosekund tidpunkt. Med en scan i tidsdomänen kan hela terahertzpulsen rekonstrueras vid 3072 orter parallellt, som gör bildtagning med sub-picosekund tidupplösning i terahertz frekvensområdet möjlig.

Efter en inledning i ämnesområdet, handlar det andra kapitlet om teorin av elektrooptisk bildtagning. I tredje kapitlet blir PMD-kameran föreställd som ett viktigt verktyg, därefter, i fjärde kapitlet, några principiella metoder förklaras med hjälp av utvalda THz-bildtagningssystem kända från litteraturen. Femte och sjätte kapitlet presenterar de två realiserade bildtagningssystemen tillsammans med mätningar som gjordes med dem. Första systemet realiserar bildtagning i fjärrfältet, vilket betyder att man har kameran på viss distans av objektet. Det visar sig att den nödvändiga vidgningen av laserstrålen tillsammans med den begränsade styrkan av själva lasern, den begränsade storleken av detektorkristallen, men framför allt den låga terahertz-intensiteten begränsar bildytan på några få cm^2 . Tillsammans med de stora (jämfört med synligt ljus) våglängderna som begränsar upplösningen resulterar det i reducerad detaljrikedom i bilderna. Utav dessa erfarenheter resulterar det andra systemet som möjliggör bildtagning i närfältet. Objektet placeras i direkt kontakt med detektorkristallen, på vilket sätt den upplösning begränsande optiken bortfaller. Därutöver måste laserstrålen inte vidgas så mycket och en fokuserad terahertz-stråle kan användas så att större effektdensitet står till förfogande. I denna konstruktionen kan den höga upplösningen av PMD-kameran utnyttjas och strukturer mindre än $100\mu\text{m}$ kan avbildas i terahertz-ljuset. Som exempel användning presenteras resultat av mätningar på ett biochip som består av en frekvenssektiv yta (frequency selective surface, FSS). I sjunde kapitlet jämförs båda systemen med varandra och med experiment som är kända från litteraturen och en utblick ges.

Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden bereits bei begutachteten Fachzeitschriften und Konferenzen veröffentlicht bzw. vorgestellt:

- FRIEDERICH, F., MENG, F., LÖFFLER, T., DICKEL, K.P., SPICKERMANN, G., DENINGER, A., ROGGENBUCK, A., LISON, F., HENNEBERGER, R., ZIMMERMANN, R., BOLIVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *Development of a hybrid THz camera using synchronized two-color laser radiation*, in *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, (2008).
- SPICKERMANN, G., FRIEDERICH, F., ROSKOS, H.G., and HARING BOLÍVAR, P., *High signal-to-noise-ratio electro-optical terahertz imaging system based on an optical demodulating detector array*, *Opt. Lett.*, 34, 3424–3426 (2009).
- SPICKERMANN, G., and HARING BOLÍVAR, P., *New Approach for an Electro-Optic THz-Detector Array Using Photonic Mixing Device Camera*, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CWM3* (2009).
- FRIEDERICH, F., SPICKERMANN, G., BOLIVAR, P., LÖFFLER, T., and ROSKOS, H., *Multi-pixel continuous-wave THz-imaging by electro-optic sampling using a photonic-mixer-device camera*, in *European Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference, JSIV4_1* (2009).
- FRIEDERICH, F., LÖFFLER, T., DENINGER, A., ROGGENBUCK, A., LISON, F., HENNEBERGER, R., ZIMMERMANN, R., SPICKERMANN, G., BOLIVAR, P.H., and ROSKOS, H., *Coherent terahertz imaging with synchronized distributed-feedback diode lasers*, in *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, (2009).
- FRIEDERICH, F., SCHURICHT, G., DENINGER, A., LISON, F., SPICKERMANN, G., BOLÍVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *Phase-locking of the beat signal of two distributed-feedback diode lasers to oscillators working in the MHz to THz range*, *Opt. Ex.*, 18, 8621–8629 (2010).
- FRIEDERICH, F., SPICKERMANN, G., ROGGENBUCK, A., DENINGER, A., AM WEG, C., VON SPIEGEL, W., LISON, F., BOLÍVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *Hybrid Continuous-Wave Demodulating Multipixel Terahertz Imaging Systems*, *IEEE Trans. MW Theo. Tech.*, 58, 2022–2026 (2010).
- FRIEDERICH, F., VON SPIEGEL, W., BAUER, M., MENG, F., THOMSON, M.D., BOPPEL, S., LISASKAS, A., HILS, B., KROZER, V., KEIL, A., LÖFFLER, T., HENNEBERGER, R., HUHN, A.K., SPICKERMANN, G., HARING BOLÍVAR, P., and ROSKOS, H.G., *THz Active Imaging Systems with Real-Time Capabilities*, *IEEE Trans. THz Sci. Tech.*, 1, 183–200 (2011).

-
- DEBUS, C., SPICKERMANN, G., NAGEL, M., and BOLÍVAR, P.H., *All-electronic terahertz spectrometer for biosensing*, Microwave Opt. Tech. Lett., 53, 2899–2902 (2011).
 - DEBUS, C., SPICKERMANN, G., NAGEL, M., and BOLÍVAR, P.H., *High-Speed THz Biochip Reader System*, in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), ATuE6 (2011).
 - SPICKERMANN, G. and HARING BOLÍVAR, P., *Towards a real-time electro-optical THz microscope using a demodulating optical detector array*, in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CThV1 (2011).
 - JAMSHIDIFAR, M., SPICKERMANN, G., SCHÄFER, H., and BOLÍVAR, P.H., *200-GHz bandwidth on wafer characterization of CMOS nonlinear transmission line using electro-optic sampling*, Microwave Opt. Tech. Lett., 54, 1858–1862 (2012).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Optische Abbildungen	5
2.1.1	Ortsauflösung	5
2.1.2	Bildentstehung im Nahfeld	8
2.1.3	Experimentelle Bestimmung des Auflösungsvermögens	9
2.1.4	Dynamik	10
2.2	Der THz-Spektralbereich	11
2.2.1	Ursachen der Lücke	13
2.2.2	Verschiedene Quellen und Detektoren	14
2.3	Der elektrooptische Effekt	17
2.3.1	Polarisation und Doppelbrechung	18
2.3.2	Optimale Kristallorientierungen	24
2.3.3	Feldinduzierte Phasenverschiebung	26
2.3.4	Optisches Abtasten des Detektorkristalls	31
2.3.5	Linearität	40
2.3.6	Kohärenzlänge	42
2.4	Charakterisierungskriterien	45
2.5	Theoretische Limitierungen der induzierten Modulationstiefe	46
3	Die PMD-Kamera als demodulierendes Detektorarray	49
3.1	Aufbau und Funktionsweise	50
3.1.1	Demodulation im PMD-Pixel	50
3.1.2	Hintergrundlichtunterdrückung - SBI	52
3.2	Verwendung in der THz-Bildgebung	53
3.3	Charakterisierung	56
4	Elektrooptische THz-Bildgebung	59
4.1	Vereinfachte Darstellung des elektrooptischen Messprinzips	59
4.1.1	Frequenzen und Signale	62
4.2	Prinzipielle Versuchsaufbauten	63
4.3	THz-Bildgebungsaufbauten aus der Literatur	65
4.3.1	Elektrooptische Arrays	66
4.3.2	Bildgebung im Nahfeld	69
4.3.3	Inkohärente Methoden	69
4.3.4	Stand der Technik	70

5	THz-Bildgebung im Fernfeld	71
5.1	Aufbau und Funktionsprinzip	71
5.2	Messungen	72
5.2.1	Fokussierter THz-Strahl	73
5.2.2	Strahlprofil der THz-Beleuchtung	75
5.2.3	Bestimmung der lateralen Auflösung mittels Teststrukturen	78
5.3	Optimierung und Charakterisierung	80
5.3.1	Vergleich mit theoretischen Berechnungen und Kalibration	83
6	THz-Bildgebung im Nahfeld	87
6.1	Aufbau und Funktionsprinzip	87
6.1.1	Detektorkristall ohne hochreflektierende Beschichtung	89
6.2	Messungen	91
6.2.1	Strahlprofil	91
6.2.2	Bestimmung der lateralen Auflösung mittels Teststrukturen	92
6.2.3	Beispielanwendung: Messungen an einem Biochip	94
6.3	Charakterisierung	98
7	Fazit	101
7.1	Dynamik	101
7.2	Laterale Auflösung	104
7.3	Optimierungspotential	106
7.4	Zusammenfassung und Ausblick	107
A	Rotation des Index-Ellipsoiden	109
B	Empfindlichkeit von Kristallen der $\bar{4}3m$-Klasse für andere Feldkomponenten	111
C	Empfindlichkeit von Kristallen der $3m$-Klasse für andere Feldkomponenten	113
D	Optimierung der Modulationstiefe	115
E	Photokonduktiver Emittter	119
F	Strahlprofil eines fokussierten Strahles	123
G	Powermeter	125
	Literaturverzeichnis	127

Kapitel 1

Einleitung

Der Gesichtssinn ist der wohl wichtigste Sinn des Menschen. Über ihn lässt sich die Welt besonders effektiv erfahren und er vereinfacht so nicht nur unsere Orientierung und Bewegung im Raum, sondern ermöglicht auch die Beobachtung der Umgebung. Diese Beobachtungen weckten seit jeher die Neugier des Menschen und es entwickelte sich die Wissenschaft, mit der er versuchte, verschiedenste Zusammenhänge in der Natur zu erklären. Für viele Untersuchungen wurden spezielle Hilfsmittel und Werkzeuge entwickelt und zahlreiche Entdeckungen wurden unter Zuhilfenahme optischer Instrumente wie Teleskope und Mikroskope gemacht. Diese Instrumente waren lange Zeit auf den Spektralbereich des sichtbaren Lichts beschränkt, doch dann wurde im Jahr 1800 mit der Infrarot- und im folgenden Jahr mit der Ultraviolettstrahlung auch unsichtbares Licht entdeckt [1, 2]. Gegen Ende des 19. Jahrhunderts wurde das Spektrum der nutzbaren elektromagnetischen Strahlung mit der Entdeckung der X-Strahlen (später *Röntgen*-Strahlen) im kurzwelligeren Bereich erweitert [3]. In der Zwischenzeit erkannte man auch, dass Funkwellen elektrischen Ursprungs und das Licht verschiedene Ausprägungen desselben physikalischen Phänomens der elektromagnetischen Wellen bei unterschiedlichen Frequenzen sind und damit verschiedene Komponenten eines einheitlichen Spektrums bilden [4].

Nicht nur in der Wissenschaft haben Bilder und bildgebende Verfahren enorme Bedeutung bei der Darstellung und Verdeutlichung komplexer Zusammenhänge oder Gegebenheiten, die der Mensch nicht unmittelbar mit seinen Sinnen wahrnehmen kann. Die Wichtigkeit, Bilder auch im nicht sichtbaren Bereich aufnehmen zu können, wird besonders deutlich durch den großen Nutzen und die Verbreitung der Röntgen-diagnostik in der Medizin. Aber auch für andere Spektralbereiche wie z.B. den des infraroten Lichtes wurden bildgebende Verfahren wie Thermographie-Kameras entwickelt und sind kommerziell verfügbar. Als bildgebendes Verfahren noch langwelligerer elektromagnetischer Strahlung ist dann erst die Radartechnik allgemein bekannt und entsprechende Systeme sind auf dem Markt weit verbreitet. Die Radartechnik verwendet allerdings elektronische Komponenten zur Erzeugung der Strahlung und wird daher traditionell nicht zu den optischen Verfahren gezählt. So zeigt sich, dass bei der Erschließung und Nutzbarmachung des elektromagnetischen Spektrums lange eine Lücke zwischen den hochfrequenten elektronischen Verfahren und den Technologien zur Verwendung von extrem langwelligem Licht existierte. Diese Lücke konnte erst Mitte des 20. Jahrhunderts geschlossen werden [5] und noch heute ist der Spektralbe-

reich auf der Schnittstelle zwischen der Domäne der Optik und der der Mikrowellen- bzw. Hochfrequenztechnik ein aktuelles Forschungsthema.

Zuerst wurde dieser Teil des elektromagnetischen Spektrums von den Wissenschaftlern als *sub-mm-Wellen-Bereich* bezeichnet, da es genau diese Wellenlänge von nur wenig unter einem Millimeter ist, die für die Annäherung aus beiden Domänen eine besondere Herausforderung darstellt. Erst später kommt der Begriff des THz- (Frequenz-)Bereiches auf und beginnt die alte Bezeichnung abzulösen. Betrachtet man die wissenschaftlichen Veröffentlichungen zu diesen Begriffen in den letzten drei Dekaden, so lässt sich ablesen, dass dieses Thema relativ jung ist, das Interesse aber sehr stark steigt.

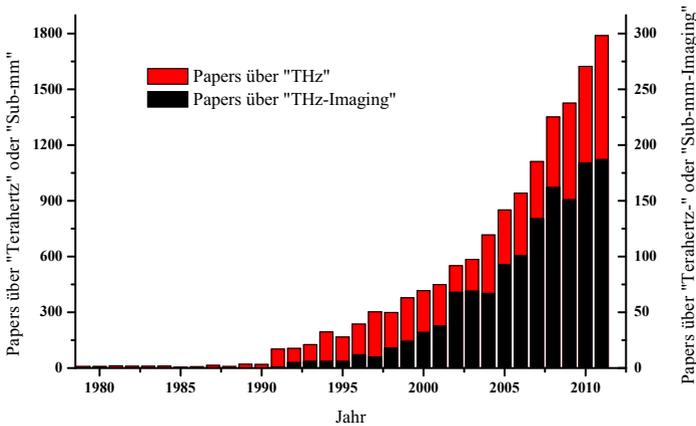


Abb. 1.1: Entwicklung der Anzahl Publikationen allgemein zu den Stichwörtern „Terahertz“, „THz“ oder „Sub-millimetre“ (rot) und in Konjunktion mit „Imaging“ in den vergangenen drei Dekaden. [6]

In Abbildung 1.1 ist die Anzahl der Veröffentlichungen zu diesem Themenbereich pro Jahr für die vergangenen drei Dekaden aufgetragen. Das Diagramm zeigt neben den allgemeinen Arbeiten (rot, linke Skala), dass kontinuierlich etwa jede zehnte Arbeit Bildgebung (*imaging*) in diesem Spektral- bzw. Frequenzbereich behandelt (schwarz, rechte Skala). THz-Bildgebung als spezieller Teilbereich der Forschung in diesem Gebiet erfährt also eine gleichermaßen starke Zunahme. Dieses große Wachstum und das steigende Interesse an dieser Strahlungsart entspringen aus ihren besonderen Eigenschaften.

Die THz-Strahlung als Bindeglied zwischen den Radiofrequenzen und der Optik verbindet auch die Eigenschaften dieser Strahlungsarten. So sind Stoffe wie Papier, Pappe und Kunststoffe transparent, aber es lassen sich reflektive und auch transmittive

Optiken handlicher Größe verwenden, um Strahlen zu formen und Abbildungen herzustellen. Die geringe Photonenenergie (1/1000 der von UV-Strahlung und damit wesentlich geringer als die des sichtbaren Lichtes) lässt keine ionisierende Wirkung zu und macht damit THz-Strahlung gesundheitlich unbedenklich im Vergleich zu z.B. Röntgenstrahlung. Durch die Transmissivität zahlreicher Substrat-, Verpackungs- und Gehäusematerialien kann mit THz-Strahlung in der Qualitätskontrolle und Wartung gearbeitet und verborgene Strukturen z.B. unter Gemälden können sichtbar gemacht werden [7]. Andere Materialien wie verschiedene Drogen oder Sprengstoffe besitzen charakteristische Absorptionslinien im THz-Frequenzbereich und können daher mit spektroskopischen Methoden identifiziert werden [8]. Aus diesem Grund liegt ein attraktives Anwendungsfeld für THz-Technologien in der Sicherheitstechnik [9]. Weiterhin weisen zahlreiche Gase und Biomoleküle Resonanzen im THz-Frequenzbereich auf, sodass sich diese mit THz-Technologien gut detektieren und nachweisen lassen. Somit ergeben sich auch Anwendungen in der Forschung und der Medizintechnik, aber auch in der Astronomie und Umwelttechnik. [10, 11]

Trotz des großen Interesses an bildgebenden Verfahren auch in diesem ferninfraroten Spektralbereich (FIR) sind diese bisher wegen verschiedener technischer Schwierigkeiten verhältnismäßig schlecht entwickelt. In den kurzwelligeren Bereichen des mittel- (MIR) und nahinfraroten (NIR) hingegen existieren bereits hoch entwickelte Sensoren. Daher bietet es sich an, die elektrooptische Detektionsmethode in Kombination mit Kurzpulslasern zu nutzen, um Informationen aus dem THz-Bereich mit gut entwickelten Bildsensoren für sichtbares oder nahinfrarotes Licht aufzunehmen. Hierbei wird ein elektrooptischer Kristall wie z.B. Zinktellurid (ZnTe) oder Lithiumtantalat (LiTaO_3) als THz-Detektor genutzt, der dann wiederum von einem Laserstrahl abgefragt wird, dessen Wellenlänge in einem Bereich liegt, für den das Detektorarray empfindlich ist.

Aufbauten mit CCD- oder CMOS-Kameras wurden bereits realisiert, allerdings sind diese wenig sensitiv und benötigen deswegen bisher große, aufwändige und daher teure Verstärkerlaser (siehe z.B. [12]). Mit den einfacheren unverstärkten Kurzpulslasern ließen sich bisher nur einpixelige Detektorsysteme (THz-*Time-Domain-Spectroscopy*-Systeme, THz-TDS) verwirklichen. Soll mit ihnen ein Bild, also ein Array von Punkten, gemessen werden, so müssen die einzelnen Punkte hintereinander angefahren und so durch Scannen der Probe ein Bild zusammengesetzt werden, wodurch die Messdauer inakzeptabel steigt. Die Limitierung, brauchbare THz-Bildgebungssysteme nur mit Verstärkerlasern umsetzen zu können, soll mit dieser Arbeit überwunden werden. Als Schlüsselkomponente wird dazu die PMD-Kamera (Photonic Mixer Device) als spezialisierter Bildsensor für das nahinfrarote Licht des PulsLasers eingesetzt. Diese Kamera bietet den Vorteil, die durch die THz-Strahlung im elektrooptischen Kristall induzierte Intensitätsmodulation auf dem Laserstrahl effektiv vom unmodulierten Hintergrund zu trennen und so die Leistung der Bildgebungsmethode gegenüber Ansätzen mit gewöhnlichen CCD- oder CMOS-Kameras erheblich zu steigern. Somit wird in dieser Arbeit die Bildgebung für die THz-Strahlung, die Eigenschaften aus den Domänen des Lichtes und der Radiowellen verbindet, weiterentwickelt und gleichzeitig ein neues Anwendungsgebiet für die PMD-Kamera erschlossen.

Kapitel 2

Grundlagen

Um in das Thema der Terahertz-Bildgebung einzuführen, werden zuerst Grundlagen der Bildgebung dargestellt. Dazu gehören insbesondere die Begriffe der Auflösung und der Dynamik. Da diese Arbeit Bildgebung im Terahertz-Frequenzbereich behandelt, werden dann seine Lage und verschiedene Messtechniken, die für diese Strahlungsart verwendet werden können, vorgestellt. Deren Eigenschaften begründen die Wahl der elektrooptischen Detektion mittels Kurzpulslasern als zur Anwendung kommende Technik. Deshalb folgen Abschnitte, welche die in diesem Zusammenhang wichtigen Thematiken wie die Polarisation des Lichtes und den elektrooptischen Effekt erläutern, um letztendlich die Ausdrücke für die erwarteten Signale theoretisch herzuleiten.

2.1 Optische Abbildungen

Ein Bild, insbesondere ein mit der Hilfe von Computertechnik aufgenommenes, ist eine Ansammlung von in einem Raster angeordneten Bildpunkten. Jeder der Punkte enthält eine Information über die Stelle des abgebildeten Objektes oder der abgebildeten Szene, die er repräsentiert. Diese Information kann eine codierte Farbe sein oder die Intensität bzw. Amplitude einer beliebigen anderen Größe, die durch das Bild Ortsaufgelöst dargestellt werden soll. Die in dieser Arbeit vorgestellten Bildgebungssysteme z.B. messen Bilder der Verteilung der elektrischen Feldstärke, die wiederum durch eine Farbcodierung in den Abbildungen wiedergegeben wird. Für die Charakterisierung der Systeme ist es nun wichtig, wie detailliert diese Messung erfolgen kann, denn sie ist in der lateralen Ortsauflösung einerseits und in der Dynamik jedes einzelnen Pixels andererseits limitiert. Die Dynamik gibt an, wie viele verschiedene Werte für die betrachtete Größe in einem Pixel unterschieden werden können und die Ortsauflösung, wie nah zwei verschiedene Orte beieinanderliegen dürfen, ohne dass sie zu einem nicht differenzierbaren Punkt verschmelzen, bzw. wie groß das Bild eines Punktes der Szene minimal wiedergegeben wird.

2.1.1 Ortsauflösung

Wird nämlich ein Punkt durch eine Objektivlinse abgebildet, so wird das Licht des Objektpunktes an der Apertur des endlich ausgedehnten Objektivs gebeugt. Das Bild des Punktes ist nun ein von konzentrischen Ringen umgebener Fleck, bestimmt

durch die Punktantwort (*Point Spread Function*) des Objektivs. Der Radius r des zentralen Fleckes (die Strecke vom Mittelpunkt bis zum ersten Intensitätsminimum des Beugungsbildes) beträgt [13]

$$r = 0.61 \frac{\lambda \cdot f}{R}, \quad (2.1)$$

wobei f die Brennweite der Objektivlinse und R den Radius ihrer Apertur bezeichnen. Ein abzubildendes Objekt kann nun als Anordnung von vielen Punkten betrachtet werden. Das Bild entsteht durch Überlagerung der Intensitäten aller auf diese Weise abgebildeten Punkte in der Bildebene und ist damit die Faltung der Objektintensität mit der Punktantwort [14]. Betrachtet man nun zwei benachbarte Punkte, so werden diese nach dem *Rayleigh-Kriterium* dann noch aufgelöst, wenn das Maximum der Punktantwort des einen Punktes auf die Position des Minimums der anderen fällt. In einem Medium verschieden von Luft wird die Wellenlänge des Lichtes entsprechend dem Brechungsindex des Mediums verkürzt. Benutzt man noch statt der geometrischen Größen f und R des Objektivs seine Numerische Apertur $\text{NA} = n \cdot \sin \alpha$, wobei α den objektseitigen halben Öffnungswinkel des Objektivs an einem zentralen Objektpunkt bezeichnet, so ergibt sich der bekannte Zusammenhang

$$d_{\text{inkohärent}} = 0.61 \frac{\lambda}{\text{NA}}, \quad (2.2)$$

für den kleinsten aufzulösenden Objektpunkteabstand nach den Helmholtzschen Betrachtungen für inkohärente Selbstleuchter [13] bzw. inkohärente Beleuchtungssituationen allgemein. Die Intensität des Lichtes an dem Minimum auf halber Strecke zwischen den Objektbildern resultierend aus der Überlagerung der Punktantworten beträgt dann $8/\pi^2 \approx 81\%$ [14]. Es ist zu beachten, dass das *Rayleigh-Kriterium* im Grunde willkürlich gewählt ist und durch die ggf. vorhandene Fähigkeit einer Detektoranordnung, kleinere Intensitätsunterschiede messen zu können, eine größere Orts- bzw. Winkelauflösung erreicht werden kann. Diese Tatsache wird z.B. vom *Sparrow-Kriterium* berücksichtigt, wozu auf [14] verwiesen wird.

Abbe hingegen betrachtete für die Bestimmung der maximalen Auflösung eines Mikroskops die Beugung an einem kohärent beleuchteten Gitter. Das Beugungsmuster wird von einer abbildenden Linse geeigneter Geometrie (diese betrifft die Linse und die Abstände zwischen Linse und Objekt sowie Schirm bzw. Detektor) auf eine Bildebene transformiert. Höhere Ordnungen der Beugung am Objekt repräsentieren die höheren Harmonischen der Raumfrequenzen und divergieren in größeren Winkeln zur optischen Achse. Gleiches gilt für alle Beugungsordnungen größerer Raumfrequenzen, was dazu führt, dass in größeren Winkeln von der optischen Achse gebeugtes Licht Informationen über feinere Strukturen des Objektes enthält und zu einem Bild beiträgt. Es gilt: „Die kleinste beobachtbare Struktur des Bildes ist durch die höchste Beugungsordnung, die noch durch die Linse durchgelassen wird, bestimmt.“ [14] Minimal wird zur Bildentstehung die nullte und die erste Beugungsordnung benötigt und aus dem Winkel, den Letztere mit der optischen Achse einschließt, ergibt sich zusammen mit dem Brechungsindex n des umgebenden Mediums der Zusammenhang

für den minimalen Objektabstand (bzw. den kleinsten Streifenabstand des Gitters) d , der durch eine Objektivlinse bei der Wellenlänge λ aufgelöst werden kann [14]:

$$d_{\text{kohärent}} = \frac{\lambda}{n \cdot \sin \alpha} = \frac{\lambda}{\text{NA}}. \quad (2.3)$$

Der Vergleich mit Gleichung 2.2 zeigt, dass bei kohärenter Beleuchtung eine geringere Ortsauflösung zu erwarten ist. Dies gilt allerdings nur für gleichphasige Beleuchtung und kann bei gegenphasiger Ausleuchtung zweier benachbarter Punkte auf dem Detektor sogar umgekehrt sein. Es ist zu beachten, dass kohärente Beleuchtung die Messung der Feldverteilung ermöglicht, bei inkohärenter Beleuchtung nur die Messung der Intensitätsverteilung bleibt. In beiden Fällen wird die Auflösung aber von der Wellenlänge der verwendeten Beleuchtung und dem Objektivabstand sowie seiner Apertur bestimmt.

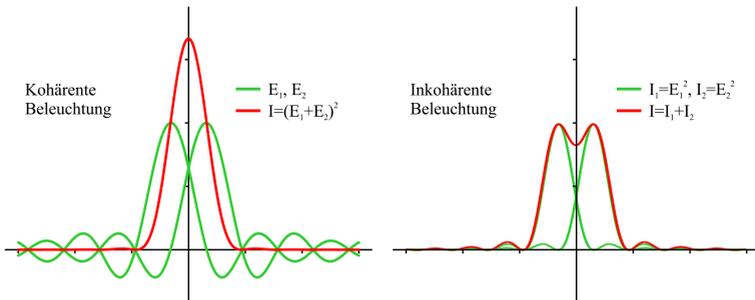


Abb. 2.1: Bei kohärenter Beleuchtung (links) ergibt sich das Bild (rot) aus dem Quadrat der überlagerten Feldstärken (grün) der beiden Punktantworten. Die beiden Punkte werden nicht aufgelöst. Bei inkohärenter Beleuchtung (rechts) addieren sich die Intensitäten der Punktantworten zu dem resultierenden Bild. Hier können die Punkte unterschieden werden (vgl. [14]).

Abbildung 2.1 zeigt den Unterschied bei der Überlagerung der Bilder von kohärent (und gleichphasig) bzw. inkohärent beleuchteten Punkten. Im Falle der inkohärenten Beleuchtung überlagern die Intensitäten der beiden Punktantworten zu dem beobachtbaren Bild. Wird kohärent beleuchtet, so überlagern die elektrischen Feldstärken (interferieren konstruktiv, wenn es sich wie hier um gleichphasige Felder handelt) und das beobachtbare Bild entsteht aus der Quadrierung dieser Summe. Auch hier zeigt sich, dass die Ortsauflösung bei inkohärenter Beleuchtung besser sein kann als bei kohärenter [14].

2.1.2 Bildentstehung im Nahfeld

Die zuvor genannten Zusammenhänge gelten für im Fernfeld abbildende Systeme wie Fernrohre, Mikroskope oder typische Kameras. Die zwangsläufig vorhandene Apertur des abbildenden Linsensystems begrenzt durch Beugung die erreichbare Auflösung. Ein Objekt wird bestimmt durch seine abzubildenden Merkmale und Kanten, an denen allerdings ebenfalls Beugung auftritt. So ist ohne ein bildformendes Linsensystem in der gleichen Entfernung der Detektorebene vom Objekt die Auflösung noch schlechter. Bringt man die Sensorfläche aber sehr nah an das Objekt heran, so kann man im Nahfeld eine wesentlich größere laterale Auflösung erzielen. Die Ausdehnung des Nahfeldes hängt von der betrachteten Wellenlänge ab und man spricht in der Regel vom Nahfeld bei sub- λ -Abständen [15], woran sich mit größer werdendem Abstand ein Quasi-Nahfeld genannter Übergangsbereich anschließt [16]. Unmittelbar hinter dem Objekt ($d = 0$) ist die Feld- bzw. Intensitätsverteilung ein scharfer Schatten des Objektes; dahinter lässt sich durch das Beugungsintegral¹ die Feldverteilung bestimmen und anhand der *Fresnel*-Nummer $N_F = a^2/(\lambda d)$ wird unterschieden, welche Näherung angewendet werden kann, wobei a die halbe Spaltbreite bezeichnet.

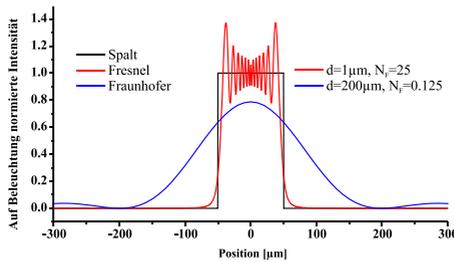


Abb. 2.2: Näherungen des Beugungsintegrals hinter einem $100\mu\text{m}$ breiten Spalt (Spaltfunktion: schwarz). *Fresnel*-Näherung bei $d = 1\mu\text{m}$ (rot), *Fraunhofer*-Näherung bei $d = 200\mu\text{m}$ (blau), jeweils bei einer Wellenlänge von $\lambda = 100\mu\text{m}$.

In Abbildung 2.2 werden entsprechende Näherungen für einen engen Spalt ($D = 2a = 100\mu\text{m}$) exemplarisch für eine Wellenlänge von $\lambda = 100\mu\text{m}$ dargestellt. Ist $N_F \ll 1$ (im Beispiel $N_F = 0.125$), dann gilt die *Fraunhofer*-Näherung (blau dargestellt). Sie gibt das bekannte Beugungsmuster mit seiner Verteilung von Nebenmaxima um einen zentralen Fleck wieder (vgl. Punktantworten im vorangegangenen Abschnitt). Mit der Annäherung an den Spalt steigt N_F und wenn $N_F \gg 1$ (im Beispiel $N_F = 25$), dann gilt die *Fresnel*-Näherung zur Ermittlung der Feld- bzw. Intensitätsverteilung (rot dargestellt). Die Intensität steigt an der Kante sehr schnell, aber schon bei dieser

¹Integral über die Beiträge aller *Huygens'schen* Elementarwellen (*Fresnel-Kirchhoffsches* Beugungsintegral).

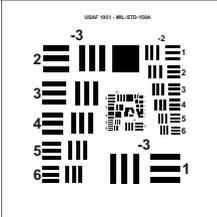
geringen Entfernung ($d = 1\mu\text{m}$) wird der Effekt der Beugung erkennbar. Insbesondere innerhalb des Spaltes oszilliert die Intensität stark. Es ist zu beachten, dass mit steigender Wellenlänge N_F sinkt, damit also die *Fraunhofer*-Näherung schon bei kürzeren Distanzen gilt. Insbesondere bei sehr kleinen Spalten kann die Bedingung $N_F \ll 1$ für die *Fraunhofer*-Näherung schon bei sub- λ -Abständen gültig werden. [17]

Bei der elektrooptischen Bildgebung wird ein Detektorkristall mit einer gewissen Dicke benutzt. Das ermittelte Messsignal wird während der Propagation des Detektorlaserpulses durch den Kristall aufintegriert. Zur Erhöhung der Ortsauflösung ist es also erforderlich, einen ausschlaggebenden Signalanteil in einer kurzen Distanz zum Objekt aufzunehmen und möglichst wenig stark gebeugte Signalanteile in größerer Entfernung vom Objekt zuzulassen. Mit einem dünnen Kristall können die entfernten Signalanteile effektiv ausgeschlossen werden. Neben gebeugten Signalanteilen kann das Objekt für eine Feldverteilung in seiner nahen Umgebung sorgen, die nicht propagiert, wodurch davon im Fernfeld auch kein Bild erzeugt werden kann. Dies tritt insbesondere bei resonanten Strukturen auf.

2.1.3 Experimentelle Bestimmung des Auflösungsvermögens

Eine einfache Methode, die Auflösung eines Bildgebungssystems zu bestimmen, ist das Bild einer Kante zu untersuchen (*Knife-Edge-Method*). Dabei sollte die Kante parallel zur Detektormatrix ausgerichtet sein, um den Einfluss von Aliasing-Effekten gering zu halten. Man wertet nun die Messpunkte entlang einer Reihe senkrecht zur Kante aus und misst, über welche Distanz die gemessene Intensität von 90% auf 10% gefallen ist und erhält somit ein Maß für die laterale Auflösung in dieser Richtung.

Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, mit dem Bildgebungssystem ein Bild eines *USAF Resolution Test Targets* aufzunehmen. Ein solches Target besteht aus einer Anordnung von logarithmisch kleiner werdenden Dreiergruppen von Balken [18], wie sie links in Abbildung 2.3 gezeigt wird.



Gruppe	-3	-2	-1	0	1	2	3
Element							
1	8,000	4,000	2,000	1,000	0,500	0,250	0,125
2	7,130	3,565	1,783	0,891	0,446	0,223	0,111
3	6,349	3,175	1,587	0,794	0,397	0,198	0,099
4	5,658	2,829	1,414	0,707	0,354	0,177	0,088
5	5,044	2,522	1,261	0,631	0,315	0,158	0,079
6	4,489	2,245	1,122	0,561	0,281	0,140	0,070

Abb. 2.3: Das *USAF Resolution Test Target* (links). Die Tabelle (rechts) gibt den Abstand zweier benachbarter Linien für jedes Element in jeder Gruppe in mm an. Die Abstände unterscheiden sich von Gruppe zu Gruppe jeweils um den Faktor 2.

Während man sich bei der *Knife-Edge-Method* auf ein Kriterium für die Auflösung geeinigt hat [19, 20], ist im Gegensatz zum Target selbst die Verwendung desselben nicht standardisiert, ebensowenig wie der damit zusammenhängende Auflösungsbe-
griff. Es muss also beachtet werden, dass kein eindeutiges Kriterium festgelegt wurde, ab wann die Strukturen auf dem Target aufgelöst werden. Weiterhin können Bildgebungs-
systeme an verschiedenen Stellen des Bildfeldes unterschiedlich gut arbeiten (z.B. durch Verzeichnung der verwendeten Linsen oder inhomogene Beleuchtung).
Somit müsste jede Stelle des Gesichtsfeldes mit den einzelnen Elementen des Tar-
gets untersucht werden. Die Anordnung ermöglicht also streng genommen nicht, die
Auflösungsgrenze des Bildgebungssystems mit nur einer Aufnahme zu bestimmen. In
dieser Arbeit wird die maximale Auflösung der Aufbauten gesucht. Diese ist in der
Mitte des Bildfeldes zu erwarten, da dort die Linse am wenigsten verzeichnet und
die Beleuchtung am stärksten ist, was wiederum zur besten Dynamik des Bildes an
dieser Stelle führt.

2.1.4 Dynamik

Wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, bestimmt die Dynamik des Messsystems, wie
viele verschiedene Messwerte unterschieden werden können. Der für die Unterscheid-
barkeit einzuhaltende Abstand zwischen zwei Messwerten ist durch die Rauscham-
plitude bestimmt; der maximale Messwert hängt von der größten vorkommenden
Amplitude des Eingangssignals ab. Die Anzahl der dazwischenliegenden Abstufungen
wird als Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR, *Signal-to-Noise-Ratio*) angegeben.
Unter der Annahme, dass der Erwartungswert der kleinsten vorkommenden Ampli-
tude null ist², ergibt sich das SNR zu S_{max}/σ , wobei S_{max} das Maximalsignal und σ
die Standardabweichung von wiederholten Messungen desselben Signals bezeichnen.
Das Rauschen der Messwerte lässt sich durch größere Integrationszeiten bzw. Mitteln
wiederholter Messungen verringern, wodurch sich das SNR steigern lässt. Daher ist
eine Normierung der Angaben des SNR auf ein bestimmtes Zeitintervall (meist 1s) für
die Vergleichbarkeit notwendig. Während die Angabe des SNR ein einfaches Verhält-
nis angibt, welches sich direkt auf die gemessene Größe bezieht und damit auch nur
in Bezug auf diese Messgröße gültig ist, wird die Dynamik auch oft in dB angegeben.
Bei der Berechnung der Dynamik in dB ist aber zu beachten, ob die Angabe auf der
Messung einer Amplituden- oder Leistungsgröße basiert. Der Vorteil dieser Bezeich-
nung liegt in der direkten Vergleichbarkeit von intensitäts- und amplitudenmessenden
Systemen, obwohl z.B. die Leistung vom Quadrat der elektrischen Feldstärke abhängt
[21]. Unter der Annahme, dass die Ergebnisse einer oft wiederholten Messung einer
statischen Größe standardnormalverteilt sind, skaliert die Dynamik unterschiedlich
mit der Integrationszeit, abhängig davon, ob Feld- oder Intensitätsgrößen gemessen
wurden. In beiden Fällen ist das $SNR=S_{max}/\sigma$ und es skaliert wurzelförmig mit
der Integrationszeit. Das auf die Messzeit normierte SNR_0 berechnet sich also aus
 $SNR/\sqrt{T_{int}}$. Die Dynamik (auch *Dynamic Range*) bezeichnet das Verhältnis von ma-
ximaler zur minimal detektierbaren Intensität und wird üblicherweise in dB angege-

²Also entweder kein Offset vorhanden ist oder dieses bereits subtrahiert wurde.

ben. Unter Berücksichtigung der quadratischen Abhängigkeit der wirkenden Leistung von der anliegenden Amplitude $P \sim E^2$ berechnet sich die Dynamik aus der Messung von Feldgrößen zu $\text{DR}[\text{dB}] = 10 \cdot \log_{10}(\text{SNR}^2) = 20 \cdot \log_{10}(\text{SNR})$. Entsprechend gilt für die normierte Dynamik bei gemessenen Feldgrößen

$$\begin{aligned} \text{DR}_0[\text{dB/Hz}] &= 10 \cdot \log_{10}(\text{SNR}_0^2) = 10 \cdot \log_{10}\left(\left(\frac{\text{SNR}}{\sqrt{T_{\text{int}}}}\right)^2\right) \\ &= 20 \cdot \log_{10}(\text{SNR}) - 10 \cdot \log_{10}(T_{\text{int}}), \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei die Einheit dB/Hz verwendet wird, um die lineare Abhängigkeit einer *linear* angegebenen Dynamik zum Ausdruck zu bringen. Bei Intensitätsmessungen entfällt die quadratische Abhängigkeit und der wurzelförmige Einfluss der Messdauer überträgt sich auf die Einheit bei der Angabe der normierten Dynamik in $\text{dB}/\sqrt{\text{Hz}}$. [22]

Nimmt man mit einer gewöhnlichen Digitalkamera ein Bild unter Ausnutzung der vollen Dynamik auf und stellt es auf einem Standard-Computer als Schwarz-Weiß-Bild dar, so wird es mit 256 verschiedenen Graustufen angezeigt. Da die Kamera die einfallende Intensität misst, hat das Bild eine Dynamik von ca. 24dB. Um diese Dynamik mit einem amplitudenmessenden System zu erreichen, bedarf es wegen der quadratischen Abhängigkeit der Intensität von der Amplitude einem SNR von nur $\sqrt{256} = 16$. Entsprechend hat ein amplitudenmessendes Bildgebungssystem mit einem SNR von 256 eine Dynamik von rund 48dB.

2.2 Der THz-Spektralbereich

Elektromagnetische Signale umgeben uns überall und begegnen uns in verschiedensten Anwendungen. Wir nutzen die niedrigen Frequenzen zur Übermittlung von Radio (ab ca. 100kHz bis ca. 250MHz) und Fernsehen (400MHz bis ca. 850MHz), für Mobilfunk (1 bis 6GHz) und Satellitenkommunikation ($> 10\text{GHz}$) sowie andere Funkübermittlungsanwendungen (gesamter Bereich von einigen kHz bis viele GHz). Mit der Radartechnik am hochfrequenten Ende des Bereiches der Radiowellen existiert hier auch ein weitverbreitetes bildgebendes Verfahren.

Am oberen Ende des elektromagnetischen Spektrums steht die Kern- bzw. γ -Strahlung mit Wellenlängen im pm-Bereich. Darunter folgen die Röntgenstrahlung (ca. 10pm bis wenige nm) sowie das ultraviolette Licht (einige nm bis 380nm), woran sich das sichtbare Licht von blau (445nm) über grün (545nm) zu rot (570nm) anschließt³. Der Spektralbereich des Lichtes schließt ab ca. 750nm mit dem dreigeteilten Infrarotbereich (Nah-, Mittel-, Ferninfrarot) und erstreckt sich bis zu einer Wellenlänge von ca. 100 μm . In der Domäne des Lichtes existieren praktisch über das gesamte Spektrum verteilt jeweils für ein bestimmtes Band bildgebende Verfahren und Detektoren.

Abbildung 2.4 zeigt einen Ausschnitt aus dem elektromagnetischen Spektrum. Eine elektromagnetische Welle kann sowohl über ihre Wellenlänge, die Photonenergie als

³Jeweils die Wellenlängen der maximalen Empfindlichkeit der drei verschiedenen Farbrezeptoren (Zäpfchen) des menschlichen Auges. [23]

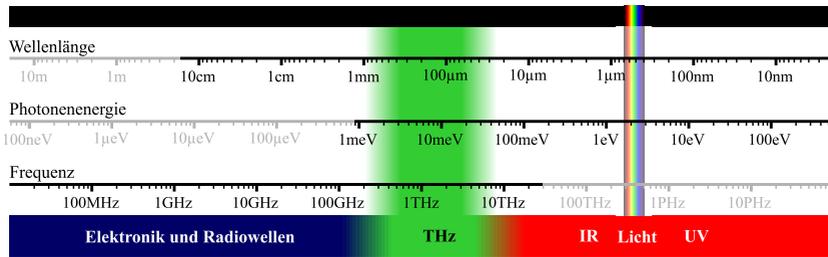


Abb. 2.4: Ausschnitt aus dem elektromagnetischen Spektrum

auch ihre Frequenz charakterisiert werden. Während in dem durch elektronische Verfahren und Geräte abgedeckten Bereich die Angabe der Frequenz am gebräuchlichsten ist, wird zur Beschreibung der Art der elektromagnetischen Strahlung im Bereich der Optik eher die Angabe der Wellenlänge oder der Photonenenergie verwendet. Auch wenn sich die drei Größen über das gesamte Spektrum ineinander überführen lassen, so sind in Abbildung 2.4 die unüblichen Dimensionen der jeweiligen Größe ausgegraut. Während der sogenannte Terahertz-Bereich etwas weiter gefasst werden kann [24, 25], ist der Frequenzbereich, mit dem sich die vorliegende Arbeit beschäftigt, hier grün markiert und erstreckt sich von ca. 0.2THz bis ca. 4.0THz. Der Terahertz-Bereich liegt in einem Frequenzbereich oberhalb der Radiowellen, deren oberes Ende als Mikrowellenbereich ((sub-)mm-Wellen) bezeichnet wird, und unterhalb des Frequenzbereiches des Lichtes, dessen unteres Ende das Ferninfrarot (FIR) ist. Dieser Bereich verbindet durch seine Lage im Spektrum also die Eigenschaften von Radiowellen mit denen des Lichtes und bedient sich daher auch der Maßeinheiten aus beiden Domänen.

Der Bereich der Terahertz-Frequenzen zwischen den Mikrowellen und dem ferninfraroten Licht war lange Zeit eine „Lücke“ im elektromagnetischen Spektrum, da hier weder Quellen noch Detektoren zur Verfügung standen [27]. Noch heute ist es Forschungsgegenstand, mittlerweile vorhandene Quellen und Detektoren zu verbessern und neue Verfahren zu entwickeln. Die Lücke wird „von unten“ (also von den niedrigeren Frequenzen aus kommend) durch elektronische Systeme geschlossen [28], während man sich „von oben“ nähert, indem man mit Hilfe von Kurzpulslasern in diesen Frequenzbereich vordringt oder z.B. das Prinzip des Halbleiterlasers modifiziert, um so extrem langwelliges Licht mittels Quantenkaskadenlasern (QCLs) zu erzeugen [29]. Abbildung 2.5 verdeutlicht diese Lücke noch einmal anhand der Leistungsabgabe elektronischer Quellen und QCLs [26]. In dem Frequenzbereich, in welchem die Domäne der (Hochfrequenz-)Elektronik auf die der Optik trifft, liefern beide Ansätze THz-Strahlung mit nur geringer Leistung. Mittlerweile überschneiden sich diese Domänen, da QCLs mit den größten Wellenlängen ca. 100µW bei 0.950THz [30] und Frequenzvervielfacher bis 15µW bei 1.746THz liefern [31].

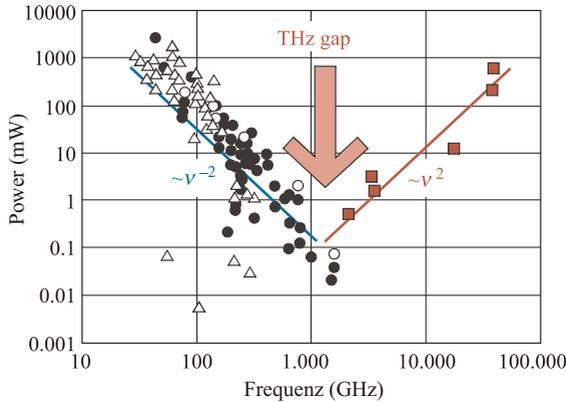


Abb. 2.5: Zwischen den elektronischen Quellen bei niedrigen Frequenzen (●: Frequenzvervielfacher, △: andere elektronische Quellen) und den QCLs (□) besteht eine Lücke in der Leistungsfähigkeit der Quellen, die nur langsam geschlossen wird. Diese Lücke zwischen der Domäne der (Hochfrequenz-) Elektronik und der Optik wird als *THz-Gap* bezeichnet. Nur Quellen, die durch ausgefüllte Kreise dargestellt sind, arbeiten ohne kryogene Kühlung. (Diagramm aus [26])

2.2.1 Ursachen der Lücke

Elektronische Ansätze arbeiten typischerweise mit resonanten Strukturen (Oszillatoren und Antennen) sowie Wellenleitern. Bei der Entwicklung von Hochfrequenzelektronik verlangt die mit steigender Frequenz kleiner werdende Wellenlänge, dass die Strukturen (bzw. die Oszillatoren) schrumpfen müssen. Die Leistungsdichte in den Bauelementen steigt, wodurch deren maximale Leistung beschränkt wird. Weiterhin bekommen parasitäre Bauteile wie z.B. Zuleitungswiderstände und Kapazitäten zwischen benachbarten Strukturen wachsenden Einfluss und begrenzen die maximale Oszillatorfrequenz. Bei der Verwendung von Schottky-Dioden als Frequenzvervielfacher begrenzt die Größe des Anoden-Kontaktes die Arbeitsfrequenz [32]. Die Maße der Oszillatorstrukturen wie auch der Wellenleiter bestimmen die Arbeitsfrequenz, wodurch das Abdecken eines größeren Frequenzbandes zu einer besonderen Herausforderung und oft nur durch den manuellen Austausch von Komponenten erreicht wird [33].

Nähert man sich von der Seite der optischen Frequenzen der THz-Lücke, so sind die verschiedenen Ansätze zur Erzeugung verhältnismäßig tiefer Frequenzen mit großer Leistung auf unterschiedliche Art und Weise begrenzt. Besonders interessant ist hier das Konzept des bereits erwähnten QCLs. Es handelt sich dabei um einem Halbleiter-

laser, bei dem nicht der Übergang in der Bandlücke des Halbleitermaterials für die Laseraktivität genutzt wird, sondern eine Abfolge von künstlich erzeugten Subbändern des Leitungsbandes. Für die intensitätsabhängige stimulierte Emission ist eine gute Modenführung im Resonator erforderlich. Aufgrund der großen Eindringtiefe evaneszenter Wellen bei großen Wellenlängen können keine Dielektrika eingesetzt werden und es werden metallische Wellenleiter nötig, die wiederum große Verluste verursachen. Weiterhin ist die Photonenenergie bei derart großen Wellenlängen so niedrig, dass thermische Übergänge die Elektronenkonfiguration stören und insbesondere die Aufrechterhaltung der nötigen Inversion behindern. Daher ist für das Betreiben von QCLs zur Erzeugung von Strahlung im niedrigen THz-Bereich derzeit eine Kühlung mit flüssigem Helium nötig. [34]

2.2.2 Verschiedene Quellen und Detektoren

Bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts waren thermische Quellen die einzigen verfügbaren Geräte zur Erzeugung von Strahlung im THz-Frequenzbereich und es stand damit keine kohärente Quelle zur Verfügung. Spektroskopische Untersuchungen werden möglich, indem man entweder mit Hilfe eines Monochromators nacheinander je ein schmales Frequenzband isoliert oder mit einem Interferometer das Interferogramm des *Fourier*-Transformierten Spektrums scannt (FTIR). In beiden Fällen wird die Strahlungsintensität mit Hilfe eines Power-Detektors, meist einem (ggf. gekühlten) Bolometer gemessen [35, 36]. 1954 wurde die Lücke zwischen den elektronisch erzeugten Frequenzen und Wärmestrahlung (aus der optischen Domäne) erstmals bei spektroskopischen Untersuchungen geschlossen. Als elektronische Quelle wurden dabei mit verkleinerten und optimierten Vervielfacherkristallen hohe Harmonische (12. bis 16.) eines 24GHz-Oszillators erzeugt und somit die Wellenlänge von 1mm unterboten bzw. Frequenzen von mehr als 300GHz erzeugt [37, 5]. In den 1970er Jahren kamen dann erste Frequenzverdoppler und -verdreifacher für W-Band-Oszillatoren auf, mit deren Hilfe kohärente CW-Strahlung von wenigen 100GHz effektiver erzeugt werden konnte [38, 39]. Kurze Zeit später wurden mit dem Aufkommen von Kurzpulslasern und den Experimenten der Bell-Labs von *Valdmanis* et al. [40, 41] sowie *Auston* et al. [42, 43] erste Pulse mit Oszillationen auf der ps-Zeitskala erzeugt und die THz-Lücke auch von der optischen Seite mit kohärenten Quellen her angegangen. Mit Hilfe der Pulslaser kann THz-Strahlung auf verschiedene Art und Weise erzeugt werden [44, 45]:

- **Optische Gleichrichtung:** Die optischen Pulse decken, je kürzer sie zeitlich sind, ein immer breiteres Frequenzspektrum ab. In einem elektrooptischen Material mit nichtlinearem Effekt 2. Ordnung können diese Frequenzkomponenten untereinander mischen und erzeugen Summen- und Differenzkomponenten, wovon Letztere im THz-Bereich liegen können. Hiermit können besonders breitbandige THz-Pulse erzeugt werden ($<1\text{THz}..>30\text{THz}$) [46], allerdings ist diese Methode verhältnismäßig ineffizient, sodass erst mit Verstärkerlasern brauchbar starke Pulse erzeugt werden.

- **Plasma:** Für das Erzeugen des Plasmas ist ein Verstärkerlaser notwendig, allerdings lassen sich in diesem THz-Pulse mit sehr großen Feldamplituden erzeugen ($> 100\text{kV/cm}$) [47]. Ein weiterer Vorteil liegt in einem kontinuierlicheren Spektrum als bei optischer Gleichrichtung in einem Kristall, der einzelne Frequenzbänder aufgrund von Phononenresonanzen absorbiert. [48]
- **Photokonduktive Emittter:** Hier werden durch den optischen Laserpuls in einem Halbleitermaterial Ladungsträger generiert, welche dann in einem statischen elektrischen Feld beschleunigt werden. Es entsteht ein schnell ansteigender Strompuls, der die elektromagnetische Welle induziert [49]. Diese Emittter können verschieden skaliert und entsprechend auch bei niedrigeren Pump-Pulsenergien eingesetzt werden. [50]

Daneben existieren eine Reihe von CW-Quellen (*Continuous Wave*, Dauerstrahl), wie z.B. BWOs (*Backward-Wave-Oscillators*), die nur in einem relativ engen Frequenzbereich tunebar sind [35], NLTLs (*Non-Linear-Transmission-Lines*), die eine Reihe von spektralen Linien (Harmonische der Pumpwelle) liefern [51], und die schon erwähnten QCLs, die nur auf einer einzelnen Frequenz arbeiten. Über einen großen Frequenzbereich einstellbar hingegen ist die Differenzfrequenzmischung aus zwei (optischen) CW-Laserlinien, entweder in einem nichtlinearen Kristall [52], einem Halbleiter mit extrem kurzer Ladungsträgerlebensdauer [53] oder innerhalb einer Lasercavity [54]. Einige Gasmoleküle haben energetische Übergänge auf der Skala von einigen meV mit Emission bei Wellenlängen von einigen $100\mu\text{m}$ [55], sodass mit ihnen FIR bzw. THz-Laser mit verhältnismäßig hohen Leistungen bei diesen diskreten Linien realisiert werden können [56], die auch wieder untereinander gemischt werden können, um tiefere THz-Frequenzen zu erreichen [57].

Darüber hinaus existieren noch Quellen, welche Strahlung im Terahertz-Frequenzbereich mit sehr großer Leistung bereitstellen, wie z.B. Synchrotrons oder FELs (Freie-Elektronen-Laser). Da es sich dabei um Großanlagen handelt, können damit keine kommerziellen Produkte entwickelt werden; sie können ihren Zweck ausschließlich in der Grundlagenforschung erfüllen. An einem FEL ist dann THz-Bildgebung bei 2.3THz mit 11W Leistung sowohl in Transmissions- als auch in Reflexionsgeometrie mit Intensitätsmessung mittels Mikrobolometerarray möglich [58].

Weite Verbreitung finden die schon erwähnten elektronischen Quellen, die aus einer Reihe von Frequenzvervielfachern und zwischengeschalteten Verstärkerstufen bestehen [59, 28]. Zusammen mit den zugehörigen Heterodyndetektoren, für welche die gleichen Einschränkungen bzgl. Maßen und parasitären Einflüssen gelten wie für die Quellen, ermöglichen sie empfindliche THz-Systeme mit vielfältigen Einsatzmöglichkeiten [60, 61, 62]. Die Dimensionierung der Bauteile beschränkt ein Quelle-Detektor-Paar allerdings auf einen schmalen Frequenzbereich und der Aufbau der Detektoren behindert die Skalierung auf hochauflösende Arrays erheblich. Elektronische bildgebende Systeme arbeiten meist mit einem scannenden Einzelpixel oder einer scannenden Zeile mit einigen wenigen Detektorelementen [63].

Mit dem Ziel, integrierte THz-Detektoren herzustellen, werden Ansätze aus der Mikroelektronik verfolgt, wie NLTLs mit Antennen und integrierten Mischern zu kombi-

nieren [64] oder Transistoren jenseits ihrer Transitfrequenz als Power-Detektoren zu benutzen [65]. Ersterer ermöglicht mit einer synchronisierten Quelle kohärente Messungen, existiert bisher aber nur als Ein-Pixel-System [66], wodurch somit ein Scannen der Probe nötig ist. Die Skalierung zu einem Array erfordert eine anspruchsvolle Elektronik zum Abnehmen der Zwischenfrequenz und die Bereitstellung der Lokaloszillatorfrequenz in jedem Pixel. Mit den Transistordetektoren hingegen wurde schon THz-Bildgebung mit kleineren Arrays gezeigt [67].

Andere Detektorprinzipien haben ihren Ursprung in der optischen Domäne. Ursprünglich kamen für FIR- bzw. THz-Strahlung thermische Detektoren zum Einsatz, da dieser Spektralbereich des Infraroten zuerst als Wärmestrahlung wahrgenommen wurde [1]. Hier sind insbesondere Bolometer [68], Thermoelemente [69], Pyrodetektoren [70] sowie pneumatische Detektoren wie die *Golay-Zelle* [71, 72] und das *Thomas-Keating-Powermeter* [73] zu erwähnen. Alle diese Detektoren messen eine Temperaturveränderung und sind damit inkohärente Intensitätsdetektoren. Insbesondere die drei erstgenannten können zu Sensorarrays skaliert werden und finden teilweise schon Einsatz in der THz-Bildgebung [74, 75, 76]. *Sizov et al.* haben einige umfangreiche Reviews insbesondere über ungekühlte bzw. leicht gekühlte Power-Detektoren verfasst [26, 77, 78]. Als Photonendetektoren, die wie Photodioden einen energetischen Übergang zur Generation von Ladungsträgern in Abhängigkeit von der Beleuchtung mit Photonen ausnutzen, kommen im THz-Spektralbereich z.B. QWIPs (*Quantum-Well-Infrared-Photodetectors*) zum Einsatz. Sie sind ähnlich wie QCLs aufgebaut und benötigen ebenfalls wegen der sehr kleinen energetischen Übergänge Heliumkühlung [79].

Für breitbandige Untersuchungen benötigt man zum einen eine entsprechend breitbandige Quelle und zum anderen auf der Detektorseite entweder einen Power-Detektor in Verbindung mit einem Interferometer (siehe z.B. FTIR) oder einen Monochromator [35, 36], wobei beide große Ansprüche an den mechanischen Aufbau stellen. Im Gegensatz zu den inkohärenten Intensitätsdetektoren müssen kohärente Detektoren mit der Beleuchtung phasenstabil synchronisiert werden, wodurch bei den verwendeten hohen Frequenzen eine ganz eigene Herausforderung entsteht [80, 81], vor allem wenn dabei die Möglichkeit erhalten bleiben soll, einen breiten Frequenzbereich abzudecken bzw. scannen zu können. Neben den elektronischen Ansätzen kommt hier elektrooptische Detektion infrage, wobei dabei Mischprodukte aus den optischen und den THz-Frequenzen detektiert werden. Eine Kombination mit den kohärenten CW-Quellen eignet sich prinzipiell für nicht scannende (also Multipixel) THz-Bildgebung, vorausgesetzt sie liefern genügend Leistung für die großflächige Ausleuchtung des Objektes, sodass die Detektoranordnung für genügend Dynamik ausreichend weit über ihrem Detektionslimit (NEP) beleuchtet wird [82].

Mit dem Aufkommen von Kurzpulslasern mit Pulsdauern um 100fs wurden sampeldende Messmethoden für im Terahertz-Frequenzbereich veränderliche elektrische Felder möglich. Photokonduktive Detektionsverfahren [83] wurden ebenso entwickelt wie elektrooptische Verfahren [43]. Sowohl Emmitter als auch Detektor haben das Potential, einen weiten Frequenzbereich abzudecken: knapp 4 Oktaven, also 0.2 – 3.0THz sind nicht ungewöhnlich, 9 Oktaven aber auch möglich [84]. Dadurch, dass der Laser-

strahl zum Betrieb des Emitters⁴ und des Detektors aufgeteilt wird, sind diese beiden Komponenten automatisch synchronisiert.

Um die wiederkehrenden sehr schnellen elektrischen THz-Transienten aufzunehmen, werden diese gesampelt. Dies bedeutet, dass die Amplitude immer nur zu einem wesentlich kürzeren Moment als die Dauer der Transiente bestimmt wird und durch relative Verschiebung des Abfragezeitpunktes zu der zu messenden Transiente diese abgetastet und damit rekonstruiert werden kann. *Valdmanis* et al. zeigen, dass der lange bekannte *Pockels Effekt* [86] genutzt werden kann, um mit der Sampling-Methode Transienten im Sub-ps-Bereich aufzunehmen und damit in den THz-Bereich vorzudringen [40, 41]. Später wurden Freistrahlexperimente durchgeführt, bei denen ein photokonduktiver Emmitter und ein elektrooptischer Detektor räumlich voneinander getrennt waren [87]. Nur dieses Konzept verbindet eine breitbandige Quelle mit einer kohärenten Messtechnik, die das Potential für ein Detektorarray mit einer großen Anzahl von Pixeln bietet, weshalb in dieser Arbeit darauf aufgebaut wird.

2.3 Der elektrooptische Effekt

Der Brechungsindex eines Materials hängt von der Bindung der Elektronenwolke an die Atomrümpfe ab und seine Isotropie von der Symmetrie des Gefüges. Physikalisch rührt nun der elektrooptische Effekt von der äußeren Beeinflussung der Elektronenwolke im Material durch das angelegte elektrische Feld her – ein optisch isotropes Material kann dadurch anisotrop werden [88]. Ein durch das Material propagierender Lichtstrahl „sieht“ den ggf. durch das äußere Feld veränderten Brechungsindex. Der elektrooptische Effekt ist also die durch ein äußeres elektrisches Feld induzierte Veränderung des Brechungsindex eines Mediums. Durch diesen Effekt kann bei geeigneter Polarisierung eines Lichtstrahls sein Polarisationszustand in Abhängigkeit des anliegenden elektrischen Feldes verändert werden. Die Messung der Veränderung des Polarisationszustandes ist ein Maß für die im Medium akkumulierte Phasenverschiebung zwischen den beiden Polarisationsmoden des Materials und erlaubt so Rückschlüsse auf das elektrische Feld, welches auf das elektrooptische Medium wirkt. Dieser Effekt ermöglicht zusammen mit der Verwendung von Kurzpulslasern die phasenaufgelöste Detektion von elektrischen Transienten auf sub-ps-Zeitskala und elektromagnetischen Wellen im THz-Frequenzbereich. Dabei moduliert das im Vergleich zu optischen Frequenzen langsam oszillierende Feld des THz-Pulses den Brechungsindex des Detektorkristalles, der wiederum auf den Abtastlaserstrahl wirkt und sein veränderter Polarisationszustand wird in eine Lichtintensitätsänderung gewandelt. Der Weg zu einem Ausdruck für den Zusammenhang zwischen einer im Experiment gemessenen Lichtintensität des optischen Abtastlasers und der auf den elektrooptischen Kristall wirkenden elektrischen Feldstärke eines THz-Pulses führt also über die Betrachtung des durch den elektrooptischen Effekt veränderten richtungsabhängigen Brechungsindex des Materials.

⁴Bei Kombination mit einer CW-Quelle tritt an diese Stelle ein Referenzdetektor, wie z.B. in [85] geschehen.

2.3.1 Polarisation und Doppelbrechung

Um theoretische Ausdrücke für die zu erwartende Intensitätsmodulation des Abfragestrahls in den Experimenten herleiten zu können, ist es zunächst wichtig, sich über das Phänomen der Polarisation elektromagnetischer Wellen wie des Lichtes als auch der THz-Strahlung im Klaren zu sein. Erst dadurch wird der Effekt von (induziert) doppelbrechenden Materialien, wie sie in Form der Detektorkristalle verwendet werden, auf Licht verständlich und es entsteht zuletzt ein Werkzeug zur Optimierung der Versuchsaufbauten.

Polarisation

Spätestens seit *Maxwell* wissen wir, dass Licht eine transversale elektromagnetische Welle ist und als Superposition von zwei in orthogonalen Polarisierungsebenen schwingenden Wellen betrachtet werden kann. Dabei schwingt das elektrische Feld sinusförmig jeweils in einer Polarisierungsebene [14]. Das Verhältnis der Amplituden dieser beiden Schwingungen bestimmt, wie weit die resultierende Welle bezüglich der beiden Polarisierungsebenen verkippt ist. Liegt eine Phasenverschiebung zwischen diesen beiden Wellen vor, dann ist die resultierende elektromagnetische Welle elliptisch polarisiert.

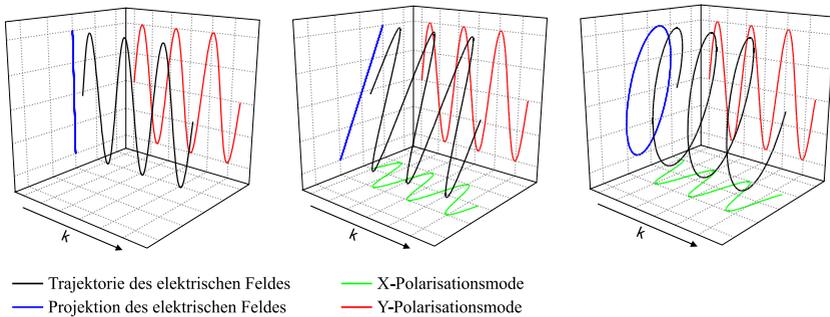


Abb. 2.6: Verschiedene Polarisationszustände: Lineare Polarisation in nur einer Mode (links), lineare Polarisation als Superposition aus zwei Moden (Mitte), elliptische Polarisation als Folge einer Phasenverschiebung (rechts)

Abbildung 2.6 zeigt drei Beispiele von verschiedenen Polarisationszuständen. Im linken Teilbild ist die Schwingungsebene des elektrischen Feldes (schwarz) parallel zu einer Polarisationsmode (rot), an der Projektion (blau) auf die zur Ausbreitungsrichtung (k) senkrechten Ebene erkennt man, dass das Resultat eine lineare Polarisation ist. Ist das elektrische Feld eine Superposition aus zwei Polarisationsmoden (zweite Mode: grün) und schwingen die Felder in ihnen in Phase, handelt es sich ebenfalls

um eine lineare Polarisation, allerdings ist die Polarisationsrichtung gegenüber den Moden verkippt (mittleres Teilbild). Im rechten Teilbild sind die Polarisationsmoden um 60° phasenverschoben. In diesem elliptischen Polarisationszustand beschreibt die Spitze des elektrischen Feldvektors im Raum eine Helix, welche projiziert auf die zur Ausbreitungsrichtung senkrechte Ebene eine Ellipse zeichnet.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle in einem Medium hängt vom Brechungsindex ab, den die durch das elektrische Feld der Welle ausgelöste Polarisation in ihrer Ausbreitungsmode „spürt“. Während in optisch isotropen Medien der Brechungsindex des Materials unabhängig von der Polarisationsrichtung und damit auch von der Ausbreitungsrichtung ist, hängt er in anisotropen Medien von der Polarisationsrichtung ab.

Doppelbrechung

Ist der Brechungsindex des Mediums für verschiedene Polarisationsrichtungen unterschiedlich, das Material also anisotrop, so spricht man von doppelbrechenden Medien. Auch isotrope Medien können durch äußere Einflüsse, wie z.B. Druck oder elektrische Felder, doppelbrechend werden; es handelt sich dann um induzierte Doppelbrechung. In kristallinen Materialien ist die Kristallsymmetrie ausschlaggebend für die Isotropie des Materials, da die Elementarzelle des Kristalls die Elektronenkonfiguration im Material definiert und diese Elektronenkonfiguration wiederum die optischen Eigenschaften des Materials (insbesondere die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes, die durch den Brechungsindex ausgedrückt wird) bestimmt. Sie kann durch ein anliegendes elektrisches Feld manipuliert werden, wodurch Einfluss auf die Isotropie des Materials genommen werden kann. [89]

Bewegt sich eine elektromagnetische Welle in einem anisotropen Medium, so gibt es für jede Ausbreitungsrichtung zwei orthogonale Polarisationsmoden, die sich dadurch auszeichnen, dass sich in ihnen der Polarisationszustand der Welle nicht ändert [90]. Jede in einer anderen Polarisationsrichtung schwingende Welle lässt sich als Superposition von zwei entsprechend der Moden polarisierten Wellen beschreiben. Folglich wird deren Propagation unabhängig voneinander berechnet und sie werden beim nächsten Medienübergang zu einem neuen Polarisationszustand überlagert. Ist der Brechungsindex für die beiden Polarisationsmoden verschieden, so propagieren die beiden Wellen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit. Dadurch erfahren die beiden Wellen eine Phasenverschiebung relativ zueinander und der Polarisationszustand der sich aus der Superposition ergebenden Welle hat sich verändert.

Index-Ellipsoid

Allgemein kann der richtungsabhängige Brechungsindex eines Materials mit Hilfe des Brechungsindexellipsoiden⁵ beschrieben werden. Um den Einfluss des Materials auf

⁵Nicht zu verwechseln mit der Normalen-Oberfläche (engl.: *normal-surface*), mit der ebenfalls der richtungsabhängige Brechungsindex von insb. anisotropen Materialien beschrieben wer-

den Polarisationszustand der propagierenden elektromagnetischen Welle (in diesem Fall ein Strahl des optischen Abtastlasers) zu bestimmen, müssen zuerst die beiden Polarisationsmoden gefunden werden und die in diesen Richtungen wirkenden Brechungsindizes berechnet werden.

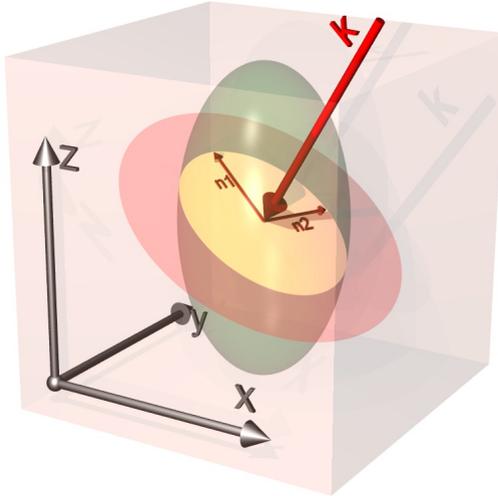


Abb. 2.7: Ein Lichtstrahl propagiert in Richtung k durch einen Kristall, dessen Elementarzelle an dem Kristallkoordinatensystem x, y, z orientiert ist, an welchem wiederum der Brechungsindex-Ellipsoid (grün) ausgerichtet ist. Die beiden Polarisationsmoden, in denen sich das Licht im Kristall ausbreiten kann, lassen sich aus den Hauptachsen der aus dem Schnitt des Ellipsoids mit der zur Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls senkrechten Ebene entstehende Ellipse (gelb) bestimmen.

Um die Polarisationsmoden zu bestimmen, wird der Brechungsindex-Ellipsoid mit der zur Ausbreitungsrichtung des Strahls (k) senkrechten Ebene geschnitten, wodurch eine Ellipse entsteht (siehe Abbildung 2.7). Die Hauptachsen dieser Ellipse weisen direkt in die Richtung der Polarisationsmoden und ihre Länge entspricht dem in dieser Richtung wirkenden Brechungsindex, weshalb sie im Bild mit n_1 und n_2 bezeichnet sind. Hier und im Folgenden stehen kleingeschriebene x, y, z für das Koordinatensystem innerhalb des Kristalls, großgeschriebene für das Laborkoordinatensystem.

den kann. Diese Darstellungen sind zwar insofern äquivalent, dass sie sich ineinander überführen lassen [14], das hier beschriebene Verfahren bezieht sich aber ausschließlich auf den Brechungsindex-Ellipsoiden, mit dem die Bestimmung der Polarisationsmoden anschaulicher ist.

Ein mit seinen Hauptachsen entlang eines kartesischen Koordinatensystems ausgerichteter Index-Ellipsoid kann wie folgt dargestellt werden [91]:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \Leftrightarrow \begin{bmatrix} x & y & z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_x^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_y^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_z^2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1. \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnen n_x , n_y und n_z die Brechungsindizes in den Richtungen der Hauptachsen des Ellipsoiden und somit die charakteristischen Brechungsindizes für den ungestörten Kristall, die für das jeweilige Material der Literatur zu entnehmen sind. Zur Berechnung der beiden Brechungsindizes für die Polarisationsmoden eines in einer gewissen Richtung propagierenden Lichtstrahles bestimmt man die Ellipse, die aus dem Schnitt des Ellipsoiden mit der zur Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls orthogonalen Ebene entsteht. Die Hauptachsen dieser Ellipse bestimmen die Richtungen der erlaubten Polarisationsrichtungen⁶ einerseits und über ihre Länge den Brechungsindex in dieser Polarisationsrichtung andererseits.

Gleichung 2.5 bezeichnet den allgemeinen Ellipsoiden für ein biaxiales Material, in welchem der Brechungsindex in jeder Hauptachsenrichtung verschieden ist. In einem uniaxial doppelbrechenden Material⁷ wie LiTaO_3 gilt $n_x = n_y = n_o, n_z = n_e$, in einem optisch isotropen Material wie ZnTe hingegen ist der Brechungsindex nicht richtungsabhängig und es gilt $n_x = n_y = n_z = n$ [92]. Weist das Material den elektrooptischen Effekt auf, so wird der Brechungsindex-Ellipsoid verformt, sobald das Material von einem elektrischen Feld durchdrungen wird. Dadurch ändert sich die den Ellipsoiden beschreibende Matrix aus Gleichung 2.5 zu

$$m = \begin{bmatrix} 1/n_x^2 + \sum_{j=1}^3 r_{1j} E_j & \sum_{j=1}^3 r_{6j} E_j & \sum_{j=1}^3 r_{5j} E_j \\ \sum_{j=1}^3 r_{6j} E_j & 1/n_y^2 + \sum_{j=1}^3 r_{2j} E_j & \sum_{j=1}^3 r_{4j} E_j \\ \sum_{j=1}^3 r_{5j} E_j & \sum_{j=1}^3 r_{4j} E_j & 1/n_z^2 + \sum_{j=1}^3 r_{3j} E_j \end{bmatrix}, \quad (2.6)$$

wobei $j = 1..3$ die drei Raumrichtungen x , y und z durchzählt. $r(ij)$ sind die Elemente des für das Material charakteristischen elektrooptischen Tensors in kontrahierter Schreibweise, der genau die Wirkung des elektrischen Feldes auf die dielektrischen Eigenschaften des Materials in Abhängigkeit ihrer Orientierung zueinander beschreibt [90]. Sind die Elemente der den Ellipsoiden beschreibenden Matrix abseits der Diagonalen ungleich null, so zeigt dies an, dass die Hauptachsen des Ellipsoiden nicht mehr

⁶Tatsächlich sind dies die Richtungen von D , nicht von E . In den Polarisationsmoden sind D , E und k allerdings koplanar [14].

⁷In diesen Materialien wird typischerweise von einem ordentlichen (ordinary) n_o und einem außerordentlichen (extraordinary) Brechungsindex n_e gesprochen.

parallel zu den Achsen des Koordinatensystems x, y, z liegen. Da sie aber symmetrisch ist, ist sie diagonalisierbar und die Hauptachsen des neuen Ellipsoids können über die Eigenvektoren der Matrix bestimmt werden [93]; gleiches gilt dann ebenso für die aus dem Schnitt mit der zur Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls senkrechten Ebene entstehenden Ellipse.

Zur Berechnung dieser Ellipse wird der durch die Matrix 2.6 repräsentierte Ellipsoid derart um den Winkel φ um die Z-Achse und anschließend um den Winkel θ um die Y-Achse gedreht, dass der den Kristall abfragende Laserstrahl in Z-Richtung propagiert⁸. Die gesuchte Ellipse kann nun einfach durch die Projektion des Ellipsoids auf die XY-Ebene gefunden werden.

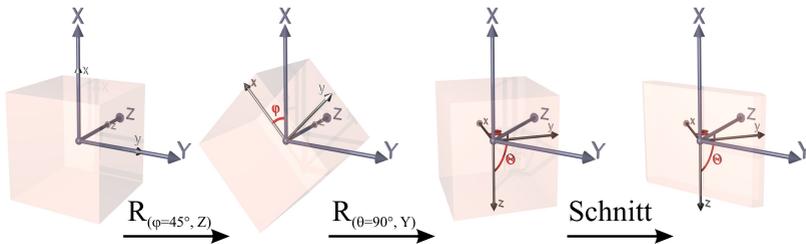


Abb. 2.8: Der Kristall mit seinem Koordinatensystem x, y, z wird gegenüber dem Laborsystem X, Y, Z zuerst um den Winkel φ (hier 45°) um die Z-Achse und dann um den Winkel θ (hier 90°) um die Y-Achse gedreht. Der Schnitt des Kristalls ist senkrecht zur Z-Achse des Laborsystems. Das gezeigte Beispiel bezieht sich auf einen (senkrecht zur Kristallrichtung) $\langle 110 \rangle$ geschnittenen Kristall.

$$M = R_Y(\theta) \cdot R_Z(\varphi) \cdot m \cdot R_Z(-\varphi) \cdot R_Y(-\theta) \quad (2.7)$$

Dieses Vorgehen ist in Abbildung 2.8 und Gleichung 2.7 dargestellt; die Berechnung wird in Anhang A ausgeführt. Eine Matrix für die Ellipse, die aus der Projektion auf die XY-Ebene entsteht, findet sich, indem man in einer Ellipsoidengleichung, in der die Matrix M den Ellipsoiden repräsentiert, $Z = 0$ setzt oder Matrix M auf die vier Elemente in der linken oberen Ecke und die Gleichung auf zwei Dimensionen reduziert:

$$\begin{bmatrix} X & Y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = 1. \quad (2.8)$$

⁸Dieses Vorgehen kommt einer zweifachen Koordinatentransformation gleich, bei dem das Bezugssystem zuerst um die z-Achse und dann um die neu entstandene y' -Achse gedreht wird (vgl. [94]).

Die Länge der Hauptachsen dieser Ellipse und damit die Brechungsindizes sind gegeben durch die Kehrwerte der Wurzeln aus den Eigenwerten $s_{1,2}$ von Matrix M :

$$\left| \begin{bmatrix} M_{11} - s & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} - s \end{bmatrix} \right| = 0; \quad n_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{s_{1,2}}}. \quad (2.9)$$

Die Hauptachsen einer Ellipse stehen immer senkrecht aufeinander⁹, daher genügt es, aus einem der Eigenvektoren den Winkel Ψ zu bestimmen, um den die Ellipse gegenüber dem XY-System gedreht ist (siehe Abbildung 2.9).

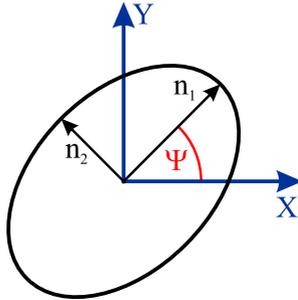


Abb. 2.9: Die beiden orthogonalen Polarisationsmoden liegen entlang der Hauptachsen der aus dem Ellipsoiden entstehenden Ellipse. Sie sind gegenüber dem Laborkoordinatensystem um den Winkel Ψ um die Ausbreitungsrichtung Z (senkrecht zum Blatt) verdreht.

Der elektrooptische Kristall wurde um die Winkel φ und θ bezüglich des Laborkoordinatensystems gedreht, und dann senkrecht zur Z -Achse dieses Systems geschnitten (siehe Abbildung 2.8, rechts). Ein entlang der Z -Achse propagierender Abtastlaserstrahl trifft nun also senkrecht auf den Kristall. Für die Berechnung der Propagation durch das Material wird die Welle des Strahls als Superposition zweier entlang der Polarisationsmoden des Materials propagierender Wellen behandelt (siehe Abschnitt *Doppelbrechung*). Die Propagationsgeschwindigkeit entlang dieser Polarisationsmoden wird durch die beiden Brechungsindizes n_1 und n_2 bestimmt. Sind diese unterschiedlich, so kommt es zwischen den beiden Wellen zu einer Phasenverschiebung Γ und der aus dem Kristall austretende Strahl hat gegenüber dem eindringenden einen veränderten Polarisationszustand. Abhängig vom Material und seiner Orientierung können die Brechungsindizes durch ein von außen anliegendes elektrisches Feld veränderlich sein (siehe Gleichungen 2.6 bis 2.9), wodurch die Bestimmung des Polarisationszustandes des Abfragestrahls bzw. der Phasenverschiebung Γ Rückschlüsse auf

⁹Hier auch an der Symmetrie von M , also Gleichheit der Elemente M_{12} und M_{21} erkennbar (vgl. Anhang A und [94]).

das anliegende elektrische Feld erlaubt. Die Phasenverschiebung Γ lässt sich nun aus der Differenz der Brechungsindizes $n_1 - n_2$ in Verbindung mit der Propagationslänge l im Kristall und der Wellenlänge λ des Abtastlaserstrahls ermitteln:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} l(n_1 - n_2). \quad (2.10)$$

Damit lässt sich nun die Auswirkung eines in einer bestimmten Richtung anliegenden elektrischen Feldes über den elektrooptischen Effekt auf die in einem Abfrage-lichtstrahl induzierte Phasenverschiebung Γ in Abhängigkeit der Kristallorientierung (φ, θ) bestimmen.

2.3.2 Optimale Kristallorientierungen

Für einen möglichst sensitiven elektrooptischen Detektor ist eine große Veränderung der Phasenverschiebung Γ in Abhängigkeit des anliegenden elektrischen Feldes wichtig. Durch die Richtungsabhängigkeit des elektrooptischen Effektes sowohl von der Propagationsrichtung des Abfragelaserstrahls (festgelegt durch die Kristallorientierung φ, θ und der daraus resultierenden Schnitttrichtung) als auch von der Orientierung des anliegenden Feldes im Laborkoordinatensystem ist auch die Sensitivität $d\Gamma/dE$ richtungsabhängig. Zur Bestimmung der optimalen Kristallorientierung wurde ein Simulator zur numerischen Untersuchung der induzierten Phasenverschiebung entwickelt. Unter Angabe der Kristallparameter (EO-Tensor r , $n_{x,y,z}$, Dicke l) und der Wellenlänge λ des Probestrahles wird für alle Drehwinkel φ und θ die Änderung der induzierten Phasenverschiebung in Abhängigkeit der E-Feld-Komponenten $d\Gamma/dE_{x,y,z}$ in Richtung der drei Laborkoordinatensystemachsen berechnet. Abbildung 2.10 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen für ZnTe.

Anders als in [94] ist hier nicht ein allgemeiner Sensitivitätsvektor, der in eine beliebige Richtung zeigt, aufgetragen, sondern speziell die Sensitivität für Felder entlang der Laborkoordinatenachsen. Weiterhin zeigt die untere Reihe der Diagramme den Winkel Ψ , um den das Polarisationsmodenkreuz relativ zum Laborkoordinatensystem verdreht ist, für jede Kristallorientierung. In diesem Zusammenhang ist es wichtig, mit dem Winkel Ψ zwischen Positionen mit diagonalen und senkrechten Polarisationsmodenausrichtungen unterscheiden zu können. Bei dieser Betrachtung sind Winkel von 90° und 0° gleichwertig (vgl. Abbildung 2.9) und deshalb gleich eingefärbt. Die rote bzw. blaue Umgebung der Einfärbung lässt dennoch eine Unterscheidung zu.

In den Diagrammen ist exemplarisch je eine optimale Kristallposition für die Detektion von transversalen¹⁰ elektrischen Feldern in X- bzw. Y-Richtung mit einem grünen Kreis markiert. Man erkennt, dass bei optimaler Sensitivität an der einen Position die an der anderen auf die Hälfte abgesunken ist (vgl. [94, 95]). Allerdings kann die Phasenverschiebung bei optimaler Probengeometrie für die eine Position nicht gleichzeitig für die andere Position gemessen werden, da sich der Winkel Ψ um 45° unterscheidet.

¹⁰Transversal bezogen auf die Ausbreitungsrichtung des Lasers, der wiederum senkrecht auf den Kristall treffen soll. Es werden also Felder in der Schnittebene des Kristalls detektiert.

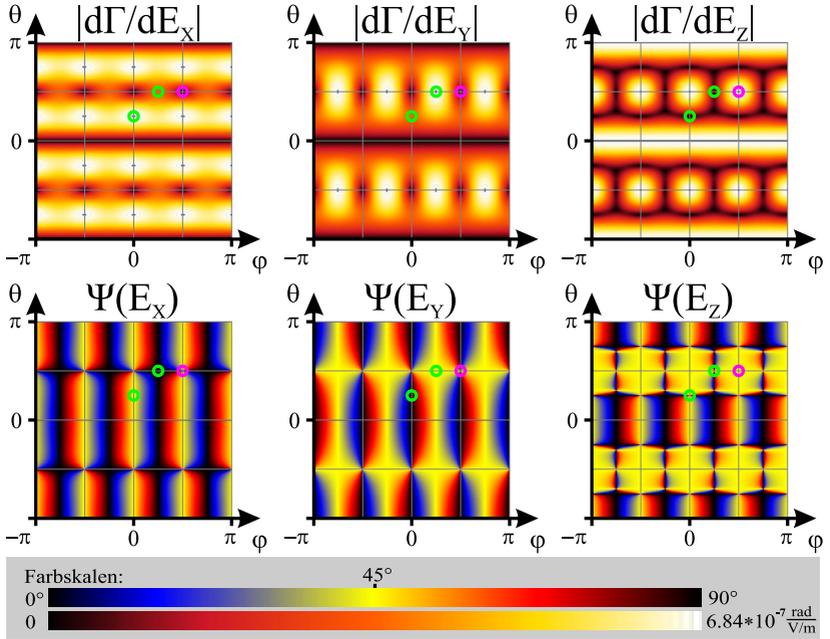


Abb. 2.10: Die Sensitivität $d\Gamma/dE$ von ZnTe für elektrische Felder in den drei Raumrichtungen des Laborkoordinatensystems sowie der Drehwinkel Ψ der Polarisationsmoden. Markiert sind exemplarisch je eine optimale Position für jede Raumrichtung (grün für transversale Felder, pink für longitudinale Felder). Der Maximalwert der Skala für die Sensitivität gilt für die hier verwendete Konfiguration mit 1mm dickem ZnTe und einer Probelwellenlänge von 800nm.

Die Marke bei $\varphi = \frac{\pi}{4}$ und $\theta = \frac{\pi}{2}$ entspricht einem $\langle 110 \rangle$ -geschnittenen ZnTe-Kristall, der in den Versuchsaufbauten zur Fernfeld-Bildgebung (siehe Kapitel 5 dieser Arbeit) verwendet wurde. Die pinkfarbene Markierung zeigt eine optimale Konfiguration zur Detektion von longitudinalen Feldern und entspricht einem $\langle 100 \rangle$ -orientierten Kristall. In dieser Orientierung ist der Kristall ausschließlich für Felder in Z-Richtung sensitiv (vgl. [96, 97]).

Bei LiTaO₃ handelt es sich um einen Kristall mit natürlicher Doppelbrechung, welche die Ausrichtung des Index-Ellipsoiden unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes dominiert. Daher ist in Abbildung 2.11 der Winkel Ψ nicht aufgetragen und kann für

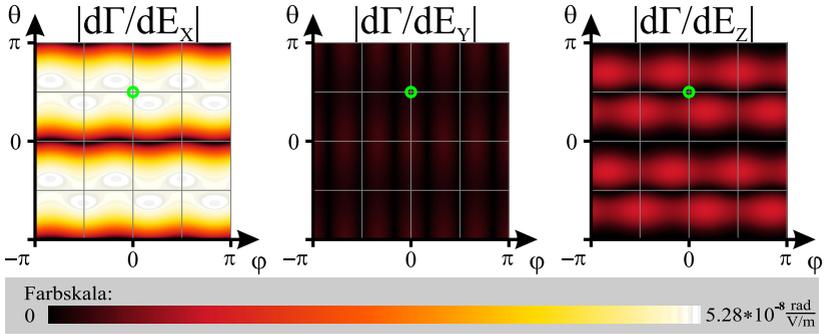


Abb. 2.11: Die Sensitivität $d\Gamma/dE$ von LiTaO_3 für elektrische Felder in den drei Raumrichtungen des Laborkoordinatensystems. Grün markiert ist eine optimale Position eines ausschließlich für transversale Felder sensitiven Detektors. Der Maximalwert der Skala für die Sensitivität gilt für die hier verwendete Konfiguration mit $50\mu\text{m}$ dickem LiTaO_3 und einer Probenwellenlänge von 800nm .

alle Orientierungen mit $\Psi = 90^\circ$ angenommen werden. Man kann Abbildung 2.11 entnehmen, dass LiTaO_3 die größte Sensitivität für Felder in X-Richtung aufweist. Links oberhalb und rechts unterhalb der Markierung bei $\varphi = 0$ und $\theta = \frac{\pi}{2}$ ist die Sensitivität zwar noch um knapp 2% höher, allerdings ist der Kristall dann zusätzlich empfindlich für longitudinale Felder. Die markierte Position steht also für einen optimalen Detektor, der rein für transversale Felder empfindlich ist, und entspricht einem X-Cut bzw. $\langle 100 \rangle$ -orientierten Kristall. An dieser Position beträgt die Sensitivität für Felder in Y-Richtung knapp 4% derjenigen in X-Richtung.

2.3.3 Feldinduzierte Phasenverschiebung

Nachdem die optimalen Kristallorientierungen für die Verwendung in den Experimenten dieser Arbeit gefunden wurden, wird die weitere Berechnung der Ausdrücke für die feldinduzierte Phasenverschiebung nur noch für diese speziellen Fälle fortgeführt. Da transversale elektrische Felder detektiert werden sollen, gelten die folgenden Berechnungen für $\langle 110 \rangle$ -geschnittene Kristalle der $43m$ -Punktgruppe (beispielsweise ZnTe) bzw. X-cut, also $\langle 100 \rangle$ -orientierte Kristalle der $3m$ -Punktgruppe (beispielsweise LiTaO_3) im Speziellen. Ausdrücke für andere Kristallschnitte oder sogar für Kristalle anderer Punktgruppen können aber nach dem gleichen Schema leicht hergeleitet werden.

Klasse $\bar{4}3m$ -Kristalle wie ZnTe, CdTe, GaP und GaAs

Um das elektrische Feld eines Terahertz-Pulses transversal zur Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls zu detektieren, eignet sich $\langle 110 \rangle$ -orientiertes ZnTe optimal (vgl. auch z.B. [95]). Ein Maximum an Sensitivität wird erreicht, wenn das zu detektierende Feld in der xy -Ebene des Kristalls bzw. parallel zur Y -Achse des Laborsystems liegt (vgl. Abb. 2.10). Diese Situation ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

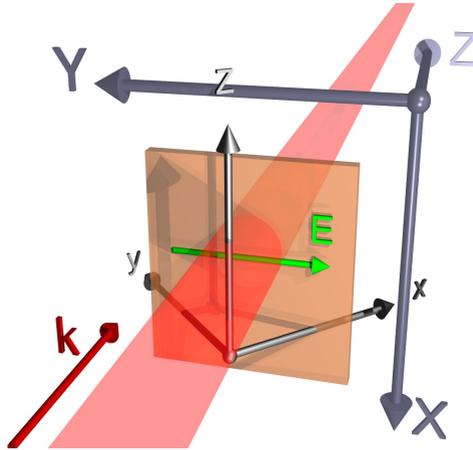


Abb. 2.12: Optimale Konfiguration für die Detektion von elektrischen Feldern transversal zur Propagation des Abfragestrahls in Zinkblendekristallen wie ZnTe.

Das Koordinatensystem x,y,z zeigt die Hauptachsen des Kristalls an, in dem das elektrische Feld (grün, E) eine Phasenverschiebung des Abfragestrahls (rot) erzeugt, der wiederum in der Richtung k , und damit in die Richtung $\langle 110 \rangle$ im Kristallsystem propagiert. Der Abfragestrahl ist dabei entweder parallel zur z -Achse oder parallel zur xy -Ebene polarisiert, womit gleiche Anteile des Lichtes entlang der beiden um $\Psi = 45^\circ$ gegen diese Polarisation verkippten Moden propagieren. Mit einem $\langle 111 \rangle$ -orientierten Kristall lässt sich ebenfalls das elektrische Feld transversal zur Probe-strahlrichtung messen, allerdings ist die Sensitivität um den Faktor $\frac{1}{2}\sqrt{6}$ reduziert. Diese Konfiguration kann dennoch von Vorteil sein, da hier die Sensitivität unabhängig von der Rotation des Kristalls um die Strahlachse ist. Die Polarisationsrichtung des Abfragestrahls allein bestimmt, für welche Orientierung des elektrischen Feldes (orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls) die Konfiguration sensitiv ist. Ein $\langle 100 \rangle$ -orientierter Kristall hingegen ist nur sensitiv für elektrische Felder, die in Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls orientiert sind. [97, 96]

In Zinkblendekristallen sind nur die Elemente $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ des elektrooptischen Tensors verschieden von null (und zudem gleich) [91]. Ohne angelegtes elektrisches Feld sind diese Kristalle optisch isotrop und daher die Brechungsindizes entlang der Hauptachsen identisch $n_x = n_y = n_z = n$, der Brechungsindex-Ellipsoid ist in diesem Falle also eine Kugel. Nach Einsetzen dieser Konstanten und dem angelegten elektrischen Feld entsprechend $E_x = E_{\text{THz}}/\sqrt{2}$ und $E_y = -E_{\text{THz}}/\sqrt{2}$ vereinfacht sich die Matrix 2.6 zu:

$$\begin{bmatrix} 1/n^2 & 0 & -\frac{r_{41}E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1/n^2 & \frac{r_{41}E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} \\ -\frac{r_{41}E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} & \frac{r_{41}E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} & 1/n^2 \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Der durch das angelegte elektrische Feld gestörte Indexellipsoid wird nun entsprechend der gewählten Kristallorientierung $\langle 110 \rangle$ so im Laborkoordinatensystem gedreht, dass der in Z-Richtung propagierende Abfragestrahl senkrecht auf der Schnittebene und damit parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung liegt. In diesem Fall handelt es sich um eine Rotation um $\varphi = 45^\circ$ um die Z-Achse, gefolgt von einer Rotation um $\theta = 90^\circ$ um die Y-Achse (Vergleiche dazu Anhang A für den allgemeinen Fall der Rotation, falls der Kristall in einer beliebigen anderen Richtung abgefragt werden soll.):

$$\begin{aligned} & R_Y(90^\circ) \cdot R_Z(45^\circ) \cdot m \cdot R_Z^T(45^\circ) \cdot R_Y^T(90^\circ) \\ &= \begin{bmatrix} 1/n^2 & -r_{41}E_{\text{THz}} & 0 \\ -r_{41}E_{\text{THz}} & 1/n^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n^2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Da nur die Ellipse aus dem Schnitt des Brechungsindex-Ellipsoiden mit der zur Ausbreitungsrichtung des Probe-Strahls senkrechten Ebene gesucht wird, kann man in der Gleichung für den Index-Ellipsoiden $Z = 0$ setzen, wodurch nur die ersten 2×2 Elemente der Matrix 2.12 in der Gleichung der Ellipse vorkommen:

$$\begin{bmatrix} x & y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1/n^2 & -r_{41}E_{\text{THz}} \\ -r_{41}E_{\text{THz}} & 1/n^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = 1. \quad (2.13)$$

Werden die Eigenwerte $s_{1,2}$ der Matrix bestimmt, so lassen sich die Brechungsindizes für die beiden Polarisationsmoden des elektrooptisch beeinflussten ZnTe bestimmen:

$$\left| \begin{bmatrix} 1/n^2 - s & -r_{41}E_{\text{THz}} \\ -r_{41}E_{\text{THz}} & 1/n^2 - s \end{bmatrix} \right| = 0 \Rightarrow s_{1,2} = \frac{1}{n^2} \pm r_{41}E_{\text{THz}} = \frac{1}{n_{1,2}^2}. \quad (2.14)$$

Bei der Umformung der Eigenwerte zu den Brechungsindizes wird der Ausdruck mit der Näherung $\frac{1}{\sqrt{1-x}} \approx 1 + \frac{1}{2}x$ für kleine x linearisiert¹¹:

$$\Rightarrow n_{1,2} = \frac{n}{\sqrt{1 \pm r_{41}E_{\text{THz}}n^2}} \approx n(1 \mp \frac{1}{2}r_{41}E_{\text{THz}}n^2) = n \mp \frac{1}{2}r_{41}E_{\text{THz}}n^3. \quad (2.15)$$

¹¹Für die im Zusammenhang mit dieser Arbeit unerreichbar hohe Feldstärke von 1kV/cm (max. 100V/cm sind realistisch [50]) beträgt der relative Fehler bei dieser Näherung nur ca. 10^{-5} .

Wie in Abschnitt 2.3.1 erwähnt, teilt sich eine elektromagnetische Welle in einem doppelbrechenden Medium in die beiden Polarisationsmoden auf. Der resultierende Polarisationszustand nach der Propagation durch das Medium entsteht aus der Überlagerung der beiden einzelnen Wellen. Damit der Abfragestrahl eine Veränderung seiner Polarisation erfährt, muss er so polarisiert sein, dass sein elektrisches Feld sowohl eine Polarisationskomponente in Richtung der einen als auch in Richtung der anderen Hauptachse der Ellipse aufweist. Jede dieser Polarisationskomponenten „sieht“ den jeweiligen Brechungsindex, der wiederum für die entsprechende Phasengeschwindigkeit sorgt. Während die Phasen der beiden Teilwellen nach der Propagation der Strecke l gegeben sind durch $\varphi_{1,2} = \omega t - \frac{\omega l n_{1,2}}{c_0}$, beträgt ihre Phasendifferenz nach dieser Strecke:

$$\begin{aligned} \Gamma = \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{\omega l (n + \frac{1}{2} r_{41} E_{\text{THz}} n^3) - \omega l (n - \frac{1}{2} r_{41} E_{\text{THz}} n^3)}{c_0} \\ &= \frac{\omega l r_{41} n^3 E_{\text{THz}}}{c_0}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Ein Eigenvektor der die Ellipse in Gleichung 2.13 beschreibenden Matrix ist z.B. der Vektor $[1, -1]^T$, woraus sofort ersichtlich ist, dass die Polarisationsmoden im Kristall nun um $\Psi = 45^\circ$ gegenüber dem Laborsystem verdreht sind. Der Probestrahl muss den Brechungsindex beider Polarisationsmoden messen und daher in dieser Konfiguration parallel zu einer der die XY-Ebene aufspannenden Achsen polarisiert sein.

Wäre das zu messende elektrische Feld entlang der X-Achse ausgerichtet, so würde der Index-Ellipsoid ebenfalls verformt, der Kristall also doppelbrechend, allerdings betrüge der Winkel Ψ in diesem Fall 90° . Der gleiche Abfragestrahl würde komplett innerhalb nur einer der beiden Polarisationsmoden propagieren, sein Polarisationszustand bliebe unverändert und es wäre keine Phasendifferenz messbar. Dieser Aufbau ist somit nicht sensitiv für elektrische Felder in dieser Richtung (siehe Anhang B).

Bei entlang der Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls ausgerichteten elektrischen Feldern verschwinden die von der angelegten Feldstärke abhängigen Komponenten in Gleichung 2.13 (siehe Anhang B). Somit ist diese Konfiguration nicht empfindlich für Feldkomponenten in Z-Richtung und es können nur transversale elektrische Felder detektiert werden.

Klasse $3m$ -Kristalle wie LiTaO_3 und LiNbO_3

Für die Detektion eines elektrischen Feldes parallel zur Kristalloberfläche sollten Kristalle dieser Klasse X-cut bzw. (100)-orientiert sein (siehe Abbildung 2.11 und [94]). Das elektrische Feld liegt in X-Richtung des Laborsystems und damit parallel zur z-Achse des Kristalls, also $E_z = E_{\text{THz}}$ (vgl. [98]). Diese Konfiguration ist in Abbildung 2.13 dargestellt.

In Kristallen dieser Klasse sind mehrere Elemente des elektrooptischen Tensors verschieden von null, einige von ihnen stehen aber in einer Beziehung zueinander: $r_{13} =$

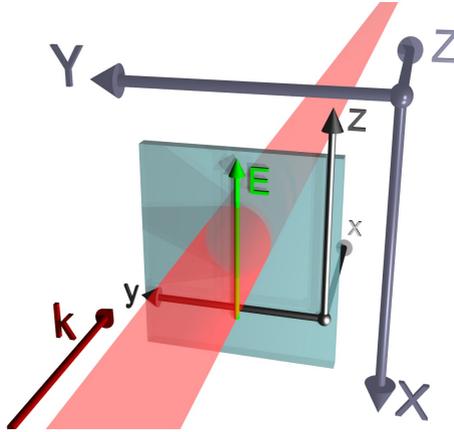


Abb. 2.13: Optimale Konfiguration für die Detektion von elektrischen Feldern transversal zur Propagation des Abfragestrahls in Kristallen der $3m$ -Klasse wie LiTaO_3 .

r_{23} ; r_{33} ; $r_{51} = r_{42}$; $r_{22} = -r_{12} = -r_{61}$. Diese Kristalle sind weiterhin uniaxial doppelbrechend, wodurch der Brechungsindex in nur zwei Richtungen identisch ist: $n_x = n_y = n_o$; $n_z = n_e$, wobei n_o den ordentlichen (ordinary), n_e den außerordentlichen (extraordinary) Brechungsindex bezeichnet [91]. Der Brechungsindexellipsoid ist in diesem Falle ein Rotationsellipsoid um die z -Achse. Nach dem Einsetzen in Matrix 2.6 vereinfacht sich diese zu:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_{\text{THz}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_{\text{THz}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_{\text{THz}} \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

Eine Rotation in das Laborkoordinatensystem, in dem die Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahles in z -Richtung liegt, erfordert für X-cut-Kristalle nur eine 90° -Rotation um die Y -Achse:

$$\begin{aligned} & R_Y(90^\circ) \cdot m \cdot R_Y^T(90^\circ) \\ &= \begin{bmatrix} \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_{\text{THz}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_{\text{THz}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_{\text{THz}} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Auch hier wird nur der Schnitt des Brechungsindexellipsoiden mit der zur Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls senkrechten Ebene betrachtet. Mit $Z = 0$ ergibt sich für die resultierende Ellipse:

$$\begin{bmatrix} X & Y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_{\text{THz}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_{\text{THz}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = 1. \quad (2.19)$$

Da die Matrix in Gleichung 2.19 in Diagonalform vorliegt, lassen sich die Eigenwerte direkt ablesen und mit der gleichen Näherung, wie sie für Gleichung 2.15 verwendet wurde, die Brechungsindizes für die beiden Polarisationsmoden bestimmen:

$$\begin{aligned} s_1 &= \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_{\text{THz}}; \quad s_2 = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_{\text{THz}} \\ \Rightarrow n_1 &= \frac{n_e}{\sqrt{1 + r_{33}E_{\text{THz}}n_e^2}}; \quad n_2 = \frac{n_o}{\sqrt{1 + r_{13}E_{\text{THz}}n_o^2}} \\ \Rightarrow n_1 &\approx n_e(1 - \frac{1}{2}r_{33}E_{\text{THz}}n_e^2); \quad n_2 \approx n_o(1 - \frac{1}{2}r_{13}E_{\text{THz}}n_o^2) \\ \Leftrightarrow n_1 &\approx n_e - \frac{1}{2}r_{33}E_{\text{THz}}n_e^3; \quad n_2 \approx n_o - \frac{1}{2}r_{13}E_{\text{THz}}n_o^3. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Die zwischen den Polarisationsmoden bei der Propagation durch den Kristall akkumulierte relative Phasendifferenz ergibt sich aus der Differenz der Brechungsindizes in diesen Moden zusammen mit der Kristalllänge l und der Wellenlänge λ des Abtastlasers:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{2\pi}{\lambda}l(n_1 - n_2) = \frac{\omega l(n_e - n_o)}{c_0} - \frac{(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)E_{\text{THz}}}{2 \cdot c_0} \\ &= \Gamma_0 - \Delta\Gamma(E_{\text{THz}}). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Da in Gleichung 2.19 die Matrix in Diagonalform vorliegt, ist die Ellipse mit ihren Hauptachsen entlang des XY-Koordinatensystems ausgerichtet, die Eigenvektoren zeigen entlang der Koordinatenachsen und der Drehwinkel Ψ beträgt 0° . Damit der Abfragestrahl den Brechungsindex beider Polarisationsmoden misst, muss er diagonal zu ihnen polarisiert, seine Polarisationssebene also um 45° gegen das Laborsystem gedreht sein (vgl. [98]).

2.3.4 Optisches Abtasten des Detektorkristalls

Nachdem die optimale Orientierung der Kristalle bekannt ist, ein Term für die elektrooptisch induzierte Phasenverschiebung hergeleitet wurde, die Ausrichtung der Eigenmoden im Detektorkristall über den Winkel Ψ bekannt ist und damit die Polarisationsrichtung für den Abfragestrahl feststeht, muss nun die Analyse des Polarisationszustandes mittels der Drehwinkel des $\lambda/4$ -Plättchens¹² und des Polarisators

¹²Eine optische Platte aus doppelbrechendem Material, die so gestaltet ist, dass sie zwischen ihren Polarisationsmoden eine Phasenverschiebung von $1/4$ der Wellenlänge des propagierenden

optimiert werden. Ziel ist es, eine möglichst große Intensitätsänderung ΔI des Abfragestrahls aus der induzierten Phasenverschiebung Γ zu erhalten. Abhängig vom verwendeten polarisierenden Element kann die Messung des Polarisationszustandes über die Intensitätsveränderung durch zwei verschiedene optoelektronische Detektoranordnungen realisiert werden:

1. **Einfacher Polarisator:** Ein solcher Polarisator lässt im Idealfall nur eine Komponente des elektrischen Feldes des Eingangslichtstrahles transmittieren. Wird er quer zu einer linearen Eingangspolarisation orientiert, ist die Lichtintensität des Ausgangsstrahles minimal (ideal null). Wird diese lineare Eingangspolarisation entweder gedreht oder zu einem leicht elliptischen Polarisationszustand verändert, so tritt eine zur Transmissionsrichtung des Polarisators parallele elektrische Feldkomponente auf – die Ausgangslichtintensität und somit der Photostrom in einem zur Messung benutzten optoelektronischen Sensor steigt und ist dadurch ein Maß für die Änderung des Polarisationszustandes vor dem Polarisator.
2. **Differentieller Polarisator:** Ein solcher Polarisator, wie z.B. ein *Wollaston-Prisma*, erzeugt zwei Strahlen die orthogonal zueinander linear polarisiert sind. Bei zirkular polarisiertem Eingangsstrahl entstehen zwei Strahlen gleicher Intensität. Ändert sich die Elliptizität der Eingangspolarisation, so ändert sich das Intensitätsverhältnis der Ausgangsstrahlen – ein Strahl wird heller, während der andere im gleichen Maße dunkler wird. Lenkt man diese Strahlen auf zwei differentiell beschaltete Photodioden, so ist der Differenzphotostrom ein Maß für die Elliptizität der Eingangspolarisation und somit für die den Polarisationszustand bestimmende Phasenverschiebung zwischen den überlagerten Polarisationsmoden im Lichtstrahl vor dem differentiellen Polarisator.

Zur Bestimmung der Änderung des Polarisationszustandes durch doppelbrechende optische Elemente und Berechnung der Lichtintensitäten nach einem Polarisator eignet sich insbesondere der *Jones Matrix Formalismus* [99]. Darin kann der elektrooptische Kristall allgemein als eine Verzögerungsplatte, deren Polarisationsmoden um den Winkel φ um den Strahlpfad gedreht sind und die Phasenverschiebung Γ zwischen ihnen verursacht, aufgefasst und als folgende Matrix Ξ geschrieben werden:

$$\Xi(\Gamma, \varphi) = R_Z(\varphi) \cdot \begin{bmatrix} e^{-\frac{\Gamma}{2}i} & 0 \\ 0 & e^{\frac{\Gamma}{2}i} \end{bmatrix} \cdot R_Z(-\varphi). \quad (2.22)$$

Die Matrix $R_Z(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}$ ist dabei die Rotationsmatrix um die optische Ausbreitungsrichtung Z . Mit der gleichen Matrix Ξ können entsprechend auch die

Lichtstrahles erzeugt (Sie verzögert eine Mode gegenüber der anderen, daher auch die Bezeichnung als *Verzögerungsplättchen*). Mit ihr kann linear in zirkular polarisiertes Licht und umgekehrt gewandelt werden, und abhängig vom Drehwinkel eine ggf. vorhandene Doppelbrechung des EO-Kristalls kompensiert werden. Mit einem analog aufgebauten $\lambda/2$ -Plättchen kann ein beliebiger Polarisationszustand um die Ausbreitungsrichtung herum gedreht werden und es kann somit z.B. die Polarisationsrichtung des Abfragestrahls vor dem EO-Kristall eingestellt werden.

Verzögerungsplättchen beschrieben werden, wenn für die Phasenverschiebung $\Gamma = \pi/2$ für ein $\lambda/4$ -Plättchens und $\Gamma = \pi$ für ein $\lambda/2$ -Plättchens eingesetzt wird. Die Anordnung der beim Abfragen des elektrooptischen Kristalls relevanten optischen Elemente ist in Abbildung 2.14 dargestellt.

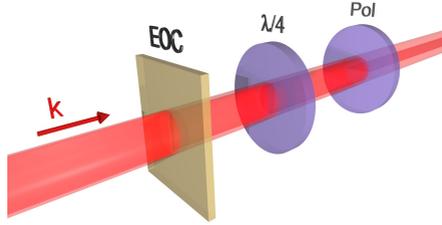


Abb. 2.14: Der durch den elektrooptischen Kristall (EOC) veränderte Polarisationszustand wird mittels eines $\lambda/4$ -Plättchens und eines Polarisators in eine Intensitätsänderung des Abfragestrahls umgewandelt.

Der durch den komplexen Vektor Ω beschriebene Polarisationszustand des diese Anordnung verlassenden Lichtes wird mit Hilfe des *Jones Matrix Formalismus* durch eine Multiplikation der die einzelnen Elemente repräsentierenden Matrizen von rechts nach links berechnet:

$$\Omega = \underbrace{R_Z(\varphi_P) \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}}_{\text{Polarisator}} \cdot \underbrace{R_Z(-\varphi_P)}_{\lambda/4} \cdot \underbrace{\Xi(\frac{\pi}{2}, \varphi_\lambda)}_{\lambda/4} \cdot \underbrace{\Xi(\Gamma, \Psi)}_{\text{Kristall}} \cdot \underbrace{R_Z(\varphi_B) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}}_{\text{Abfragestrahl}} = \begin{bmatrix} \Omega_X \\ \Omega_Y \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

Die Intensität des austretenden Lichtes ist die Summe der Betragsquadrate der Vektorelemente: $I = |\Omega_X|^2 + |\Omega_Y|^2$. Um die Auswirkungen der Rotation der einzelnen optischen Elemente auf die Lichtintensität, die Sensitivität der Detektoranordnung und die Modulationstiefe visualisieren zu können, wurde auch für diesen Zweck ein numerischer Simulator entwickelt. Bei der Verwendung von ZnTe als elektrooptischen Detektorkristall in einem Setup mit gekreuzten Polarisatoren ergeben sich die in Abbildung 2.15 dargestellten Ergebnisse.

Im linken Teilbild ist die Lichtintensität am Detektor ohne angelegtes elektrisches Feld aufgetragen. Man erkennt, dass die Lichtintensität minimal ist, wenn der (zweite) Polarisator nicht aus der gekreuzten Position herausgedreht wurde ($\varphi_P = 0^\circ$) und der Kompensator mit einer seiner Hauptachsen parallel zur ursprünglichen Polarisationsrichtung des Abfragestrahles positioniert ist ($\varphi_\lambda = 0^\circ$). An diesem Punkt ist allerdings die Sensitivität des Setups verschwunden (mittleres Teilbild) und damit auch die Modulation des Abfragestrahls, dargestellt als Verhältnis der Veränderung

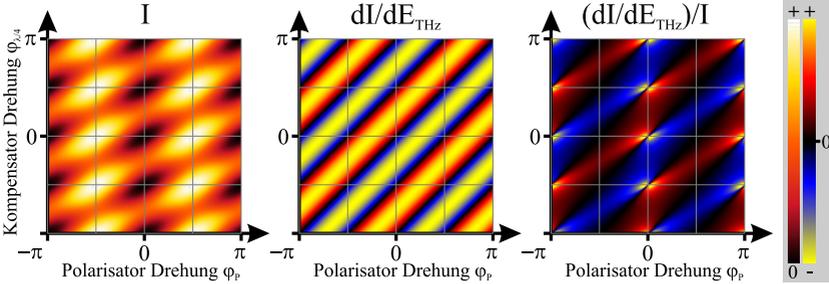


Abb. 2.15: Abhängigkeit der Lichtintensität am Detektor ohne angelegtes elektrisches Feld (I), Sensitivität (dI/dE_{THz}) und Modulationstiefe ($(dI/dE_{\text{THz}})/I$) für eine Durchlassrichtung des Polarisators von seiner Rotation und der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens bei Nutzung von ZnTe als Detektorkristall.

der Lichtintensität in Abhängigkeit des veränderten elektrischen Feldes ($dI/dE_{\text{THz}}/I$) zur unmodulierten Lichtstärke I (rechtes Teilbild).

$$\begin{aligned}
 \Omega &= \underbrace{R_Z(0) \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot R_Z(0)}_{\text{Polarisator}} \cdot \underbrace{\Xi(\frac{\pi}{2}, 0)}_{\lambda/4} \cdot \underbrace{\Xi(\Gamma, \frac{\pi}{4})}_{\text{Kristall}} \cdot \underbrace{R_Z(0) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}}_{\text{Abfragestrahl}} \\
 &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} - i\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} + i\frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\Gamma/2) & -i\sin(\Gamma/2) \\ -i\sin(\Gamma/2) & \cos(\Gamma/2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} -\frac{\sin(\frac{\Gamma}{2})}{\sqrt{2}} - i\frac{\sin(\frac{\Gamma}{2})}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Omega_X \\ \Omega_Y \end{bmatrix} \\
 \Rightarrow I &= |\Omega_X|^2 = \frac{1}{2} - \frac{\cos \Gamma}{2} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2}.
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Da $I_0 = 0$ (wegen $\Gamma = 0$) tritt bei der numerischen Simulation und der Berechnung der Modulationstiefe bei Verwendung von idealen Polarisatoren (Auslöschungsverhältnis $1/0 = \infty$) für die beschriebene Konfiguration eine Singularität mit einem Optimum in infinitesimal kleiner Nachbarschaft bei Drehung des Polarisators auf. Das rechte Teilbild von Abbildung 2.15 wurde für die Verwendung eines Polarisatorpaares mit einem Auslöschungsverhältnis von 100 gerechnet, wodurch die Singularität verschwindet und sich stattdessen eine optimale Einstellung bei einem ausgeprägten Maximum der Modulationstiefe abseits der Mittenposition ergibt. Abbildung 2.15 kann man entnehmen, dass die unter realen Bedingungen optimale Konfiguration durch Verdrehen

des Polarisators erreicht wird. Der optimale Drehwinkel des Polarisators beträgt

$$\varphi_P = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{\sqrt{o}}{\sqrt{c}}, \quad (2.25)$$

wobei o die normierte Lichtintensität bei offenem (*open*) und c bei geschlossenem (*closed*) Polarisator ist. Es ist zu beachten, dass der Drehwinkel des Polarisators mit steigender Qualität immer kritischer wird (vgl. Abbildung D.3 im Anhang). Für eine Herleitung von Gleichung 2.25 sei auf Anhang D verwiesen.

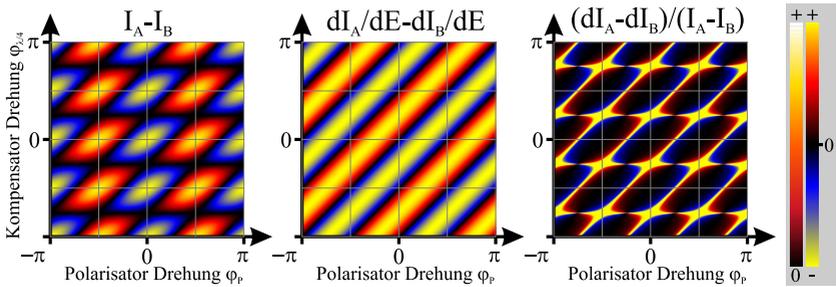


Abb. 2.16: Abhängigkeit des Differenzstromes ($I_A - I_B$), der Sensitivität ($dI_A/dE - dI_B/dE$) – einer dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (bezogen auf das Laserintensitätsrauschen) entsprechenden Größe als Verhältnis dieser beiden zueinander in Abhängigkeit von der Rotation des Polarisators und der des $\lambda/4$ -Plättchens bei der Verwendung von ZnTe als elektrooptischen Detektorkristall in einem differentiellen Setup.

In Abbildung 2.16 sind ähnliche Abhängigkeiten von der Drehung des zweiten Polarisators und des $\lambda/4$ -Plättchens als Kompensator für ein mit ZnTe aufgebautes differentielles Setup¹³ dargestellt. Auch wenn in dieser Arbeit keine differentiellen Detektoren verwendet werden, so wird doch der Vollständigkeit halber und weil deren Betrachtung als Nebenprodukt bei den numerischen Berechnungen anfällt sowie wegen ihrer Wichtigkeit für Einzelpixel-Spektroskopiesysteme auf diese eingegangen. Im linken Teilbild ist die Höhe des unmodulierten Differenzstromes durch den Differenzdetektor¹⁴ aufgetragen. Das mittlere Teilbild zeigt die Sensitivität des Setups als Größe der Veränderung des Differenzphotostromes in Abhängigkeit vom detektierten elektrischen Feld. Der Vorteil der differentiellen Konfiguration besteht in einem erhöhten Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR), da sich Laserintensitätsfluktuationen auf

¹³Siehe Abbildung 4.1 für eine Skizze eines solchen Setups mit differentieller Detektoranordnung.

¹⁴Bei Photodioden ist (bei Betrieb im linearen Bereich) der Photostrom direkt proportional zur detektierten Lichtintensität. Daher können in den Diagrammen Photoströme und Lichtintensitäten gegeneinander ausgetauscht werden.

beide Detektoren auswirken und gegeneinander aufheben [40]. Dieser Vorteil kommt dann zum Tragen, wenn die beiden Detektoren des differentiellen Detektors gleich stark beleuchtet werden, die Lichtintensität also ausbalanciert, der Differenzstrom $I_A - I_B = 0$ ist. Die Amplitude des durch Laserintensitätsfluktuationen verursachten Rauschens steigt mit erhöhtem Differenzstrom. Daher steht das Verhältnis von Sensitivität zu Differenzstrom für ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis bezogen auf Laserintensitätsfluktuationen. Das rechte Teilbild zeigt dieses Verhältnis und ihm ist zu entnehmen, dass eine optimale Einstellung bei einer Drehung des $\lambda/4$ -Plättchens um $\pi/4$ erreicht ist. An dieser Stelle ist der Differenzdetektor ausbalanciert beleuchtet und die Sensitivität hat gleichzeitig ein Maximum erreicht.

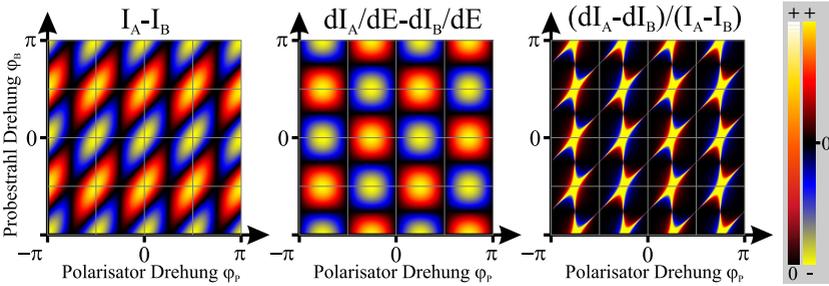


Abb. 2.17: Abhängigkeit des Differenzstromes ($I_A - I_B$), der Sensitivität ($dI_A/dE - dI_B/dE$) und einer dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (bezogen auf das Laserintensitätsrauschen) entsprechenden Größe als Verhältnis dieser beiden zueinander in Abhängigkeit von der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens und der Drehung der Polarisation des Abfragestrahles bei der Verwendung von ZnTe als elektrooptischen Detektorkristall in einem differentiellen Setup.

Stellt man die gleichen Größen wie in Abbildung 2.16 in Abhängigkeit von der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens und der Drehung der Probestrahl-Polarisation dar, so ergeben sich die in Abbildung 2.17 dargestellten Ergebnisse sowie eine Optimierungsmethode für deren Positionierung. Über ein $\lambda/2$ -Plättchen hat man bei Eintritt des Abtastlaser in den elektrooptischen Detektor (vgl. Abbildung 4.1) Zugriff auf die Verkippung seiner Polarisationsebene¹⁵. In einem differentiellen Setup ist das polarisierende Element typischerweise nicht drehbar montiert, da es relativ zu dem Differenzdetektor fix positioniert werden muss. Daher sind die Drehwinkel der Verzögerungsplättchen die Freiheitsgrade zur Optimierung eines solchen Setups. Abbildung 2.17 lässt sich entnehmen, dass die optimale Konfiguration dann gefunden ist, wenn ausgehend von einer balancierten Beleuchtung des Differenzdetektors der Differenzstrom bei Drehung des $\lambda/4$ -Plättchens in beide Drehrichtungen mit dem gleichen Vorzeichen steigt

¹⁵Mit der Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens um einen bestimmten Winkel dreht man die Polarisation des Laserstrahles um den doppelten Winkel!

(z.B. bei Drehung der Probestrahlpolarisation um 0 und Drehung des Kompensators um $\pi/4$).

Die Herleitung eines Ausdruckes für die durch das gemessene elektrische Feld modulierte Lichtintensität in einem differentiellen Setup beginnt wieder bei Gleichung 2.23, in welche die Parameter für die einzelnen optischen Elemente eingesetzt werden. Dabei müssen zuerst die beiden Austrittspfade A, B des polarisierenden Strahlteilers (*Wollaston-Prisma*) getrennt betrachtet werden:

$$\begin{aligned}
 \Omega_{A;B} &= R_Z(0) \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} 1; 0 & 0 \\ 0 & 0; 1 \end{bmatrix}}_{\text{Polarisator}} \cdot R_Z(0) \cdot \underbrace{\Xi\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right)}_{\lambda/4} \cdot \underbrace{\Xi\left(\Gamma, \frac{\pi}{4}\right)}_{\text{Kristall}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}}_{\text{Abfragestrahl}} \\
 &= \begin{bmatrix} 1; 0 & 0 \\ 0 & 0; 1 \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\Gamma/2) & -i \sin(\Gamma/2) \\ -i \sin(\Gamma/2) & \cos(\Gamma/2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.26) \\
 \Leftrightarrow \Omega_A &= \begin{bmatrix} -i \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\cos \frac{\Gamma}{2} + \sin \frac{\Gamma}{2} \right) \\ 0 \end{bmatrix}; \Omega_B = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\cos \frac{\Gamma}{2} - \sin \frac{\Gamma}{2} \right) \end{bmatrix} \\
 \Rightarrow I_A &= |\Omega_{A,X}|^2 = \frac{1}{2} + \frac{\sin \Gamma}{2}; I_B = |\Omega_{B,Y}|^2 = \frac{1}{2} - \frac{\sin \Gamma}{2}.
 \end{aligned}$$

Der induzierte Differenzstrom, welcher am Differenzdetektor gemessen wird, ergibt sich somit zu

$$\Delta I = I_A - I_B = \sin \Gamma. \quad (2.27)$$

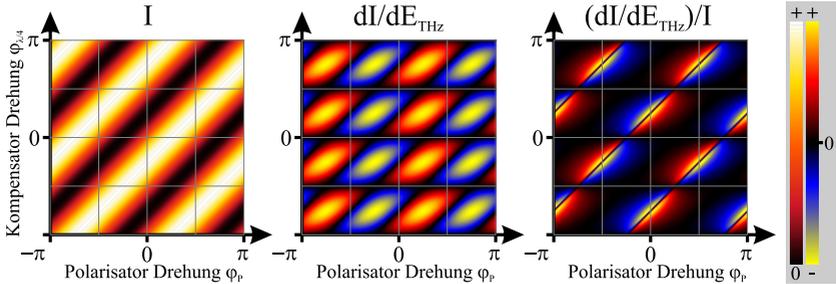


Abb. 2.18: Abhängigkeit der Lichtintensität am Detektor ohne angelegtes elektrisches Feld (I), Sensitivität (dI/dE_{THz}) und Modulationstiefe ($(dI/dE_{\text{THz}})/I$) für eine Durchlassrichtung des Polarisators von seiner Rotation und der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens bei Nutzung von LiTaO_3 als Detektorkristall.

Wird LiTaO_3 als elektrooptischer Detektorkristall in einem Setup mit gekreuzten Polarisatoren verwendet, so sind Hintergrundlichtintensität (I), Sensitivität (dI/dE_{THz})

und Modulationstiefe ($(dI/dE_{\text{THz}})/I$), wie in Abbildung 2.18 dargestellt, von der Rotation des Polarisators und der des $\lambda/4$ -Plättchens abhängig. Bei der numerischen Berechnung dieser Bilder wurde berücksichtigt, dass die Polarisations Ebene des Abfragelaserstrahls um einen Winkel von $45^\circ = \pi/4$ verkippt sein muss (vgl. Seite 31). Da ein LiTaO_3 -Kristall eine natürliche (nichtinduzierte) Doppelbrechung aufweist, ist weiterhin seine Dicke wichtig und geht in diese Simulation mit $50\mu\text{m}$ ein, wodurch er wie ein $\lambda/4$ -Plättchen wirkt und die eingehende lineare Polarisation in eine zirkulare umwandelt. Durch die Hintereinanderschaltung dieser beiden Elemente hebt sich in der Konfiguration, in der beide Elemente nicht gedreht wurden, die Wirkung der beiden Elemente auf und die Lichtintensität am Detektor beträgt $1/2$ des Maximums. Wird das (eigentliche) $\lambda/4$ -Plättchen um $\pi/4$ gedreht, so wirken beide zusammen wie ein $\lambda/2$ -Plättchen, welches die eingehende Polarisation um $45^\circ = \pi/4$ dreht, und somit zusammen mit der bereits um 45° gekippten Eingangspolarisation die *Crossed-Polarizer*-Konfiguration entsteht.

Ähnlich wie bei ZnTe entsteht auch bei LiTaO_3 eine Singularität, wenn die *Crossed-Polarizer*-Konfiguration auf beste Auslöschung eingestellt ist und perfekte Polarisatoren angenommen werden. Bei Verwendung realer Polarisatoren mit endlicher Auslöschung entsteht auch hier eine optimale Konfiguration in der Nähe der eigentlichen Singularität. Die Optimierung auf die größte Modulationstiefe geschieht auf die gleiche Weise wie bei ZnTe durch Drehung des zweiten Polarisators (siehe Anhang D).

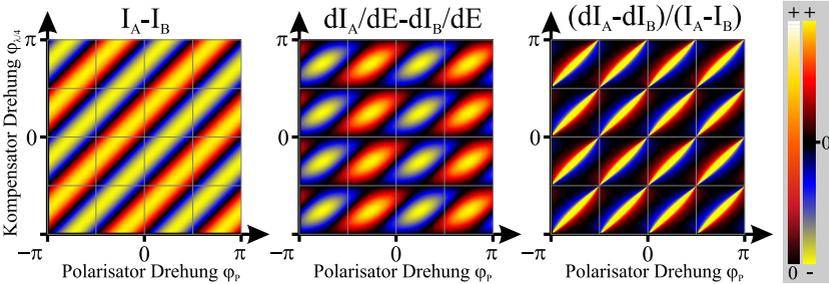


Abb. 2.19: Abhängigkeit des Differenzstromes ($I_A - I_B$), der Sensitivität (dI_A/dE) – (dI_B/dE) und einer dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (bezogen auf das Laserintensitätsrauschen) entsprechenden Größe als Verhältnis dieser beiden zueinander in Abhängigkeit von der Rotation des Polarisators und der des $\lambda/4$ -Plättchens bei der Verwendung von LiTaO_3 als elektrooptischen Detektorkristall in einem differentiellen Setup.

Während man bei der Verwendung von ZnTe als Detektorkristall durch Drehung des $\lambda/4$ -Plättchens um $\pi/4$ zwischen der optimalen Konfiguration für ein differentielles Setup und der eines *Crossed-Polarizer*-Setups wechselt (vgl. Abbildung 2.15 mit Abbildung 2.16), so muss bei $50\mu\text{m}$ dickem LiTaO_3 dafür das polarisierende Element

um $\pi/4$ verdreht werden, während das $\lambda/4$ -Plättchen an der $\pi/4$ -Position bleibt. Dies wird aus dem Vergleich von Abbildung 2.19 mit Abbildung 2.18 deutlich; in ersterer sind wieder der Differenzphotostrom, die Sensitivität und die Größe der Unterdrückung der Laserintensitätsschwankungen über die Drehungen des Kompensators und des polarisierenden Elements aufgetragen.

In einigen Aufbauten kann es hinderlich sein, den Abfragestrahl mit dem zu detektierenden THz-Puls vor dem Detektorkristall zu überlagern. Insbesondere in dem in Kapitel 6 behandelten Nahfeld-Setup kann eine Überlagerung der Pulse durch Strahlteiler oder dichroitische Spiegel nicht erfolgen. In diesen Fällen hat man die Möglichkeit, den Detektorkristall „von hinten“ abzufragen, wobei dann die Pulse an gegenüberliegenden Facetten in den Kristall eintreten (vgl. Abbildung 4.1). Der Abfragepuls propagiert also einmal in umgekehrter Richtung durch den Kristall, bis er an der für den THz-Puls durchlässigen Schicht reflektiert wird und dann zusammen mit ihm ein zweites Mal durch den Kristall propagiert. Erst bei der zweiten Durchquerung findet eine Interaktion statt und die durch die elektrische Feldstärke des THz-Pulses induzierte Phasenverschiebung kann auf den Abfragestrahl wirken. Bei anisotropen Kristallen wie LiTaO_3 hat allerdings die statische Doppelbrechung schon auf dem Hinweg des Abfragepulses Auswirkungen auf dessen Polarisation.

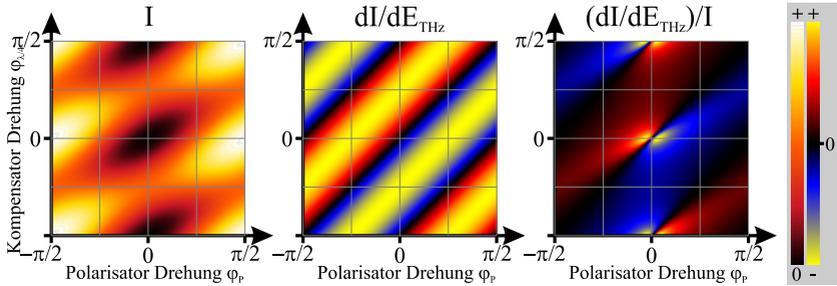


Abb. 2.20: Abhängigkeit der Lichtintensität am Detektor ohne angelegtes elektrisches Feld (I), Sensitivität (dI/dE_{THz}) und Modulationstiefe ($(dI/dE_{\text{THz}})/I$) für eine Durchlassrichtung des Polarisators von seiner Rotation und der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens bei Nutzung von LiTaO_3 als Detektorkristall bei Beleuchtung des Kristalls aus entgegengesetzter Richtung.

In Abbildung 2.20 wird im Vergleich mit Abbildung 2.18 die Auswirkung der Anisotropie des Kristalles deutlich. Dadurch, dass ein $50\mu\text{m}$ dicker LiTaO_3 -Kristall wie ein $\lambda/4$ -Plättchen wirkt, entsteht eine Situation wie bei der Verwendung von isotropen Kristallen wie ZnTe , da sich die $\lambda/4$ -Phasenverschiebungen des Hin- und Rückweges addieren und dadurch die eingangs lineare Polarisation nach Verlassen des Kristalles wieder erreicht wird.

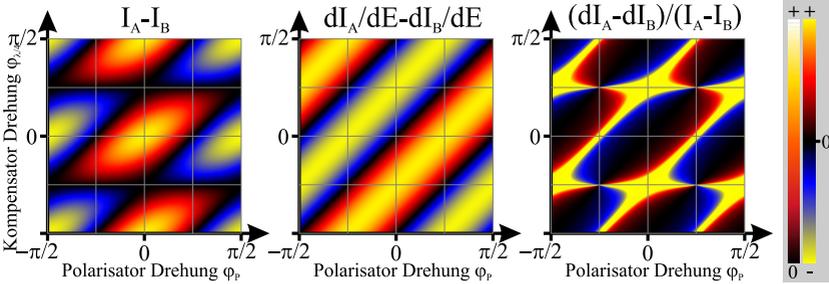


Abb. 2.21: Abhängigkeit des Differenzstromes ($I_A - I_B$), der Sensitivität (dI_A/dE) – (dI_B/dE) und einer dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (bezogen auf das Laserintensitätsrauschen) entsprechenden Größe als Verhältnis dieser beiden zueinander in Abhängigkeit von der Rotation des Polarisators und der des $\lambda/4$ -Plättchens bei der Verwendung von LiTaO_3 als elektrooptischen Detektorkristall in einem differentiellen Setup und bei Beleuchtung des Kristalls aus entgegengesetzter Richtung.

Gleiches lässt sich auch bei der Konfiguration für ein differentielles Setup beobachten, bei dem der Kristall „von hinten“ abgefragt wird, wie man im Vergleich von Abbildung 2.21 mit Abbildung 2.19 erkennen kann. In den Abbildungen 2.20 und 2.21 wird, im Gegensatz zu den anderen hier gezeigten Abbildungen dieser Art, nur der Bereich von $-\pi/2.. \pi/2$ dargestellt, wodurch der optimale Bereich insbesondere in Abbildung 2.20 besser erkennbar wird. Vergleicht man die Abbildungen 2.20 und 2.21 mit den Abbildungen 2.15 und 2.16, erkennt man, dass sich das Verhalten in Abhängigkeit der Drehungen der optischen Elemente gleicht.

2.3.5 Linearität

Bei den differentiellen Setups kann ΔI nach Gleichung 2.27 linear genähert werden, da bei einer Feldstärke von $E_{\text{THz}} = 100\text{V/cm}$ eine Phasenverschiebung Γ bei Detektion in 1mm ZnTe nur ca. $0.39^\circ \approx 6.8\text{mrad}$ ergibt, wobei der durch die Linearisierung auftretende relative Fehler nur $\approx 1.9 \cdot 10^{-6}$ beträgt und dadurch vernachlässigbar ist. Diese Amplitude in [rad] gibt auch direkt die Modulationstiefe an, da sich das ΔI aus Gleichung 2.27 auf die normierte Probeintensität bezieht, welche sich auf die beiden Photodetektoren verteilt.

Die Änderung der Lichtintensität in Abhängigkeit vom zu detektierenden elektrischen Feld ist bei den *Crossed-Polarizer*-Setups bestimmt durch

$$\Delta I = I(\Gamma(E_{\text{THz}})) - I(\Gamma_0) = \frac{1}{2} - \frac{\cos \Gamma(E_{\text{THz}})}{2} = \sin^2 \frac{\Gamma(E_{\text{THz}})}{2} \quad (2.28)$$

und damit in der Umgebung von $\Gamma = 0$ näherungsweise parabelförmig abhängig von der wirkenden elektrischen Feldstärke (siehe auch Gleichung 2.24). Durch die in Gleichung 2.28 vorgenommene Differenzbildung wird die Intensität bei einer gemessenen Feldstärke auf die Intensität bei abgeschaltetem Feld bezogen [100].

Bei den Messungen in dieser Arbeit wurde der photokonduktive Emittter moduliert, indem er mit der Modulationsfrequenz nicht ein- und wieder ausgeschaltet, sondern umgepolt wurde, wodurch eine Polaritätsmodulation der THz-Pulse realisiert wurde (vgl. [101, 102]). Dadurch verändert sich ΔI aus Gleichung 2.28 zu

$$\Delta I = \frac{I(\Gamma(E_{\text{THz}})) - I(\Gamma(-E_{\text{THz}}))}{2}. \quad (2.29)$$

Nimmt man ideale Polarisatoren in optimal geschlossener Konfiguration an, so kollabiert Gleichung 2.29 zu null, da für die gegensätzlich gepolten elektrischen Felder die Lichtintensität am Detektor um den gleichen Betrag ansteigt und die Differenz somit null ergibt. Dies wird aus Gleichung 2.24 mit eingesetztem Γ aus Gleichung 2.16 bzw. 2.21 ersichtlich. Letzteren ist wiederum zu entnehmen, dass Γ direkt proportional zum anliegenden elektrischen Feld ist; daher die Bezeichnung *linearer elektrooptischer Effekt*.

Für reale Polarisatoren verschiebt sich die ideale Position weg von der perfekt geschlossenen Stellung und die feldabhängige Intensität am Detektor aus Gleichung D.1 kann in Anlehnung an Gleichung 2.24 geschrieben werden als

$$I = \sin^2 \left(\frac{\Gamma(E_{\text{THz}}) - \eta}{2} \right) (\sigma - \epsilon) + \epsilon \text{ mit } \eta = \arctan \left(\frac{2\sqrt{\sigma}}{\sigma - \epsilon} \right). \quad (2.30)$$

Ein Graph der Intensitätsverläufe der Lichtintensitäten auf dem (optischen) Detektor für verschiedene anliegende polaritätsmodulierte elektrische Feldstärken ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Eine gewisse elektrische Feldstärke des THz-Pulses zum Messzeitpunkt bewirkt während der positiven Polarität der Modulation die durch die orangene Kurve angegebene Intensität $I(+E_{\text{THz}})$, während der negativen $I(-E_{\text{THz}})$ (rot). Die Hälfte der Differenz dieser beiden annähernd parabelförmigen, aber gegeneinander verschobenen Verläufe der Intensitäten ist die annähernd gerade verlaufende Amplitude der vom Detektor aufgenommenen Lichtintensitätsmodulation, hier schwarz dargestellt. Analytisch ergibt sich diese Amplitude durch Einsetzen von Gleichung 2.30 in 2.29 zu

$$\Delta I = (\epsilon - \sigma) \sin \Gamma(E_{\text{THz}}) \sin \varphi \cos \varphi. \quad (2.31)$$

Für die Modulationstiefe ergibt sich aus dem Verhältnis zur Hintergrundlichtintensität $I_0 = (\epsilon - \sigma) \cos^2 \varphi + \sigma$ dann

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{(\epsilon - \sigma) \sin \Gamma(E_{\text{THz}}) \sin \varphi \cos \varphi}{(\epsilon - \sigma) \cos^2 \varphi + \sigma} \quad (2.32)$$

welche maximal wird bei einem Winkel für den Polarisator von

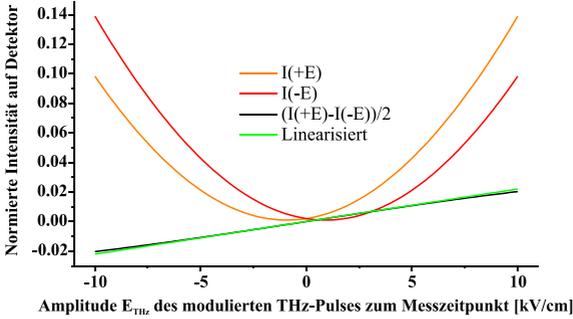


Abb. 2.22: Die Amplitude E_{THz} wird zum Messzeitpunkt polaritätsmoduliert. Auf den Detektor fällt für die positive Phase die Intensität $I(+E_{\text{THz}})$, für die negative entsprechend $I(-E_{\text{THz}})$; die Hälfte der Differenz ergibt die Amplitude der Lichtmodulation (schwarze Kurve). Die Linearisierung der sinusförmigen Abhängigkeit (grüne Gerade) bewirkt auch für größte Feldstärken nur einen geringen Fehler.

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{\epsilon}} \quad (2.33)$$

und dann

$$\frac{\Delta I}{I_0}(\varphi_{\text{opt}}) = \frac{\sin(\Gamma(E_{\text{THz}}))(\sigma - \epsilon)}{2\sqrt{\sigma\epsilon}} \quad (2.34)$$

beträgt. Auch hier stellt man die sinusförmige Abhängigkeit der Modulationstiefe von der Phasenverschiebung Γ und damit von der anliegenden elektrischen Feldstärke E_{THz} fest, welche mit dem gleichen geringen Fehler wie bei den differentiellen Setups mittels Ersetzen von $\sin \Gamma(E_{\text{THz}})$ durch das Argument linearisiert werden kann. Der Vergleich der schwarz dargestellten Modulationsamplitude mit der grün dargestellten Geraden in Abbildung 2.22 zeigt, dass sich auch für größte Feldstärken ein sehr kleiner Fehler ergibt. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass insbesondere für die in den Aufbauten erreichten Feldstärken von maximal einigen 10V/cm unter Vernachlässigung eines sehr kleinen Fehlers von einer linearen Abhängigkeit der gemessenen Modulationsamplituden von der Amplitude der polaritätsmodulierten THz-Feldstärke ausgegangen werden kann.

2.3.6 Kohärenzlänge

Die vorangegangenen Berechnungen zum elektrooptischen Effekt gingen immer von einem homogenen und statischen elektrischen Feld aus, durch welches das Material

durchflutet wird. Dadurch ist gewährleistet, dass der Puls des Abfragestrahls an jeder Stelle des Materials, während er hindurch propagiert, den gleichen feldinduziert veränderten Brechungsindex erfährt. Für die hier verwendeten gepulsten Aufbauten gilt diese Annahme nur eingeschränkt, da es sich sowohl bei dem Abfragepuls als auch bei dem zu detektierenden THz-Puls um zeitlich veränderliche Feldstärken handelt, die noch dazu räumlich begrenzt (auch kleiner als die Kristalldimensionen) und dadurch inhomogen sind. Wenn der THz- und der Abfragepuls allerdings mit gleichen Geschwindigkeiten in die gleiche Richtung durch den Kristall propagieren, dann herrschen für die Dauer der Interaktion im Kristall für die Pulse statische Bedingungen. Da die Dauer des Abfragepulses (und damit auch seine räumliche Ausdehnung) wesentlich kleiner ist als die des THz-Pulses, kann man annehmen, dass der Abfragepuls die Feldamplitude zu einem Zeitpunkt bzw. an einer Position des THz-Pulses misst (vgl. Abbildung 4.2). Der Brechungsindex eines Materials, der auf eine elektromagnetische Welle wirkt, welche durch dieses Material propagiert, hängt allerdings von ihrer Frequenz ab. Die Materialien weisen also Dispersion auf, die zum einen dazu führt, dass breitbandige Pulse ihre Dauer verändern (Chirp), zum anderen aber auch dazu, dass ein THz-Puls mit einer anderen Geschwindigkeit propagiert als der optische Probe-Laserpuls mit seiner rund 500-fach höheren Frequenz (rund 9 Oktaven) [103]. Diese Fehlanpassung in der Ausbreitungsgeschwindigkeit führt dazu, dass nach einer gewissen Propagationsstrecke die Phasenverschiebung des THz-Pulses gegenüber dem Abfragepuls so groß wird, dass durch ein umgekehrtes Vorzeichen der gemessenen elektrischen Feldamplitude die akkumulierte Phasenverschiebung durch den elektrooptischen Effekt, die letztendlich das Messsignal darstellt, rückläufig wird [98, 104].

$$l_c = \frac{\pi c}{\omega_{\text{THz}} |n_{\text{grp}} - n_{\text{THz}}|}, \text{ mit } n_{\text{grp}} = n_{\text{opt}} - \lambda \frac{dn_{\text{opt}}}{d\lambda} \quad (2.35)$$

Mit Gleichung 2.35 lässt sich die Kohärenzlänge l_c in Abhängigkeit der THz-(Kreis-) Frequenz ω_{THz} und der frequenz- bzw. wellenlängenabhängigen Brechungsindizes berechnen. n_{grp} bezeichnet hierbei einen effektiven Brechungsindex, der für die Gruppengeschwindigkeit¹⁶ des (breitbandigen) optischen Abfragepulses steht, während n_{THz} die Phasengeschwindigkeit der sich im Material ausbreitenden THz-Welle bestimmt ($v = c/n$). Die durch die unterschiedlichen Brechungsindizes bestimmten Propagationsgeschwindigkeiten der THz-Phase und des Abfragepulses führen dazu, dass diese nach der Strecke l_c um die Phase π der THz-Welle aneinander vorbeigelaufen sind. Ab dieser Stelle beginnt der erwähnte rückläufige Effekt, da sich das Vorzeichen der gemessenen THz-Amplitude umkehrt. [103]

In Abbildung 2.23 sind die Kohärenzlängen von ZnTe, LiTaO₃ und GaP für verschiedene Laserwellenlängen und THz-Frequenzen dargestellt. Man erkennt, dass ZnTe bei der genutzten Laserwellenlänge von 800nm besonders lange Kristalle zulässt, während GaP bei mittleren Kristalllängen eine besonders große Bandbreite eines

¹⁶Ausbreitungsgeschwindigkeit der Einhüllenden des (dispersiven) Pulses bzw. Geschwindigkeit des Pulsschwerpunktes.

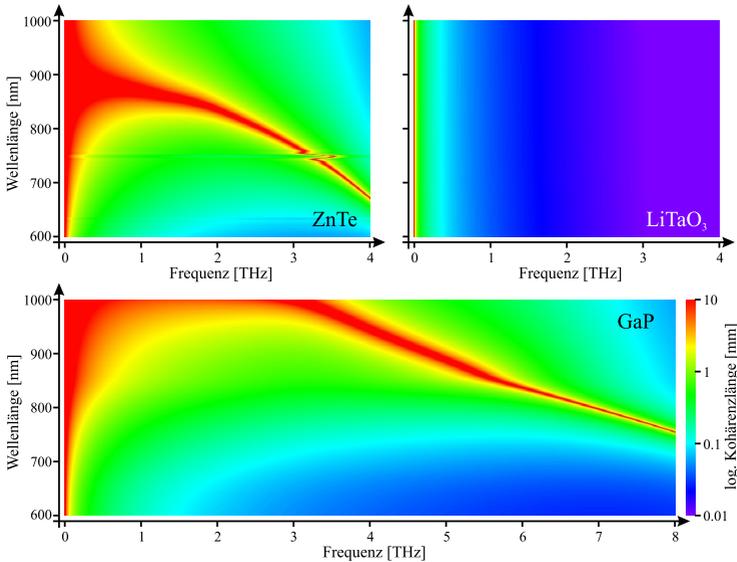


Abb. 2.23: Kohärenzlängen von ZnTe, LiTaO₃ und GaP als typische Detektorkristalle für elektrooptische THz-Detektion, aufgetragen über THz-Frequenz und Wellenlänge des Probelasers.

Spektroskopieaufbaues ermöglicht. LiTaO₃ erlaubt für alle dargestellten Laserwellenlängen aufgrund der großen Dispersion nur dünne Kristalle; die erreichbare Bandbreite bleibt dennoch klein. Die zugrunde liegenden Daten für die Brechungsindizes bei THz-Frequenzen bzw. im Infrarotbereich von ZnTe [105, 106], LiTaO₃ [107, 108] und GaP [109, 106] wurden der Literatur entnommen. Der Brechungsindex für LiTaO₃ im Terahertz-Bereich wurde über die Literaturdaten hinaus bis 4.0THz extrapoliert [107]; das nächste ausschlaggebende Phonon liegt erst bei ca. 6.0THz (vgl. [110]).

In Abbildung 2.24 sind die Kohärenzlängen von ZnTe, LiTaO₃ und GaP bei einer Wellenlänge des Abtastlasers von $\lambda = 800\text{nm}$ gezeigt. Man erkennt, dass in diesem Fall die Geschwindigkeitsanpassung der Pulse in den sehr verschiedenen Frequenzbereichen und damit die Kohärenzlänge in ZnTe bis ca. 3.5THz am besten ist. Sogar in dem lokalen Minimum bei etwa 1.6THz liegt die Kohärenzlänge noch bei mehr als 1mm. Wegen dieser guten Anpassung ist ZnTe in THz-Setups, die z.B. Ti:Saphir-Laser bei 800nm Wellenlänge benutzen, optimal geeignet, da es große Kristalldicken ermöglicht, wodurch die detektierte Signalstärke entsprechend vergrößert werden kann (siehe Gleichung 2.16 im Zusammenhang mit Gleichung 2.24 bzw. 2.27). Die Kohärenzlänge fällt allerdings zu höheren Frequenzen sehr stark ab. Für besonders breitbandige

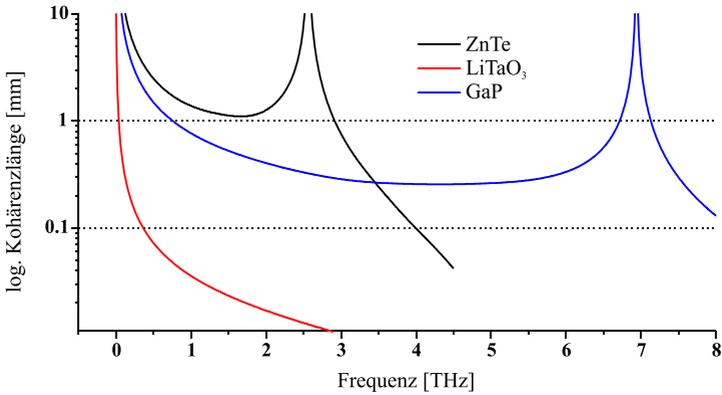


Abb. 2.24: Kohärenzlängen von ZnTe, LiTaO₃ sowie GaP für verschiedene THz-Frequenzen bei Verwendung eines Abtastlasers mit $\lambda = 800\text{nm}$.

Setups ist deshalb z.B. GaP besser geeignet; in [109] ist ein Spektroskopiesystem bis 7.0THz vorgestellt. Durch die etwas niedrigere mögliche Kristalldicke und den geringeren elektrooptischen Koeffizienten verringert sich allerdings die Signalstärke im Vergleich zur Verwendung von ZnTe. LiTaO₃ zeichnet sich durch wesentlich größere elektrooptische Koeffizienten aus und ist daher insbesondere geeignet, wenn nur kurze Strecken für die Interaktion von zu messender elektrischer Feldstärke und optischem Abfragestrahl zur Verfügung stehen. Durch den stark unterschiedlichen Brechungsindex in den zwei Frequenzdomänen (ca. 2.15 bei 800nm gegen ca. 6.43 bei 1THz) sind nur sehr dünne Kristalle von höchstens einigen 10 μm sinnvoll, um Signale im THz-Bereich mit einem 800nm Puls laser zu detektieren. Daher ist der Einsatz von LiTaO₃ z.B. bei Messungen von Nahfeldphänomenen sinnvoll, die sich prinzipbedingt nicht weit in den Raum ausdehnen sowie nicht propagieren, und ermöglicht dort eine hohe Ortsauflösung (siehe Kapitel 6 und [111, 112, 113]).

2.4 Charakterisierungskriterien

In den ersten Abschnitten dieses Kapitels wurde bereits deutlich, dass bildgebende Systeme anhand ihres lateralen Auflösungsvermögens (Abschnitt 2.1.1) sowie der Dynamik der einzelnen Pixel (Abschnitt 2.1.4) miteinander verglichen werden können. Die Dynamik sollte dabei für eine gute Vergleichbarkeit immer auf die Integrationszeit normiert sein. Darüber hinaus ist es auch interessant, wie hoch die Detektorarrays skaliert sind, wonach sich aus der Anzahl der Pixel in jeder Dimension zusammen mit der Auflösung das mögliche Gesichtsfeld des Systems ergibt.

Im Zusammenhang mit THz-Bildgebung gibt es aber noch andere Herausforderungen. So ist auch der maschinelle Aufwand entscheidend dafür, ob das System das Potential zur Kommerzialisierung besitzt. So lassen sich in Großanlagen, wie z.B. Beschleunigern, THz-Strahlen mit großer Intensität erzeugen, welche die Detektion erheblich vereinfachen, aber andererseits extrem teuer und absolut nicht transportabel bzw. bei einer größeren Zahl von Kunden installierbar sind. Verstärkerlaser stellen dahingehend einen Kompromiss dar: Ihr Volumen findet Platz auf einem Tisch, aber ihr Wartungsaufwand behindert die Entwicklung eines marktgerechten THz-Systems. Nichtsdestotrotz lassen sich mit ihnen THz-Pulse mit verhältnismäßig großen Feldamplituden erzeugen. Im speziellen Fall der Charakterisierung von elektrooptischen THz-Bildgebungssystemen können diese in Bezug auf die benötigte Laser-Pulsenergie und die erreichte Modulationstiefe im Abfragestrahl an der Position des optoelektronischen Detektorelements miteinander verglichen werden.

2.5 Theoretische Limitierungen der induzierten Modulationstiefe

In Abschnitt 2.3.3 wurden Ausdrücke für die feldinduzierte Phasenverschiebung Γ bei optimaler Orientierung der entsprechenden elektrooptischen Kristalle für die Detektion von transversalen elektrischen Feldern hergeleitet (Gleichungen 2.16 und 2.21). Nach diesen Ausdrücken liegt es nahe, möglichst dicke Kristalle zu benutzen, um die

Größe	ZnTe	LiTaO ₃
Orientierung	$\langle 110 \rangle$	X-Cut $\langle 100 \rangle$
Dicke l	1mm	50 μ m
EO-Tensor [pm/V]	$r_{41} = r_{52} = r_{63} = 3.97$	$-r_{12} = r_{22} = -r_{61} = 1,$ $r_{13} = r_{23} = 7.5,$ $r_{33} = 33, r_{42} = r_{51} = 20$
$n_{\text{opt}}@800\text{nm}$	2.87	$n_o = 2.154; n_e = 2.158$
$n_{\text{grp}}@800\text{nm}$	3.28	$n_o = 2.232; n_e = 2.235$
$n_{\text{THz}}@1.5\text{THz}$	3.19	$n_o = 6.73; n_e = 6.52$
E-Feld	$E_Y = 100\text{V/cm}$	$E_X = 100\text{V/cm}$
$\Delta n(E)$	$8.715 \cdot 10^{-7}$	$1.323 \cdot 10^{-6}$
Ψ	45°	90°
Γ_0	0	$\pi/2$
$\Delta\Gamma(E)$	0.39217°	0.02977°
$\Delta I/I$ (differentiell)	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$
$\Delta I/I_0$ (crossed)	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$

Tab. 2.1: Absolutwerte einiger Größen bei elektrooptischer Detektion mit ZnTe und LiTaO₃ bei einer Laserwellenlänge von 800nm.

Interaktionslänge des zu detektierenden elektrischen Feldes und des Abfragepulses innerhalb des elektrooptischen Kristalls zu vergrößern. Allerdings legt aufgrund der Dispersion der Materialien die Kohärenzlänge (Abschnitt 2.3.6) eine maximale Dicke der Kristalle fest.

In Tabelle 2.1 sind einige Größen und Absolutwerte, die nach den hergeleiteten Ausdrücken für die verwendeten Kristalle berechnet wurden, zusammengefasst (EO-Tensorelemente aus [90]). Insbesondere aufgrund des größeren elektrooptischen Tensorelements r_{33} bei LiTaO_3 wird ein größerer Brechungsindexunterschied durch das abgetastete elektrische Feld induziert. Die geringere Kristalldicke führt aber dennoch zu einer kleineren Phasenverschiebung $\Delta\Gamma$ als bei ZnTe . Dadurch ergibt sich wiederum eine geringere Modulationsamplitude ΔI , die dann zu einem geringeren Messsignal führt. Hierbei ist zu beachten, dass sich die Signalstärke $\Delta I/I$ für die differentiellen Setups auf die Gesamtlichtintensität, die auf beide Photodioden fällt, bezieht, während die Modulationstiefe $\Delta I/I_0$ bei den *Crossed-Polarizers*-Setups auf die Lichtintensität I_0 bezogen ist, welche in der optimierten Konfiguration bei Abwesenheit des zu detektierenden elektrischen Feldes auf den Detektor trifft (unmodulierter Hintergrund). Letztere ist wesentlich geringer (typischerweise weniger als 1% von I), da der Polarisator in fast vollständig geschlossener Position steht. Nur dadurch ergibt sich, dass das Verhältnis $\Delta I/I_0$ der *Crossed-Polarizers*-Setups größer ist als $\Delta I/I$ der differentiellen Setups, obwohl die absolute Intensitätsänderung ΔI am Detektor bei den differentiellen Setups wesentlich größer ist als in den *Crossed-Polarizers*-Setups.

Wie in Abschnitt 2.3.4 und Anhang D gezeigt wurde, hängt die erreichbare Modulationstiefe im *Crossed-Polarizers*-Setup neben der Justiergenauigkeit auch von der Güte der verwendeten Polarisatoren sowie des Kristalls und damit dem erreichbaren Auslöschungsverhältnis ab. Für die hier angegebene Modulationstiefe wurden eine maximale (open) $\sigma = 0.92$ und eine minimale (closed) Intensität von $\epsilon = 0.005$ angenommen, wodurch sich ein Stellwinkel für den Polarisator von $\varphi_{\text{Pol}} = 4.21^\circ$ aus der maximal geschlossenen Position ergibt (siehe Gleichung 2.33).

Abbildung 2.25 zeigt das Ergebnis einer Messreihe¹⁷ der Modulationstiefe im *Crossed-Polarizers*-Setup mit ZnTe als Detektorkristall und fokussiertem THz-Strahl (schwarz) im Vergleich mit entsprechend modellierten Modulationstiefen. Vor der Messung wurden die Parameter des Auslöschungsverhältnisses zu $\sigma = 0.92$ und $\epsilon = 0.0034$ bestimmt. Für das Modell-I (rot) wurde zusätzlich zu diesen Parametern eine Amplitude des detektierten elektrischen Feldes zu $E_{\text{THz}} = 14.0\text{V/cm}$ angenommen. Hier passt die der Singularität zugewandte Flanke sehr gut zu den Messwerten, während sich auch eine der Messung entsprechende Modulationstiefe einstellt. Für das Modell-II (blau) wurde ϵ auf 0.0030 angepasst, wodurch sich eine größere Steilheit der Kurve ergibt, die mit einer kleiner angenommenen Feldamplitude ($E_{\text{THz}} = 10.7\text{V/cm}$)

¹⁷Der THz-Strahl wurde auf den Kristall fokussiert und dieser mit einem aufgeweiteten, kollimierten Strahl abgefragt. Letzterer wiederum wurde auf den Bereich um den THz-Fokus mit einer Blende beschnitten. Nach dem zweiten Polarisator wurde dieser Strahl auf eine Photodiode fokussiert, dann nacheinander für jeden angegebenen Drehwinkel des Polarisators die Modulationsamplitude mittels Transimpedanzverstärker und Lock-In sowie der Hintergrundstrom mittels Amperemeter gemessen.

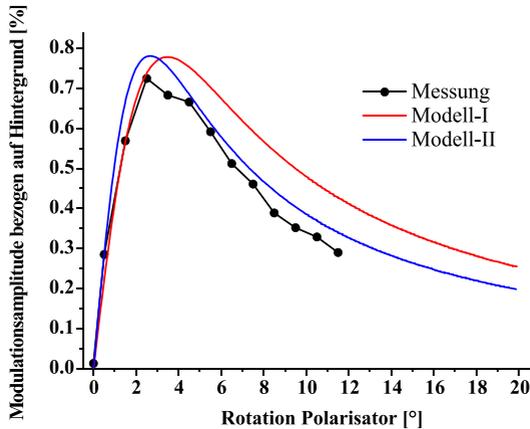


Abb. 2.25: Gemessene Modulationstiefe bei fokussiertem THz-Strahl in ZnTe (schwarz) und zwei theoretisch bestimmte Abhängigkeiten von der Polarisatordrehung.

kompensiert wurde. Durch diese Anpassung der Simulationsparameter passt die rechte Flanke der Funktion besser zu den Messwerten, während die linke stärker abweicht. Folglich wird die Feldstärke der THz-Pulse im Fokus in der Größenordnung von 10V/cm liegen. Die mit dieser Feldstärke erreichbaren Modulationstiefen in für die Bildgebungsaufbauten relevanten *Crossed-Polarizers*-Setups liegen damit um den Faktor 10 unter den in Tabelle 2.1 angegebenen Werten, die dort als Obergrenze angenommen wurden und somit bei rund 0.05%...0.5% oder noch kleiner für einen aufgeweiteten Strahl. Diese Tatsache ergibt die Notwendigkeit für ein Detektorarray, mit dessen Hilfe diese geringe Modulation effektiv vom unmodulierten Hintergrund getrennt und gemessen werden kann.

Kapitel 3

Die PMD-Kamera als demodulierendes Detektorarray

Bei der PMD-Kamera handelt es sich um eine Kamera, welche zum einen die Amplituden- und Phasenmessung modulierten Lichtes direkt ermöglicht und zum anderen darauf optimiert wurde, diese Messung bei einer großen Dynamik von (fremdem) Hintergrundlicht durchführen zu können. Dieses Kapitel stellt die Kamera vor, erläutert ihr Funktionsprinzip sowie das Konzept ihrer Hintergrundlichtunterdrückung und charakterisiert die Kamera im Hinblick auf ihre Eignung für die elektrooptische THz-Bildgebung.

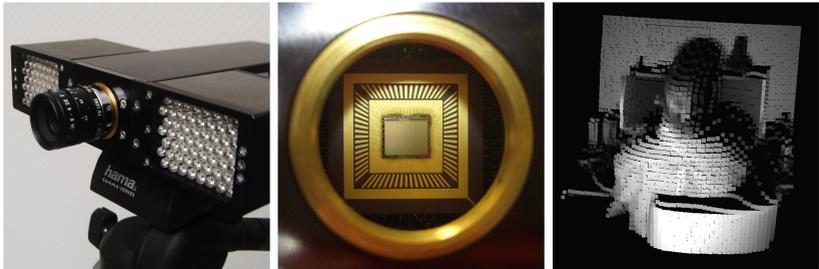


Abb. 3.1: Die PMD-Kamera (links) mit dem PhotonICS-3kS Sensorchip (Mitte) ist eine Time-of-Flight-Kamera (ToF), die ursprünglich zur Aufnahme von 3D-Bildern (rechts) entwickelt wurde.

Die PMD-Kamera ist ein monokulares System, bestehend aus einer aktiven Beleuchtung und der Kamera selbst mit Detektorchip und einem integrierten Computer zur Ansteuerung und Vorverarbeitung, mit der 3D-Bilder einer Szene aufgenommen werden können. Dazu implementiert sie eine Laufzeitmessung des von der aktiven (modulierten) Beleuchtung ausgesandten Lichtes. Ursprünglich wurde sie für den Automotive- und Robotiksektor entwickelt [114, 115], findet aber auch Anwendung als Werkzeug bei der Forschung auf verschiedenen Gebieten der Computergraphik [116].

Sie kann z.B. zur Erhöhung der Fahrgast- und Fußgängersicherheit, zur Hinderniserkennung, zur Exploration sowie zur Poseschätzung und Objekterkennung eingesetzt werden. Da das Funktionsprinzip der Kamera eine aktive Beleuchtung voraussetzt, muss das von der aufgenommenen Szene zurückgestreute Licht der aktiven Beleuchtung möglichst gut vom störenden Hintergrund des Umgebungslichtes getrennt werden. Diese Notwendigkeit macht sich besonders beim Einsatz der PMD-Kamera in Außenanwendungen bemerkbar [117, 118].

3.1 Aufbau und Funktionsweise

3.1.1 Demodulation im PMD-Pixel

Die hier verwendete Kamera benutzt den *PhotonICs 3kS*-Sensor mit einer Auflösung von 64×48 Pixeln. Der Sensorchip der PMD-Kamera besteht aus einem Array von intelligenten Pixeln. Jedes Pixel ist insofern intelligent, dass es den Demodulationsprozess sowie die Trennung des modulierten Lichtes vom unerwünschten Hintergrund erledigt. Dazu besteht es aus zwei transparenten Modulationsgates, welche die Verteilung der photogenerierten Ladungsträger in der aktiven Fläche steuern. Entsprechend dieser Steuerung werden die Ladungsträger während der Belichtungszeit zu zwei verschiedenen Auslesedioden geleitet und in zwei getrennten Kapazitäten aufintegriert.

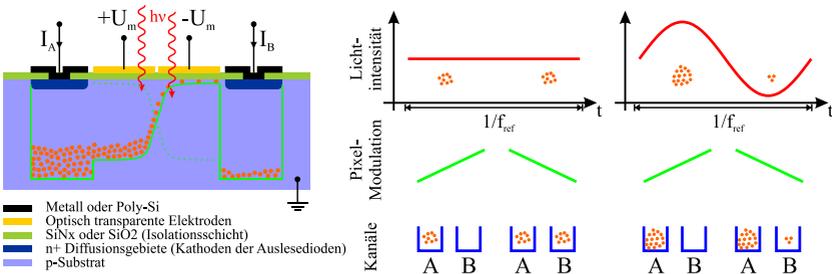


Abb. 3.2: Die linke Seite zeigt schematisch den Aufbau eines PMD-Pixels, rechts ist der Demodulationsvorgang in einem solchen Pixel skizziert (vgl. [117]).

Auf der linken Seite der Abbildung 3.2 ist ein Schnittbild durch ein PMD-Pixel dargestellt. Mittels der transparenten Modulationsgates (gelb dargestellt) wird innerhalb des dem Licht exponierten Bereiches des Substrates ein Potentialgradient kontrolliert. Durch die Photonen $h\nu$ erzeugte Ladungsträger bewegen sich entlang dieses Gradienten zu einer der Auslesedioden, entsprechend der angelegten Spannungen $+/- U_m$. Proportional zu der Anzahl der die Kathoden der Auslesedioden erreichenden Elektronen fließt dort ein Strom, durch den Kondensatoren in der Ausleseschaltung eines

jeden Pixels entladen werden. An diesen Kondensatoren kann beim Auslesen der Matrix eine Spannungsdifferenz zum Resetwert proportional zum Strom, der durch die zugeordnete Auslesediode geflossen ist, gemessen werden.

Hat sich während einer Periode der über die transparenten Gates zugeführten Modulationsspannung mit der Referenzfrequenz f_{ref} die Lichtintensität nicht verändert, dann sind zu beiden Hälften dieser Periode gleich viele Ladungsträger in der photosensitiven Fläche des PMD-Pixels erzeugt worden. Somit wurden die Kondensatoren durch identische Ströme ($I_A = I_B$) um die gleiche Ladung entladen, wodurch an ihnen die gleiche Spannung gemessen wird: $U_A = U_B$. Folglich ist die Spannungsdifferenz $\Delta U = U_A - U_B = 0$.

Ist das den PMD-Pixel erreichende Licht allerdings mit einer f_{ref} entsprechenden Frequenz intensitätsmoduliert¹, dann werden in der einen Hälfte der Zeitperiode durch die höhere Lichtintensität mehr Ladungsträger erzeugt als in der anderen (angedeutet durch mehr orangefarbene Punkte in Abbildung 3.2). Nun ergibt sich eine Spannungsdifferenz zwischen den Kondensatoren proportional zur Amplitude der Intensitätsmodulation [117]: $\Delta U = U_A - U_B \sim \Delta P$. Hierbei ist die Gesamtbelichtungszeit in aller Regel wesentlich länger als die Periodendauer der Referenzfrequenz (ms im Gegensatz zu $< \mu\text{s}$).

Diese Spannungsdifferenz ΔU hängt sowohl von der Phasendifferenz φ zwischen dem Referenzsignal und der Modulation der empfangenen Lichtintensität ab als auch von deren Signalformen. Die Dissertation von *M. Albrecht* [119] behandelt diesen Sachverhalt ausführlich, insbesondere im Hinblick auf den entstehenden Fehler bei der Bestimmung der Phasendifferenz. Die Phasenlage kann auch im idealen Fall nicht aus einer einfachen Messung der Differenzspannung erfolgen, da diese wiederum einerseits von der Amplitude der Modulationen \dot{U}_m und ΔP abhängt, andererseits aber auch zwei verschiedene Phasendifferenzen zu der gleichen Differenzspannung ΔU führen können.

Zur Bestimmung der Phasenlage wird in der Kamera daher die Differenzspannung in vier verschiedenen Messungen, bei denen die Modulation der Photogates jeweils um 90° phasenverschoben wurde, durchgeführt. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.3 verdeutlicht: Der Potentialgradient unter den Photogates wechselt im Takt der Referenzfrequenz, die mit der Modulationsfrequenz des einfallenden Lichtes übereinstimmt. Dadurch wird die einfallende Lichtintensität zu vier äquidistanten Zeitpunkten pro Phasenumlauf abgetastet². Die Gesamtzahl der generierten Ladungsträger teilt sich in die beiden Kanäle A und B auf, wodurch die Ströme I_A und I_B fließen (vgl. Abb. 3.2). Beim Auslesen des Pixels werden die Spannungen U_A und U_B gemessen und die Differenz ΔU gebildet. Nach den Messungen von ΔU bei allen vier Phasenlagen ΔU_{0° , ΔU_{90° , ΔU_{180° , und ΔU_{270° lassen sich die Amplitude der Intensitätsmodulation des einfallenden Lichtes ΔP sowie ihre Phasenlage φ relativ zum Referenzsignal

¹Der Einfachheit halber sei die Phasendifferenz φ zwischen der Intensitätsmodulation und der Referenzspannung zwischen den Modulationsgates zunächst gleich null.

²Tatsächlich ist es ein Mischprozess, bei dem das Referenzsignal für vier unterschiedliche Messungen phasenverschoben wird. Jede der vier Messungen dauert in der Regel wesentlich länger als ein Phasenumlauf.

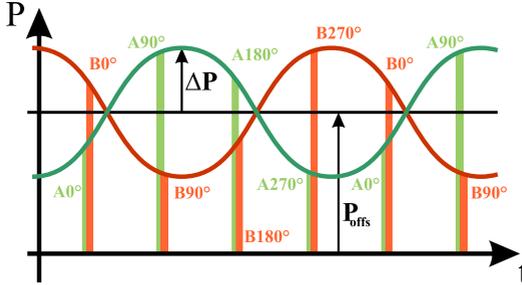


Abb. 3.3: Messprinzip der PMD-Kamera: Das modulierte Licht erscheint für die beiden Kanäle A und B der PMD-Pixel antiphasig moduliert und wird zu vier verschiedenen Phasenlagen abgetastet.

wie folgt berechnen:

$$\Delta P \sim \frac{\sqrt{(\Delta U_{0^\circ} - \Delta U_{180^\circ})^2 + (\Delta U_{90^\circ} - \Delta U_{270^\circ})^2}}{2}; \quad (3.1)$$

$$\varphi = \text{atan2}(\Delta U_{0^\circ} - \Delta U_{180^\circ}; \Delta U_{90^\circ} - \Delta U_{270^\circ}). \quad (3.2)$$

Hier bezeichnet $\text{atan2}(x; y)$ den Vier-Quadranten-Invers-Tangens mit dem Wertebereich $0..2\pi$. Darüber hinaus lässt sich noch aus der Mittelung über beide Kanäle der vier bei den verschiedenen Phasenlagen gemessenen Bilder ein Intensitätsbild berechnen, welches aber insbesondere bei aktiver Hintergrundlichtunterdrückung mittels SBI (s.u.) an Aussagekraft verliert. Im Grunde liefert dieses Bild das gleiche Ergebnis, wie es eine CCD- oder CMOS-Kamera an Stelle der PMD-Kamera liefern würde:

$$P = \frac{U_{A0^\circ} + U_{B0^\circ} + U_{A90^\circ} + U_{B90^\circ} + U_{A180^\circ} + U_{B180^\circ} + U_{A270^\circ} + U_{B270^\circ}}{8}. \quad (3.3)$$

3.1.2 Hintergrundlichtunterdrückung - SBI

Zusätzlich zu der oben beschriebenen Demodulation, die schon sehr effektiv die Trennung des modulierten Lichtsignals vom konstanten Hintergrund erlaubt, enthält jedes PMD-Pixel des *3kS-Sensors* individuell eine Schaltung namens SBI (*Supression of Background Illumination*) als weiteres Hilfsmittel zur Hintergrundlichtunterdrückung (angedeutet durch das *S* in der Sensorbezeichnung) [120]. Bei langen Belichtungszeiten oder starkem Hintergrundlicht kann es vorkommen, dass die Integrationskapazitäten der Pixel sättigen, genauso, wie es bei einem überbelichteten Bild in der

Digitalphotographie geschieht. In diesem Fall geht die Information über die gemessene Lichtintensitätsmodulation verloren, da sich die Spannungen in beiden Kanälen auf 0 angeglich haben.

Die SBI-Schaltung sorgt nun dafür, dass während der Belichtungszeit ständig die Spannung über den Integrationskapazitäten gemessen und mit einer Referenzspannung verglichen wird. Unterschreitet diese Messung eine Referenzspannung, dann wird eine symmetrische Stromquelle auf beide Integrationskapazitäten des betreffenden Pixels geschaltet, um so die gleiche Ladungsmenge in beide Kapazitäten aufzubringen. Durch die Symmetrie wird gewährleistet, dass nur der Gleichanteil der Spannung über den Kondensatoren verändert wird, die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Hälften des Pixels aber unberührt bleibt. Die Stromquelle bleibt derart zugeregelt, dass die Spannung an dem auslösenden Kanal des entsprechenden Pixels auf dem Referenzspannungswert verharrt, während bei fortschreitender Belichtung die Differenzspannung weiter steigt. Dadurch wird es möglich, den durch die Ausleseelektronik bestimmten Dynamikbereich vollständig für den korrelierten Anteil der Chipbeleuchtung zu nutzen [118]. Der durch die Stromquellen aufgebrachte Kompensationsstrom wird von der Kamera nicht gemessen, wodurch mit dem Einsatz der SBI-Schaltung die für die Bestimmung der Phasenlage und der Modulationsamplitude irrelevante Intensitätsbildinformation verloren geht. Sowohl die Ladungsträgerseparation mittels der Photogates als auch die Stromquellen können nicht perfekt symmetrisch ausgeführt sein, wodurch der unkorrelierte Hintergrund nicht vollständig, aber erheblich unterdrückt wird [119]. Für weitere Details sei neben den erwähnten Quellen auch auf [121] verwiesen. Dort wird ein ähnliches Verfahren in einer anderen ToF-Kamera verwendet, bei dem nur die aus der korrelierten Beleuchtung entstandenen Ladungsträger aus dem Pixel ausgelesen werden, während die anderen nach der Belichtung verworfen werden.

3.2 Verwendung in der THz-Bildgebung

In den THz-Bildgebungsaufbauten hat die PMD-Kamera die Aufgabe, eine kleine Intensitätsmodulation von einem großen Hintergrund zu trennen. Durch die verwendeten relativ hohen Lichtintensitäten können nur kurze Belichtungszeiten genutzt werden. Um dennoch eine größere Integrationszeit zu erreichen, werden mehrere PMD-Bilder gemittelt, bevor sie weiterverarbeitet werden. Aus der Summe der Belichtungszeiten ergibt sich die effektive Integrationszeit. Das Messprogramm nimmt immer im Wechsel ein Hell- und ein Dunkelbild (bezogen auf die THz-Beleuchtung) auf, da es notwendig sein kann, mit dem Dunkelbild eine Offsetkorrektur vorzunehmen (siehe z.B. Abbildung 5.10). Für das Dunkelbild wird entweder der Emmitter abgeschaltet oder mit einem Shutter abgeschattet. Die gemittelten Rohdaten werden aufgezeichnet und können mit Auswerteprogrammen weiterverarbeitet werden. Für die offset-korrigierten Datensätze werden die Bilder auf der Ebene der Rohdaten voneinander subtrahiert:

$$U_{c,p} = U_{c,p}^{\text{ON}} - U_{c,p}^{\text{OFF}}, \quad (3.4)$$

mit den Kanälen $c = A, B$ und den Phasenbildern $p = 0^\circ$, $p = 90^\circ$, $p = 180^\circ$, $p = 270^\circ$. Aus diesen Rohdaten werden dann nach den Gleichungen 3.1, 3.2 und 3.3 das Amplituden- und Phasenbild sowie bei Bedarf ein Intensitätsbild berechnet. Um nicht nur die Amplitude, sondern auch die vorzeichenbehaftete elektrische Feldstärke angeben zu können, wird, ähnlich wie bei einem Lock-In-Verstärker, ein Phasenabgleich vorgenommen und die gemessene (komplexe) Modulationsamplitude auf eine Achse projiziert. Für den Phasenabgleich wird in dem Amplitudenbild das Pixel mit dem maximalen Wert gesucht und die in diesem Pixel im Phasenbild vorgefundene Phase als Referenzphase φ_{ref} herangezogen. Die vorzeichenbehaftete Modulationsamplitude in [counts] der PMD-Kamera berechnet sich dann in jedem Pixel (x, y) zu

$$\mathfrak{P}(x, y) = \Delta P \cdot \cos(\varphi(x, y) - \varphi_{\text{ref}}). \quad (3.5)$$

Die PMD-Kamera führt aufgrund ihres Designs als 3D-Kamera immer die Messung von vier Bildern bei in 90° -Schritten verschobener Phasenlage durch, wobei jedes mit der konfigurierten Zeit belichtet wird. Erledigte man den Phasenabgleich zwischen Kamera und THz-Emitter extern, so würde die Messung eines einzigen Phasenbildes zur Bestimmung der Modulationsamplitude ausreichen.

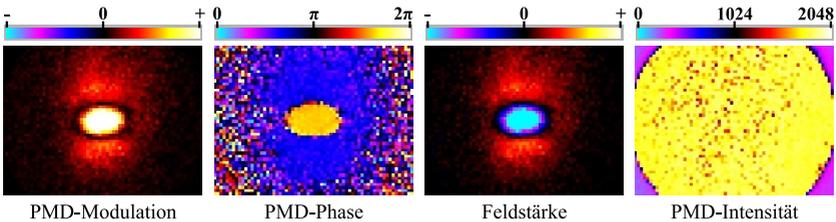


Abb. 3.4: Typische PMD-Bilder im THz-Time-Domain-Scan. Aus der PMD-Modulationsamplitude (links) und der Phaseninformation (2. von links) wird die vorzeichenbehaftete Feldstärke (dritte von links) berechnet. Das vierte Bild zeigt das Intensitätsbild, welches dem einer herkömmlichen Kamera entspricht.

In Abbildung 3.4 sind beispielhaft vier zusammengehörige, aus den Rohdaten berechnete Bilder aufgeführt. Das linke Bild zeigt die Amplitude, das zweite die Phase der mit der PMD-Kamera komplex gemessenen Lichtintensitätsmodulation. Das dritte Bild zeigt die nach dem Phasenabgleich aus Phase und Amplitude berechnete vorzeichenbehaftete Modulationsamplitude \mathfrak{P} (siehe Gleichung 3.5). Das rechte Bild entspricht als modulationsunabhängiger Mittelwert aus allen Kanälen und Phasenmessungen (Gleichung 3.3) einem Intensitätsbild, wie es eine herkömmliche Kamera anstelle der PMD-Kamera aufnehmen würde.

Während beim Einsatz der PMD-Kamera als 3D-Kamera die Messung der Phasenlage der empfangenen Lichtmodulation im Vordergrund steht, so ist für die THz-

Bildgebung die Bestimmung der Modulationsamplitude von größerer Bedeutung. In den in dieser Arbeit behandelten Aufbauten wird die Phase sogar nur zur Bestimmung des Vorzeichens der gemessenen Feldamplitude genutzt; sie steht also nicht in Zusammenhang mit der Phasenlage der THz-Strahlung, sondern gibt nur diejenige bzgl. der Emittiermodulation an. Anders verhält es sich, wenn die Lichtmodulation aus dem Mischprozess von CW-THz-Strahlung mit dem Abfragelaser resultiert. Hier wird dann der relative Phasenunterschied der THz-Strahlung im Referenzdetektor zu der im bildgebenden Detektor gemessen [85, 81].

In dem dritten Bild ist zu erkennen, dass die elektrische Feldstärke des THz-Pulses gerade das Vorzeichen wechselt. Der zentrale Bereich zeigt noch eine negative Feldstärke an, während die Außenbereiche schon ein positives Vorzeichen aufweisen. Hier zeigt sich, wie die vorzeichenlose Amplitude zusammen mit der Phaseninformation zu einem der elektrischen Feldstärke entsprechenden Wert verrechnet wurde. In der Praxis lässt sich an dem Phasenbild auch gut abschätzen, ob gerade Rauschen gemessen wird oder ein korreliertes Signal vorliegt. Im zentralen Bereich des Phasenbildes finden sich zusammenhängende, einfarbige Bereiche, in denen auch eine sinnvolle Amplitude bestimmt wird. In den schlecht ausgeleuchteten Randbereichen und den Ecken, die auch nicht von dem Abfragestrahl beleuchtet werden, ist das Phasenbild sehr bunt, was auf eine zufällige Phase hindeutet. Hier wird nur die Rauschamplitude gemessen.

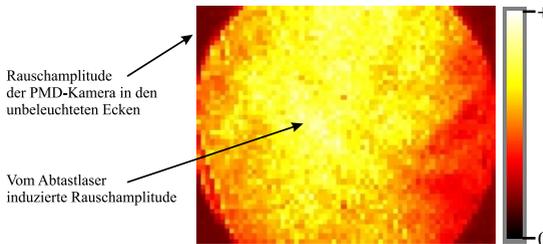


Abb. 3.5: Rauschamplitude einer Dunkelmessung (RMS aus 400 Bildern).

Abbildung 3.5 zeigt beispielhaft die Rauschamplitude einer THz-Dunkelmessung, die aus dem RMS aus 400 Aufnahmen bestimmt wurde und die in die Berechnung der Dynamik der Systeme eingeht. An diesem Bild ist zu erkennen, dass der dominierende Anteil des Rauschens aus den Fluktuationen des unkorreliert auftreffenden Abfragestrahles stammt, da die unbeleuchteten Ecken eine wesentlich geringere Amplitude liefern. Das dort gemessene Rauschen stammt aus den verschiedenen Rauschquellen innerhalb der Kamera [119, 118].

Eine Untersuchung des Rauschens und der Vergleich mit Messungen mittels Photodiode und Lock-In-Verstärker sowie dem theoretischen *Shot-Noise-Limit* hat ergeben, dass die Messungen mit der PMD-Kamera bei den für die THz-Setups hohen, nahe der Sättigungsgrenze liegenden Beleuchtungsstärken, noch nicht an der theoretischen

Detektionsgrenze liegen. Während die Rauschamplitude der Lock-In-Messungen um den Faktor $\times 2$ über dem *Shot-Noise* liegt, ist sie bei den PMD-Messungen um den Faktor $\times 33$ erhöht. Beachtet man, dass die PMD-Kamera mit einem Füllfaktor von 33% nur ein Drittel der Lichtintensität empfangen kann, so liegt das Rauschen der PMD-Kamera noch immer um den Faktor $\times 19$ höher als das theoretische Limit.

3.3 Charakterisierung

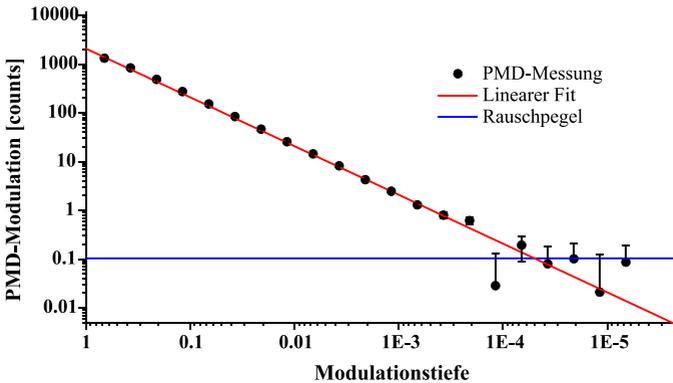


Abb. 3.6: Doppellogarithmische Darstellung der Antwort der PMD-Kamera auf unterschiedliche Modulationstiefen (schwarz). Gemessen wurde in 5dB-Stufen der Modulationsamplitude. Dargestellt sind auch eine lineare Näherung (rot) sowie der Rauschpegel (blau).

Mit einem modulierbaren CW-Laser bei 850nm wurde die Linearität der Messmethode mit der PMD-Kamera untersucht. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Amplitude der Modulation des Lasers wurde in 5dB-Schritten variiert und dann 1000 Bilder zu je 1ms Belichtungszeit³ untersucht. Aus dem Vergleich der gemessenen schwarz dargestellten Werte mit der linearen Näherung (rot) lässt sich die gute Linearität der Messmethode ablesen. Aus Messungen mit dem unmodulierten CW-Strahl lässt sich das Rauschen der PMD-Messungen zu ≈ 0.104 Counts bestimmen, woraus sich die Fehlerbalken sowie der eingezeichnete Rauschpegel ableiten. Aus dem linearen Fit lässt sich ein Wert von 2077 Counts für durchmoduliertes Licht extrapolieren. Zusammen mit dem Rauschpegel ergibt sich bei der Beleuchtung mit dem Laser nahe der Sättigungsgrenze des SBI eine maximale Dynamik dieses PMD-Pixels von $\approx 86\text{dB/Hz}$. Mittelt man die Dynamik über alle Pixel der Kamera trotz der nicht

³Wegen der hohen Hintergrundlichtintensität konnte die Kamera nur auf 1ms Belichtungszeit konfiguriert werden, da sie dort an der Grenze zur Sättigung betrieben wurde.

perfekt homogenen Ausleuchtung, so zeigt sich, dass das ausgesuchte Pixel keine besonders außergewöhnliche Dynamik besitzt.

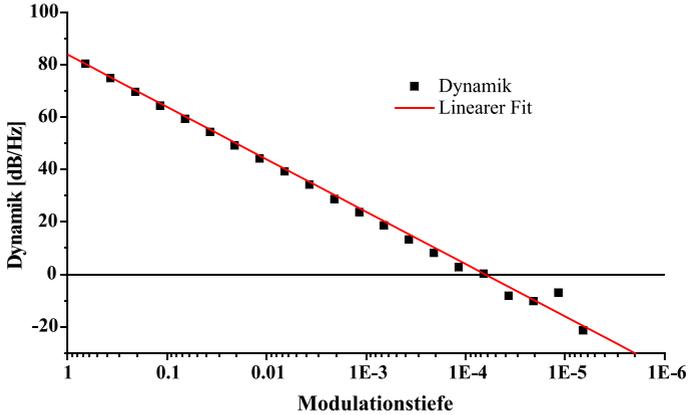


Abb. 3.7: Über alle Pixel gemittelte Dynamik des PMD Detektorarrays unter Beleuchtung mit einem modulierten CW-Laser bei verschiedenen Modulationstiefen und einer auf 1s normierten Belichtungszeit.

Das Ergebnis dieser Mittelung ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Im Schnitt wird bei durchmodulierter Beleuchtung eine Dynamik von knapp 84dB/Hz erreicht. Bei einer maximal erreichbaren Modulationstiefe des Abfragestrahls um $4.6 \cdot 10^{-2}$ bei Verwendung der PMD-Kamera in einem elektrooptischen THz-Bildgebungssystem mit einem 1mm dicken ZnTe-Detektorkristall und einer zu messenden elektrischen Feldstärke von 100V/cm (siehe Tabelle 2.1) kann also mit einer Dynamik von etwa 57dB/Hz gerechnet werden.

Es ist zu beachten, dass der Begriff der Dynamik in dieser Arbeit im Zusammenhang mit der PMD-Kamera anders verstanden wird als in der die PMD-Kamera beschreibenden Literatur [119, 118]. Dort gibt er an, in welchen Hintergrundlichtverhältnissen die Kamera zur Phasenmessung eingesetzt werden kann, während in dieser Arbeit die Dynamik der Amplitudenmessung gemeint ist. Bei den Angaben wird immer von einer Beleuchtungsintensität knapp unter der Sättigung der Pixel ausgegangen, da eine starke Beleuchtung ein besseres Verhältnis von Modulationsamplitude zu Laserrauschen zur Folge hat.

Kapitel 4

Elektrooptische THz-Bildgebung

Wie in Kapitel 2 beschrieben, werden in dieser Arbeit photokonduktive Emittter in Verbindung mit elektrooptischer Detektion unter Verwendung von Kurzpulslasern genutzt. Für elektrooptische THz-Imaging-Systeme werden bisher häufig Verstärkerlaser mit entsprechend niedriger Repetitionsrate eingesetzt, um genügend hohe THz-Feldstärken zu erzeugen, sodass diese mit den bisherigen Ansätzen detektierbar werden [122, 123, 12, 124]. Auf dem Wege ein markttaugliches Instrument zu entwickeln, muss auf diese teuren und wartungsintensiven Lasersysteme verzichtet werden. Deshalb soll in dieser Arbeit die Sensitivität soweit verbessert werden, dass ein wesentlich einfacherer, nichtverstärkter Puls laser verwendet werden kann. Vorbereitend auf die Darstellung der realisierten Aufbauten erläutert dieses Kapitel verschiedene Ansätze zur elektrooptischen Bildgebung und stellt in diesem Zusammenhang einige Aufbauten aus der Literatur vor.

4.1 Vereinfachte Darstellung des elektrooptischen Messprinzips

In einem THz-Versuchsaufbau mit Kurzpulslasern wird der Laserstrahl an einer Stelle durch einen Strahlteiler in einen Pump- und einen Probestrahl (Abfragestrahl) aufgeteilt. Einer der Strahlen¹ wird über eine variable Verzögerungsstrecke geführt. Diese kann z.B. aus zwei Spiegeln, die auf einem motorisiert linear verfahrenbaren Tisch montiert sind, realisiert werden. Dadurch, dass Emittter und Detektor mit Anteilen aus demselben Pulsstrahl betrieben werden, sind sie automatisch miteinander synchronisiert. Mit der Verzögerungsstrecke wird die optische Pfadlänge der beiden Strahlen relativ zueinander verändert, wodurch das Timing zwischen Emittter und Detektor präzise mit sub-ps Genauigkeit eingestellt werden kann. Der Pumpstrahl wird auf den Emittter (z.B. einem elektrisch vorgespannten photokonduktiven) gelenkt und löst mit jedem Puls die Erzeugung eines THz-Pulses aus. Die Folge der THz-Pulse bildet den THz-Strahl, der mittels quasioptischen Elementen wie Linsen oder verschieden geformten Spiegeln wie ein optischer Strahl geformt werden kann. Dieser THz-Strahlpfad lässt die THz-Pulse entweder reflektiv oder transmittiv mit einer

¹In den während dieser Arbeit entstandenen Aufbauten ist es der Pumpstrahl, da der Emittter toleranter gegen Strahlversatz ist, der durch mechanische Ungenauigkeiten des Linearantriebes der Verzögerungsstrecke auftreten kann.

Probe oder Referenz interagieren und führt den THz-Strahl schließlich zum Detektor. Auf der Detektorseite wird der THz-Strahl so mit dem Probe-Strahl überlagert, dass sowohl die THz-Pulse als auch die Abfragepulse in gleicher Richtung durch den elektrooptischen Kristall propagieren. Es gibt Aufbauten, in denen ein spitzer Winkel zwischen den Strahlen ausgenutzt wird [124] – eine gegenläufige Propagation kann aber nicht genutzt werden. Es muss also wenigstens eine Komponente des Abfragestrahles in dieselbe Richtung wie der THz-Strahl propagieren. In der Nullposition der Verzögerungsstrecke muss außerdem die optische Pfadlänge des Abfragestrahles vom Strahlteiler bis zum Detektorkristall mit der optischen Pfadlänge des Pumpstrahles zuzüglich der optischen Länge des THz-Strahlpfades übereinstimmen; es muss also ggf. eine Kompensationsstrecke eingefügt werden. Dadurch ist sichergestellt, dass im Detektorkristall jeweils ein Abfragepuls mit dem zugehörigen, aus dem gleichen Laserpuls entstandenen, THz-Puls überlagert².

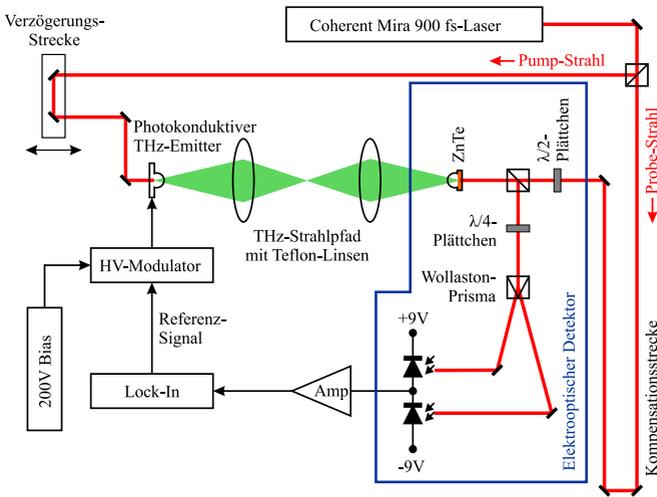


Abb. 4.1: Typisches differentielles THz Time-Domain-Spectroscopy (TDS) Setup.

Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau eines typischen elektrooptischen THz-Versuchsaufbaues. Der vom photokonduktiven THz-Emitter nach rechts propagierende THz-Strahl trifft auf den Detektorkristall aus ZnTe, der von der anderen Seite mittels des Probe-Strahls abgefragt wird. Der Abfragestrahl wandert zuerst von rechts nach links durch den Kristall, wird an der aufgedrückten Siliziumlinse reflektiert, um dann

²Sind besonders lange THz-Propagationsstrecken erforderlich, so können prinzipiell auch um Vielfache der Cavity-Länge des Pulsasers (bzw. um $1/f_{rep}$) versetzte Abfragepulse verwendet werden [125, 126].

zusammen mit dem THz-Puls von links nach rechts durch den Kristall zu wandern. Dabei verändert das elektrische Feld des THz-Pulses durch den elektrooptischen Effekt die optischen Eigenschaften des Kristalls. Da der Abfragepuls eine kleinere zeitliche (und dadurch auch in Propagationsrichtung räumliche) Ausdehnung hat und die beiden Pulse mit ähnlicher Geschwindigkeit durch den Kristall wandern, „spürt“ der Abfragepuls nur einen kleinen zeitlichen (bzw. räumlichen) Abschnitt des THz-Pulses. Bei geeigneter Orientierung der elektrischen Felder bzgl. des Kristalls ändert sich der Polarisationszustand des Abfragestrahles abhängig vom elektrischen Feld des THz-Pulses an diesem Abschnitt (siehe Kapitel 2.3). Je länger die Interaktion zwischen den Pulsen anhält (abhängig von der Kristalllänge und dem Laufzeitunterschied), desto größer ist die Veränderung des Polarisationszustandes des Abfragestrahles. Hinter dem Kristall wird der reflektierte und veränderte Abfragestrahl über einen Strahlteiler polarisierenden optischen Elementen zugeführt, um mit ihrer Hilfe den veränderten Polarisationszustand in eine Intensitätsveränderung umzuwandeln, die dann optoelektronisch aufgenommen werden kann. In einem solchen, wie in Abbildung 4.1 gezeigten Single-Pixel-Aufbau wird zur besseren Rausch-Unterdrückung ein differentielles Detektionsverfahren eingesetzt [50]. Bei diesem wird mittels eines $\lambda/4$ -Plättchens der Strahl so eingestellt, dass bei $E_{\text{THz}} = 0$ die beiden durch das als polarisierender Strahlteiler eingesetzte *Wollaston*-Prisma entstehenden Strahlen die gleiche Intensität haben. Dadurch ist der am Verstärker anliegende Differenzphotostrom gleich null. Die durch das elektrische Feld des THz-Pulses bewirkte Polarisationsänderung des Abfragestrahles führt dazu, dass abhängig vom Vorzeichen des Feldes die Intensität des einen Strahls wächst, während die des anderen fällt. Dadurch wird im Lock-In ein Differenzphotostrom messbar, der im gleichen Maße wie das elektrische Feld des THz-Pulses moduliert ist. Die gewöhnlichen Intensitätsschwankungen des Lasers wirken sich gleichermaßen auf beide Photodetektoren aus und werden so durch die Differenzbildung wirksam unterdrückt, wodurch die Dynamik des Messprinzips effektiv gesteigert wird.

Mittels der veränderlichen Verzögerungsstrecke kann die relative Position des Abfragepulses zum THz-Puls variiert werden. Dadurch kann die elektrische Feldstärke des THz-Pulses hintereinander an verschiedenen Stellen (bzw. zu verschiedenen Zeitpunkten auf der sub-ps-Zeitskala) gemessen und am Computer der zeitliche Verlauf der THz-Transiente rekonstruiert werden.

Dieses Vorgehen wird in Abbildung 4.2 verdeutlicht. In allen drei Teilbildern ist der Zeitpunkt des Auftreffens des optischen Abfragepulses (rote Ellipse) an der Frontfacette des Detektorkristalls (Rechteck im Hintergrund) dargestellt, bevor die beiden Pulse (der Feldstärkenverlauf des THz-Pulses ist grün dargestellt) gemeinsam von links nach rechts durch den Detektorkristall wandern (in die positive Richtung des Ortes Z). Frühe Zeitpunkte der THz-Transiente erreichen den Kristall zuerst, daher ist sie, angedeutet durch die nach links zeigende Zeitachse, gespiegelt dargestellt. Im linken Teilbild wurde die Verzögerungsstrecke (des Pumpstrahles) gegenüber dem mittleren verlängert, wodurch der THz-Puls später generiert wird und dementsprechend eine früher auftretende Feldstärke der THz-Transienten mittels des optischen Pulses abgefragt wird. Im rechten Teilbild wurde die Verzögerungsstrecke verkürzt

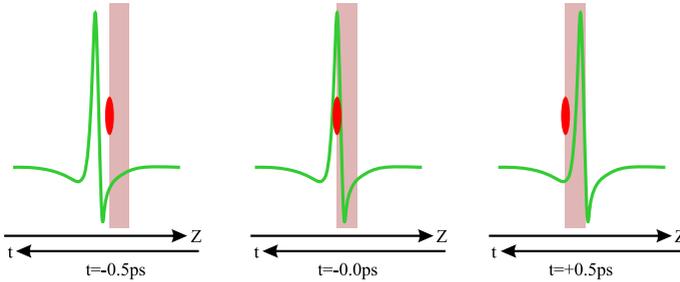


Abb. 4.2: Relative Lage der THz-Transiente zum Abfragepuls bei verschiedenen Positionen der Verzögerungsstrecke.

und der Puls früher generiert. Er konnte also zum Abfragezeitpunkt im Vergleich zu der vorher beschriebenen Situation schon weiter durch den Kristall propagieren – eine später auftretende Feldstärke wird gemessen.

4.1.1 Frequenzen und Signale

In den THz-Versuchsaufbauten kommen elektrische Signale und elektromagnetische Wellen bei sehr unterschiedlichen Frequenzen vor. Zur Orientierung folgt an dieser Stelle eine kurze Übersicht:

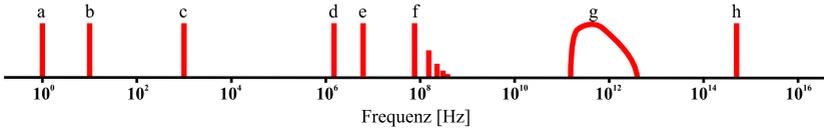


Abb. 4.3: Darstellung der in den Versuchsaufbauten vorkommenden Frequenzen.

In Abbildung 4.3 sind die vorkommenden Frequenzen auf einer logarithmischen Skala aufgetragen. Das verwendete Spektrum erstreckt sich über mehr als 14 Größenordnungen, was wiederum ca. 48 Oktaven entspricht. Die niedrigste Frequenz von 1Hz (a) ist die Bildwiederholrate, auf welche die Dynamik bei der Charakterisierung der Setups bezogen wird. Bei den Messungen wird für jedes gespeicherte Bild eine Integrationszeit von 100ms akkumuliert, wodurch sich eine Wiederholrate von 10Hz ergibt (b). Jedes einzelne zum Computer übertragene PMD-Bild wurde mit 1ms belichtet (c). Die Modulationsfrequenz des THz-Emitters und damit die Referenzfrequenz f_{ref} der Setups beträgt 1.5MHz (d). Damit diese von der PMD-Kamera detektiert werden kann, braucht sie einen Referenztakt mit der 4-fachen Frequenz, $f_{\text{PMD}} = 6.0\text{MHz}$ (e).

Danach folgt der Frequenzkamm des Kurzpulslasers, dessen Repetitionsrate und damit der niederfrequente Zahn dieses Kammes liegt bei $f_{\text{rep}} \approx 76\text{MHz}$ (f). Der Kamm erstreckt sich mit seinen Harmonischen bis zu einigen THz, wo das Spektrum der vom verwendeten Emittor ausgesandten Pulse liegt. Hier ist ein Spektrum von 150GHz bis 3THz dargestellt, für das insbesondere das Fernfeld-Setup in dieser Arbeit sensitiv ist (g). Zuletzt folgt die Frequenz der optischen Grundwelle des Lasers bei 800nm, welche bei rund 275THz liegt (h).

Die niedrigen Frequenzen (a) bis (c) beziehen sich nur auf das Timing der Aufnahme und sind insofern unabhängig von der Messmethode. Die Referenzfrequenz (d) und die mit ihr zusammenhängende Taktfrequenz der PMD-Kamera (e) ist die Schnittstelle, an der Emittor und Detektor miteinander synchronisiert werden. In den hier vorgestellten gepulsten THz-Aufbauten werden sie von außen in das Experiment eingebracht. Die Limits dieser Frequenzen werden von den Eigenschaften der PMD-Kamera sowie des THz-Emittors und seines Modulators (oder des verwendeten HV-Verstärkers) bestimmt. Bei der Verwendung einer Dauerstrahl-THz-Quelle muss diese mit der PMD-Kamera und dem Abfragelaserlicht phasenstabil synchronisiert werden. Dazu wird ein Referenzdetektor verwendet, sodass mit seiner Hilfe in diesem Falle die Referenzfrequenz aus dem Experiment gewonnen wird [82, 81]. Die Pulswiederholfrequenz (f) ist bei Verwendung der lasergetriggerten Pulsemitter beliebig; nur bei CW-Quellen hat sie Einfluss auf die Synchronisation. Das nutzbare THz-Spektrum (g) hängt von der verwendeten THz-Quelle ab, aber auch von dem Detektorkristall und seiner Eignung im Zusammenhang mit der (optischen) Laserwellenlänge (h) (siehe Kapitel 2.3.6). Bei der Wahl der Laserwellenlänge muss zusätzlich darauf geachtet werden, dass diese von der PMD-Kamera detektiert wird.

4.2 Prinzipielle Versuchsaufbauten

Durch den elektrooptischen Effekt wird der Brechungsindex entsprechender Materialien durch ein anliegendes elektrisches Feld verändert. Für einen gleichzeitig durch das Material propagierenden Lichtstrahl wird so die Laufzeit verändert und es entsteht eine Phasenverzögerung, die es zu messen gilt. Ist die Veränderung der Brechungsindizes in den beiden Polarisationsmoden des Materials verschieden, so kann die in beiden Moden akkumulierte Phasenverzögerung miteinander verglichen werden. Dazu wird ein Lichtstrahl mit seiner linearen Polarisierung um 45° gegen diese Polarisationsmoden verdreht, sodass sich seine Intensität auf beide Moden gleich verteilt. Durch die Phasenverzögerung wird nun sein Polarisationszustand in Abhängigkeit des anliegenden elektrischen Feldes verändert (siehe Kapitel 2.3). Um die Änderung des Polarisationszustandes letztendlich optoelektronisch messen zu können, gibt es drei prinzipielle Methoden, die in Abbildung 4.4 zusammengefasst sind:

Intensitäts-Setup

Eine Methode besteht darin, den Abfragestrahl bei abgeschaltetem elektrischem Feld auf einen derart orientierten Polarisator treffen zu lassen, dass die austretende Lichtin-

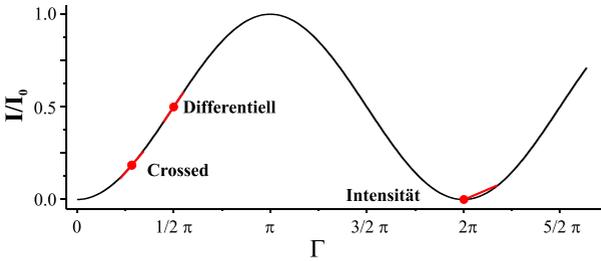


Abb. 4.4: Abhängigkeit der normierten Lichtintensität am Detektor von der Phasenverschiebung Γ .

tensität minimiert ist. Dazu muss das verwendete elektrooptische Material entweder anisotrop sein, damit der eingangs lineare Polarisationszustand erhalten bleibt, oder eine eventuell vorhandene Doppelbrechung z.B. mittels eines passend rotierten $\lambda/4$ -Plättchens kompensiert werden. Ein auftretendes elektrisches Feld erzeugt eine zusätzliche (kleine) Phasenverschiebung, wodurch das auf den Polarisator treffende Licht leicht elliptisch polarisiert wird. Da nun eine Feldkomponente des Lichtes in Durchlassrichtung des Polarisators orientiert ist, steigt die hindurchtretende Lichtintensität. Die Abhängigkeit zwischen dem elektrischen Feld und der gemessenen Lichtintensität ist (in kleiner Umgebung) quadratisch und damit unabhängig von seiner Polarität (vgl. Gleichung 2.24). Für die THz-Bildgebung bedeutet dies eine Abhängigkeit der Lichtintensität von der THz-Intensität, weshalb diese Konfiguration in Abbildung 4.4 mit *Intensität* bezeichnet wurde. Um durch den Versuchsaufbau leckendes (Streu-)Licht aus den gemessenen Bildern zu entfernen, werden im Wechsel Bilder mit ein- und mit ausgeschalteter THz-Quelle aufgenommen und diese voneinander subtrahiert [100]. Das Bild des Hintergrundes entsteht im lokalen Minimum der Intensitätskurve in Abbildung 4.4, während das Bild mit dem THz-induzierten Signal auf einem der Parabeläste (abhängig von der Polarität des elektrischen Feldes aber nicht unterscheidbar) aufgenommen wird.

Differentielles Setup

In der Nähe des Minimums als Extremstelle der Lichtintensitätskurve ist die Ableitung nach der Phasenverschiebung Γ und damit die Sensitivität des Aufbaues sehr klein. Um die Sensitivität zu steigern, kann durch Drehung eines vor dem Polarisator platzierten $\lambda/4$ -Plättchens eine zusätzliche Phasenverschiebung eingebracht werden, wodurch der Arbeitspunkt an die in Abbildung 4.4 mit *Differenziell* bezeichnete Stelle verschoben wird. Hier ist die Abhängigkeit der Lichtintensität von dem anliegenden elektrischen Feld näherungsweise linear (vgl. Gleichung 2.26), allerdings beträgt der Hintergrund bei abgeschaltetem elektrischen Feld die Hälfte der genutzten Lichtintensität, da durch die Drehung des $\lambda/4$ -Plättchens in dieser Konfiguration das Licht

am Polarisator ideal zirkular polarisiert ist. Verwendet man statt eines einfachen Polarisators einen polarisierenden Strahlteiler (z.B. ein *Wollaston-Prisma*), so steigt die Lichtintensität in einen Pfad in Abhängigkeit vom elektrischen Feld, während sie im anderen sinkt. Durch Differenzbildung erhält man ein Signal in direkter Proportionalität³ mit dem anliegenden elektrischen Feld inkl. dessen Vorzeichen (vgl. Gleichung 2.27). Diese Konfiguration bietet den Vorteil, dass sich Intensitätsschwankungen des verwendeten Lasers auf beide Pfade nach dem polarisierenden Strahlteiler auswirken und nach der Differenzbildung aufheben. Für mehrpixelige Systeme ist die Umsetzung der Differenzbildung schwierig und in jedem Fall muss der verwendete Photodetektor eine genügend große Dynamik aufweisen, um die nur wenig veränderte Lichtintensität auf dem großen Hintergrund auflösen zu können.

Crossed-Polarizers-Setup

Die dritte Möglichkeit besteht darin, den erstgenannten Ansatz dahingehend zu modifizieren, dass man den Polarisator ein wenig aus der optimal geschlossenen Position herausdreht. Dadurch gelangt man an die mit *Crossed* bezeichnete Position in Abbildung 4.4. Hier ist die Steilheit der Intensitätskurve etwas vergrößert und das Verhalten in die beiden polaritätsabhängigen Richtungen verschieden. Wenn man hier die Differenz von einem mit anliegendem elektrischem Feld aufgenommenen Bild nicht mit dem ohne Feld aufgenommenen bildet, sondern mit einem Bild, welches mit anliegendem Feld gleicher Amplitude aber umgekehrter Polarität aufgenommen wurde, so ist dieses linear⁴ und vorzeichenreu, obwohl die Intensitätskurve selbst noch deutlich den Charakter eines Parabelastes hat (vgl. Abbildung 2.22 und Gleichung 2.31).

Dieses letztgenannte oder ein ähnliches Verfahren [127] wird aufgrund des optimalen $\Delta I/I_0$ in Bezug auf die Lichtintensität in den meisten elektrooptischen THz-Bildgebungssystemen verwendet. Das Umkehren der Polarität des zu detektierenden elektrischen Feldes lässt sich in den THz-Aufbauten mit photokonduktiven Emitttern leicht durch Umpolen der Bias-Spannung erreichen, ist aber auch bei Emitttern, die optische Gleichrichtung zur Erzeugung von THz-Pulsen nutzen, möglich [102].

4.3 THz-Bildgebungsaufbauten aus der Literatur

Auch wenn in dem in Abbildung 4.5 gezeigten Aufbau ein photokonduktiver Detektor benutzt wird, so ist es der erste konkrete THz-Bildgebungsaufbau aus der Literatur. Die im Emittter (links oben) erzeugten THz-Pulse werden über eine Optik auf die Probe fokussiert. Nach der Transmission durch die Probe trifft der divergente Strahl auf eine weitere Optik und wird von dieser auf den Detektor fokussiert. Da die Probe durch dieses Vorgehen nur an der Stelle des Fokus vermessen wird, muss zur Erzeugung eines Bildes die Probe im Fokus bewegt werden und durch hintereinander stattfindende Messungen ein Bild rekonstruiert werden. Abhängig von der Dynamik

³Bei Linearisierung für kleine Γ .

⁴Bei Linearisierung für moderate Γ .

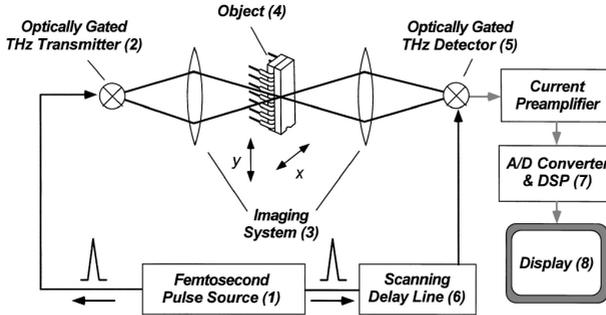


Abb. 4.5: Scannender THz-Bildgebungs Aufbau [128].

des verwendeten THz-Spektroskopie-Aufbaus, seiner Scangeschwindigkeit der Time-Domain-Transienten sowie der Scangeschwindigkeit der Probe und der Bildauflösung kann die Scandauer zwischen einigen Minuten und mehreren Stunden variieren.

Auf diese Weise hat man zuerst THz-Bildgebung mit rasternden Single-Pixel-Aufbauten realisiert. Bei nur einem Detektor kann viel Aufwand in die Signalaufbereitung investiert werden. Es kommt typischerweise ein rauscharmer Vorverstärker in Verbindung mit einem Lock-In-Verstärker zum Einsatz, wodurch eine sehr große Dynamik erreicht wird. Statt des photokonduktiven Detektors kann auch ein elektrooptischer Detektor mit differentieller Messung eingesetzt werden. Der Aufbau von *Zhao et al.* [50] erreicht z.B. eine Dynamik von mehr als 110dB/Hz, womit eine sich über 20ps erstreckende THz-Transiente mit einem SNR von 3000 in nur 20ms gescannt werden kann.

4.3.1 Elektrooptische Arrays

Um den mechanischen Scan der Probe zu vermeiden, besteht seit diesem ersten Bildgebungs Aufbau großes Interesse daran, Detektorarrays zu realisieren, also eine große Anzahl an Punkten auf der Probe gleichzeitig zu messen. Sowohl die Integration photokonduktiver Detektoren zu einem großen Array als auch die differentielle elektrooptische Detektion scheitert an der Notwendigkeit der gleichen Anzahl von Vorverstärkern und Lock-In-Verstärkern für die Signalaufbereitung. Als *Proof-Of-Principle* wurden nach diesem Prinzip dennoch Zeilen mit wenigen Elementen gezeigt. So findet sich eine Zeile mit 8 Pixeln und differentieller elektrooptischer Detektion in [129] und eine Zeile mit 16 photokonduktiven Detektoren in [130]. Ein Experiment mit spezialisierter, daher vereinfachter aber dennoch aufwändiger Elektronik in [131] bietet ebenfalls nur acht parallele Kanäle, um die elektrischen Signale der Antennen zu verarbeiten.

Für die Integration einer derart großen Anzahl von Pixeln, sodass man von einem simultan aufgenommenen Bild sprechen kann, muss auf ein höher auflösendes optisches Detektorarray zurückgegriffen werden. Hier bieten sich in erster Linie CCD- oder CMOS-Kameras an, und so wurde schon 1996 das erste elektrooptische THz-Bildgebungssystem mit einer CCD-Kamera vorgestellt [132].

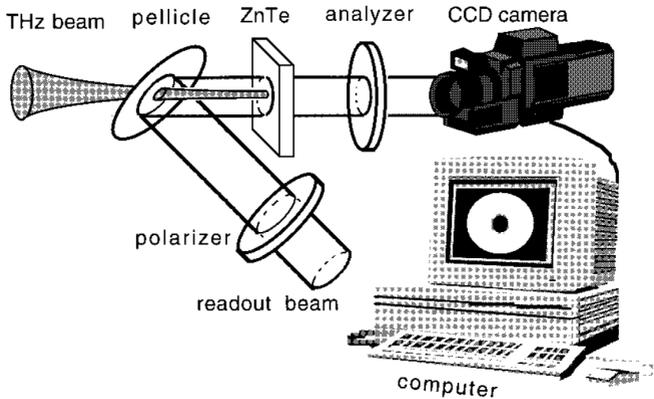


Abb. 4.6: Erster elektrooptischer Aufbau für 2D-Bildgebung im THz-Spektrum [132].

Abbildung 4.6 aus der Original-Publikation [132] zeigt das Prinzip des Aufbaus: Der THz-Strahl wird mit einem aufgeweiteten optischen Abfragestrahl auf einem ZnTe-Kristall überlagert, welcher sich zwischen zwei Polarisatoren befindet. Die unter dem Einfluss der elektrischen Feldstärke des THz-Pulses resultierende Intensitätsänderung wird von der Kamera aufgenommen. In dieser ersten Demonstration war es nur möglich das Bild eines fokussierten THz-Strahles zu zeigen, allerdings wurde ein SNR von 700 bei unbekannter Integrationszeit erreicht. Um mehrpixelige Bilder von Objekten zu erzeugen, muss das Objekt über das ganze Gesichtsfeld der Kamera beleuchtet werden; entsprechend muss der THz-Strahl aufgeweitet werden. Dadurch steht für jedes einzelne Pixel weniger Strahlintensität bzw. eine verringerte THz-Feldamplitude zur Verfügung und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist im Vergleich zu scannender Single-Pixel-THz-Bildgebung wesentlich verringert.

Um überhaupt genügend Feldamplitude für die 2D-Bildgebung zur Verfügung zu stellen, mussten bisher aufwändige, große, teure und schwer zu handhabende Verstärker-Pulslaser mit niedriger Pulswiederholrate verwendet werden, um mit diesen größere THz-Feldamplituden zu erzeugen. Diese hohen Feldamplituden resultieren in einer großen Modulationstiefe der Intensität des Abfragestrahls (bis zu 70% für einen fokussierten THz-Strahl, 30-50% für einen aufgeweiteten [133]), die gut von einer einfa-

chen CMOS- oder CCD-Kamera aufgenommen werden kann, ohne dass hier Angaben zur Dynamik gemacht werden.

Die Verstärkerlaser weisen allerdings große Intensitätsschwankungen zwischen den Pulsen auf, wodurch auch hier Maßnahmen wie dynamisches Normieren ergriffen werden müssen, um das SNR zu erhöhen [123]. Hierbei wird ein SNR von 680 bei fokussiertem Strahl und einer Integrationszeit von 1s erreicht, wobei nicht eindeutig klar ist, ob die Amplitude oder die Intensität des THz-Fokus gemessen wird⁵. Durch die niedrigen Laserrepetitionsraten kann die Kamera auf die Laserpulse synchronisiert werden, wodurch die Normierung für zwei aufeinanderfolgende Pulse erfolgt⁶ und jedes Bild einen individuellen THz-Puls zeigt. Damit ist auch THz-Bildgebung mit entsprechend hoher Bildwiederholrate möglich. In [122] findet sich ein ähnlicher Aufbau, mit dem Untersuchungen an sowohl fokussiertem als auch aufgeweitetem THz-Strahl durchgeführt wurden. Verwertbare Angaben für einen Vergleich der Dynamik fehlen allerdings. Aber auch ohne Hochgeschwindigkeits-Kameras (1000fps) und mit einer stattdessen verwendeten gewöhnlichen CCD-Kamera (20fps) lassen sich brauchbare Ergebnisse in Form von THz-Bildern im aufgeweiteten Strahl erzielen. Entsprechend findet sich in [12] ein spektroskopisches Bildgebungssystem zur Stoffidentifikation, welches allerdings auch ohne Charakterisierung bzgl. seiner Dynamik präsentiert wird.

Die 2D-Imaging-Systeme können durch Verkippen der Achse des Abfragestrahles so verändert werden, dass ein zeitlicher Scan der Transiente mittels veränderbarer Verzögerungsstrecke entfällt [124]. Dabei wird eine Dimension des Detektorarrays für den zeitlichen Scan verwendet, womit das THz-Imaging-System auf einen Zeilenscanner reduziert ist und die Leistung des THz-Emitters folglich auf eine beleuchtete Zeile konzentriert werden kann. Aus dem angegebenen SNR lässt sich eine Dynamik von knapp 50dB/Hz ableiten.

Im Bestreben, sich von der Notwendigkeit der Verstärkerlaser zu lösen, wurde ein elektrooptisches THz-Imaging-System mit einem unverstärkten fs-Kurzpulslaser mit hoher Pulswiederholrate ($f_{\text{rep}}=76\text{MHz}$) konstruiert [134]. Leider fehlt auch hier eine detaillierte Charakterisierung; anhand von Abbildungen wird nur gezeigt, dass nach Mittelung von 4000 Bildern einer CCD-Kamera die zeitliche Entwicklung eines THz-Pulses erkennbar wird. Des Weiteren existiert ein Experiment, bei dem statt eines Pulslasers ein gegeneinander verstimmtes CW-Diodenlaserpaar benutzt wird [135]. Dabei wird ein Bild des fokussierten THz-Strahles elektrooptisch detektiert und mit einer CCD-Kamera gemessen. Aus den Angaben über die erreichten Modulationstiefen lässt sich ableiten, dass nach der Mittelung von 50000 Bildern in 40min eine Dynamik von 20dB erreicht wird.

⁵Die THz-Quelle wird bei der Differenzbildung ein- und ausgeschaltet. Bei maximal geschlossenem Polarisator läge Intensitätsmessung vor, es werden aber auch negative Signalanteile gemessen, was wiederum für eine Amplitudenmessung spricht.

⁶Dadurch sinkt der Einfluss von langsamen Intensitätsschwankungen im Vergleich zu einer längeren Mittelung nachgeschalteter Differenzbildung.

4.3.2 Bildung im Nahfeld

Auch für THz-Nahfelduntersuchungen wurden zuerst zahlreiche scannende Aufbauten entwickelt. Diese nutzen z.B. Metallspitzen, um ein vom Hintergrund der (THz-)Beleuchtung unterscheidbares Feld bei der Probe lokal zu konzentrieren [96], oder eine Form von Apertur, in welcher das Feld konzentriert wird [19, 136]. Auch photokonduktive Antennen zum Empfangen des THz-Nahfeldes direkt an der Probe kommen zum Einsatz [137, 138]. Für die Charakterisierung von integrierten Wellenleitern und Patchantennen kann ein kleiner punktuell abgefragter elektrooptischer Kristall über den Schaltkreis gescannt werden, um somit das elektrische Feld, welches von seinen Strukturen ausgeht, zu vermessen [112, 113].

Auch für Nahfeldbildung gilt das Interesse in dieser Arbeit den Detektorarrays, mit denen Bilder ohne ein Scannen der Probe oder des Detektorelements aufgenommen werden können. Mit den Vorteilen einer breitbandigen, kohärenten Methode lässt sich ein entsprechendes System realisieren, indem ein elektrooptisches Bildgebungssystem dahingehend verändert wird, dass die Probe nahe an den Detektorkristall herangebracht wird, so wie es z.B. in [139] und [16] gezeigt ist. Letzteres erreicht bei Messung des elektrischen Feldes ein SNR von 220 bei unbekannter Integrationszeit. Beide Experimente verwenden einen Verstärkerlaser mit niedriger Repetitionsrate und entsprechend großer Pulsenergie zur Erzeugung großer THz-Feldamplituden.

4.3.3 Inkohärente Methoden

Darüber hinaus existieren noch Ansätze für inkohärente Messmethoden, die nur die Messung von THz-Intensitätsbildern erlauben. Auch wenn es sich dabei um eine ganz andere Klasse von Bildgebungssystemen mit anderen Eigenschaften handelt, so seien einige für einen Vergleich der Leistungsfähigkeit erwähnt.

Ist die THz-Quelle nicht mit dem Detektor synchronisiert, so ist zwar keine kohärente Messung mehr möglich aber es lässt sich dennoch ein intensitätsmessendes elektrooptisches System realisieren. In [140] findet sich ein solcher Ansatz, hier aber noch als Single-Pixel-Setup mit nur einer Photodiode als Detektor. Diese nimmt die durch den fokussierten THz-Strahl induzierte Intensitätsmodulation eines Laserstrahles aus einem 23MHz-Faserlaser mit 23mW Ausgangsleistung auf. Aus den angegebenen Minimal- (100 μ W) und Maximalwerten (ca. 1.3mW) der detektierten Leistungen sowie der Zeitkonstanten (2s) lässt sich eine Dynamik von rund 10dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ableiten.

Ein Kurzpuls laser (bzw. überhaupt ein optischer Laser) kann für die Messung der Intensität der CW-Strahlung aus einem QCL auch komplett entfallen, wenn als Detektor z.B. ein Mikrobolometerarray als thermischer Detektor zur unmittelbaren Detektion der THz-Strahlung eingesetzt wird. Durch die hohe Frequenz von 4.3THz ergibt sich eine geringere verwendete Wellenlänge, die wiederum eine erhöhte Auflösung ermöglicht. Ein solcher Aufbau erreicht eine Dynamik von 36dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$ unter Verwendung eines aufgeweiteten Strahles mit der vergleichsweise hohen Leistung von 50mW

[141]. Ebenso wurden Bildgebungsaufbauten aus der Kombination eines THz-Gas-Lasers (1.89THz, 70mW) mit einem kommerziellen pyroelektrischen Detektorarray gezeigt [76].

4.3.4 Stand der Technik

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass schon eine Vielzahl verschiedener THz-Bildgebungssysteme in der Literatur bekannt sind. Beginnend bei Single-Pixel-Aufbauten, die eine große Dynamik bieten, aber ein Scannen der Probe erfordern, wurden schon bald Detektorarrays entwickelt. Mit dem Ziel, ein kohärent messendes System großer Bandbreite zu entwickeln, bietet sich die Nutzung der elektrooptischen Detektionsmethode in Kombination mit einem geeigneten optoelektronischen Array an (vgl. Kapitel 2.2.2). Es fällt auf, dass die brauchbaren elektrooptischen Systeme bisher einen Verstärkerlaser erfordern, um eine genügend hohe THz-Feldstärke zu erzeugen, sodass auch Bildgebung mit einem aufgeweiteten Strahl zur Beleuchtung der Szene möglich ist. Die Systeme, welche auf Verstärkerlaser verzichten, ermöglichen bisher nur Untersuchungen eines Strahlfokus.

Viele der aufgeführten THz-Bildgebungssysteme sind nicht vollständig charakterisiert. Eine Vergleichbarkeit der Setups untereinander ist dadurch erheblich erschwert. Oft ist nur ein Abschätzen der erzielten Dynamik aus den gezeigten Bildern möglich und selbst dann bleibt die genutzte Integrationszeit im Dunkeln. Die für die Experimente verwendeten Geräte werden allerdings detailliert aufgeführt, wodurch sich die benötigten Voraussetzungen ableiten lassen. Dadurch lässt sich feststellen, dass alle Aufbauten, mit denen THz-Bildgebung mittels einer größeren Anzahl von Pixeln (> 100) möglich ist, bisher Laser mit Pulsenergien im Bereich von einigen μJ bis zu mJ erfordern. Auf dem Weg, markttauglichere Systeme zu entwickeln, muss auf Verstärkerlaser verzichtet werden, wodurch ein THz-Bildgebungssystem mit Pulsenergien von einigen 10nJ auskommen muss. Im Folgenden werden ein Fernfeld- und ein Nahfeld-THz-Bildgebungssystem vorgestellt, welche durch Kombination mit der PMD-Kamera als Detektorarray dahingehend optimiert sind, dass sie mit einem unverstärkten Pulslaser auskommen, welcher bei einer Repetitionsrate von $f_{rep} = 76\text{MHz}$ eine Pulsenergie von nur 23.7nJ erzeugt.

Kapitel 5

THz-Bildgebung im Fernfeld

5.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Der Versuchsaufbau für die THz-Bildgebung im Fernfeld der Proben ist den ersten THz-Imaging-Systemen aus der Literatur im Prinzip recht ähnlich (vgl. z.B. Abbildung 4.6). Der Hauptunterschied liegt in der verwendeten Kamera und ihrer Synchronisation mit der THz-Quelle.

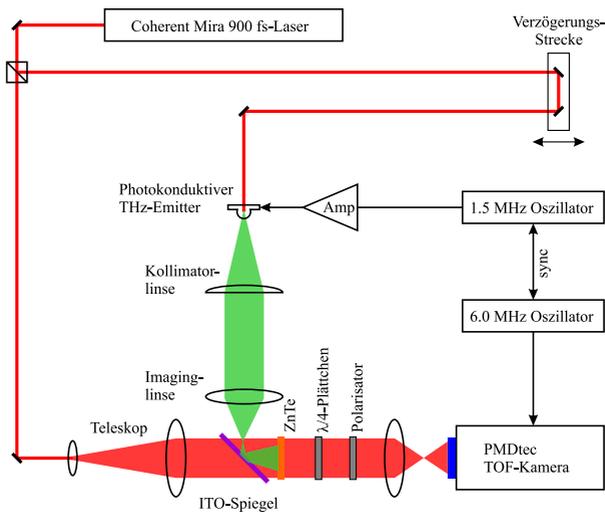


Abb. 5.1: Aufbau für Bildgebung im THz-Fernfeld

Abbildung 5.1 zeigt schematisch die Komponenten sowie die Strahl- und Signalverläufe. Der Laserpulsstrahl des verwendeten KurzpulsLasers *Coherent Mira 900* wird mittels eines polarisierenden Strahlteilers in einen Pumpstrahl mit ca. 1.5W und einen Abfragestrahl mit ca. 250mW zeitgemittelter Leistung aufgeteilt. Der Pumpstrahl

wird über eine mechanisch veränderliche Verzögerungsstrecke geleitet und trifft dann auf den photokonduktiven THz-Emitter. Dieser besteht aus zwei photolithographisch strukturierten Goldelektroden auf einem semiisolierenden GaAs-Substrat. Der Emitter wird über die Elektroden mit einer Vorspannung versorgt, die von einem Oszillator mit nachgeschaltetem Verstärker erzeugt wird. Damit liegt eine sinusförmige Spannung U_{Bias} mit einer Frequenz von $f_{\text{mod}} = 1.5\text{MHz}$ und einer Amplitude von $\hat{U}_{\text{Bias}} = 300\text{V}$ ohne Gleichanteil an. Diese Vorspannung moduliert den erzeugten THz-Pulszug insofern, als die THz-Pulsamplitude von der Vorspannung direkt proportional abhängt; insbesondere ändert sich auch das Vorzeichen der elektrischen Feldstärke des THz-Pulses mit dem Vorzeichen der Vorspannung des Emitters (siehe Anhang E zu Details über den Emitter). Der erzeugte THz-Pulszug wird mittels einer hyperbolischen PTFE-Linse¹ ($f = 40\text{mm}$) kollimiert und propagiert dann entlang des THz-Messpfades. Der ggf. durch ein im Strahlpfad befindliches Objekt veränderte THz-Strahl trifft auf eine zweite PTFE-Linse (bikonvex, asphärisch, $f = 39\text{mm}$), die ein THz-Bild in dem Detektorkristall aus ZnTe erzeugt. Der THz-Strahl wird dabei über ein als dichroitischer Spiegel fungierendes ITO-beschichtetes Glas [143] mit dem von einem Teleskop aufgeweiteten Abfragestrahl überlagert. In dem Detektorkristall wird das THz-Bild auf den Polarisationszustand des Abfragestrahles übertragen und nach dem Polarisator als Intensitätsmodulation sichtbar (siehe Kapitel 2.3).

Der Abfragestrahlpfad schließt mit dem optoelektronischen Detektor, der den entscheidenden Unterschied zu den bisher existierenden Aufbauten darstellt. Statt einer CCD- oder CMOS-Kamera wurde hier die PMD-Kamera eingesetzt, um durch die demodulierende Eigenschaft und die Hintergrundlichtunterdrückung die elektrooptische THz-Bildgebung entscheidend zu verbessern. Mit der PMD-Kamera kann die nach dem Polarisator auftretende Intensitätsmodulation des Abfragestrahls zum Zeitpunkt der Überlagerung mit dem Abfragepuls gemessen werden und somit die elektrische Feldstärke des THz-Pulses im Detektorkristall zeit- und orts aufgelöst bestimmt werden (vgl. [144] sowie Kapitel 3).

5.2 Messungen

Zahlreiche Versuchsaufbauten aus der Literatur, die elektrooptische THz-Bildgebungssysteme mit CCD- oder CMOS-Kameras realisieren, beschränken sich auf Bilder des fokussierten THz-Strahles [132, 100]. Während ein fokussierter THz-Strahl sich besonders zum Optimieren des Aufbaus eignet und bei der Charakterisierung des Aufbaus durch die Konzentration der Leistung des Emitters auf einen Punkt bessere Ergebnisse bei der Berechnung der erzielbaren Dynamik erreicht werden, ist ein Fokus allein

¹PTFE (*Teflon*) absorbiert wenig im niedrigen THz-Frequenzbereich und erzeugt beim Übergang in das Material aufgrund seines geringen Brechungsindex nur einen geringen Reflex [142]. Weiterhin lässt es sich gut mechanisch verarbeiten und ist aus diesen Gründen gut zur Herstellung von refraktiven optischen Elementen bei diesen Frequenzen geeignet. Zu höheren Frequenzen steigt die Absorption, wodurch es für breitbandige Setups (ca. ab 3THz) ungeeignet wird.

nicht zum Abbilden eines Objektes geeignet². Nachdem Aufnahmen eines fokussierten Strahles in dem hier behandelten Aufbau gezeigt wurden, wird das Strahlprofil des aufgeweiteten THz-Strahles gemessen, um damit in einem weiteren Schritt Bilder typischer Teststrukturen aufzunehmen.

5.2.1 Fokussierter THz-Strahl

Zuerst wird die Treue der Wiedergabe der Signalform untersucht. In Abschnitt 2.3.5 wurde die lineare Abhängigkeit der induzierten Modulationsamplitude von der anliegenden elektrischen Feldstärke der THz-Transienten sowohl für die differentielle Detektoranordnung als auch für das *Crossed-Polarizers*-Setup theoretisch nachgewiesen. Zusammen mit der aus ihrer Charakterisierung bekannten linearen Antwort der PMD-Kamera muss die elektrooptische THz-Detektion mit allen drei Methoden zum gleichen Ergebnis führen.

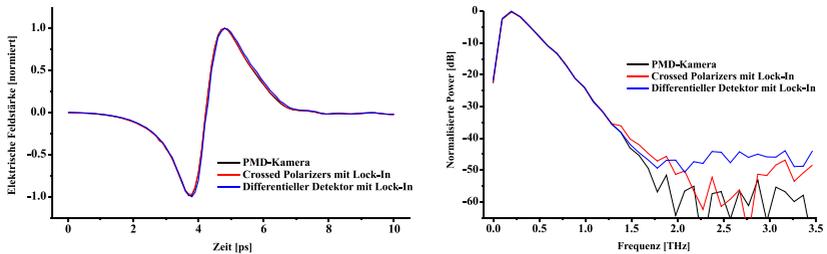


Abb. 5.2: Vergleich der Messung mittels PMD-Kamera mit den „traditionellen“ Messmethoden. Ergebnisse der Messungen im Zeitbereich (links) und die errechneten Spektren (rechts).

In Abbildung 5.2 sind die Ergebnisse von Messungen mit diesen drei Methoden dargestellt. Der THz-Strahl wurde dabei auf den Detektorkristall fokussiert und mit dem aufgeweiteten Abfragestrahl überlagert. Dabei wurde dieser mittels einer Blende auf den Bereich des Fokus beschnitten. Dieser Bereich entspricht mehreren Pixeln des PMD-Detektorarrays, daher wurden die individuellen Transienten dieser Pixel zu der in der Darstellung gemittelt. Erst dadurch ist ein Vergleich mit den mittels Photodioden durchgeführten Messungen möglich, bei denen mit einer Linse der ausgeschnittene Bereich auf die Detektorfläche(n) fokussiert wird. Betrachtet man die einzelnen mit der PMD-Kamera aufgenommenen Transienten, so ist an ihrer Steilheit und am errechneten *Fourier*-Spektrum zu erkennen, dass im Zentrum des Fokus die höherfrequenten Anteile am stärksten hervortreten (vgl. auch Abbildung 5.12).

²Bei ausreichender Dynamik des Detektors ließe sich Bildgebung im *Fourier*-Raum realisieren, da auch ein fokussierter Strahl alle Bildinformationen enthält [145, 146]. Hier ist die Abbildung des Objektes wie auf eine Leinwand gemeint.

Weiterhin zeigen die Messungen, dass alle drei Methoden die gleiche Signalform der THz-Transiente reproduzieren. Entsprechend ist auch der Frequenzgang der Messmethoden ähnlich, wie an den Spektren zu erkennen ist. Die Dynamiken sind schwieriger zu vergleichen, da unterschiedliche Integrationszeiten verwendet wurden. Außerdem zeigen die Zeitbereichsdaten, dass die Dynamik der *Crossed-Polarizers*-Messung mit Lock-In nur 32.6dB beträgt und somit bis ca. dem ersten Knick im Graphen reicht.

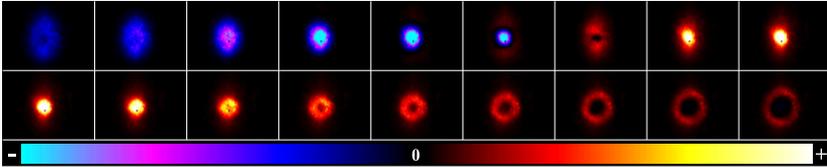


Abb. 5.3: Bilder des fokussierten THz-Strahles. Die Farbskala wurde auf die Hälfte des maximalen Messwertes beschnitten, um auch kleinere Feldstärken darstellen zu können, welche linear aufgetragen sind. Der Zeitabstand zwischen den Bildern beträgt $\Delta t = 0.2\text{ps}$.

Geht man von einem Strahl mit *Gauß*-förmigem Intensitätsprofil aus, so ist die größte Intensität des fokussierten THz-Strahles auf den mittleren Bereich konzentriert und nimmt nach außen mit dem typischen Verlauf der *Gauß*-Funktion ab. Diese Verteilung ist aber frequenzabhängig, wobei höhere Frequenzen stärker fokussiert werden. Dadurch sind im Zentrum alle Frequenzen überlagert und in den weiter außen liegenden Bereichen lassen sich nur noch die eher tieffrequenten Anteile des Pulses messen. Abbildung 5.3 zeigt den zeitlichen Ablauf der Propagation des fokussierten THz-Pulses durch den Detektorkristall. Es wird deutlich, dass im Zentrum wesentlich höhere Feldstärken erreicht werden. Die Abfolge des 6., 7. und 8. Teilbildes zeigt, dass hier die Polarität des elektrischen Feldes innerhalb von Picosekundenbruchteilen wechselt, wofür das Vorhandensein hoher Frequenzanteile notwendig ist. Weiter entfernt vom Zentrum geschieht dieser Wechsel wesentlich langsamer.

Die spektrale Verteilung der Intensitäten lässt sich darstellen, indem einzelne Komponenten der *Fourier*-Transformierten der THz-Transienten über den Ort aufgetragen werden. Dies ist in der linken Hälfte von Abbildung 5.4 für die Komponenten bei 198GHz, 396GHz, 594GHz und 792GHz gezeigt. Die Bilder zeigen die *Airy-Patterns* für die einzelnen Frequenzen, welche durch die Beugung an der Apertur um die Linse entstehen [17]. Der Durchmesser der inneren Ringe skaliert linear mit der Wellenlänge der betrachteten Strahlung. Dieser Zusammenhang wird von den Messungen sehr gut reproduziert, allerdings übersteigen die gemessenen Durchmesser die theoretisch durch Gleichung 2.1 vorhergesagten um rund 20%. Die Ursache für diese Abweichung ist darin zu suchen, dass die Linse nicht komplett mit einem homogenen Intensitätsprofil ausgeleuchtet wurde, sondern mit einem Strahl, der eher ein *Gauß*-Profil aufweist. Durch den engeren Strahl wird der Fokusbereich vergrößert. Details dazu sind in Anhang F aufgeführt (vgl. auch [147]).

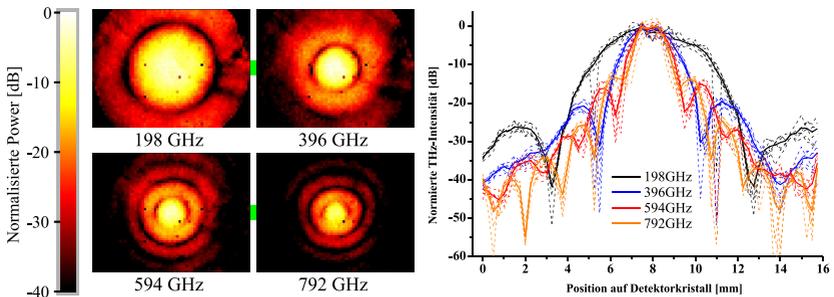


Abb. 5.4: Intensitätsprofil des Fokus bei verschiedenen Frequenzen, links als 2D-Bild, rechts ein Schnitt durch die grün markierten zentralen Bereiche der 2D-Bilder. Die durchgezogenen Linien sind Mittelungen der gestrichelten Verläufe.

5.2.2 Strahlprofil der THz-Beleuchtung

Statt eine fokussierende Linse zu beleuchten, muss in einem Bildgebungssystem für die Ausleuchtung eines Objektes ein aufgeweiteter Strahl benutzt werden. Eine Linse hinter dem Objekt sorgt dafür, dass dieses auf den Detektor abgebildet wird und verteilt die verfügbare Intensität wieder auf eine größere Fläche.

Für die Bildgebung mit einem aufgeweiteten Strahl interessiert zuerst das Strahlprofil der Beleuchtung, also wurden zeitaufgelöste Bilder des THz-Strahles aufgenommen, ohne dass sich dabei ein Objekt im Strahlpfad befunden hat. Wie in Abbildung 5.5 dargestellt, wird die parallele Wellenfront des kollimierten Strahles durch die zweite PTFE-Linse zu einer gebogenen Wellenfront eines konvergierenden Strahles verformt, der hinter einem Zwischenfokus divergiert. Es ist also zu erwarten, dass der divergente Strahl den flächigen Detektorkristall zuerst in der Mitte trifft und die Randbereiche erst später erreicht werden.

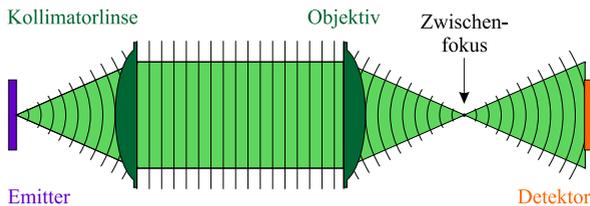


Abb. 5.5: Divergenz der Wellenfront am Detektor

Eine Messung mit dem Fernfeld-Bildgebungs-aufbau bestätigt dieses Verhalten, wie Abbildung 5.6 zusammenfasst.

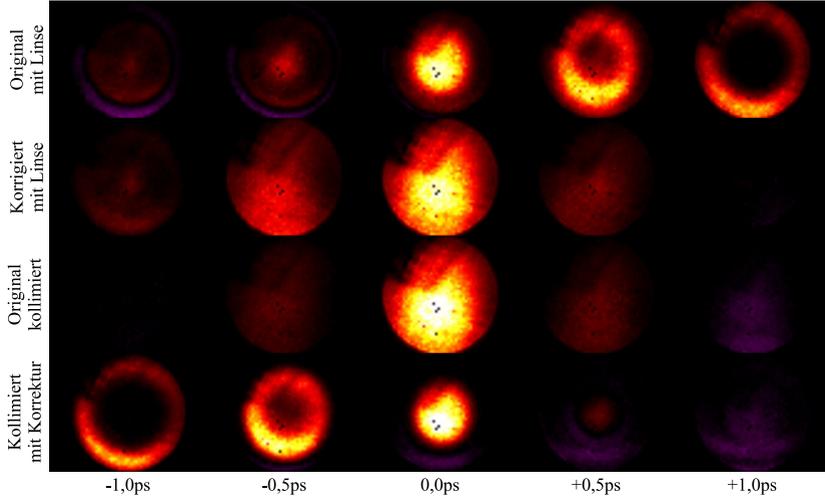


Abb. 5.6: Anwendung der Korrektur der Wellenfrontverkrümmung

In der oberen Zeile von Aufnahmen der Verteilung des elektrischen Feldes im Detektor kristall zu fünf unterschiedlichen Zeitpunkten liegt bei $t = 0\text{ps}$ das Maximum der ermittelten Feldstärke des Pulses im mittleren Bereich des Bildes, während sich zu den späteren Zeitpunkten eine ringförmige Feldverteilung ausbildet. Dieses ringförmige Bild entsteht aus dem Schnitt der kugelförmigen Wellenfront mit dem aktiven Teil des Detektor kristalls. Der gerade aktive Bereich des Kristalls wird vom Abfragestrahl bestimmt und propagiert zusammen mit dem THz-Puls durch ihn hindurch³.

Die Wellenfronten müssen zu den äußeren Bereichen des Detektors eine größere Strecke zurücklegen. Mit den Gesetzen der Strahlenoptik lässt sich der Wegunterschied, den der THz-Puls in Abhängigkeit der Position auf dem Detektor kristall zurücklegen muss, berechnen und somit die Verformung der Wellenfront korrigieren. Diese Abhängigkeit lässt sich durch

$$PL = \sqrt{(LD - f)^2 - AD^2} \quad (5.1)$$

³Der Abfragepuls kann damit dünner als der Kristall selbst sein. In diesem Aufbau ist der Kristall 1mm dick, während der Abfragepuls eine räumliche Ausdehnung von nur ca. $125\text{fs} \cdot c/n_{\text{ZnTe-Opt}} \approx 13\mu\text{m}$ hat (Dispersion wurde für diese Abschätzung vernachlässigt).

ausdrücken, wobei PL den Pfadlängenunterschied, LD den Abstand zwischen Linse und Detektor, f die Fokusslänge der Linse und AD den Abstand des betrachteten Detektorpixels von der optischen Achse bezeichnen. Zusammen mit der Lichtgeschwindigkeit ergibt sich eine Zeitverzögerung, um welche die jeweilige THz-Transiente im Computer verschoben werden muss. Nach dieser Korrektur ergeben sich die Bilder der zweiten Zeile in Abbildung 5.6.

Die dritte Zeile zeigt Bilder des THz-Strahls, nachdem die für die Wellenfrontverformung verantwortliche Linse entfernt wurde. Ein Vergleich der Bilder bei $t = 0$ ps zeigt, dass das Strahlprofil der korrigierten Messung gut mit dem tatsächlichen Profil übereinstimmt. Die Feldamplitude ist durch die fehlenden, von der Linse verursachten Verluste etwas erhöht und der Strahldurchmesser erscheint etwas größer, da die Linse für eine leichte Verkleinerung gesorgt hat. Wendet man das Korrekturverfahren auf die Messdaten des kollimierten Strahles an, ergeben sich die Bilder der unteren Reihe. Hier erkennt man durch die Überkompensation die umgekehrte Situation der ersten Zeile [144].

Vergleicht man die Signalverläufe eines fokussierten Strahles mit dem eines aufgeweiteten und kollimierten gleicher Leistung, so ist eine reduzierte Feldamplitude zu erwarten, da durch den größeren Strahldurchmesser die Leistungsdichte sinkt. Der Vergleich der Messungen von THz-Transienten eines fokussierten Strahls mit denen eines kollimierten Strahls zeigt einen deutlichen Unterschied (siehe Abbildung 5.7):

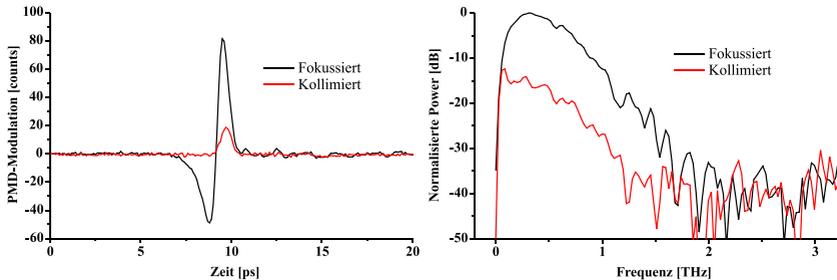


Abb. 5.7: Vergleich von Messungen einer THz-Transienten im fokussierten Strahl (schwarz) mit einer im kollimierten Strahl (rot). Dargestellt sind links die Zeitbereichsmessungen und rechts die berechneten Spektren dieser.

Betrachtet man verschiedene große Kreisflächen, die von derselben Leistung durchflossen werden, und beachtet, dass die Intensität vom Quadrat der Feldamplitude abhängt, so lässt sich zeigen, dass die Amplitudenverhältnisse linear mit dem Kehrwert des Verhältnisses der Kreisradien zusammenhängen (vgl. auch [17]). Die Spektren der in Abbildung 5.7 gezeigten Messungen zeigen, dass der fokussierte Strahl rund 13dB mehr Dynamik liefert, welches einem Amplitudenverhältnis von rund 4.47 entspricht und in den Zeitbereichsdaten wiedergefunden werden kann. Damit ist der fokussierte

Strahl auf einen Durchmesser von $1/4.47$ des kollimierten Strahles konzentriert, wobei dieses Verhältnis nicht die unterschiedliche Fokussierbarkeit verschiedener Frequenzen berücksichtigt. Geht man von einer frequenzunabhängigen Amplitudenverteilung des kollimierten Strahles aus, so müsste die Transiente aus dem Zentrum des fokussierten Strahles ein größeres Verhältnis von hochfrequenten Anteilen zu niederfrequenten aufweisen, da kürzere Wellenlängen stärker fokussiert werden können. Tatsächlich verschiebt sich für den fokussierten Strahl das Maximum im Spektrum zu höheren Frequenzen, wonach dann die Power mit steigender Frequenz steiler fällt.

Darüber hinaus fällt im Vergleich des fokussierten mit dem kollimierten Strahl auf, dass im Zeitbereich die Signalform der Transienten sehr verschieden ist. Während die gemessene Feldstärke im Fokus positive wie negative Werte gleichermaßen annimmt, gibt es im kollimierten Fall nur einen Ausschlag zu einer Polarität. Die Ursache hierfür liegt in der sogenannten *Gouy*-Phasenverschiebung, die besagt, dass die Welle beim Durchlaufen des Fokus eine zusätzliche Phasenverschiebung von insgesamt π relativ zu einem parallelen Strahl erfährt – davon die eine Hälfte vor dem Fokus, die andere dahinter; der größte Teil in der Region von zwei *Rayleigh*-Längen auf jeder Seite um den Fokuspunkt [148]. Im Fokus sind die Wellen also relativ zu einem kollimierten Strahl um $\pi/2$ phasenverschoben, wodurch sich die einzelnen Frequenzkomponenten anders überlagern und sich die Signalform ändert. Die *Gouy*-Phasenverschiebung ändert die eine in die andere Signalform, aber keine der Signalformen ist charakteristisch für einen Zustand des Strahles. Das Phänomen tritt bei elektromagnetischer Strahlung jeder Frequenz auf und wird für THz-Pulse z.B. in [149] und [150] ausführlich behandelt.

5.2.3 Bestimmung der lateralen Auflösung mittels Teststrukturen

Es ist durchaus denkbar, mit dem Detektorkristall den Schatten, den ein Objekt im parallelen Strahlengang wirft, ohne abbildende Linse zu beobachten. Durch diese einfache Projektion wird zwar das Problem der gekrümmten Wellenfront umgangen, allerdings sinkt die laterale Auflösung noch einmal erheblich, da die THz-Strahlung im Vergleich zu optischem Licht durch die großen Wellenlängen stärker gebeugt wird. Bringt man eine Metallkante an die Position der ursprünglichen Objektebene der Linse, entfernt diese aber, so stellt man mit der *Knife-Edge*-Methode fest, dass die laterale Auflösung nur rund 8.55mm beträgt. Wird eine Linse verwendet, kann mit einer besseren Auflösung gerechnet werden. (vgl. Kapitel 2.1.1)

Mit der aufgeweiteten Beleuchtung und der zeitlichen Korrektur der divergenten Wellenfront in der Nachbearbeitung der Messung ist es nun auch mit einer abbildenden Linse möglich, THz-Bilder unter Ausnutzung der 3072 parallel messenden Pixel der PMD-Kamera aufzunehmen und die laterale Auflösung der entstehenden Bilder zu bestimmen. Bevor ein Objekt im Strahlengang platziert wird, wurde noch ein Bild des aktuellen Strahlprofils aufgenommen, um die dann zu messenden Bilder der Objekte auf das Strahlprofil normieren zu können. Dadurch werden Inhomogenitäten des Probelaserstrahlprofils sowie des Detektorkristalls ausgeglichen und insbesondere durch

das stark inhomogene THz-Strahlprofil schwach ausgeleuchtete Randbereiche der Bilder verstärkt.

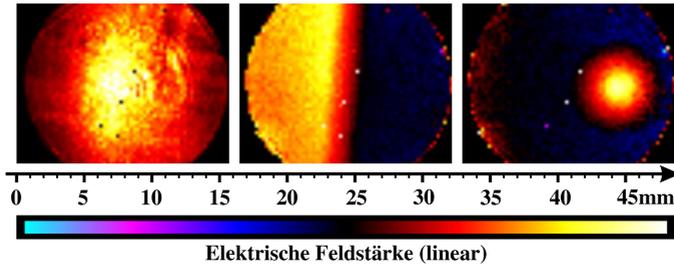


Abb. 5.8: Fernfeldbilder der THz-Beleuchtung (links), der Kante eines Stahlbleches (Mitte) und einer um 4mm geöffneten Irisblende (rechts). (vgl. [63])

Abbildung 5.8 zeigt zunächst links eine solche Aufnahme des Strahlprofils, auf das die Bilder rechts (nach der Zeitkorrektur) normiert wurden. Das mittlere Bild zeigt eine Metallkante zur Bestimmung der Auflösung mit der *Knife-Edge-Method* (siehe Kapitel 2.1.3), das rechte eine auf 4mm geöffnete Irisblende (vgl. [63]).

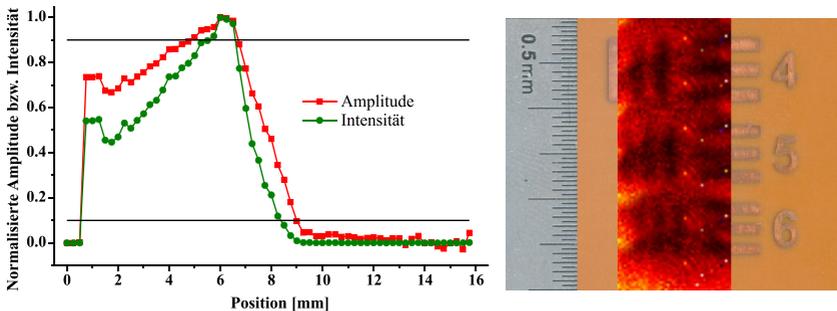


Abb. 5.9: Schnitt durch das Bild der Kante aus Abbildung 5.8 zur Bestimmung der Auflösung mit der *Knife-Edge-Method* (links). Fernfeldbild der Elemente -2.4 bis -2.6 eines *USAF Targets*, normiert auf die THz-Beleuchtung.

Für die Auswertung mit der *Knife-Edge-Method* wurden acht Zeilen aus dem zentralen Bereich des Bildes der Metallkante (Abbildung 5.8) gemittelt, normiert und die der Feldamplitude entsprechenden Werte der einzelnen Pixel für eine Betrachtung der Intensitäten quadriert. Die resultierenden Verläufe sind im Diagramm auf der linken

Seite in Abbildung 5.9 dargestellt. Der grün aufgetragene Intensitätsverlauf schneidet die Markierungen bei 10% und 90% im Abstand von 1.74mm. Der Amplitudenverlauf benötigt für die gleiche Änderung eine Strecke von 2.28mm.

Das Bild auf der rechten Seite von Abbildung 5.9 zeigt die Montage eines THz-Amplitudenbildes eines *USAF Resolution Test Targets* auf ein optisches Bild desselben, welches aus kupferkaschiertem Hartpapier-Platinenmaterial hergestellt wurde. An der linken Kante ist für den Größenvergleich noch ein cm-Maßstab zu erkennen. Das THz-Bild zeigt die Elemente -2.4 bis -2.6 und wurde in der senkrechten Richtung aus überlappenden Einzelbildern zusammengesetzt, da der Bildausschnitt größer als das Gesichtsfeld der Kamera ist. Während die oberen beiden Elemente noch ausreichend erkennbar sind, ist mit dem Element -2.6 die Auflösungsgrenze erreicht. Aus der Tabelle in Abbildung 2.3 lässt sich entnehmen, dass die diesem Element entsprechende Auflösung rund 2.25mm beträgt und damit nahe dem Wert liegt, der aus der Anwendung der *Knife-Edge-Method* auf den Amplitudenverlauf resultiert.

Das Target wird von der Rückseite mit einer ebenen Wellenfront beleuchtet, wodurch die Öffnungen kohärent und phasensynchron leuchtend erscheinen. Für einen Vergleich mit einer theoretischen Vorhersage des Auflösungsvermögens muss also Gleichung 2.3 herangezogen werden. Die verwendete PTFE-Linse erzeugt eine 1:1-Abbildung des Targets auf den Detektorkristall, wenn beide 70mm von ihr entfernt sind. Zusammen mit 24mm Radius der freien Apertur ergibt sich ein halber Öffnungswinkel von rund 18.9° und somit eine numerische Apertur von rund 0.324. Unter Annahme von 400GHz als zentrale Frequenz des Setups (vgl. Spektrum in Abbildung 5.7) ist eine Wellenlänge von $\lambda = 750\mu\text{m}$ anzusetzen und es ist eine Auflösung von 2.313mm zu erwarten.

5.3 Optimierung und Charakterisierung

Die Anordnung zur elektrooptischen Detektion wurde dahingehend optimiert, dass eine möglichst große feldinduzierte Modulationstiefe erreicht wird (siehe Kapitel 2.3). Damit befindet sich die zu messende Amplitude der Intensitätsmodulation auf einem möglichst geringen unmodulierten Hintergrund, womit ein erster Schritt zur Trennung des kleinen Nutzsignals von eben diesem Hintergrund getan ist. Diese Modulationstiefe ist relativ und damit unabhängig von der für den Detektor verwendeten Lichtintensität; die Modulationsamplitude steigt also proportional zur Lichtintensität (siehe Gleichung 2.34). Nun müssen eine geeignete Probestrahlintensität, eine passende Belichtungszeit und ein geeignetes Mittelungsintervall gefunden werden. Aus zwei Gründen ist eine möglichst große Lichtintensität auf dem Detektor erstrebenswert:

1. Das (Photo-)Detektorrauschen (*Shot-Noise*) steigt nur wurzelförmig mit der Lichtintensität. Bei gleichzeitig direkt proportional steigender Modulationsamplitude verbessert sich das SNR entsprechend wurzelförmig, wenn das Detektorrauschen die dominante Rauschquelle ist. [50]
2. Ein großes I_0 vergrößert die Modulationsamplitude. Diese lässt sich dann leichter mit dem Wertebereich der PMD-Kamera darstellen. Die AD-Wandler der

PMD-Kamera haben einen Wertebereich von nur 12Bit. Liegt das Rauschen in den einzelnen Pixeln über dem Quantisierungsrauschen, dann kann durch Mittelung feiner quantisiert werden.

Allerdings wird die maximale Lichtintensität im Detektor zum einen von der insgesamt zur Verfügung stehenden Laserleistung begrenzt⁴, zum anderen von der Sättigungsgrenze der PMD-Kamera, die wiederum mit der Belichtungszeit zusammenhängt. Wird die Intensität am Detektor zu hoch gewählt, steht einerseits weniger Pump-Leistung für den Emittor zur Verfügung und es muss andererseits eine kürzere Belichtungszeit in der Kamera gewählt werden, um ihre Übersättigung zu vermeiden. Um eine gewisse effektive Integrationszeit zu erreichen, müssen mehr zu mittelnde Einzelbilder übertragen werden, wodurch sich das Verhältnis von Integrationszeit zu aufzuwendender Messzeit verschlechtert. Eine gute Balance wurde gefunden, wenn die Belichtungszeit 1ms beträgt und die Leistung des Abfragestrahles so eingestellt ist, dass bei optimaler Konfiguration der elektrooptischen Detektoranordnung (siehe Anhang D) gerade kein Pixel sättigt. Dann passen die (Hintergrund-)Lichtintensität und Belichtungszeit zusammen und der Dynamikbereich der Kamera (inkl. SBI) wird optimal ausgenutzt. In dieser Situation beträgt die zeitgemittelte Leistung des Abfragestrahls am letzten Spiegel vor dem Eintritt in die elektrooptische Detektoranordnung rund 250mW, wovon wiederum nur ca. 250 μ W auf den Detektorchip der PMD-Kamera treffen. Der größte Teil der Leistung wird von dem fast ganz geschlossenen zweiten Polarisator an der Transmission gehindert, aber der aufgeweitete Strahl wird auch an den Aperturen des Detektorkristalls und insbesondere an der des $\lambda/4$ -Plättchens stark beschnitten.

Durch den Betrieb der Kamera am oberen Limit ihres Dynamikbereiches treten Asymmetrien innerhalb der Pixel oder ihrer Ansteuerung zutage, die sich in einem fälschlicherweise gemessenen Modulationssignal niederschlagen [119]. Trotz dass nach Gleichung 3.1 bei Abwesenheit einer zum Referenzsignal korrelierten Amplitudenmodulation kein Modulationssignal resultieren sollte, ergibt sich ein dem Lichtintensitätsprofil am Kamerachip entsprechendes Bild.

Die Bilder in der linken Spalte des linken Teilbildes in Abbildung 5.10 zeigen solche Aufnahmen. Die Farbskala, die der in Abbildung 5.8 entspricht, wurde hier stark überhöht verwendet. In diesen mit (OFF) markierten Aufnahmen war der THz-Strahl geblockt. Wird eine gewisse Feldstärke der THz-Transiente gemessen und erzeugt eine Intensitätsmodulation, so überlagert diese gemessene Amplitude mit dem unerwünschten Hintergrundbild (ON). Zum Zeitpunkt $t = 0$ ps wird eine leicht positive Feldstärke gemessen und das ursprüngliche Bild (OFF) verdunkelt sich kaum merkbar (ON). Erst nach einer Differenzbildung der Rohdaten mit der Dunkelaufnahme (ON-OFF) wird sie sichtbar. Zum Zeitpunkt $t = 18.7$ ps wurde eine etwas stärkere negative Feldamplitude gemessen. Das rechte Teilbild zeigt die gesamte THz-Transiente der Messung, aus der die Bilder entnommen wurden. Hier zeigt sich der unerwünschte Hintergrund als Offset und verdeutlicht die Notwendigkeit von Referenzmessungen

⁴Ein Großteil wird zum Pumpen des THz-Emitters benötigt.

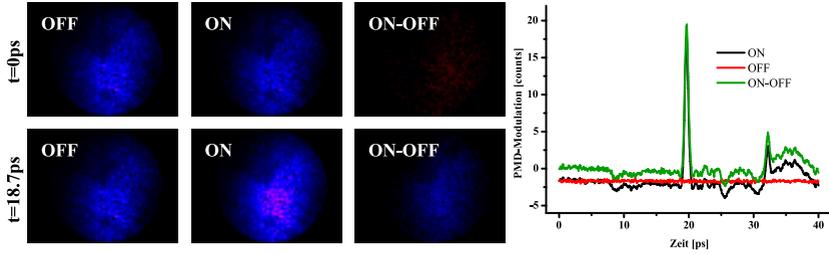


Abb. 5.10: THz-Bilder bei $t = 0\text{ps}$ und $t = 18.7\text{ps}$ der drei Datensätze 1. dunkle Referenzmessung (OFF), 2. mit THz-Strahl (ON) und 3. nach Differenzbildung der Rohdaten (ON-OFF). Rechts: Darstellung der in den drei Datensätzen aufgenommenen Transienten für ein typisches Pixel.

ohne anliegende elektrische Feldstärke. Insbesondere bei sehr geringen zu messenden Amplituden verfälscht der Hintergrund die Messung erheblich.

In Kapitel 3.3 wurde die lineare Antwort der PMD-Kamera auf die Amplitude der Intensitätsmodulation des auf den Detektorchip auftreffenden Lichtes beschrieben. Da die Amplitude der elektrischen Feldstärke der THz-Pulse direkt proportional zur am Emittor anliegenden Spannung ist (siehe Anhang E) und die Modulationstiefe der Lichtintensität des Abfragestrahls in den elektrooptischen Setups wiederum proportional zur am Detektorkristall anliegenden elektrischen Feldstärke ist, muss auch die Antwort der PMD-Kamera linear mit der am Emittor anliegenden Spannung skalieren: $\mathfrak{P} \sim \Delta U \wedge \Delta U \sim E_{\text{THz}} \wedge E_{\text{THz}} \sim U_{\text{Bias}} \Rightarrow \mathfrak{P} \sim U_{\text{Bias}}$.

Ein entsprechendes Experiment, dessen Ergebnis in Abbildung 5.11 dargestellt ist, belegt dieses Verhalten. Die Amplitude der sinusförmigen Emittorvorspannung wurde von 0V bis zur in den Imaging-Aufbauten verwendeten Spannung von 300V variiert und die Antwort eines Pixels im Bild des Fokus des THz-Strahls darüber aufgetragen (schwarze Punkte). Die Messwerte verlaufen sehr gut an dem linearen Fit (rote Linie). Die Differenz zwischen den Messwerten und dem Fit ist blau aufgetragen und an der rechten, fünffach überhöhten Skala abzulesen.

Aus dem Verhältnis der maximal gemessenen Feldamplituden zum RMS-Rauschen (*Root-Mean-Square*) der Dunkelmessungen resultiert die erreichte Dynamik. Das Fernfeld-THz-Bildgebungssystem erreicht eine Dynamik von 44dB/Hz mit zur Beleuchtung aufgeweitetem THz-Strahl [144]. Bei Untersuchung des fokussierten THz-Strahles mit demselben System steigt aufgrund der erhöhten elektrischen Feldstärke die Dynamik um 13dB auf 57dB/Hz.

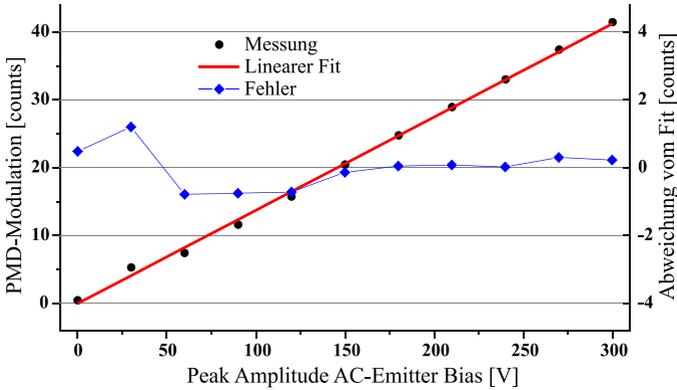


Abb. 5.11: Die Antwort eines typischen Pixels auf THz-Strahlung unterschiedlicher Feldstärke (schwarz) in Abhängigkeit der Emittervorspannung. Die Differenz (blau) zum linearen Fit (rot) bezieht sich auf die rechte Skala und ist damit um den Faktor 5 vergrößert dargestellt.

5.3.1 Vergleich mit theoretischen Berechnungen und Kalibration

Die gezeigten Messungen belegen, dass die PMD-Kamera die Verwendung von Kurzpulslasern mit hoher Repetitionsrate und damit relativ geringer Pulsenergie in Multipixel-THz-Imaging-Systemen erlaubt. Aus den gemessenen Amplituden und deren Schwankungen lassen sich Aussagen über die erreichte Dynamik machen, aber bisher fehlt die Quantifizierung des gemessenen elektrischen Feldes. In Abschnitt 3.3 wurde die PMD-Kamera charakterisiert und der Fit in Abbildung 3.6 liefert einen linearen Zusammenhang zwischen der Modulationstiefe und den aus den Messdaten der PMD-Kamera berechneten Werten der PMD-Modulation, wenn die Kamera optimal nahe der Sättigungsgrenze betrieben wird. Mit Gleichung 2.34 aus Kapitel 2.3.5 kann die Modulationstiefe dann in eine feldinduzierte Phasenverschiebung Γ überführt werden, aus welcher sich dann mit Gleichung 2.16 bzw. 2.21 auf die elektrische Feldstärke schließen lässt.

Vereinfacht ergibt sich für die Umrechnung der Werte aus der PMD-Kamera zur Modulationstiefe ein Faktor von 2077 Counts, der bei voll durchmoduliertem Licht erreicht wird (vgl. Abbildung 3.6). Mit den experimentell bestimmten $\sigma = 0.9822$ und $\epsilon = 3.02 \cdot 10^{-3}$ sowie der linearen Näherung des Sinus ergibt sich aus Gleichung 2.34 ein Faktor von 8.989/rad zwischen Modulationstiefe und Phasenverschiebung. Mit den Konstanten für das verwendete 1mm dicke ZnTe ergibt sich aus Gleichung 2.16 ein Faktor von 1,469MV · rad/m (vgl. auch Tabelle 2.1). Insgesamt ergibt sich für diese Messung

$$E_{\text{THz}} = \mathfrak{F} \cdot 785.07 \text{ mV/cm}, \quad (5.2)$$

wobei \mathfrak{P} für die von der PMD-Kamera gemessene Modulationsamplitude in ihren *Counts* steht. In der Messung beträgt dieser Wert maximal 27.111, womit also nach dieser Rechnung eine Peak-Feldstärke von 21.284V/cm erreicht wird.

Um diesen Wert zu überprüfen, wurde die Leistung des THz-Strahls im Fokus am Ort des Detektorkristalls⁵ mit einer sorgfältig gegen ein *Thomas-Keating*-Powermeter kalibrierten *Golay*-Zelle (siehe Anhang G) gemessen und aus dieser Leistung auf die vorliegende Feldstärke geschlossen. Dafür bietet sich der in [151] verwendete Zusammenhang an:

$$E_0 = \sqrt{\frac{\eta_0 W}{\pi \omega_I^2 \int g^2(t) dt}}. \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnen η_0 die Vakuumimpedanz (377Ω), W die THz-Pulsenergie, ω_I den Strahlradius im Sinne der *Gauß*-Optik⁶ und $g(t)$ den normierten zeitlichen Verlauf der THz-Transienten.

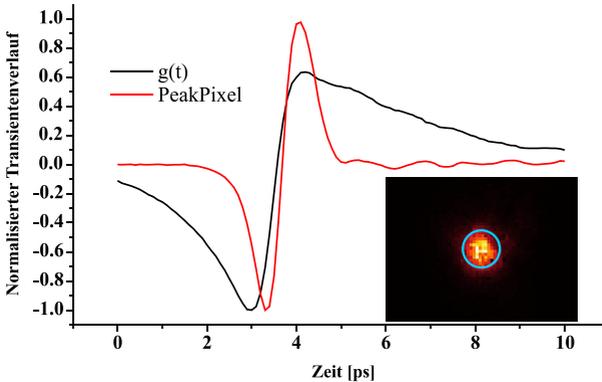


Abb. 5.12: Zeitlicher Verlauf der THz-Transiente des Pixels, in welchem die Peak-Feldstärke gemessen wurde (rot) und der Verlauf der Mittelung über alle Pixel des Detektors (schwarz). Beide Transienten wurden normiert (hier auf -1). Das zugefügte Bild zeigt das Strahlprofil mit eingezeichnetem Umkreis.

In Abbildung 5.12 ist der Verlauf von $g(t)$ (schwarze Kurve) angegeben, der so ungewöhnlich lang erscheint, weil er sich aus dem Mittelwert über alle Pixel ergibt, da die Verteilung der gesamten Pulsleistung betrachtet wird. Im Gegensatz dazu ist die

⁵Also insbesondere nach Reflexion am ITO-Spiegel und unter Verwendung derselben Linse.

⁶Der Radius, bei dem die Strahlintensität im betrachteten Fokus auf $1/e^2$ gesunken ist. Siehe dazu auch [152].

Transiente des Pixels, an dem die größte Feldamplitude gemessen wurde (rote Kurve), wesentlich schärfer. Aus den diskreten Werten wurde das Integral in Gleichung 5.3 zu 2.0ps bestimmt. Aus dem Bild der maximal ermittelten Modulationsamplituden wurde durch Quadrierung ein zum Intensitätsprofil des Strahls proportionales Bild berechnet und sowohl in X- als auch in Y-Richtung ein *Gauß*-förmiger Intensitätsverlauf angefitet. Anhand der Fit-Parameter wurde der Strahlradius zu 1.55mm bestimmt. Die Messung der zeitgemittelten Leistung des THz-Strahls mit Hilfe der *Golay*-Zelle ergibt 2.04µW. Dabei wurde der Emittor wie bei der Verwendung mit dem elektrooptischen Detektor mit einer sinusförmigen Wechselspannung moduliert⁷. Dadurch beträgt die Spitzenleistung, welche auch zum Zeitpunkt der elektrooptisch ermittelten Spitzen-Feldamplitude anliegt, genau dem Doppelten der zeitgemittelten Leistung:

$$\frac{\hat{P}}{\bar{P}} = \frac{C \cdot A^2}{C \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (A \cdot \cos \omega t)^2 dt} \stackrel{T \rightarrow \infty}{=} 2. \quad (5.4)$$

Hier stehen \hat{P} und \bar{P} für die Spitzen- bzw. Durchschnittsleistung, A für eine Amplitude, C für einen konstanten Umrechnungsfaktor, T für einen betrachteten Zeitraum und ω für die Kreisfrequenz der Modulation. Zusammen mit der Repetitionsrate von 76MHz ergibt sich dann eine Pulsleistung bei maximaler Biasspannung von 53.58fWs. Einsetzen all dieser Werte in Gleichung 5.3 führt zu einer Feldamplitude von 26.15V/cm. Beachtet man, wie viele mit Unsicherheiten versehene Schritte zur Bestimmung nötig waren, so bedeutet auch ein Faktor von 1.23 zwischen diesen beiden Werten eine sehr gute Übereinstimmung.

Isolierte Betrachtung des Pixels, an welchem die größte Feldamplitude gemessen wurde, verbessert diese Übereinstimmung sogar noch: Aus dem Intensitätsbild lässt sich ableiten, dass 1/75.323 der gesamten THz-Leistung auf dieses Pixel entfällt, welches eine Fläche von ca. 250µm × 250µm auf dem Detektorkristall einnimmt, womit die Pulsenergie dort 0.713fWs beträgt. Das Integral $\int g^2(t) dt$ der Transienten dieses Pixels (siehe Abbildung 5.12) beträgt 0.965ps und so ergibt sich zusammen mit der Pixelfläche als $\pi\omega_1^2$ nach Gleichung 5.3 eine Peak-Feldstärke von 21.113V/cm.

Die Transiente wurde in diesem Pixel mit einer Dynamik von 47.4dB/Hz gemessen. Somit ergibt sich für ein einzelnes Pixel der PMD-Kamera in Verbindung mit dem elektrooptischen Setup und dem 1mm dicken ZnTe-Kristall eine NEP (*Noise Equivalent Power*) von 986fW Leistung zeitgemittelt bezogen auf das Puls-Pause-Verhältnis des Pumpasers) bei einer Messbandbreite von 1Hz. Das Detektionslimit für die elektrische Feldstärke beträgt dann 90.8mV/cm.

Bei einer THz-Pulsdauer von 0.965ps (bestimmt aus der Transienten) und der Zyklusdauer von 13.16ns (entsprechend $f_{\text{rep}} = 76\text{MHz}$) entspricht die zeitgemittelte NEP von 986fW einer NEP für Peak-Leistungen von 13.4nW in einem einzelnen Pixel. Dies bildet am Detektorkristall das Detektionslimit bei Kombination einer CW-THz-Quelle mit elektrooptischer Detektion und dem demodulierenden Array der PMD-Kamera. Diese Sensitivität konnte in einem Kooperationsprojekt mit einem analogen

⁷Zusätzlich ist für die Messung mit der *Golay*-Zelle eine Modulation des Pumpstrahls mit einem Chopper bei 30Hz notwendig.

CW-Setup gezeigt werden. An dieser Stelle sei für eine ausführlichere Darstellung auf [153] und [63] verwiesen.

Kapitel 6

THz-Bildgebung im Nahfeld

In Kapitel 5 wurde das realisierte THz-Bildgebungssystem für Fernfeldanwendungen beschrieben. Aufgrund der begrenzten zur Verfügung stehenden THz-Feldstärke können keine großen Flächen abgebildet werden und die begrenzt großen Optiken im Zusammenhang mit den kleinen elektrooptischen Kristallen und den großen Wellenlängen limitieren die mögliche Auflösung des Systems. Es ist daher erstrebenswert, die Ortsauflösung zu erhöhen, indem die Probe nun in direkten Kontakt mit dem Detektorkristall gebracht wird, um so die auflösungsbegrenzenden Eigenschaften der abbildenden Optik zu umgehen und Bildgebung im Nahfeld zu betreiben, um somit Anwendungen in der THz-Mikroskopie zu ermöglichen. Entsprechend wurde die Strahlgeometrie geändert.

6.1 Aufbau und Funktionsprinzip

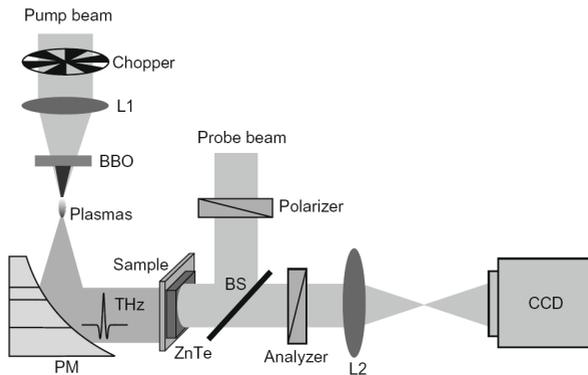


Abb. 6.1: Quasi-Nahfeld THz-Bildgebungs Aufbau aus der Literatur [16]

Abbildung 6.1 zeigt einen Aufbau aus der Literatur, der speziell in der elektrooptischen Detektoranordnung eine ähnliche Strahlgeometrie wie der in dieser Arbeit

realisierte aufweist. Mit dem *Pump beam* wird im Fokus der Linse L1 ein Plasma erzeugt, aus welchem wiederum ein THz-Puls entsteht. Dieser divergente Puls wird durch den Parabolspiegel *PM* kollimiert und auf das *Sample* gelenkt. Diese Probe ist in unmittelbarem Kontakt mit dem ZnTe-Detektorkristall montiert, welcher von der anderen Seite von dem *Probe beam* abgefragt wird. Da in diesem Aufbau allerdings ein Verstärkerlaser zum Einsatz kommt ($f_{rep}=1\text{kHz}$, $P_{pulse} = 0.9\text{mJ}$), kann in dem Plasma-Emitter ein THz-Puls mit extrem hoher Feldamplitude erzeugt werden. Auch wenn in dieser Veröffentlichung die maximale Feldamplitude nicht angegeben wird, so lassen sich mit diesem Laser- und Emitter-Typ elektrische Feldstärken des Terahertz-Pulses in der Größenordnung von 100kV/cm erzeugen¹. Durch die sich ergebenden entsprechend großen Modulationstiefen des Detektorstrahls genügt hier der Einsatz einer CCD-Kamera als optisches Detektorarray.

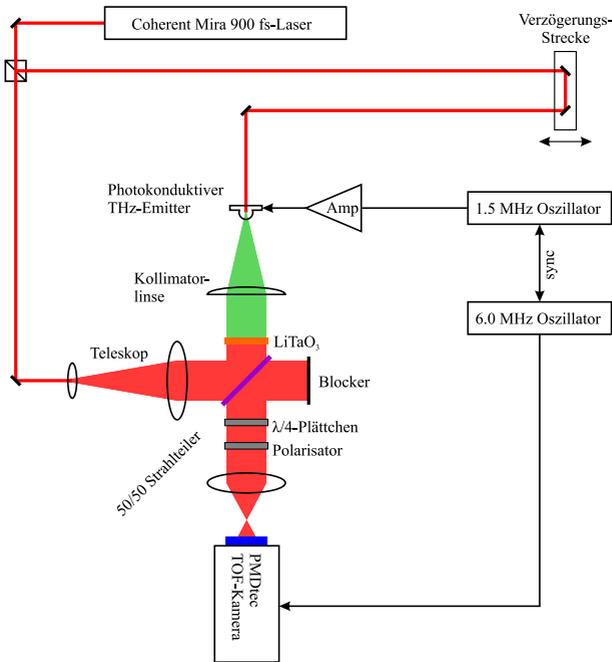


Abb. 6.2: Aufbau für Bildgebung im THz-Nahfeld

¹Mit der Laserpulsenergie von 0.5mJ wurden THz-Pulse mit einer elektrischen Feldstärke von 400kV/m erzeugt [47].

Abbildung 6.2 skizziert den Versuchsaufbau, mit dem die im Folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt wurden. Im Unterschied zu dem Fernfeld-Bildgebungssystem aus Kapitel 5 wird in diesem Aufbau der THz-Puls nicht mehr mittels eines ITO-beschichteten Glases mit dem optischen Abfragestrahl überlagert (vgl. Abbildung 5.1), sondern er wird über einen Strahlteiler direkt zum Detektorkristall gelenkt. Er durchdringt den Kristall und wird an der der Probe zugewandten Seite reflektiert. Erst ab diesem Moment kopropagiert er mit dem THz-Puls zurück zum Strahlteiler und dann über das $\lambda/4$ -Plättchen zum Analysator (Polarisator). Die dann folgende Linse erzeugt ein Bild des Detektorkristalls auf dem Sensorchip der PMD-Kamera. Im Detektorkristall wird mittels des elektrooptischen Effektes die Information aus dem THz-Bild auf den Polarisationszustand des Abfragestrahles übertragen (siehe Abschnitt 2.3). Mit der PMD-Kamera kann das nach dem Analysator entstehende intensitätsmodulierte Bild besonders effektiv vom unmodulierten Hintergrund getrennt und weiterverarbeitet werden (siehe Kapitel 3).

6.1.1 Detektorkristall ohne hochreflektierende Beschichtung

In einer solchen Anordnung, in der der Detektorkristall „von hinten“ beleuchtet wird, ist es sehr wichtig, dass kein Licht des Abfragestrahls den Kristall auf der vorderen Facette verlassen kann. Dieses Licht würde auf die ggf. etwas entfernte Probe fallen, dort reflektiert werden und dann zeitversetzt zusammen mit dem THz-Puls durch den Kristall und die übrigen Komponenten der Detektoranordnung propagieren. Auch ohne Abstand zwischen Probe und Kristall würden Ergebnisse entstehen, die leicht zu Missinterpretationen führen – nur sind sie in diesem Fall noch schwieriger als solche zu erkennen, da sie dann nicht zeitversetzt auftreten.

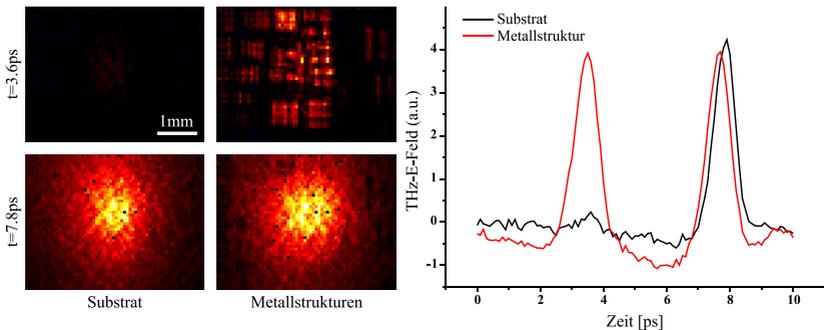


Abb. 6.3: Hochauflösendes Bild aufgrund eines optischen Reflexes des Abfragestrahls an der Probe (links) und zugehörige Transienten (rechts). Das durch den Reflex erzeugte Bild erscheint zeitlich früher.

Durch ein solches „Leck“ im Kristall entsteht ein „THz-aktiviertes“ optisches Bild der Probe. Abbildung 6.3 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung mit einem unbeschichteten Detektorkristall, durch den Licht des Abfragestrahls auf der der Probe zugewandten Seite austreten kann. Bei dieser Messung wurde eine Glasplatte mit aufgedampften Metallstrukturen (das im Folgenden verwendete *USAF Resolution Target*) in geringem Abstand (ca. $600\mu\text{m}$) vor dem Detektorkristall montiert. Man erkennt in dem oberen rechten der vier Bilder ein verhältnismäßig hochaufgelöstes und kontrastreiches Bild der Metallstrukturen. Elemente im Abstand von nur $140\mu\text{m}$ sind unterscheidbar (links unten) und der hohe Kontrast lässt die Gruppen 4 und 5 des *Resolution Test Targets* im Zentrum erkennen, ohne dass diese aber aufgelöst werden können. Allerdings leuchten die Metallstrukturen auf, statt die von der Rückseite her auftreffende THz-Strahlung abzuschatten. Weiterhin ist dieses Bild gegenüber dem eigentlichen THz-Puls zeitlich zurückversetzt (zu kleineren Zeiten hin), erscheint also scheinbar noch bevor der THz-Puls eigentlich die Probe erreicht hat (siehe Diagramm rechts in Abbildung 6.3).

Dieser Zeitversatz zu kleineren Zeiten entsteht, da Zeitangaben bei diesen Messungen immer nur relativ zueinander gelten und ein Abstand zwischen Kristall und Probe vorliegt. Wird der Probestrahl – hier durch die zusätzliche Wegstrecke vom Kristall zur Probe und zurück – optisch verlängert, so kommt dies dem Fall gleich, als würde die Strecke des Pumpstrahls des Emitters um die gleiche Strecke verkürzt, der THz-Puls also früher erzeugt. Er wandert auf der Zeitachse also zu kleineren t (vgl. Abbildung 4.2). Der von der Probe reflektierte Abfragestrahl ist nun aber durch die Metallstrukturen räumlich gefiltert und erzeugt ein entsprechendes optisches Bild im Kristall. Die PMD-Kamera erkennt nur dann ein Bild, wenn der Abfragestrahl mit dem elektrischen Feld des modulierten THz-Pulses im Detektorkristall interagiert hat². Das THz-Strahlprofil ist durch die Probe kaum verändert (siehe untere Zeile der Bilder links in Abbildung 6.3) und beleuchtet den Bildbereich großflächig. Eine Interaktion findet also überall dort statt, wo der Abfragestrahl durch die Reflexion auftritt.

Während es sich bei dem hochauflösenden Bild in Abbildung 6.3 also um ein optisches Bild (welches durch den modulierten THz-Strahl sichtbar gemacht wurde) handelt, zeigt die Messung bei $t=7.8\text{ps}$, dass das auf den Kristall projizierte THz-Bild nicht aufgelöst werden kann. Der Abstand zwischen Probe und Kristall ist schon so groß, dass nur noch das Strahlprofil der THz-Beleuchtung gemessen wird. Um den Effekt der „THz-aktivierten“ optischen Bilder zu verhindern, ist es bei diesen Aufbauten sehr wichtig, dass der Detektorkristall auf der der Probe zugewandten Seite eine für den THz-Strahl hochreflektierende Beschichtung aufweist. Ohne Abstand zwischen Kristall und Probe kann nämlich nicht mehr aufgrund des Zeitversatzes zwischen dem optischen und dem THz-Bild unterschieden werden. Zusätzlich bietet es sich an, den Kristall auf der der Probe abgewandten Seite mit einer Antireflexschicht zu versehen, um die Ein- und Auskopplung des Probestrahles zu verbessern.

²Nur dann dringt mit der Frequenz des Referenzsignals intensitätsmoduliertes Licht durch den zweiten Polarisator.

6.2 Messungen

Mit der geänderten Strahlgeometrie und einem mit Reflexschicht versehenen, 50 μm dünnen X-Cut LiTaO₃-Kristall als elektrooptischen Detektor wurde ein THz-Bildgebungssystem realisiert, welches die Platzierung der Probe in unmittelbarem Kontakt mit dem Detektorkristall erlaubt. Die geringe Dicke des Kristalles vergrößert das Verhältnis von detektierten Nahfeldanteilen zu propagierenden Anteilen des THz-Pulses. In einem dickeren Kristall könnte eine propagierende THz-Welle weiter eine Phasenverschiebung im Abfragestrahl induzieren, während der Einfluss des Nahfeldes schon abgeklungen ist. Die propagierende Welle mit Fernfeldcharakter würde damit einen unerwünschten Hintergrund zu den Nahfeldanteilen darstellen.

6.2.1 Strahlprofil

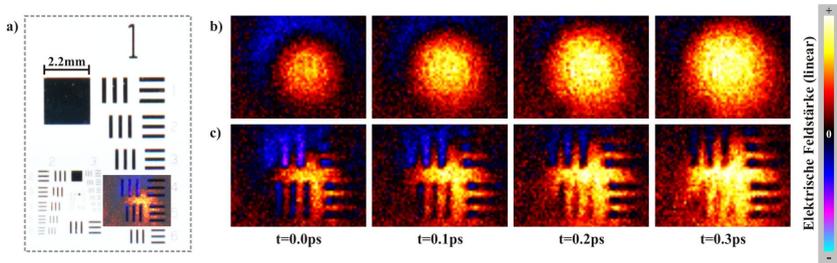


Abb. 6.4: Pulsausbreitung durch die Probe

Die ersten Messungen mit diesem Aufbau sind in Abbildung 6.4 dargestellt (siehe auch [154]). Die Teilbilder b) zeigen, wie der THz-Puls durch eine Stelle der Probe dringt, die keine Metallstrukturen enthält und somit das Strahlprofil zu den jeweiligen Zeitpunkten widerspiegelt. Darunter befinden sich mit den Teilbildern c) einige THz-Bilder zu den entsprechenden Zeitpunkten, während Metallstrukturen in das Bildfeld des Detektors gerückt sind. Teilbild a) zeigt ein Photo dieser Metallstrukturen.

Anhand der bekannten Größe der aufgenommenen Teststruktur kann die Größe des Bildfeldes bestimmt werden und es ergibt sich, dass hier eine Fläche von $\approx 3.2 \times 2.4\text{mm}^2$ abgebildet wird. Der Durchmesser des beleuchteten Fleckes beträgt damit 3.67mm. Der kollimierte Strahl aus dem Fernfeld-Setup mit einem ursprünglichen Durchmesser von rund $D_{koll} = 12\text{mm}$ wurde mit Hilfe einer $f = 40\text{mm}$ PTFE-Linse fokussiert. Unter Annahme einer zentralen Frequenz von 400GHz (vgl. Abbildung 5.7, rechts), also einer Wellenlänge von $\lambda = 750\mu\text{m}$, ergibt sich nach

$$d_{fokus} = \frac{4\lambda f}{\pi D_{koll}} \quad (6.1)$$

ein erwarteter theoretischer Durchmesser von 3.2mm, in welchem sich $\approx 86\%$ der zur Verfügung stehenden Strahlintensität (dieser Frequenz) konzentrieren [17].

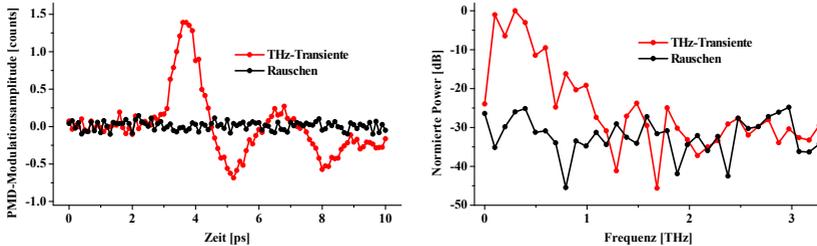


Abb. 6.5: Terahertz-Transiente eines zentralen Pixels im Nahfeld-Setup (links) und das berechnete Spektrum aus der *Fourier*-Transformation der Zeitbereichsmessung.

Abbildung 6.5 zeigt auf der linken Seite eine THz-Transiente eines zentralen Pixels der Beleuchtung im Nahfeld-Setup. Im Vergleich mit einer Transiente aus dem Fernfeld-Setup (Abbildung 5.7, links) fällt bereits eine reduzierte Dynamik auf. Die Signalform zeigt genauso wie die des fokussierten Strahles im Fernfeld-Setup sowohl positive als auch negative Amplitudenanteile. Einerseits trägt die reduzierte Dynamik mit zu einer verringerten Bandbreite des Nahfeld-Setups bei, wie in dem rechts dargestellten Spektrum zu erkennen ist. Andererseits sorgt das schlechte *Phasematching* in LiTaO₃ schon bei moderaten THz-Frequenzen für kleine Kohärenzlängen (vgl. Kapitel 2.3.6), wodurch die größere Steilheit des Frequenzabfalls im Vergleich zum Fernfeld-Aufbau mit ZnTe (Abbildung 5.7, rechts) erklärt werden kann [155].

6.2.2 Bestimmung der lateralen Auflösung mittels Teststrukturen

Im Nahfeld-Setup reicht der Fokusedurchmesser für die Beleuchtung des gesamten Bildbereiches aus. Daher werden hier nun im Fokus Bilder aufgenommen, an denen zunächst die Ortsauflösung dieses Setups bestimmt wird.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung kann das 90-10-Kriterium herangezogen werden. Dabei wird vermessen, auf welcher Strecke das Intensitätssignal von 90% auf 10% abfällt. Dazu wurde eine Glasplatte mit der Kante einer aufgedampften Goldschicht in die Mitte des Bildfeldes gebracht und ein Bild aufgenommen (Abbildung 6.6). Die Messdaten auf einem Schnitt durch das Bild senkrecht zur Kante sind links neben dem Bild aufgetragen. Die rote Kurve zeigt die genormten Messdaten der aufgenommenen Feldamplitude. Die Daten wurden quadriert, um Werte proportional zur THz-Intensität zu erhalten, welche hier grün aufgetragen sind. Diese Kurve schneidet die Grenzwerte im Abstand von 139.4 μ m; bei Betrachtung der gemessenen Amplitude liegen die Schnittpunkte 167.2 μ m auseinander. Für diese und die folgenden

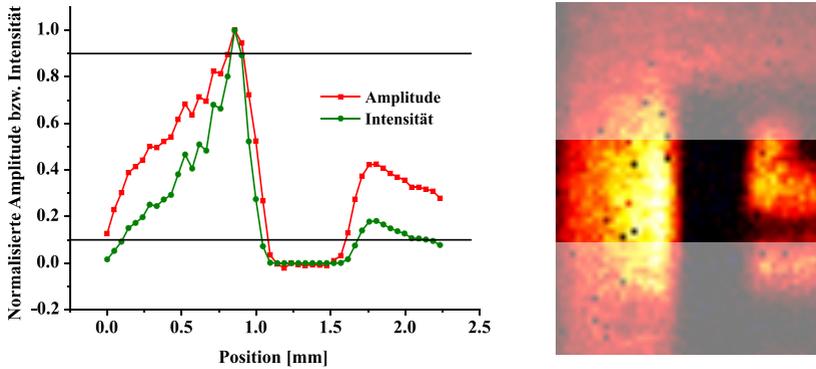


Abb. 6.6: Bestimmung der Ortsauflösung mit dem 90-10-Kriterium. Rechts das THz-Bild einer Kante, links ein über 20 Zeilen gemittelter Querschnitt der gemessenen Amplitude und der errechneten Intensität.

THz-Aufnahmen wurde die optische Abbildung des Kristalls auf das demodulierende Detektorarray derart verändert, dass der Bildbereich nun $3.04\text{mm} \times 2.28\text{mm}$ beträgt.

Alternativ kann man die Ortsauflösung auch mit Hilfe eines *USAF Resolution Test Targets* bestimmen, indem untersucht wird, welches die kleinste Struktur ist, die noch auf einer Aufnahme zu erkennen ist (vgl. Abschnitt 2.1.3). In Abbildung 6.7 ist das verwendete Target zusammen mit THz-Aufnahmen gezeigt, welches aus einer entsprechend den Maßen der Tabelle in Abbildung 2.3 strukturierten Chromschicht auf einer Glasplatte besteht.

In der rechten, in das Bild des Targets montierten Aufnahme sind die Elemente 4 und 5 der Gruppe 1 gut aufgelöst. Dennoch ist hier schon zu erkennen, dass die Ortsauflösung polarisationsabhängig ist, da die senkrechten Balken weniger gut aufgelöst werden als die waagerechten. Die Polarisation des elektrischen Feldes der THz-Beleuchtung ist parallel zur längeren Bildkante.

In der Bildmitte der linken Aufnahme sind die Elemente 3 und 4 der Gruppe 2 zu erkennen. Am unteren Rand dieser Aufnahme finden sich auch noch die waagerechten Strukturen des Elements 2.5. Wie der Tabelle in Abbildung 2.3 zu entnehmen ist, liegt die Ortsauflösung damit im Bereich von $177\mu\text{m}$ bis $158\mu\text{m}$ und so im selben Bereich wie das zuvor ermittelte Ergebnis der Amplitudenbetrachtung mit dem 90-10-Kriterium (*Knife-Edge-Method*).

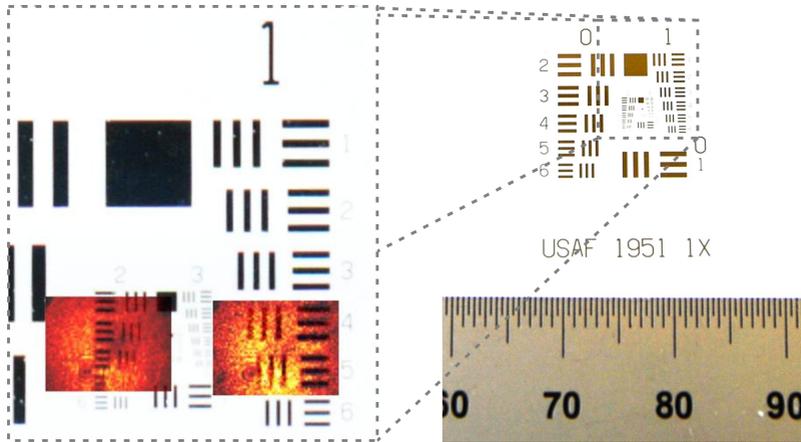


Abb. 6.7: Nahfeld-THz-Aufnahmen eines *USAF Targets*. Links eine Detailaufnahme mit den THz-Bildern, rechts das gesamte Target mit einer mm-Skala zum Größenvergleich

6.2.3 Beispielanwendung: Messungen an einem Biochip

Die spektroskopischen THz-Technologien sind ein interessantes Werkzeug für die Untersuchung von Biomolekülen, da viele von ihnen Resonanzen in diesem Frequenzbereich aufweisen [157, 158]. Hier ist man bemüht, mit einer möglichst geringen Stoffmenge auskommende Konzepte und parallelisierbare Verfahren zu entwickeln. Eine FSS (*Frequency Selective Surface*) vereinigt diese beiden Forderungen, da an ihr als flächiges Element an zahlreichen Stellen gleichzeitig gemessen werden kann.

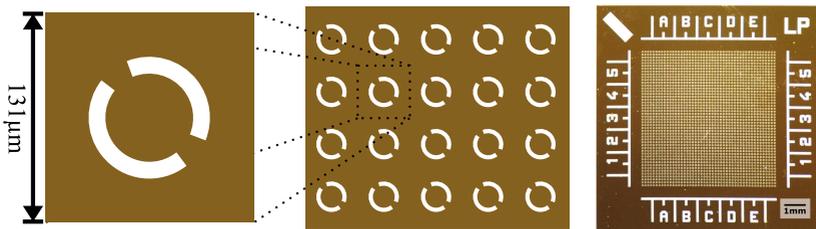


Abb. 6.8: Einzelzelle, Resonatorarray und Chipphoto des Biochips (vgl. [156]).

Darüber hinaus konzentriert ihre Struktur das elektrische Feld, welches mit der Probe interagiert, in einem kleinen Volumen, womit auch die Stoffmenge an diesem Ort konzentriert und entsprechend verringert werden kann. In einer parallel am Institut von *Debus et al.* durchgeführten Arbeit wird ein Biochip auf Basis einer FSS zusammen mit einem Lesegerät entwickelt [156, 159]. Die Struktur des Biochips implementiert dabei ein Array von sogenannten komplementären *Split-Ring*-Resonatoren, welches in Abbildung 6.8 dargestellt ist.

Das linke Teilbild zeigt ein Element des Arrays im Detail, wobei die eingefärbte Fläche die Goldschicht, welche auf einem Glaswafer strukturiert wurde, darstellt. Rechts ist ein Photo des gesamten Biochips zusammen mit einem hineinmontierten Imm-Balken zum Größenvergleich gezeigt. Durch die Asymmetrie der Ringe entsteht bei entsprechender Anregung mit der Polarisationsrichtung der elektrischen Komponente senkrecht zu den Kreissegmenten ein Resonanzfeature. Wird die Struktur mit einem Dielektrikum beladen, so verschiebt sich die Resonanzfrequenz. Entsprechend kann von der Frequenzverschiebung auf die dielektrischen Eigenschaften des aufgebrachtten biologischen Materials geschlossen werden. [159]

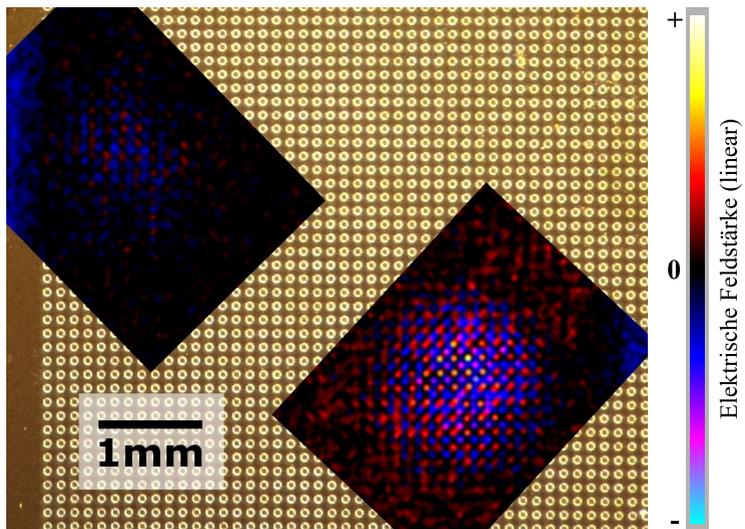


Abb. 6.9: Biochip mit darüberegelegten THz-Bildern, aufgenommen mit verschiedenen Polarisationsrichtungen (jeweils parallel zur längeren Kante des THz-Bildes).

Abbildung 6.9 zeigt Aufnahmen dieses Biochips mit dem Nahfeld-Setup. Die Polarisationsrichtung der Anregung ist jeweils parallel zur längeren Kante des THz-Bildes.

Die rechte Aufnahme zeigt, wie die einzelnen Elemente des Biochips aufleuchten, da sie in der korrekten Richtung angeregt wurden. Die linke Aufnahme zeigt die Situation bei nahezu senkrechter Anregung. Die Struktur wird in dieser Konfiguration stark reflektierend und auf der Seite des Detektorkristalls sinkt die Feldstärke auf nahezu null.

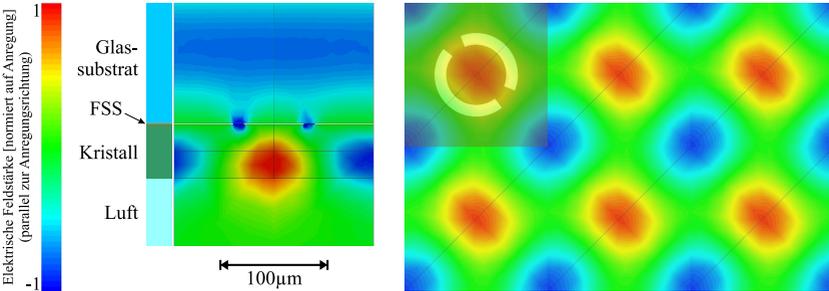


Abb. 6.10: HFSS-Simulation der Messung am Biochip. Die roten und blauen Bereiche insbesondere im Kristall zeigen die gegensätzlichen Vorzeichen der Komponente des elektrischen Feldes, welche parallel zur anregenden Feldstärke gerichtet ist (für die der Kristall ausgerichtet ist). Im linken Teilbild ist die Propagationsrichtung der anregenden Welle parallel zur gezeigten Ebene (von oben nach unten). Rechts ist ein Schnitt auf halber Dicke durch den Kristall (senkrecht zur Propagationsrichtung) gezeigt.

Das in Abbildung 6.10 dargestellte Ergebnis einer HFSS-Simulation³ zeigt, dass die im Experiment gemessene Feldverteilung durchaus von dem Biochip hervorgerufen werden kann. Es ist allerdings zu beachten, dass die Simulation von einer CW-Beleuchtung mit einer einzigen Frequenz ausgeht, während im Experiment mit gepulster THz-Strahlung gearbeitet wurde, welche einen großen Spektralbereich abdeckt. Das Verhalten der Ringstruktur des Biochips ist allerdings absichtlich stark frequenzabhängig und das in Abbildung 6.9 gezeigte Messergebnis eine Überlagerung aus sämtlichen gemessenen Frequenzanteilen.

Interessant an diesem Experiment ist aber auch die Feststellung, dass eine wesentlich größere laterale Auflösung der gemessenen Feldverteilung beobachtet wird, als es bei der Charakterisierung an einfachen Strukturen der Fall war. Dort war die Auflösung durch die von der Teststruktur hervorgerufenen Beugung der einfallenden Strahlung in den Kristall beschränkt (vgl. Kapitel 2.1.2). Wird das Feld aber durch entsprechende zu vermessende Strukturen innerhalb des Detektorkristalls noch stärker verwirbelt,

³HFSS (*High Frequency Structure Simulator*) ist eine Software der Firma Ansoft zur Simulation der Interaktion von elektromagnetischer Strahlung mit (metallischen) Strukturen mit der Finite Elemente Methode.

so liegt das Auflösungslimit des Nahfeld-Setups eher auf der Seite des Pixel-Pitches des Detektorarrays oder im Beugungslimit der optischen Abbildung des Kristalls auf das Detektorarray.

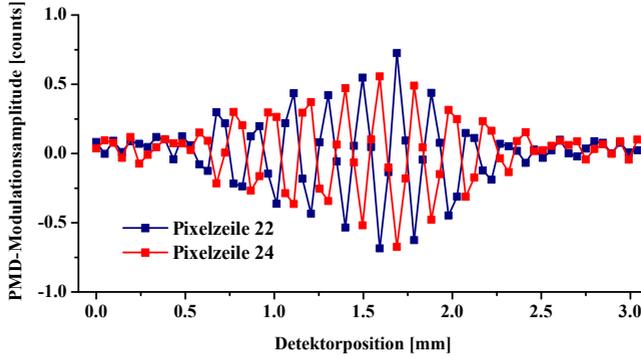


Abb. 6.11: Zwei Zeilen der aus dem Zentrum der THz-Aufnahme mit korrekter Anregungspolarisation aus Abbildung 6.9. Dargestellt sind die Messwerte der PMD-Modulationsamplitude der einzelnen Pixel.

Abbildung 6.11 zeigt, dass bei der Messung am Biochip die Länge der Diagonalen einer Elementarzelle der Chipstruktur ($\sqrt{2} \cdot 131\mu\text{m} = 185.3\mu\text{m}$) ungefähr vier PMD-Pixelabständen auf dem Detektorkristall entspricht ($4 \cdot 47.5\mu\text{m} = 190\mu\text{m}$). Dadurch wechselt das Vorzeichen des gemessenen elektrischen Feldes innerhalb von zwei Pixel-Breiten. Die Auflösung ist in diesem Fall durch die Größe der PMD-Pixel in der Kette der Abbildungen (THz-Abbildung auf Kristall \rightarrow optische Abbildung auf PMD-Kamera) begrenzt, da die THz-Intensität in weniger als $47.5\mu\text{m}$ von 90% auf 10% fällt.

Darüber hinaus hat auch die Dielektrizitätskonstante des verwendeten Detektorkristalls Einfluss auf das Feldbild sowie auf das Verhalten der untersuchten Probe. So wird bei einer großen Dielektrizitätskonstante zum einen das elektrische Feld in den Detektorkristall gezogen, zum anderen wird z.B. im Falle des Biochips die Resonanzfrequenz der Ringstruktur hin zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Dadurch, dass der Kristall in die Nähe der zu untersuchenden Probe gebracht wird, ist keine neutrale Messung mehr möglich.

Weiterhin ist zu beachten, dass in diesem Fall ein nicht propagierendes Nahfeldphänomen aufgenommen wurde. Die Annahme, dass der Abfragepuls mit einem mitpropagierenden und daher relativ zu ihm statischem Feld interagieren würde, trifft hier nicht mehr zu. Vielmehr wird hier ein im Kristall zu einem Zeitpunkt lokalisiertes Feld von dem propagierenden optischen Puls abgefragt und somit detektiert.

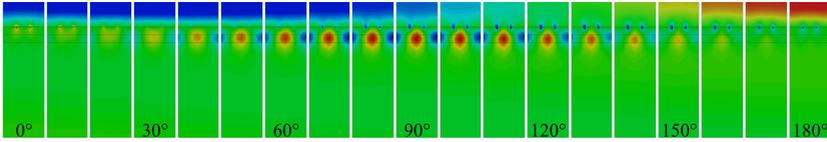


Abb. 6.12: Phasenanimation der HFSS-Simulation der Messung am Biochip. Zwischen den Bildern liegt ein Phasenschritt um 10° bei einer Anregungsfrequenz von 500GHz. Für die Feldstärke gilt die gleiche Farbskala wie in Abbildung 6.10.

Abbildung 6.12 zeigt den zeitlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke in 10° -Schritten der Anregungswelle bei 500GHz, welche auch in diesen Bildern von oben auftritt. Am oberen Bildrand ist deutlich der Vorzeichenwechsel der gezeigten Halbwelle zu erkennen (es gilt die Farbskala aus Abbildung 6.10). Mit dieser Welle werden die Ringe angeregt, die wiederum die Feldverteilung auf der Unterseite der FSS und damit im Kristall bestimmen. Dort entsteht ein Bereich mit maximal positiver Feldstärke (bei 90° , rot), der von antiphasigen Bereichen (blau) eingeschlossen ist. Diese Feldverteilung entsteht phasenversetzt mit der Anregungswelle und verschwindet wieder, bleibt aber auf die Region des Detektorkristalles beschränkt und propagiert nicht; der Bereich der unteren Bildhälfte zeigt eine elektrische Feldstärke konstant nahe null. Dadurch, dass diese Feldanteile nicht propagieren, ist diese Feldverteilung nur im Nahfeld sichtbar und das Bild lässt sich im Fernfeld nicht mehr rekonstruieren.

6.3 Charakterisierung

Dynamik

Der Vergleich der Transienten des Fernfeld- (Abbildung 5.7) mit der des Nahfeld-Setups (Abbildung 6.5) lässt eine geringere Dynamik des letzteren erkennen. Die Untersuchung des SNR liefert hier eine Dynamik von rund 25dB/Hz, während das Fernfeld-Setup bei Verwendung des gleichen Emitters im Fokus eine Dynamik von 47.4dB/Hz liefert (vgl. Abbildung 5.12).

Die theoretisch bestimmten Modulationstiefen bei Verwendung von ZnTe und LiTaO₃ als elektrooptische Kristalle wurden in Tabelle 2.1 aufgeführt. Zwar führen die größeren elektrooptischen Koeffizienten des LiTaO₃ zu einer entsprechend größeren Brechungsindexänderung, jedoch kann diese die geringere Kristalldicke nicht kompensieren. Es resultiert eine um den Faktor 13.14 geringere Modulationsamplitude bei Verwendung einer *Crossed-Polarizers*-Geometrie mit einem 50 μ m dünnen LiTaO₃-Kristall, wodurch die um 22.4dB verringerte Dynamik erklärbar ist.

Da die Modulationstiefe bei Verwendung des dünnen LiTaO₃-Kristalles kleiner ausfällt, wurde versucht, durch längere Integrationszeiten bzw. Mitteln eines größeren

Messdatenintervalles die Dynamik zu verbessern. In Abbildung 6.13 ist das Ergebnis eines solchen Vorgehens gezeigt.

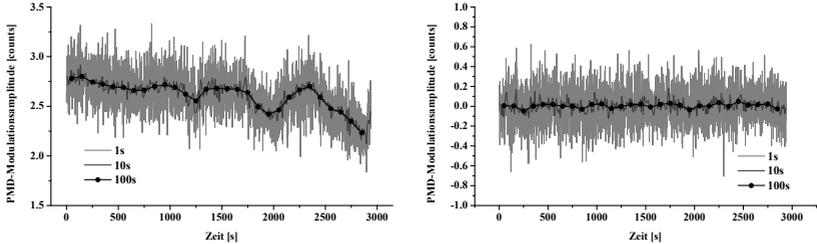


Abb. 6.13: Signalschwankungen bei unterschiedlichen Integrationsdauern auf großer Zeitskala. Links der Verlauf des gemessenen THz-Signals, rechts der Verlauf des Detektorrauschens (THz-Strahl geblockt).

Die Schwankungen zwischen den benachbarten Messungen verringern sich zwar erwartungsgemäß, aber es wird auf dieser extrem langen Zeitskala ein Drift des gemessenen Signales (links) deutlich erkennbar. Werden diese Abweichungen von einem konstanten Erwartungswert mit in die Berechnung des RMS der Schwankungen einbezogen, so sinkt die normierte Dynamik bei Messung über längere Zeiträume. Bei Betrachtung des bei geblocktem THz-Strahl gemessenen Rauschens (rechts) treten diese Schwankungen nicht auf, der Erwartungswert bleibt konstant bei null. Für diese beiden Messreihen wurde jeweils die Differenz einer Hell- und einer Dunkelmessung genutzt (ON-OFF, vgl. Abschnitt 3.2). Die getrennte Darstellung der Einzelmessungen (Abbildung 6.14) zeigt neben einem Offset, dass die Schwankungen sogar noch stärker ausgeprägt sind.

Die Schwankungen der Signale in den Rohdaten deuten auf Intensitätsschwankungen des Pulsasers hin. Auf der Detektorseite (Dark: ON) können diese durch die Offsetkorrektur mit der zeitnah aufgenommenen Referenzmessung (Dark: OFF) gut ausgeglichen werden (Dark: ON-OFF, wie rechte Hälfte in Abbildung 6.13 bei $t_c = 1\text{s}$). Sie führen aber auch zu einer Variation der THz-Feldstärke, wodurch die Laserintensitätsschwankungen auf dem offsetkorrigierten THz-Signal (Bright: ON-OFF, wie linke Hälfte in Abbildung 6.13 bei $t_c = 1\text{s}$) wiedergefunden werden können. Bei dieser Messung ist der negative Offset vom Betrag her größer als das THz-induzierte Messsignal. Daher sinkt hier die (absolute) Messamplitude mit vorhandenem THz-Signal gegenüber der Dunkelmessung.

Durch die Schwankungen in der Laserintensität bleiben Referenzmessungen zur Offsetkorrektur nicht lange gültig und müssen zeitnah zur Messung des THz-Signales und in kurzen Intervallen aufgenommen werden. Insbesondere ist die Nutzung einer einmalig für die Setup-Inbetriebnahme aufgenommenen Referenzmessung nicht möglich.

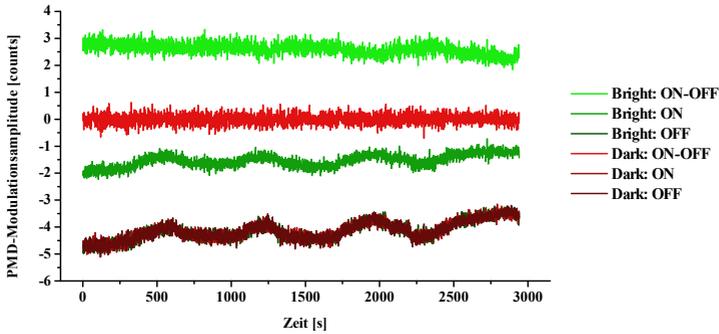


Abb. 6.14: Messung einer konstanten Feldamplitude über einen längeren Zeitpunkt (*bright*). Messdaten mit geöffnetem Blocker (ON) und Referenzmessung bei geschlossenem Blocker (OFF). Die Differenz daraus eliminiert den Offset (ON-OFF, vgl. Abbildung 5.10). Identische Messung bei geblocktem THz-Strahl (*dark*).

Auflösung

Gegenüber dem Fernfeld-Setup konnte die Auflösung erheblich gesteigert werden. Aus diesem Grund wird im Nahfeld-Setup der Detektorkristall um den Faktor 1:2.1 vergrößert auf das Detektorarray abgebildet. Der in der PMD-Kamera verbauten 3kS-Chip hat einen Pixel-Pitch von $100\mu\text{m}$ in beiden Dimensionen, womit jedes Pixel auf der mit dem Kristall in Kontakt befindlichen Probe einer Fläche von $47.5\mu\text{m} \times 47.5\mu\text{m}$ entspricht. Die laterale Auflösung des THz-Bildes kommt in diese Größenordnung (siehe insbesondere Abschnitt 6.2.3) und wird deshalb auch von der Geometrie des Detektorarrays mitbestimmt. In Abbildung 6.9 nehmen benachbarte Pixel entlang einer Detektorzeile⁴ im zentralen Bereich aufeinanderfolgend je einmal positive, niedrige, negative und wieder niedrige Werte an. Für eine detailliertere Darstellung des Feldverlaufes muss die Anzahl der Pixel pro Fläche erhöht werden, also entweder ein kleineres Gesichtsfeld der Abbildung des Detektorkristalles auf die PMD-Kamera gewählt oder eine weiterentwickelte PMD-Kamera mit erhöhter Detektorauflösung verwendet werden.

⁴Diese Richtung liegt diagonal zur Abbildung und entlang der Diagonalen der Elementarzellen der Chipstruktur (Siehe auch Abbildung 6.8).

Kapitel 7

Fazit

Für THz-Bildgebung mit großer Messdynamik existieren zahlreiche Ansätze, in denen das Objekt mit einem einelementigen Detektor abgescannt wird, um dann aus den einzelnen Messpunkten ein Bild mit der gewünschten Information zusammensetzen. Um Messzeiten zu verkürzen, besteht seit dem Aufkommen der verschiedenen THz-Technologien großes Interesse an der Parallelisierung der Messdatenaufnahme. Als kohärente Messmethode mit direktem Zugriff auf Frequenz- und Phaseninformationen im THz-Bereich hat insbesondere die elektrooptische THz-Detektion Potential zur Realisierung von Detektorarrays. Schon früh wurden mit dieser Methode Bildgebungsaufbauten in der Literatur vorgestellt, jedoch waren diese derart unsensitiv, dass sie von der Verwendung aufwändiger, teurer und wartungsintensiver Verstärkerlasersysteme abhingen. Nur mit deren großen Pulsenergien konnten THz-Pulse mit genügend großen elektrischen Feldstärken erzeugt werden, sodass die als optoelektronische Wandler (bzw. Detektorarrays) verwendeten CMOS- oder CCD-Kameras ausreichten. Mit unverstärkten Pulslasern hoher Repetitionsrate und entsprechend niedrigen Pulsenergien lassen sich nur THz-Pulse mit verminderter elektrischer Feldstärke erzeugen, wodurch die Dynamik der THz-Experimente so weit sinkt, dass sie für Bildgebung mit diesen Kameras ungeeignet werden.

Ziel dieser Arbeit war es, zu untersuchen, ob mithilfe der PMD-Kamera die Dynamik in elektrooptischen THz-Bildgebungsaufbauten mit unverstärkten Pulslasern so weit erhöht werden kann, dass diese Experimente mehr als nur die Untersuchung eines THz-Fokus ermöglichen. Schon die aufgenommenen Bilder zeigen, dass dieses Ziel erreicht wurde und ermöglichen einen ersten Vergleich mit Experimenten aus der Literatur. Darüber hinaus wurde das System sorgfältig charakterisiert, damit es in seiner Leistungsfähigkeit auch mit zukünftig aufkommenden Entwicklungen verglichen werden kann. Der differenzierte Vergleich mit Aufbauten aus der Vergangenheit ist oft nur indirekt möglich, da detaillierte Angaben zur Dynamik in den Veröffentlichungen fehlen.

7.1 Dynamik

Dieser indirekte Vergleich führt, da präzise Angaben zur erzielten Dynamik fehlen, über einen subjektiven Eindruck aus den in der jeweiligen Veröffentlichung gezeigten Bildern und wird ergänzt durch Angaben über die erforderlichen Anforderungen

wie Kühlung oder Laserpulsenergie. Tabelle 7.1 zählt diejenigen THz-Imaging-Setups aus der Literatur auf, die am besten charakterisiert sind. Das letzte Feld fasst die Leistungsdaten des Fernfeld-Setups aus dieser Arbeit (vgl. Kapitel 5) zusammen.

Wie in der Tabelle zu erkennen ist, sind in zahlreichen Veröffentlichungen die Experimente unvollständig charakterisiert. Die Tabelle erwähnt zum Vergleich mit den Experimenten von *Nahata et al.* und *Lee et al.* auch THz-Imaging-Aufbauten, welche nicht auf der Verwendung von PulsLasern beruhen. So beschreiben *Nahata et al.* einen Aufbau mit zwei CW-DFB-Lasern, welcher im Fokus eine Modulationstiefe in der Größenordnung von 10^{-5} erreicht [135]. Für ein einziges akzeptables Bild mussten allerdings 50000 Bilder unbekannter Integrationsdauer bei einer Messdauer von insgesamt 40 Minuten gemittelt werden, während in dieser Arbeit innerhalb von 30s ein Bild mit 1s Integrationsdauer und einer Dynamik von 44dB aufgenommen wurde. Das Experiment von *Lee et al.* vertritt mit einem Mikrobolometerarray als Leistungsdetektor die Klasse der inkohärenten Messmethoden. Mit 50mW THz-Leistung (im Vergleich zu 1.2 μ W zeitgemittelter Leistung aus dem photokonduktiven Emitter dieser Arbeit) aus einem kryogen auf 30K gekühlten QCL wird eine Dynamik von rund 34dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$ erzielt [141].

Der Aufbau von *Crawley et al.* ist der bisher einzige Versuch, THz-Imaging mit gekreuzten Polarisatoren durch die Kombination eines PulsLasers hoher Repetitionsrate mit einer CMOS- oder CCD-Kamera zu realisieren. Es fehlen Angaben zur Dynamik, aber auch die in der Veröffentlichung gezeigten Bilder aus der Mittelung von 4000 Einzelbildern unbekannter Integrationszeit lassen den Aufbau nicht geeignet für THz-Bildgebung erscheinen [134].

Die übrigen gepulsten Setups benutzen Verstärkerlaser in Kombination mit elektrooptischer Detektion sowie CCD- oder CMOS-Kameras und unterscheiden sich in Details zur Datenauswertung und zur Synchronisation zwischen der Modulation der Quelle und der Kamera sowie ggf. dem verwendeten Laser. Die Laser lassen sich über die Repetitionsraten klassifizieren: Je niedriger f_{rep} , desto größer ist die Pulsenergie. Aber auch die Komplexität und damit die Größe, die Kosten und der Wartungsaufwand steigen gleichermaßen. Die Laser mit $f_{\text{rep}} = 1\text{kHz}$ liefern Pulsenergien in der Größenordnung von knapp 1mJ, bei $f_{\text{rep}} = 250\text{kHz}$ verringert sich die Energie entsprechend auf ca. 4 μ J. Die Pulsenergie des hier verwendeten Lasers ist um den Faktor 42200 bzw. 170 auf nur 23.7nJ verringert. *Lu et al.* erreichen eine Modulationstiefe von 0.75 [133], *Miyamaru et al.* 0.01, wobei sich für den Aufbau des Letzteren eine Dynamik von 56.7dB/Hz im fokussierten Strahl ableiten lässt. Diese Dynamik ist vergleichbar mit der in dieser Arbeit im fokussierten Strahl erreichten, allerdings war eine um den Faktor 5300 – 42200 vergrößerte Pulsenergie notwendig. Darüber hinaus benötigt dieses System eine mit dem Laser synchronisierte Hochgeschwindigkeitskamera zur Implementierung einer speziellen Methode zur Messdatenaufbereitung [123]. *Yasuda et al.* liefern in [124] Angaben zur erreichten SNR in ihrem Imaging-Setup mit Verstärkerlaser und einer thermoelektrisch auf -15°C gekühlten CCD-Kamera. Ihr System ermöglicht durch die Verkipfung von THz- und Abfragestrahl die Aufnahme einer THz-Transiente ohne Scan der Verzögerungsstrecke. Aus den Angaben lässt sich eine Dynamik von 49.6dB/Hz für eine einzelne Transiente und 38.2dB/Hz unter

Paper	Lu97[133]	NAHATA02[135]	CRAWLEY06[134]
Emitter	PC-GaAs 4.8kV/cm 500mW pump	PC-Mixer Differenzfrequenz	PC-SI GaAs 200V, 1.2W
Detektor	CCD 288×384px	288×384px CCD 4×4 binning	CMOS
Kristall	3.36mm ZnTe	6.7mm ZnTe	1mm ZnTe
Kompensator	—	Soleil Babinet	k.A.
Strahl	Fokus	Fokus	Fokus
Messgröße	E-Feld	E-Feld	k.A.
$\Delta I/I$	75%	$\approx 4 \cdot 10^{-5}$	k.A.
Dynamik	k.A.	SNR= 10 \pm 20dB	k.A.
P auf Kristall	3.3kV/cm	50mV/cm	k.A.
Messdauer	26ms	40min 50000 Frames	4000 Frames
Laser	250kHz, 800nm, 200fs	2x DFB, CW	80MHz, 800nm, 100fs, 1.5W
Pulsenergie	4 μ J	—	k.A. (\approx 20nJ)
Paper	RUNGSAWANG05[122]	LEE06[141]	MIYAMARU04[123]
Emitter	Large-Aperture SI-GaAs 30mm, 5kV, 500 μ J pump	QCL 4.31THz, 30K, 50mW peak	Opt. Gleichrichtung 3mm ZnTe 140 μ J pump
Detektor	High-Speed CCD 256×120px, 8Bit	Mikrobolometer 320×240px	High-Speed CMOS 128×128px, 1kHz
Kristall	1mm ZnTe	—	4mm ZnTe
Kompensator	$\lambda/4$	—	k.A.
Strahl	Geweitet	Geweitet	Fokus
Messgröße	E-Feld	Power	k.A.
$\Delta I/I$	k.A.	—	1%
Dynamik	16dB	340@20Hz \pm 31.8dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$	680@1s \pm 56.7dB/Hz
P auf Kristall	k.A.	k.A. (\approx 30mW)	k.A.
Messdauer	30ms × 30	k.A.	k.A.
Laser	1kHz, 800nm 150fs	—	1kHz 150fs
Pulsenergie	k.A. (\approx 1mJ)	—	k.A. (\approx 1mJ)
Paper	YAMASHITA05[12]	YASUDA06[124]	SPICKERMANN
Emitter	Large-Aperture SI-GaAs, 25mm, 4.6kV, 10Hz	Opt. Gleichrichtung 4mm ZnTe 200 μ J pump	Semi-LA SI-GaAs 300V 1.3W pump
Detektor	CCD 384×288px, 20fps	CCD, 12bit, -15°C	3kS PMD-Kamera 64×48px
Kristall	2mm ZnTe	1mm ZnTe	1mm ZnTe
Kompensator	k.A.	k.A.	$\lambda/4$
Strahl	Geweitet	Geweitet	Geweitet
Messgröße	E-Feld	E-Feld	E-Feld
$\Delta I/I$	k.A.	k.A.	$\approx 1 \cdot 10^{-2}$
Dynamik	k.A.	38.2dB/Hz – 49.6dB/Hz	44dB/Hz
P auf Kristall	k.A.	k.A.	$\approx 1.2\mu$ W
Messdauer	11min	70ms	30 × t_{int}
Laser	1kHz, 800nm 130fs	1kHz, 800nm, 100fs	76MHz, 800nm, 120fs, 1.8W
Pulsenergie	k.A. (\approx 1mJ)	1mJ	23.7nJ

Tab. 7.1: Vergleich einiger THz-Bildgebungsaufbauten.

Berücksichtigung der Variation zwischen den Einzelbildern ableiten. In den übrigen Veröffentlichungen fehlen Angaben zu Dynamik oder SNR.

Das Fernfeldsetup der vorliegenden Arbeit erreicht durch Verwendung der PMD-Kamera im aufgeweiteten THz-Strahl eine Dynamik von 44dB/Hz und kommt dabei mit einem einfachen, unverstärkten Puls laser mit hoher Repetitionsrate aus. Die NEP (*Noise Equivalent Power*) eines einzelnen Pixels der PMD-Kamera lässt sich aus der zeitgemittelten Leistung des THz-Emitters und dem gemessenen Rauschpegel in der Kamera ableiten und beträgt bei Verwendung eines 1mm dicken ZnTe-Kristalles 986fW bei einer Messbandbreite von 1Hz. Das Detektionslimit für die elektrische Feldstärke beträgt 90.8mV/cm. Die NEP für die zeitgemittelte Leistung lässt sich überführen in eine NEP für Peak-Leistungen von 13.4nW, welche das Detektionslimit in einem Pixel für die Kombination des Setups mit einer CW-THz-Quelle bildet.

7.2 Laterale Auflösung

Die begrenzten Leistungen des aufgeweiteten THz- und Abfragelaserstrahls, sowie die Durchmesser der verfügbaren Detektorkristalle und THz-Optiken beschränken die Bildweite und Auflösung des Fernfeld-Setups. Die Auflösung wird weiterhin von der Wellenlänge der THz-Beleuchtung bestimmt. Das Setup hat eine Bandbreite von 0.1 – 1.7THz, wobei die größte Leistung bei einer Zentralfrequenz von ca. 0.4THz angesiedelt ist. Damit liegt die Wellenlänge mit dem größten Einfluss bei 750µm und es wird bei einem Gesichtsfeld von 16mm × 12mm eine Auflösung von 2.3mm erreicht. Zwar kann das Detektorarray 3072 individuelle Pixel parallel vermessen, jedoch kann durch die optische THz-Abbildung ein solcher Detailreichtum nicht erreicht werden. Bezieht man die laterale Auflösung mit auf die Größe des Gesichtsfeldes, so hat das Bild nur rund 7 × 5 effektiv unterscheidbare Pixel. Bei Veränderung der THz-Abbildung, infolgedessen ein größerer Bildbereich aufgenommen werden kann, verschlechtert sich die Auflösung weiter, sodass damit auch ähnlich wenige effektive Pixel verfügbar werden. Abbildung 7.1 verdeutlicht dies an THz-Aufnahmen an einem *USAF Resolution Test Target*.

Auf der linken Seite (a) sind die Elemente 2 bis 6 der Gruppe –3 in einer aus mehreren Bildern zusammengesetzten Aufnahme bei Verwendung einer auf ca. 2:1 verkleinerten THz-Optik zu erkennen. Nach jedem Einzelbild wurde das Testobjekt immer in die gleiche Richtung weiterbewegt. Die Bildweite sowie der Abstand zwischen dem Objekt und der Kamera sind vergrößert, aber eine geringe laterale Auflösung lässt nur wenige Details erkennen. Rechts (b) ist eine Messung an der nächstkleineren Gruppe –2 desselben Targets bei einer 1:1 THz-Abbildung dargestellt. Jedes Einzelbild deckt einen nur halb so großen Bereich des Objektes ab (erkennbar an der verminderten Breite des zusammengesetzten THz-Bildes), aber es können die kleineren Strukturen in dieser Gruppe aufgelöst werden.

Um das Auflösungspotential der PMD-Kamera mit ihren 3072 individuellen Pixeln besser auszunutzen, wurde ein THz-Nahfeld-Bildgebungssystem aufgebaut. Durch die Verwendung eines wesentlich dünneren LiTaO₃-Kristalles ist die Dynamik gegenüber

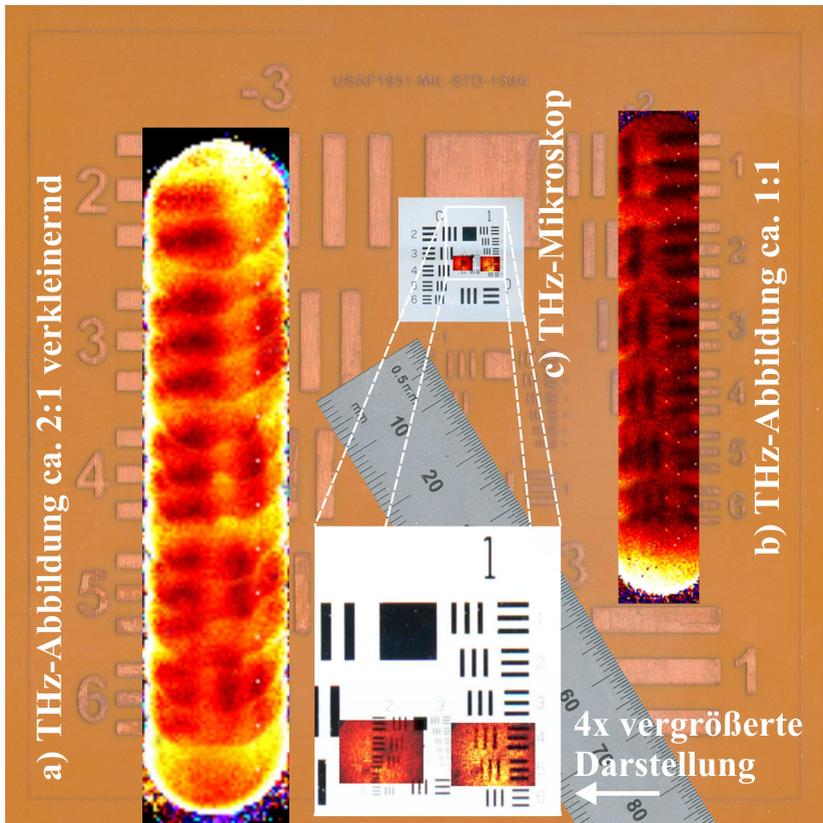


Abb. 7.1: Größenvergleich der verwendeten *USAF Targets* und der erreichten THz-Auflösung. a) Fernfeld-Bild bei 2:1 verkleinernder THz-Optik, b) Fernfeld-Bild bei 1:1 THz-Abbildung, c) Nahfeld-Aufnahme mit THz-Mikroskop an kleinerem *Resolution Test Target*.

dem Fernfeld-System zwar um 22dB verringert, die laterale Auflösung ist aber durch Wegfall der abbildenden Optik wesentlich gesteigert. Es können fast alle Elemente der um den Faktor 16 kleineren Gruppe 2 eines kleineren *USAF Resolution Test Targets* aufgelöst werden (c); die Auflösung liegt bei rund $160\mu\text{m}$. Bei einer Testanwendung an einem Biochip mit resonanten Elementen auf der Oberfläche (FSS, *Frequency*

Selective Surface) konnten sogar noch kleinere Details der Verteilung des Nahfeldes an dem Chip beobachtet werden. Hier wird das Auflösungsvermögen der PMD-Kamera voll ausgenutzt und jedes ihrer Pixel entspricht auf dem Objekt einer Fläche von etwas weniger als $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$. Parallel zu dieser Arbeit wurde mit dem *CamCube* eine höher auflösende PMD-Kamera von *PMDTec* entwickelt, welche eine Auflösung von 204×204 Pixeln bietet. Durch eine um den Faktor 6.3 verkleinerte sensitive Fläche der einzelnen Pixel verringert sich die Dynamik des Messsystems, allerdings kann entweder eine größere Objektfläche dargestellt oder ein größerer Detailreichtum erreicht werden. Bei Bedarf lässt sich auch diese Kamera einfach in den realisierten Aufbau integrieren.

7.3 Optimierungspotential

Bei der in dieser Arbeit verwendeten Belichtungszeit von 1ms ist die Messdauer rund $30\times$ länger als die effektive Integrationszeit. Zusätzlich zur Belichtungszeit entstehen Totzeiten für die Vorverarbeitung in der PMD-Kamera und insbesondere durch die Datenübertragung zum Computer. Für diese und andere Einsatzgebiete ist eine Spezialisierung der PMD-Kamera denkbar, um so die Messdauer zu verkürzen. In Experimenten, in denen die Referenzfrequenz von außen eingebracht wird – wie z.B. bei der Modulation des THz-Emitters durch die Bias-Spannung – und die Messung der Phasenlage bzgl. des Referenzsignals nur untergeordnete Bedeutung hat, würde die Messung bei nur einer Phasenlage ausreichen, ähnlich wie bei einem *Single-Phase-Lock-In*. Der Phasenabgleich könnte dabei bei der Erzeugung der Referenzsignale geschehen. Die derzeitige Kamera hingegen wurde speziell zur Implementierung der Laufzeitmessung entwickelt und realisiert diese durch eine unveränderliche Vier-Phasen-Messung. Folglich würde die Beschränkung auf eine Ein-Phasen-Messung die zu übermittelnden Daten auf ein Viertel reduzieren und die Messdatenauslese entsprechend beschleunigt.

Durch die niedrige Modulationstiefe auf einem großen, unmodulierten Hintergrund wird in den Experimenten dieser Arbeit der Sensorchip der PMD-Kamera mit einer großen Lichtintensität beleuchtet, wodurch trotz der SBI-Schaltung nur eine kleine Belichtungszeit genutzt werden kann. Um größere effektive Integrationszeiten zu erreichen, werden viele Einzelaufnahmen gemittelt, die aber zuerst zum Computer übertragen werden müssen. Hier könnte die Kamera optimiert werden, indem das Mitteln der Einzelaufnahmen Teil der Vorverarbeitung innerhalb der Kamera wird. Die zu übertragende Datenmenge ließe sich weiter auf einen Bruchteil verringern und die Messdauer verkürzen.

Weiterhin hat die Charakterisierung der PMD-Kamera ergeben, dass das Rauschen der Amplitudenmessung bei großen Beleuchtungsintensitäten noch um den Faktor 19 gegenüber der theoretischen Grenze des *Shot-Noise* erhöht ist. An dieser Stelle besteht also noch Optimierungspotential am PMD-Sensorchip selbst oder an der Ausleseelektronik der Kamera.

7.4 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit und den damit zusammenhängenden Veröffentlichungen wurde erstmals THz-Bildgebung mit PMD-Sensoren als demodulierendes Detektorarray realisiert und somit insgesamt ein signifikanter Beitrag zu diesem Forschungsbereich geleistet. Neben einem Fortschritt in der Entwicklung von Systemen zur THz-Bildgebung wurde auch ein neues Anwendungsgebiet für die PMD-Kamera erschlossen. Mit der Anbindung an die elektrooptische Detektion wurde sie nach der ursprünglichen Spezialisierung auf das Nahinfrarote nun zur Detektion von Strahlung im Ferninfraroten bzw. THz-Spektralbereich eingesetzt. Auch wenn das Gesichtsfeld der Kamera im derzeitigen Entwicklungsstand verhältnismäßig klein ausfällt, so sind dennoch vielfältige Einsatzmöglichkeiten als Diagnosewerkzeug in der Forschung und Industrie denkbar. Kombiniert mit größeren Optiken und leistungsstärkeren THz-Quellen ist weiterhin Bildgebung an größeren Objekten realistisch. Das volle Potential der lateralen Auflösung der PMD-Kamera für THz-Bildgebung wurde in einem Nahfeld-Aufbau entfaltet. Hier entsprach ein Pixel der Kamera einer Fläche von $47.5\mu\text{m} \times 47.5\mu\text{m}$ und es wurden Messungen in einer Beispielanwendung an einem Biochip gezeigt, wo diese Pixelgröße das Auflösungslimit darstellte.

Durch die parallele Messung an 3072 Bildpunkten ist die Messdauer gegenüber mechanisch scannenden Ein-Pixel-Aufbauten im Nah- und Fernfeld drastisch verkürzt. Auch wenn durch den Embedded-Computer in der Kamera und die Datenübertragung zum Messrechner die Messdauer mit der PMD-Kamera rund $30 \times t_{\text{int}}$ beträgt, so ergibt sich eine Verkürzung der Messdauer um mindestens¹ den Faktor 100.

Die realisierten Aufbauten wurden eingehend charakterisiert und die erzielten Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen verglichen, wobei eine sehr gute Übereinstimmung gefunden wurde. Im Vergleich mit existierenden gepulsten THz-Bildgebungssystemen (Tabelle 7.1), die eine brauchbare Dynamik liefern, wurde durch die Verwendung eines demodulierenden Detektorarrays in Form der PMD-Kamera die Sensitivität soweit verbessert, dass ein unverstärktes Pulslasersystem verwendet werden konnte. Ein Verbesserungsfaktor kann, da präzise Angaben zu Dynamik und Integrationszeiten sowie gemessenen THz-Feldstärken in der Literatur oft unvollständig sind, nur abgeschätzt werden:

Ausgehend davon, dass mit einer Pulsenergie von $4\mu\text{J}$ (Faktor 168 größer als in dieser Arbeit) aus einem photokonduktiven Emitter eine THz-Feldstärke im Fokus von 3.3kV/cm (Faktor 132) im Detektorkristall gemessen wurde [133] und diese Setups höchstens die gleiche Dynamik wie das Fernfeld-Setup dieser Arbeit ausweisen, so liegt die Verbesserung bei mindestens diesem Faktor (entsprechend 42dB). Ein ähnliches Setup liefert bei um weitere $250\times$ vergrößerter Pulsenergie² sogar nur ca. 16dB/Hz

¹Tatsächlich wird der Faktor noch höher ausfallen, da hier für das scannende Verfahren die Dauer der mechanischen Bewegung zwischen den einzelnen, sequenziell aufgenommenen Pixeln vernachlässigt wurde.

²Mit dieser hohen Pulsenergie sind mit photokonduktiven Emittlern sicherlich noch größere THz-Feldstärken erreichbar, allerdings steigt diese hier aufgrund von Sättigungsprozessen nicht mehr linear.

Dynamik [122], während in dieser Arbeit min. 47.4dB/Hz im Fokus gemessen wurden. Die Verbesserung stiege um weitere 30dB auf 72dB, entsprechend einer Erhöhung der Sensitivität für elektrische Felder um den Faktor 4000. In THz-Imaging-Setups mit Repetitionsraten von 1kHz und entsprechend hoher Pulsenergie (1mJ) eignen sich Emittter auf Basis von optischer Gleichrichtung in EO-Kristallen oder Plasmaemitter besser, da diese bei großen Pulsenergien größere THz-Feldstärken liefern (bis 400kV/cm [47]) als photokonduktive Emittter. Nimmt man an, dass die THz-Feldstärke in dieser Größenordnung weiter linear mit der Laserpulsenergie wächst, und die Dynamik der Setups weiter vergleichbar bleibt [124, 123], so entspricht der Faktor zwischen den verwendeten Pulsenergien dem Faktor der Verbesserung der Sensitivität. Im Vergleich mit dem hier genutzten Laser mit $f_{\text{rep}} = 76\text{MHz}$ (Pulsenergie: 23.7nJ) steht in den 1kHz-Systemen eine 42200-fach größere Pulsenergie zur Verfügung. Die Dynamik wäre somit durch diese Arbeit um 92dB gesteigert. Realistisch abgeschätzt wurde in dieser Arbeit die Sensitivität von THz-Bildgebungssystemen für elektrische Felder um zwei bis vier Größenordnungen verbessert.

Der Einsatz der PMD-Kamera in Kombination mit elektrooptischer THz-Detektion ist nicht auf den Einsatz von extern modulierten THz-Pulsquellen beschränkt. Vielmehr kann eine CW-THz-Quelle, wie eine elektronische Frequenzvervielfacherkaskade oder ein QCL, mit einem Pulslaser oder auch einem CW-Laserdiodenpaar synchronisiert werden, wobei aus der Synchronisierung ein Referenzsignal für die PMD-Kamera erzeugt wird [153, 63]. Ausreichend leistungsstarke Quellen vorausgesetzt, ist damit CW-THz-Bildgebung möglich, die auch ohne Zeitbereichsscan Zugriff auf Amplitude und Phase der THz-Welle erlaubt [81]. Die Phaseninformationen aus der PMD-Kamera beziehen sich in diesem Fall direkt auf die Phasenlage der THz-Welle und ermöglichen somit eine Bestimmung der optischen Weglänge auf sub-mm-Skala. Bei Verwendung einer CW-Quelle bei nur einer Frequenz ist der Eindeutigkeitsbereich einer Entfernungsmessung dann auf die Wellenlänge der Quelle begrenzt. Mit einer tunebaren CW-Quelle können nacheinander Phasenmessungen bei verschiedenen Wellenlängen durchgeführt werden, wodurch der Eindeutigkeitsbereich wieder vergrößert werden kann. Dadurch ließe sich eine Ranging-Kamera mit sub-mm-Tiefenauflösung und verhältnismäßig großem Eindeutigkeitsbereich realisieren.

Die PMD-Kamera wird in den elektrooptischen Messanordnungen prinzipiell als optisches Lock-In-Array verwendet, muss dabei aber nicht auf die Anwendung in der THz-Bildgebung beschränkt bleiben. Es sind vielmehr auch andere Einsatzgebiete möglich, in denen eine synchronisierte Messung einer Lichtintensitätsmodulation erfolgen soll. Diese Arbeit liefert neben der eingehenden Charakterisierung im Zusammenhang mit THz-Bildgebung auch eine wertvolle Basis für die Integration der PMD-Kamera in anderen optischen Messsystemen.

Anhang A

Rotation des Index-Ellipsoiden

Das Kristallkoordinatensystem mit den Hauptachsen x , y und z wird um den als $x \cdot m \cdot x^T = 1$ dargestellten Ellipsoiden zuerst um den Winkel ϕ um die z -Achse und dann um die neu positionierte y' -Achse um den Winkel θ gedreht. Im neuen Koordinatensystem X, Y, Z lässt sich der Ellipsoid als $X \cdot M \cdot X^T = 1$ darstellen. Durch die Rotationen kann die Matrix m in die Matrix M durch Multiplikation mit den Rotationsmatrizen R überführt werden:

$$\begin{aligned}
 M &= R_{y'}(\theta) \cdot R_z(\varphi) \cdot [m] \cdot R_z(-\varphi) \cdot R_{y'}(-\theta) \\
 \Leftrightarrow \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a & f & e \\ f & b & d \\ e & d & c \end{bmatrix} \\
 &\cdot \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix}.
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

Die Matrizen wurden mit Hilfe eines Computeralgebrasystemes ausmultipliziert und die einzelnen Elemente der Matrix M entsprechend der folgenden Rechnung auf die Form gebracht, wie sie in [94] zu finden sind:

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= a \cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \cos \varphi (2f \sin \varphi \cos^2 \theta - 2e \sin \theta \cos \theta) \\
 &+ b \sin^2 \varphi \cos^2 \theta - 2d \sin \varphi \sin \theta \cos \theta + c \sin^2 \theta \\
 &= a \cos^2 \varphi \cos^2 \theta + b \sin^2 \varphi \cos^2 \theta + 2f \sin \varphi \cos \varphi \cos^2 \theta \\
 &- 2e \sin \theta \cos \theta \cos \varphi - 2d \sin \theta \cos \theta \sin \varphi + c \sin^2 \theta \\
 &= (a \cos^2 \varphi + b \sin^2 \varphi + f \sin 2\varphi) \cos^2 \theta + c \sin^2 \theta \\
 &- (e \cos \varphi + d \sin \varphi) \sin 2\theta = A,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{12} &= f \cos^2 \varphi \cos \theta - \cos \varphi ((a - b) \sin \varphi \cos \theta + d \sin \theta) \\
 &\quad - f \sin^2 \varphi \cos \theta + e \sin \varphi \sin \theta \\
 &= (b - a) \sin \varphi \cos \varphi \cos \theta + f \cos^2 \varphi \cos \theta - f \sin^2 \varphi \cos \theta \\
 &\quad - d \cos \varphi \sin \theta + e \sin \varphi \sin \theta \\
 &= \left(\frac{b-a}{2} \sin 2\varphi + f \cos 2\varphi\right) \cos \theta + (e \sin \varphi - d \cos \varphi) \sin \theta = M_{21} = F, \\
 M_{22} &= (b - a) \cos^2 \varphi - 2f \sin \varphi \cos \varphi + a = b \cos^2 \varphi - a \cos^2 \varphi - f \sin 2\varphi + a \\
 &= a(1 - \cos^2 \varphi) + b \cos^2 \varphi - f \sin 2\varphi = a \sin^2 \varphi + b \cos^2 \varphi - f \sin 2\varphi = B, \\
 M_{31} &= a \cos^2 \varphi \sin \theta \cos \theta + \cos \varphi (2f \sin \varphi \sin \theta \cos \theta + 2e \cos^2 \theta - e) \\
 &\quad + b \sin^2 \varphi \sin \theta \cos \theta + \sin \varphi (2d \cos^2 \theta - d) - c \sin \theta \cos \theta \\
 &= a \cos^2 \varphi \sin \theta \cos \theta + 2f \sin \varphi \cos \varphi \sin \theta \cos \theta + e \cos \varphi (2 \cos^2 \theta - 1) \\
 &\quad + b \sin^2 \varphi \frac{\sin 2\theta}{2} + d \sin \varphi (2 \cos^2 \theta - 1) - c \frac{\sin 2\theta}{2} \\
 &= (a \cos^2 \varphi + f \sin 2\varphi + b \sin^2 \varphi - c) \frac{\sin 2\theta}{2} \\
 &\quad + d \sin \varphi \cos 2\theta + e \cos \varphi \cos 2\theta = M_{13} = E, \\
 M_{32} &= f \cos^2 \varphi \sin \theta + \cos \varphi (d \cos \theta - (a - b) \sin \varphi \sin \theta) \\
 &\quad - f \sin^2 \varphi \sin \theta - e \sin \varphi \cos \theta \\
 &= (b - a) \sin \varphi \cos \varphi \sin \theta + f \cos^2 \varphi \sin \theta \\
 &\quad - f \sin^2 \varphi \sin \theta + d \cos \varphi \cos \theta - e \sin \varphi \cos \theta \\
 &= \left(\frac{b-a}{2} \sin 2\varphi + f(\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)\right) \sin \theta + (d \cos \varphi - e \sin \varphi) \cos \theta \\
 &= \left(\frac{b-a}{2} \sin 2\varphi + f \cos 2\varphi\right) \sin \theta + (d \cos \varphi - e \sin \varphi) \cos \theta = M_{23} = D, \\
 M_{33} &= a \cos^2 \varphi \sin^2 \theta + \cos \varphi (2f \sin \varphi \sin^2 \theta + 2e \sin \theta \cos \theta) \\
 &\quad + b \sin^2 \varphi \sin^2 \theta + 2d \sin \varphi \sin \theta \cos \theta + c \cos^2 \theta \\
 &= a \cos^2 \varphi \sin^2 \theta + 2f \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \theta + b \sin^2 \varphi \sin^2 \theta \\
 &\quad + e \sin 2\theta + d \sin \varphi \sin 2\theta + c \cos^2 \theta \\
 &= (a \cos^2 \varphi + f \sin 2\varphi + b \sin^2 \varphi) \sin^2 \theta + (e + d \sin \varphi) \sin 2\theta + c \cos^2 \theta = C.
 \end{aligned}$$

Die Buchstaben $A..F$ bezeichnen die Matrixelemente aus Gleichung (3) in [94].

Anhang B

Empfindlichkeit von Kristallen der $\bar{4}3m$ -Klasse für andere Feldkomponenten

In Kapitel 2.3.3 wurden die Brechungsindizes hergeleitet, die über den elektrooptischen Effekt durch das in der XY-Ebene, transversal zur Ausbreitungsrichtung an den $\langle 100 \rangle$ -orientierten Kristall angelegte elektrische Feld, verändert wurden, da dies die für diese Arbeit optimale Konfiguration darstellt. Hier wird nun untersucht, ob der so optisch abgefragte Kristall auch für Feldkomponenten in den anderen beiden, zur genutzten senkrechten, Raumrichtungen empfindlich ist.

E-Feld parallel zur X-Achse

Liegt eine Komponente des elektrischen Feldes parallel zur X-Achse im Laborsystem, also parallel zur z-Achse des Kristalls (vgl. Abbildung 2.12), so vereinfacht sich die Matrix 2.6 nach symmetriebedingtem Gleichsetzen der Konstanten zu:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n^2} & r_{41} E_{\text{THz}} & 0 \\ r_{41} E_{\text{THz}} & \frac{1}{n^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n^2} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Wird dann das Koordinatensystem so gedreht, dass der Abfragestrahl in Z-Richtung propagiert und der Ellipsoid mit der zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Ebene geschnitten ($Z = 0$), so ergibt sich folgende Ellipse:

$$\begin{bmatrix} x & y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{n^2} + r_{41} E_{\text{THz}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = 1. \quad (\text{B.2})$$

Die 2×2 -Matrix hat Diagonalform, wodurch sich ihre Eigenwerte ablesen lassen: Die beiden Brechungsindizes sind dann $n_1 = n$ und $n_2 \approx n - \frac{1}{2} r_{41} E_{\text{THz}} n^3$. Da diese beiden Brechungsindizes nach Anlegen eines elektrischen Feldes verschieden voneinander sind, wird der Kristall doppelbrechend. Allerdings liegt der veränderliche Brechungsindex n_2 in der Y-Achse des Laborkoordinatensystems und damit parallel bzw. senkrecht zur Polarisationsrichtung des Abfragestrahls in der Konfiguration der Aufbauten dieser Arbeit. Damit kann zwar eine Phasenverzögerung erreicht werden

(wenn die Polarisationsrichtung parallel zur Y-Achse liegt), aber der Polarisationszustand des Abfragestrahls ändert sich nicht und nach dem zweiten Polarisator findet keine Intensitätsveränderung statt. Diese Feldkomponente hat also keinen Einfluss auf die Messungen.

E-Feld parallel zum Abfragestrahl

Liegt eine Komponente des elektrischen Feldes parallel zum Abfragestrahl (vgl. Abbildung 2.12), so gibt es Feldkomponenten in X- sowie in Y-Richtung des Kristalls: $E_x = E_{\text{THz}}/\sqrt{2}$; $E_y = E_{\text{THz}}/\sqrt{2}$. Nach Einsetzen und symmetrieebedingtem Gleichsetzen der Konstanten vereinfacht sich die Matrix 2.6 zu:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n^2} & 0 & \frac{r_{41} E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{n^2} & \frac{r_{41} E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} \\ \frac{r_{41} E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} & \frac{r_{41} E_{\text{THz}}}{\sqrt{2}} & \frac{1}{n^2} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Nach der Rotation entsprechend Gleichung 2.12 (sodass der Abfragestrahl in Z-Richtung propagiert) ergibt sich für den Brechungsindex-Ellipsoiden

$$\begin{bmatrix} X & Y & Z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n^2} & 0 & -r_{41} E_{\text{THz}} \\ 0 & \frac{1}{n^2} & 0 \\ -r_{41} E_{\text{THz}} & 0 & \frac{1}{n^2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = 1. \quad (\text{B.4})$$

Setzt man nun $Z = 0$, um die relevante Ellipse zu erhalten, verschwinden die vom elektrischen Feld abhängigen Komponenten. Diese Feldkomponente hat also ebenfalls keinen Einfluss auf die Messergebnisse.

Anhang C

Empfindlichkeit von Kristallen der $3m$ -Klasse für andere Feldkomponenten

In Kapitel 2.3.3 wurden die vom in z-Richtung an den $\langle 100 \rangle$ -orientierten Kristall, transversal zur Ausbreitungsrichtung angelegten elektrischen Feld durch den elektrooptischen Effekt veränderten Brechungsindizes hergeleitet, da dies die für diese Arbeit optimale Konfiguration darstellt. Hier wird nun untersucht, ob der so optisch abgefragte Kristall auch für Feldkomponenten in den anderen beiden, zur genutzten senkrechten, Raumrichtungen empfindlich ist.

E-Feld parallel zur Y-Achse

Liegt eine Komponente des elektrischen Feldes parallel zur Y-Achse, also ebenso zur y-Achse des Kristalls (vgl. Abbildung 2.13), so vereinfacht sich die Matrix 2.6 nach symmetriebedingtem Gleichsetzen der Konstanten (z.B. $r_{12} = -r_{22}$) zu:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_{\text{THz}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_{\text{THz}} & r_{42}E_{\text{THz}} \\ 0 & r_{42}E_{\text{THz}} & \frac{1}{n_e^2} \end{bmatrix}. \quad (\text{C.1})$$

Wird dann das Koordinatensystem so gedreht, dass der Abfragestrahl in Z-Richtung propagiert und der Ellipsoid mit der zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Ebene geschnitten ($Z = 0$), so ergibt sich folgende Ellipse:

$$\begin{bmatrix} X & Y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_e^2} & -r_{42}E_{\text{THz}} \\ -r_{42}E_{\text{THz}} & \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_{\text{THz}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = 1. \quad (\text{C.2})$$

Die Matrix zeigt, dass es eine vom in Y-Richtung anliegenden elektrischen Feld induzierte Veränderung des Brechungsindex-Ellipsoids gibt, also bleibt abzuschätzen, wie groß der Einfluss ist. Das Tensorelement r_{42} ist zwar mit 20pm/V wesentlich größer als r_{22} mit nur 1pm/V, aber die charakteristische Ellipse wird dennoch von den intrinsischen Brechungsindizes dominiert. Die Matrixelemente abseits der Diagonalen verformen und rotieren zwar die Ellipse ein wenig, aber bei den betrachteten

Feldstärken bis 100V/cm fällt diese Rotation sehr gering aus. Die Elemente auf der Diagonalen liegen in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{-1}$ und unterscheiden sich in der Größenordnung von $8 \cdot 10^{-4}$, was letztendlich die Elliptizität der Ellipse bestimmt. Das Produkt $r_{42}E_{\text{THz}}$ beträgt hingegen nur $2 \cdot 10^{-7}$ und hat entsprechend kleinen Einfluss. Somit ist die Vernachlässigung der Elemente abseits der Diagonalen eine mögliche Näherung. Die Berechnung der Brechungsindizes der Polarisationsmoden über die Eigenvektoren der Matrix ergibt $n_1 = n_e$ und $n_2 \approx n_o + \frac{1}{2}r_{22}n_o^3E_{\text{THz}}$. Einsetzen in Gleichung 2.10 führt zu:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{2\pi}{\lambda}l(n_1 - n_2) = \frac{\omega l(n_e - n_o)}{c_0} + \frac{r_{22}n_o^3E_{\text{THz}}}{2 \cdot c_0} \\ &= \Gamma_0 - \Delta\Gamma(E_{\text{THz}}). \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Setzt man die feldabhängige Phasenverschiebung $\Delta\Gamma(E_{\text{THz}})$ aus Gleichung C.3 ins Verhältnis mit der aus dem Ergebnis der Abhängigkeit von Γ von der THz-Feldstärke parallel zur X-Achse (Gleichung 2.21) und setzt die Tensorelemente sowie die Brechungsindizes für LiTaO₃ ein, so findet man, dass die Sensitivität hier auf rund 4% gesunken ist.

E-Feld parallel zum Abfragestrahl

Liegt eine Komponente des elektrischen Feldes parallel zum Abfragestrahl (vgl. Abbildung 2.13), so ist diese Feldkomponente parallel zur x-Richtung des Kristalls: $E_x = E_{\text{THz}}$. Nach Einsetzen und symmetriebedingtem Gleichsetzen der Konstanten vereinfacht sich die Matrix 2.6 zu:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n_o^2} & r_{61}E_{\text{THz}} & r_{51}E_{\text{THz}} \\ r_{61}E_{\text{THz}} & \frac{1}{n_o^2} & 0 \\ r_{51}E_{\text{THz}} & 0 & \frac{1}{n_e^2} \end{bmatrix}. \quad (\text{C.4})$$

Nach der Rotation des Koordinatensystems (sodass der Abfragestrahl in Z-Richtung propagiert) ergibt sich für den Brechungsindex-Ellipsoiden

$$\begin{bmatrix} X & Y & Z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_e^2} & 0 & -r_{51}E_{\text{THz}} \\ 0 & \frac{1}{n_o^2} & r_{61}E_{\text{THz}} \\ -r_{51}E_{\text{THz}} & r_{61}E_{\text{THz}} & \frac{1}{n_o^2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = 1. \quad (\text{C.5})$$

Nach Projektion auf die relevante Ellipse durch $Z = 0$ verschwinden die vom elektrischen Feld abhängigen Komponenten. Diese Feldkomponente hat also ebenfalls keinen Einfluss auf die Messergebnisse, wenn der Abfragestrahl senkrecht zur Schnittoberfläche durch den X-cut LiTaO₃-Kristall propagiert.

Anhang D

Optimierung der Modulationstiefe

Für die THz-Bildgebung nach dem elektrooptischen Detektionsprinzip mit gekreuzten Polarisatoren muss das modulierte Nutzsignal möglichst gut vom unmodulierten Hintergrund getrennt werden, damit es mit bester Dynamik gemessen werden kann. Der optische Aufbau muss also so einjustiert werden, dass eine optimale Modulationstiefe, welche aus dem Verhältnis der Amplitude der Modulation zum unmodulierten Hintergrund resultiert, erreicht wird.

Die Literatur schlägt vor, zur Optimierung des *Crossed-Polarizer*-Setups mit dem $\lambda/4$ -Plättchen zuerst das Hintergrundlicht zu minimieren und dann mit weiterem Verdrehen diese Intensität zu verdoppeln [127]. Die numerische Simulation dieses Vorgehens zeigt, dass man so zwar in die Nähe des Optimums gelangt, sogar mit dem weiteren Freiheitsgrad der Veränderung des Polarisationswinkels des Abfragestrahls aber immer noch nur ein lokales Maximum erreicht.

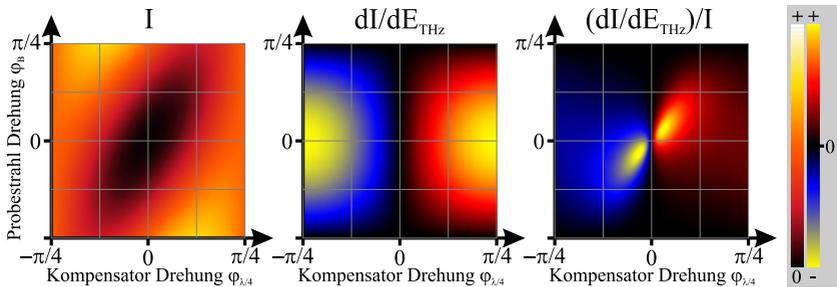


Abb. D.1: Abhängigkeit der Lichtintensität am Detektor ohne angelegtes elektrisches Feld (I), Sensitivität (dI/dE_{THz}) und Modulationstiefe ($(dI/dE_{\text{THz}})/I$) für eine Durchlassrichtung des Polarisators von der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens und dem Drehwinkel der Polarisation des Abtaststrahls bei Nutzung von ZnTe als Detektorkristall.

Das rechte Teilbild von Abbildung D.1 zeigt mit dem Ergebnis dieser Simulation, dass nach der Änderung des Drehwinkels des $\lambda/4$ -Plättchens zusätzlich die Polarisationsrichtung des Abfragestrahls verändert werden muss, um die in diesem Falle

bestmögliche Modulationstiefe zu erreichen. Dabei weicht man dann aber von der idealen Probe-Polarisation bzgl. der Polarisationsmoden im Kristall ab, wodurch die Modulationsamplitude gegenüber dem Optimum sinkt. Daher wird hier vorgeschlagen, ausschließlich mit dem Polarisator zum Optimum zu finden, nachdem zuerst das Minimum der Hintergrundlichtintensität gefunden wurde.

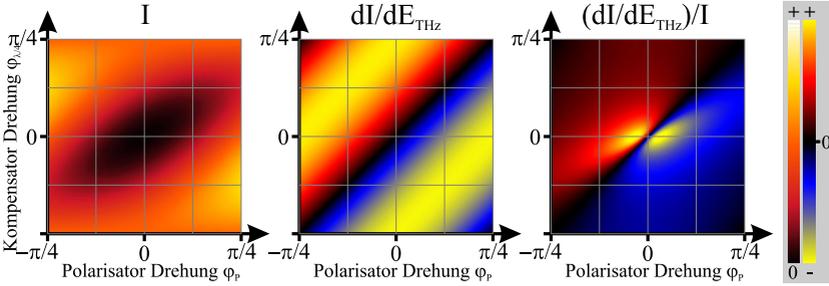


Abb. D.2: Abhängigkeit der Lichtintensität am Detektor ohne angelegtes elektrisches Feld (I), Sensitivität (dI/dE_{THz}) und Modulationstiefe ($(dI/dE_{\text{THz}})/I$) für eine Durchlassrichtung des Polarisators von der Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens und dem Drehwinkel des $\lambda/4$ -Plättchens bei Nutzung von ZnTe als Detektorkristall.

Im mittleren Teilbild von Abbildung D.2 bzw. Abbildung 2.15 ist die Sensitivität der Detektionsmethode als Änderung der Lichtintensität am Photodetektor mit Änderung der anliegenden Feldstärke (dI/dE_{THz}) dargestellt. Ihr Verhältnis zum unmodulierten Hintergrund (I , linkes Teilbild) steht für die normierte Modulationstiefe, dargestellt im rechten Teilbild, jeweils in Abhängigkeit von der Drehung des Polarisators und des $\lambda/4$ -Plättchens. Letzterem Teilbild ist zu entnehmen, dass abseits der Mittenposition des Polarisators eine optimale Einstellung gefunden werden kann, ohne die Polarisationsrichtung des Abfragestrahls zu ändern.

Zur Berechnung dieser Position wird ausgehend von Gleichung 2.24 φ_P als Optimierungsparameter für den Drehwinkel des Polarisators eingeführt und ein Ausdruck für die Lichtintensität am Detektor hergeleitet. Dabei wird hier der nicht ideale Polarisator durch die Matrix $\begin{bmatrix} \sqrt{o} & 0 \\ 0 & \sqrt{c} \end{bmatrix}$ repräsentiert, in der o für die maximale (open) und c für die minimale (closed) normierte Lichtintensität durch den Polarisator steht:

$$\begin{aligned} \Omega &= R_Z(\varphi_P) \cdot \begin{bmatrix} \sqrt{o} & 0 \\ 0 & \sqrt{c} \end{bmatrix} \cdot R_Z(\varphi_P) \cdot \Xi\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \cdot \Xi\left(\Gamma, \frac{\pi}{4}\right) \cdot R_Z(0) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \\ \Rightarrow I &= \cos \Gamma \left((c - o) \cos^2 \varphi_P - \frac{c - o}{2} \right) + (c - o) \sin \Gamma \sin \varphi_P \cos \varphi_P + \frac{c + o}{2}. \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

Die Ableitung nach $\Gamma \sim E_{\text{THz}}$ liefert die Sensitivität:

$$\frac{dI}{d\Gamma} = (\epsilon - \sigma) \cos \Gamma \sin \varphi_P \cos \varphi_P + \sin \Gamma \left(\frac{\epsilon - \sigma}{2} - (\epsilon - \sigma) \cos^2 \varphi_P \right). \quad (\text{D.2})$$

Ist die feldinduzierte Phasenverschiebung Γ so klein, dass die Linearisierung der Signalamplitude mit $\Delta I = \Gamma \cdot \frac{dI}{d\Gamma} (\Gamma = 0)$ zulässig ist, so ist die Modulationstiefe

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\Gamma \frac{dI}{d\Gamma} (\Gamma = 0)}{I_0} = \frac{\Gamma (\epsilon - \sigma) \sin \varphi_P \cos \varphi_P}{(\epsilon - \sigma) \cos^2 \varphi_P + \sigma}. \quad (\text{D.3})$$

Die Analyse dieses Ausdrucks zeigt, dass die maximale Modulationstiefe bei einer Position des Polarizers bei

$$\varphi_P = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{\epsilon}} \quad (\text{D.4})$$

liegt.

Diese Berechnung wurde hier exemplarisch für ZnTe im *Crossed Polarizer*-Setup gezeigt. Ein analoges Vorgehen mit Gleichung 2.23 als Ausgangspunkt liefert dasselbe Ergebnis bei Verwendung von LiTaO₃ in dieser Geometrie. Dabei müssen aber die natürliche Doppelbrechung des Materials und die diagonale Eingangspolarisation beachtet werden.

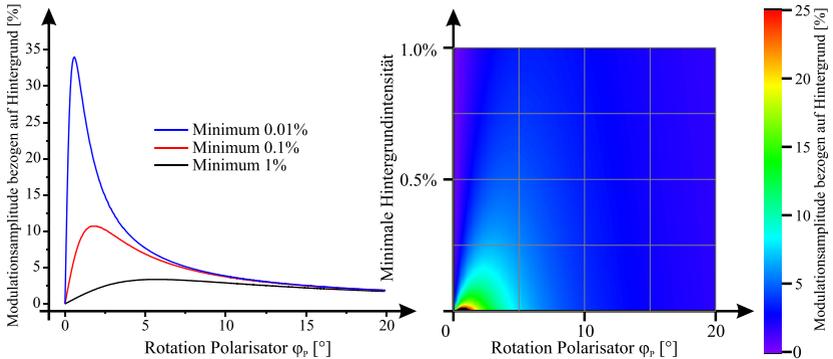


Abb. D.3: Abhängigkeit der erreichbaren Modulationstiefe (bei $E = 100\text{V/cm}$ in 1mm ZnTe) von der Position des zweiten Polarisors bei verschiedenen minimalen Hintergrundintensitäten. Links drei ausgewählte Hintergründe, rechts eine kontinuierliche Darstellung.

Abbildung D.3 zeigt die starke Abhängigkeit der Modulationstiefe von der möglichen minimalen Hintergrundlichtintensität. Da die Abhängigkeit von der maximalen Lichtintensität in Durchlassrichtung $I_{\text{in}} \cdot \sigma$ klein ist, wurde für die Berechnungen ein Polarisator angenommen, der in Durchlassrichtung 100% transmittiert, wodurch sich die minimale Hintergrundlichtintensität zu $I_{\text{BG}} = I_{\text{in}} \cdot \epsilon$ ergibt. Man erkennt, dass der Drehwinkel des Polarisators mit zunehmender Qualität immer kritischer wird, während gleichzeitig das Maximum der Modulationstiefe immer näher an die Position des perfekt geschlossenen Polarisators rückt. Insgesamt liefert ein besserer Polarisator aber immer ein besseres Signal als ein schlechter Polarisator.

Anhang E

Photokonduktiver Emitter

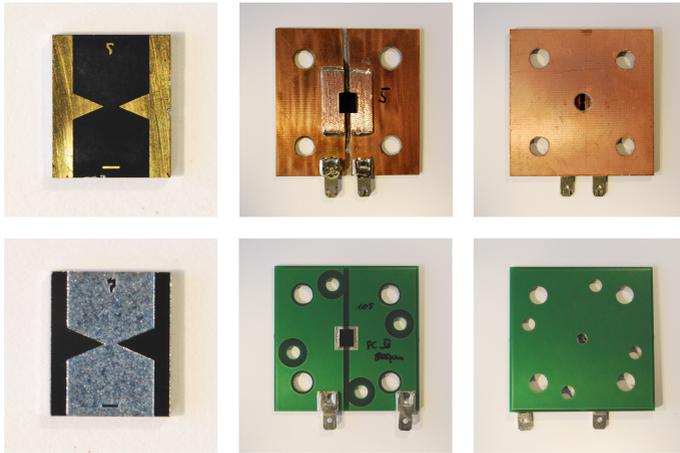


Abb. E.1: Prototyp des verwendeten photokonduktiven Emitters (obere Reihe) und eine Nachfolgeversion auf einer extern gefertigten Platine (untere Reihe). Linke Spalte: GaAs-Chips mit den darauf strukturierten Metallelektroden; mittlere Spalte: die dem THz-Pfad zugewandte Seite der Emitter; rechte Spalte: Der Pumpstrahl trifft von dieser Seite durch das Loch im Platinenmaterial zwischen die Elektroden auf dem aufgeklebten GaAs-Chip. Die *Faston*-Stecker dienen der Zuführung der (modulierten) Bias-Spannung.

Abbildung E.1 zeigt links die $5\text{mm} \times 6\text{mm}$ großen GaAs-Chips mit den aufstrukturierten Metallelektroden. Diese wurden mit leitfähigem Klebstoff auf Platinenmaterial befestigt, wodurch sie mittels der Löcher reproduzierbar befestigt werden können und über die angelöteten *Faston*-Stecker eine Zuführung der Vorspannung ermöglicht wird. Die mittlere und rechte Spalte zeigen die beiden Seiten der fertig montierten THz-Emitter-Module.

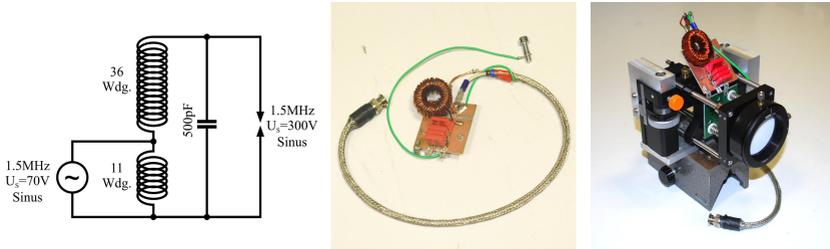


Abb. E.2: Resonanter Trafo (Mitte) und seine Schaltung (links) sowie der gesamte THz-Emitter (rechts), bestehend aus optischer Linse zur Fokussierung des Pumpstrahls auf das Emittter-Modul, dem resonanten Trafo zur Erhöhung der Bias-Spannung und einer Teflonlinse zur Kollimierung des THz-Strahls.

Zusammen mit einem resonanten Trafo, einer optischen Linse zur Fokussierung des Pumpstrahls und einer Teflon-Linse zur Kollimierung des THz-Strahls wird ein solches THz-Emitter-Modul auf einem Reiter für ein optisches Schienensystem montiert, wodurch ein THz-Emitter entsteht, der bequem im Strahlpfad der Bildgebungsaufbauten ausgerichtet werden kann. Der verwendete THz-Emitter ist in Abbildung E.2 rechts gezeigt.

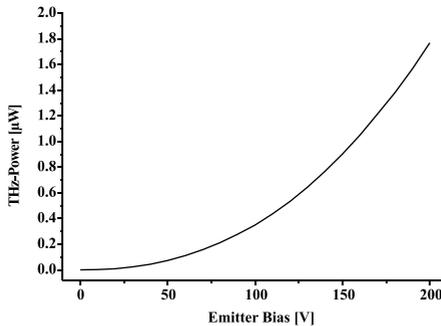


Abb. E.3: Power des DC-Vorgespannten THz-Emitters, gemessen mit einer gegen ein *Thomas-Keating*-Powermeter kalibrierten *Golay*-Zelle.

Dadurch, dass die elektrische Feldstärke der THz-Transienten linear mit der angelegten Bias-Spannung steigt, wächst die emittierte Leistung des THz-Emitters quadratisch. Das Diagramm in Abbildung E.3 zeigt diese Abhängigkeit in Form einer Messung mit einer gegen ein *Thomas-Keating*-Powermeter kalibrierten *Golay*-Zelle (vgl. Anhang G).

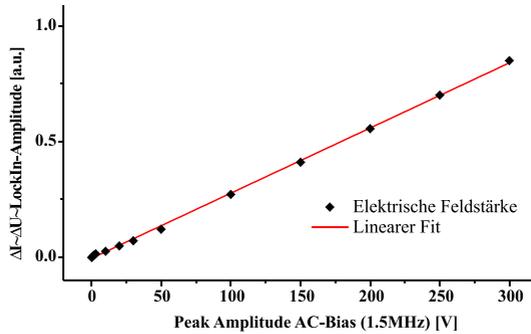


Abb. E.4: Feldamplitude der THz-Pulse bei unterschiedlicher Amplitude der Vorspannung (schwarze Punkte) und linearer Fit an die Messdaten (rot).

Verifizierend wurde die elektrische Feldamplitude der THz-Pulse unter der gleichen Vorspannung, wie sie bei den Bildgebungsaufbauten verwendet wird, gemessen. Um ihre Linearität zu zeigen, wurde die Spitzenamplitude der AC-Vorspannung im Bereich von 0V bis 300V variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung E.4 dargestellt. Für diese Messungen wurde ein elektrooptisches Setup mit differentiellem Photodetektor verwendet, von dem aus Kapitel 2, Abschnitt 2.3.5 bekannt ist, dass sein Ausgangssignal linear mit der am Detektorkristall anliegenden elektrischen Feldstärke zusammenhängt (vgl. auch z.B. [50]). Die Messung stimmt sehr gut mit der linearen Anpassung überein, womit nachgewiesen ist, dass die Feldstärke der THz-Pulse linear mit der am Emittor anliegenden Vorspannung skaliert.

Anhang F

Strahlprofil eines fokussierten Strahles

Die einfachen Modelle zur Beschreibung von Strahlen in der Optik gehen von idealisierten Voraussetzungen aus, um die Sachverhalte vereinfachend darstellen zu können. Betrachtet man Modelle, die das Phänomen der Beugung beschreiben, so wird meist von einer unendlich ausgedehnten, ebenen Wellenfront mit ortsunabhängiger Amplitude ausgegangen, die dann auf das Beugung hervorrufende Hindernis trifft. In der *Gauß*-Optik hingegen wird ein unendlich ausgedehnter Strahl mit *Gauß*-förmigem Amplitudenprofil angenommen, um mit ihm einen endlich ausgedehnten Strahl anzunähern. Die mit der Entfernung von der Strahlachse stark abnehmende Amplitude eines *Gauß*-Strahles legt es nahe, dass der Einfluss einer ggf. vorhandenen genügend großen Apertur gering ausfällt. Dennoch hat man es in der Realität meist weder mit ideal homogenen Amplituden noch mit unendlich ausgedehnten Optiken zu tun, sondern mit einer gegenseitigen Beeinflussung der Modelle untereinander (siehe Abbildung F.1).

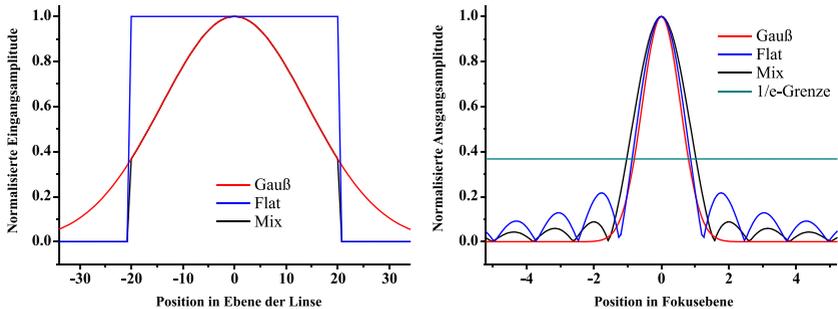


Abb. F.1: Vergleich verschieden modellierter Strahlprofile eines Strahles im Fokus.

Die Feldverteilung U_f im Fokus einer Linse ist die *Fourier*-Transformation \mathfrak{F} der auf die Linse treffenden (ebenen) Wellenfront [145] (hier entsprechend den Graphen in Abbildung F.1 auf den eindimensionalen Fall vereinfacht):

$$U_f(x_f) = \mathfrak{F}\{U_l(x) \cdot P(x)\}. \quad (\text{F.1})$$

Hierbei bezeichnet U_l die Feldverteilung an der Stelle der Linse, welche mit der Funktion der Apertur P derselben multipliziert wird (hier $P = 1$ für Positionen innerhalb der Apertur, $P = 0$ für Positionen außerhalb). Es gilt $x_f = \lambda f \cdot f_x$, mit f als Brennweite der Linse und f_x als Frequenz der *Fourier*-Komponenten.

In Abbildung F.1 ist das Ergebnis der *Fourier*-Transformation nach Gleichung F.1 für verschiedene Eingangsamplitudenverteilungen $U_l(x) \cdot P(x)$ (links) auf der rechten Seite dargestellt. Ein *Gauß*-förmiges Strahlprofil (rot) wird bei Abwesenheit einer begrenzenden Apertur zu einem *Gauß*-förmigen Strahlprofil mit verändertem Querschnitt transformiert. Eine durch eine Apertur begrenzte ebene Welle (blau) erhält dagegen in der Transformation um den zentralen Fleck einige Nebenmaxima und es entsteht ein Beugungsmuster. Wird das vormals unendlich ausgedehnte *Gauß*-Profil durch die Apertur begrenzt, so entsteht die schwarz dargestellte Feldverteilung. Obwohl das *Gauß*-Profil mit einer Apertur beschnitten wurde, welche seinem Strahlquerschnitt entspricht (bei $I = I_0/e^2$), treten Nebenmaxima deutlich hervor. Weiterhin ist bemerkenswert, dass der zentrale Fleck durch die Anwesenheit der Apertur verbreitert wird.

Es ist zu beachten, dass der Durchmesser eines *Gauß*-Strahles wie erwähnt bei $I = I_0/e^2$ gemessen wird [17], während im Beugungsbild der Durchmesser des zentralen Fleckes bei dem ersten Minimum im Intensitätsprofil zu bemessen ist (siehe Gleichung 2.1). Entsprechend führt letztere Angabe zu einem größeren Durchmesser, da ein stärkerer Abfall des Intensitätsverlaufes herangezogen wird. Das Verhältnis dieser Fokusdurchmesser für einen fokussierten *Gauß*-Strahl eines gewissen Durchmessers und einer fokussierten, ebenen Welle mit dem Beugungsmuster der Linsenapertur mit demselben Durchmesser beträgt $0.61 \cdot \pi \approx 1.916$.

Die erwähnte Vergrößerung des Fokusdurchmessers findet für beide Angaben statt, wie in Abbildung F.1 zu erkennen ist. Im Vergleich des Beugungsbildes des beschnittenen *Gauß*-Strahles mit dem Fokus der homogen beleuchteten Linse wie mit dem idealen *Gauß*-Strahl haben sich sowohl die Minima des Beugungsbildes als auch die Schnittpunkte mit der Geraden bei $1/e$ von der Bildmitte nach außen bewegt.

Anhang G

Powermeter



Abb. G.1: Ein *Thomas-Keating*-Powermeter (links) und eine *Golay*-Zelle mit zugehörigem Messverstärker (rechts).

Der *Thomas-Keating* photoakustische Leistungsdetektor [73] (links in Abbildung G.1) gilt unter Anwendern als zuverlässiger breitbandiger Detektor für absolute Leistungsangaben von Strahlung im sub-mm und ferninfraroten Spektralbereich [31, 59, 160]. Ausgestattet mit einer großen Apertur ist er geeignet für Leistungen bis 500mW; allerdings liegt mit einer NEP von $9.7\mu\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ die Detektionsschwelle ebenfalls vergleichsweise hoch und macht diesen Detektor ungeeignet für die genaue Charakterisierung der verwendeten Emittier mit einer erwarteten Leistung im Bereich der Detektionsschwelle oder sogar darunter.

Bei der *Golay*-Zelle [71] (rechts in Abbildung G.1) handelt es sich ebenfalls um einen photoakustischen Leistungsdetektor, der allerdings durch sein ausgeklügeltes Signalabnahmeverfahren eine wesentlich größere Empfindlichkeit besitzt. Die Detektionsschwelle ist hier mit $20.8\text{nW}/\sqrt{\text{Hz}}$ wesentlich geringer. Für diesen Detektor liegen allerdings keine zuverlässigen Kalibrationsdaten vor, weswegen die *Golay*-Zelle an einer CW-Quelle bei 800GHz gegen das *Thomas-Keating*-Powermeter kalibriert wurde. Die verwendete CW-Frequenzvielfacherkaskade wurde als Quelle ausgewählt, da sie sich elektronisch modulieren lässt, mit wenigen 10 μW von der Leistungsabgabe

nicht zu weit entfernt von den zu charakterisierenden Emittlern liegt und die Frequenz von 800GHz gut zur Bandbreite der Versuchsaufbauten passt. An der Quelle ist eine $f = 40\text{mm}$ PTFE-Linse zur Kollimierung des abgegebenen Strahles montiert. Dieser Strahl wurde dann mit einer weiteren Linse ($f = 100\text{mm}$) fokussiert. Zuerst wurde die Leistung der Quelle gemessen und dazu das *Thomas-Keating*-Powermeter bei etwa $f/2$ positioniert, wodurch zum einen die Verluste durch die zweite Linse mitberücksichtigt wurden und zum anderen der möglicherweise zu breite Strahl vollständig auf die Detektorfläche traf. Die detektierte Leistung der bei 30Hz AM durchmodulierten Quelle wurde mit einer Zeitkonstanten von 10s 2000mal gemessen und zu $32.57\mu\text{W}$ bestimmt. Aus dem gemessenen Rauschen ergibt sich die oben genannte NEP. Danach wurde die *Golay*-Zelle sorgfältig im Fokus positioniert und die Messung, diesmal mit auf 100ms reduzierter Zeitkonstante, wiederholt. Bei der verwendeten Modulationsfrequenz von 30Hz ergibt sich aus der Antwort der *Golay*-Zelle eine Empfindlichkeit von 1.5kV/W und aus dem Rauschen ebenfalls die oben genannte NEP.

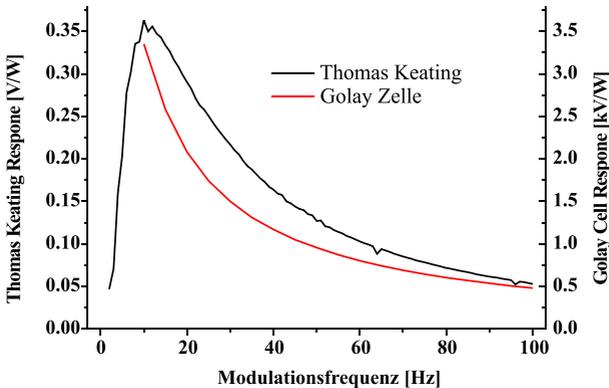


Abb. G.2: Ansprechverhalten der beiden photoakustischen Leistungsdetektoren in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz.

Vor diesen Messungen wurde das *Thomas-Keating*-Powermeter entsprechend der Anleitung kalibriert [73], wodurch sich die in Abbildung G.2 gezeigte Abhängigkeit des Ansprechverhaltens von der Modulationsfrequenz ergibt. Bei dem Kalibrierverfahren wird die Detektorfolie direkt mit einer bekannten Leistung elektrisch erhitzt, wodurch Transmissionsverluste des Fensters und Transmission durch die Detektorfolie umgangen werden. Diese Faktoren (Transmission des Fensters bei 800GHz = 82%, Absorption der Folie 50%) wurden der Anleitung entnommen und in der obigen Darstellung berücksichtigt. Weiterhin wurde die gezeigte Abhängigkeit des Ansprechverhaltens der *Golay*-Zelle durch Variation der Modulationsfrequenz bestimmt.

Literaturverzeichnis

- [1] HERSCHEL, W., *Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun*, Phil. Trans. R. Soc. Lond., 90, 284–292 (1800).
- [2] HOCKBERGER, P.E., *A History of Ultraviolet Photobiology for Humans, Animals and Microorganisms*, Photochemistry and Photobiology, 76, 561–579 (2002).
- [3] RÖNTGEN, W.K., *Über eine neue Art von Strahlen*, Sitzungs-Berichte Physikalisch-medicinischen Gesellschaft zu Würzburg, 9, 132–141 (1895).
- [4] RUBENS, H. and NICHOLS, E.F., *Heat Rays Of Great Wave Length*, Phys. Rev. (Series I), 4, 314–323 (1897).
- [5] BURRUS, C.A. and GORDY, W., *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy*, Phys. Rev., 101, 599–602 (1956).
- [6] THOMSON REUTERS WEB OF KNOWLEDGE, *Citation database search*, Online: <http://apps.webofknowledge.com/>.
- [7] DULING, I. and ZIMDARS, D., *Terahertz imaging: Revealing hidden defects*, Nature Phot., 3, 630–632 (2009).
- [8] DOBROIU, A., SASAKI, Y., SHIBUYA, T., OTANI, C., and KAWASE, K., *THz-Wave Spectroscopy Applied to the Detection of Illicit Drugs in Mail*, Proc. IEEE, 95, 1566–1575 (2007).
- [9] DAVIES, A.G., BURNETT, A.D., FAN, W., LINFIELD, E.H., and CUNNINGHAM, J.E., *Terahertz spectroscopy of explosives and drugs*, Materials Today, 11, 18–26 (2008).
- [10] DE MAAGT, P., BOLIVAR, P.H., and MANN, C., *Terahertz Science, Engineering and Systems - from Space to Earth Applications*, in Encyclopedia of RF and Microwave Engineering (Wiley, 2005).
- [11] JEPSEN, P., COOKE, D., and KOCH, M., *Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications*, Laser & Photon. Rev., 5, 124–166 (2011).
- [12] YAMASHITA, M., USAMI, M., FUKUSHIMA, K., FUKASAWA, R., OTANI, C., and KAWASE, K., *Component spatial pattern analysis of chemicals by use of two-dimensional electro-optic terahertz imaging*, Appl. Opt., 44, 5198–5201 (2005).
- [13] BERGMANN and SCHAEFER, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III - Optik* (Walter de Gruyter, 1978).
- [14] LIPSON, S.G., TANNHAUSER, D.S., and LIPSON, H.S., *Optik* (Springer Berlin Heidelberg, 1997).

- [15] BARCHIESI, D., *Pseudo modulation transfer function in reflection scanning near-field optical microscopy*, Opt. Comm., 154, 167–172 (1998).
- [16] WANG, X., CUI, Y., HU, D., SUN, W., YE, J., and ZHANG, Y., *Terahertz quasi-near-field real-time imaging*, Opt. Comm., 282, 4683–4687 (2009).
- [17] SALEH, B.E.A. and TEICH, M.C., *Fundamentals of Photonics* (Wiley, 2007).
- [18] MIL-STD-150A, *Military Standard - Photographic Lenses* (1959).
- [19] HUNSCHE, S., KOCH, M., BRENER, I., and NUSS, M., *THz near-field imaging*, Opt. Comm., 150, 22–26 (1998).
- [20] ZHANG, H.B., MITOBE, K., and YOSHIMURA, N., *Application of Terahertz Imaging to Water Content Measurement*, Jpn. J. Appl. Phys., 47, 8065–8070 (2008).
- [21] DIN 5493-2, *Logarithmische Größen und Einheiten*.
- [22] THOMSON, M., *Note on dynamic range and units for heterodyne/electro-optic THz measurements*, Unveröffentlichte Technical Note aus der AG Roskos, PI, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, email 24.03.2011.
- [23] VOS, J., ESTÉVES, O., and WALRAVEN, P., *Improved color fundamentals offer a new view on photometric additivity*, Vision Res., 30, 937–943 (1990).
- [24] ABBOTT, D. and ZHANG, X.C., *Scanning the Issue: T-Ray Imaging, Sensing, and Detection*, Proc. IEEE, 95, 1509–1513 (2007).
- [25] DRAGOMAN, D. and DRAGOMAN, M., *Terahertz fields and applications*, Prog. Quant. Elec., 28, 1–66 (2004).
- [26] SIZOV, F. and ROGALSKI, A., *THz detectors*, Prog. Quant. Elec., 34, 278–347 (2010).
- [27] CHAMBERLAIN, J.M., *Where optics meets electronics: recent progress in decreasing the terahertz gap*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 362, 199–213 (2004).
- [28] MAESTRINI, A., WARD, J.S., GILL, J.J., LEE, C., THOMAS, B., LIN, R.H., CHATTOPADHYAY, G., and MEHDI, I., *A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840–900-GHz Band*, IEEE Trans. MW Theo. Tech., 58, 1925–1932 (2010).
- [29] FAIST, J., CAPASSO, F., SIVCO, D.L., SIRTORI, C., HUTCHINSON, A.L., and CHO, A.Y., *Quantum Cascade Laser*, Science, 264, 553–556 (1994).
- [30] SCALARI, G., WALTHER, C., FISCHER, M., TERAZZI, R., BEERE, H., and RITCHIE, D.F.J., *THz and sub-THz quantum cascade lasers*, Laser & Photon. Rev., 3, 45–66 (2009).
- [31] MAESTRINI, A., WARD, J., GILL, J., JAVADI, H., SCHLECHT, E., CHATTOPADHYAY, G., MAIWALD, F., ERICKSON, N.R., and MEHDI, I., *A 1.7–1.9 THz Local Oscillator Source*, IEEE MW and WL Comp. Lett., 14, 253–255 (2004).
- [32] MEHDI, I., CHATTOPADHYAY, G., SCHLECHT, E., WARD, J., GILL, J., MAIWALD, F., and MAESTRINI, A., *Terahertz Multiplier Circuits*, in IEEE MTT-S International Microwave Symposium, 341–344 (2006).

-
- [33] SAENZ, E., ROLO, L., PAQUAY, M., GERINI, G., and DE MAAGT, P., *Submillimetre wave material characterization*, in Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP) (2011).
- [34] LEE, Y.S., *Principles of Terahertz Science and Technology* (Springer, 2009).
- [35] GRÜNER, G., ed., *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids, Topics in Applied Physics*, vol. 74 (Springer, 1998).
- [36] KIMMIT, M.F., *Far-Infrared Techniques* (Pion Ltd., 1970).
- [37] BURRUS, C.A. and GORDY, W., *Submillimeter Wave Spectroscopy*, Phys. Rev., 93, 897–898 (1954).
- [38] COHEN, L., NUSSBAUM, S., KRAEMER, E., CALVIELLO, J., and TAUB, J., *Varactor Frequency Doublers and Triplers for the 200 to 300 GHz Range*, in IEEE-MTT-S International Microwave Symposium, 274 – 276 (1975).
- [39] TAKADA, T. and HIRAYAMA, M., *Hybrid Integrated Frequency Multipliers at 300 and 450 GHz*, IEEE Trans. MW Theo. Tech., 26, 733–737 (1978).
- [40] VALDMANIS, J.A., MOUROU, G., and GABEL, C.W., *Picosecond electro-optic sampling system*, Appl. Phys. Lett., 41, 211–212 (1982).
- [41] VALDMANIS, J. and MOUROU, G., *Subpicosecond electrooptic sampling: Principles and applications*, IEEE J. Quant. Elec., 22, 69–78 (1986).
- [42] AUSTON, D.H., CHEUNG, K.P., and R., S.P., *Picosecond photoconducting Hertzian dipoles*, Appl. Phys. Lett., 45, 284–286 (1984).
- [43] AUSTON, D.H. and NUSS, M.C., *Electrooptic Generation and Detection of Femtosecond Electrical Transients*, IEEE J. Quant. Elec., 24, 184–197 (1988).
- [44] LÖFFLER, T., KRESS, M., THOMSON, M., HAHN, T., NOBORU, H., and ROSKOS, H.G., *Comparative performance of terahertz emitters in amplifier-laser-based systems*, Semicond. Sci. Technol., 20, S134–S141 (2005).
- [45] HOFFMANN, M.C. and FÜLÖP, J.A., *Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications*, J. Phys. D: Appl. Phys., 44, 083001 (2011).
- [46] WU, Q. and ZHANG, X.C., *Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses*, Appl. Phys. Lett., 71, 1285–1286 (1997).
- [47] BARTEL, T., GAAL, P., REIMANN, K., WOERNER, M., and ELSAESSER, T., *Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes*, Opt. Lett., 30, 2805–2807 (2005).
- [48] KARPOWICZ, N., DAI, J., LU, X., CHEN, Y., YAMAGUCHI, M., ZHAO, H., ZHANG, X.C., ZHANG, L., ZHANG, C., PRICE-GALLAGHER, M., FLETCHER, C., MAMER, O., LESIMPLE, A., and JOHNSON, K., *Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire „terahertz gap“*, Appl. Phys. Lett., 92, 011131 (2008).
- [49] YOU, D., JONES, R.R., BUCKSBAUM, P.H., and R., D.D., *Generation of high-power sub-single-cycle 500-fs electromagnetic pulses*, Opt. Lett., 18, 290–292 (1993).

- [50] ZHAO, G., SCHOUTEN, R.N., VAN DER VALK, N., WENCKEBACH, W.T., and PLANKEN, P.C.M., *Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter*, Rev. Sci. Instrum., 73, 1715–1719 (2002).
- [51] BOSTAK, J.S., VAN DER WEIDE, D.W., BLOOM, D.M., AULD, B.A., and ÖZBAY, E., *All-electronic terahertz spectroscopy system with terahertz free-space pulses*, J. Opt. Soc. Am. B, 11, 2561–2565 (1994).
- [52] SHEN, Y., *Far-infrared generation by optical mixing*, Prog. Quant. Elec., 4, 207–232 (1976).
- [53] ROGGENBUCK, A., SCHMITZ, H., DENINGER, A., MAYORGA, I.C., HEMBERGER, J., GÜSTEN, R., and GRÜNINGER, M., *Coherent broadband continuous-wave terahertz spectroscopy on solid-state samples*, New J. Phys., 12, 043017 (2010).
- [54] SCHELLER, M., YARBOROUGH, J.M., MOLONEY, J.V., FALLAHI, M., KOCH, M., and KOCH, S.W., *Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source*, Opt. Ex., 18, 27112–27117 (2010).
- [55] CHANG, T.Y., BRIDGES, T.J., and G., B.E., *CW submillimeter laser action in optically pumped methyl fluoride, methyl alcohol, and vinyl chloride gases*, Appl. Phys. Lett., 17, 249–251 (1970).
- [56] DANIELEWICZ, E.J., GALANTOWICZ, T.A., FOOTE, F.B., REEL, R.D., and T., H.D., *High performance at new FIR wavelengths from optically pumped CH₂F₂*, Opt. Lett., 4, 280–282 (1979).
- [57] TOCHITSKY, S.Y., SUNG, C., TRUBNICK, S.E., JOSHI, C., and VODOPYANOV, K.L., *High-power tunable, 0.5–3 THz radiation source based on nonlinear difference frequency mixing of CO₂ laser*, J. Opt. Soc. Am. B, 24, 2509–2516 (2007).
- [58] DEM'YANENKO, M.A., ESAEV, D.G., KNYAZEV, B.A., KULIPANOV, G.N., and VINOKUROV, N.A., *Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser*, Appl. Phys. Lett., 92, 131116 (2008).
- [59] CROWE, T., GREIN, T., ZIMMERMANN, R., and ZIMMERMANN, P., *Progress toward solid-state local oscillators at 1 THz*, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 6, 207–208 (1996).
- [60] KAHL, M., PAETZOLD, M., KOLB, A., BOLÍVAR, P.H., KEIL, A., PEUSER, J., LOEFFLER, T., SPRENGER, T., and HILS, B., *Stand-off real-time synthetic imaging at mm-wave frequencies*, Proc. SPIE, 8362, 836208 (2012).
- [61] COOPER, K.B., DENGLER, R.J., LLOMBART, N., BRYLLERT, T., CHATTOPADHYAY, G., MEHDI, I., and SIEGEL, P.H., *An Approach for Sub-Second Imaging of Concealed Objects Using Terahertz (THz) Radar*, J. Infrared Milli. Terahz. Waves, 30, 1297–1307 (2009).

- [62] FRISK, U., HAGSTRÖM, M., ALA-LAURINAHO, J., ANDERSSON, S., BERGES, J.C., CHABAUD, J.P., DAHLGREN, M., EMRICH, A., FLORÉN, H.G., FLORIN, G., FREDRIXON, M., GAIER, T., HAAS, R., HIRVONEN, T., HJALMARSSON, A., JAKOBSSON, B., JUKKALA, P., KILDAL, P.S., KOLLBERG, E., LASSING, J., LECA-CHEUX, A., LEHIKONEN, P., LEHTO, A., MALLAT, J., MARTY, C., MICHET, D., NARBONNE, J., NEXON, M., OLBERG, M., OLOFSSON, A.O.H., OLOFSSON, G., ORIGNÉ, A., PETERSSON, M., PIIRONEN, P., PONS, R., POULIQUEN, D., RISTORCELLI, I., ROSOLEN, C., ROUAIX, G., RÄISÄNEN, A.V., SERRA, G., SJÖBERG, F., STENMARK, L., TORCHINSKY, S., TUOVINEN, J., ULLBERG, C., VINTERHAV, E., WADEFALK, N., ZIRATH, H., ZIMMERMANN, P., and ZIMMERMANN, R., *The Odin satellite*, *Astronomy & Astrophysics*, 402, L27–L34 (2003).
- [63] FRIEDERICH, F., VON SPIEGEL, W., BAUER, M., MENG, F., THOMSON, M.D., BOPPEL, S., LISAIKAS, A., HILS, B., KROZER, V., KEIL, A., LÖFFLER, T., HENNEBERGER, R., HUHN, A.K., SPICKERMANN, G., HARING BOLÍVAR, P., and ROSKOS, H.G., *THz Active Imaging Systems with Real-Time Capabilities*, *IEEE Trans. THz Sci. Tech.*, 1, 183–200 (2011).
- [64] VAN DER WEIDE, D.W., *Planar antennas for all-electronic terahertz systems*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 11, 2553–2560 (1994).
- [65] DYAKONOV, M. and SHUR, M., *Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid*, *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 43, 380–387 (1996).
- [66] SCHÄFER-EBERWEIN, H., SPICKERMANN, G., MATTERS-KAMMERER, M., BOLIVAR, P.H., and TRIPODI, L., *3D-CSP packaged CMOS based NLTL Tx/Rx modules up to 340 GHz*, *IEEE Trans. THz Sci. Tech.* (to be published).
- [67] ÖJEFORS, E., PFEIFFER, U.R., LISAIKAS, A., and ROSKOS, H.G., *A 0.65 THz Focal-Plane Array in a Quarter-Micron CMOS Process Technology*, *IEEE J. Solid-State Circuits*, 44, 1968–1976 (2009).
- [68] LANGLEY, S.P., *The Bolometer*, *Nature*, 25, 14–16 (1881).
- [69] GRAF, A., ARNDT, M., SAUER, M., and GERLACH, G., *Review of micromachined thermopiles for infrared detection*, *Meas. Sci. Technol.*, 18, R59–R75 (2007).
- [70] COOPER, J., *Minimum Detectable Power of a Pyroelectric Thermal Receiver*, *Rev. Sci. Instrum.*, 33, 92–95 (1962).
- [71] ZAHL, H.A. and GOLAY, M.J.E., *Pneumatic Heat Detector*, *Rev. Sci. Instrum.*, 17, 511–515 (1946).
- [72] VAVROUCH, D. and BOCEK, V., *Some Optimum Parameters of Golay Detector of Infra-red Radiation*, *Czech. J. Phys.*, 13, 459–470 (1963).
- [73] THOMAS KEATING, *Absolute Terahertz Power/Energy Meter*, Online: <http://www.terahertz.co.uk>.
- [74] LEE, A.W. and HU, Q., *Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array*, *Opt. Lett.*, 30, 2563–2565 (2005).

- [75] KASALYNAS, I., ADAM, A., KLAASSEN, T., HOVENIER, J., PANDRAUD, G., IORDANOV, V., and SARRO, P., *Design and Performance of a Room-Temperature Terahertz Detection Array for Real-Time Imaging*, IEEE J. Sel. Top. Quant. Elec., 14, 363–369 (2008).
- [76] YANG, J., RUAN, S., and MIN, Z., *Real-time, continuous-wave terahertz imaging by a pyroelectric camera*, Chin. Opt. Lett., 6, 29–31 (2008).
- [77] SIZOV, F., *THz radiation sensors*, Opto-Electron. Rev., 18, 10–36 (2010).
- [78] SIZOV, F.F., REVA, V.P., GOLENKOV, A.G., and ZABUDSKY, V.V., *Uncooled Detectors Challenges for THz/sub-THz Arrays Imaging*, J. Infrared Milli. Terahz. Waves, 32, 1192–1206 (2011).
- [79] LIU, H.C., SONG, C.Y., SPRINGTHORPE, A.J., and C., C.J., *Terahertz quantum-well photodetector*, Appl. Phys. Lett., 84, 4068–4070 (2004).
- [80] FRIEDERICH, F., SCHURICHT, G., DENINGER, A., LISON, F., SPICKERMANN, G., BOLÍVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *Phase-locking of the beat signal of two distributed-feedback diode lasers to oscillators working in the MHz to THz range*, Opt. Ex., 18, 8621–8629 (2010).
- [81] FRIEDERICH, F., SPICKERMANN, G., ROGGENBUCK, A., DENINGER, A., AM WEG, C., VON SPIEGEL, W., LISON, F., BOLÍVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *Hybrid Continuous-Wave Demodulating Multipixel Terahertz Imaging Systems*, IEEE Trans. MW Theo. Tech., 58, 2022–2026 (2010).
- [82] FRIEDERICH, F., SPICKERMANN, G., BOLIVAR, P., LÖFFLER, T., and ROSKOS, H., *Multi-pixel continuous-wave THz-imaging by electro-optic sampling using a photonic-mixer-device camera*, in European Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference, JSIV4_1 (2009).
- [83] FATTINGER, C. and GRISCHKOWSKY, D., *Terahertz beams*, Appl. Phys. Lett., 54, 490–492 (1989).
- [84] LEITENSTORFER, A., HUNSCHE, S., SHAH, J., NUSS, M.C., and H., K.W., *Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory*, Appl. Phys. Lett., 74, 1516–1518 (1999).
- [85] LÖFFLER, T., MAY, T., AM WEG, C., ALCIN, A., HILS, B., and ROSKOS, H.G., *Continuous-wave terahertz imaging with a hybrid system*, Appl. Phys. Lett., 90, 091111 (2007).
- [86] POCKELS, F., *Lehrbuch der Kristalloptik* (Teubner, Leipzig, 1906).
- [87] WU, Q. and ZHANG, X.C., *Free-space electro-optic sampling of terahertz beams*, Appl. Phys. Lett., 67, 3523–3525 (1995).
- [88] SHEN, Y.R., *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, 1984).
- [89] BALDWIN, G.C., *An Introduction to Nonlinear Optics* (Plenum Press, 1969).
- [90] YARIV, A. and YEH, P., *Optical Waves in Crystals* (John Wiley & Sons, 1984).

- [91] YARIV, A. and YEY, P., *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford University Press, Inc., 2007).
- [92] MALDONADO, T.A. and GAYLORD, T.K., *Electrooptic effect calculations: simplified procedure for arbitrary cases*, Appl. Opt., 27, 5051–5066 (1988).
- [93] GUNNING, M.J. and RAAB, R.E., *Algebraic determination of the principal refractive indices and axes in the electro-optic effect*, Appl. Opt., 37, 8438–8447 (1998).
- [94] DUVILLARET, L., RIALLAND, S., and COUTAZ, J.L., *Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation*, J. Opt. Soc. Am. B, 19, 2704–2715 (2002).
- [95] VAN DER VALK, N.C.J., WENCKEBACH, T., and PLANCKEN, P.C.M., *Full mathematical description of electro-optic detection in optically isotropic crystals*, J. Opt. Soc. Am. B, 21, 622–631 (2004).
- [96] VAN DER VALK, N.C.J. and PLANCKEN, P.C.M., *Electro-optic detection of sub-wavelength terahertz spot sizes in the near field of a metal tip*, Appl. Phys. Lett., 81, 1558–1560 (2002).
- [97] VAN DER VALK, N.C.J., *Towards terahertz microscopy*, Ph.D. thesis, Technical University of Delft (2005).
- [98] JEPSEN, P.U., WINNEWISSER, C., SCHALL, M., SCHYJA, V., KEIDING, S.R., and HELM, H., *Detection of THz pulses by phase retardation in lithium tantalate*, Phys. Rev. E, 53, R3052–R3054 (1996).
- [99] JONES, R.C., *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I. Description and Discussion of the Calculus*, J. Opt. Soc. Am., 31, 488–493 (1941).
- [100] RUNGSAWANG, R., OHTA, K., TUKAMOTO, K., and HATTORI, T., *Ring formation of focused half-cycle terahertz pulses*, J. Phys. D: Appl. Phys., 36, 229–235 (2003).
- [101] USAMI, M., FUKASAWA, R., TANI, M., WATANABE, M., and SAKAI, K., *Calibration free terahertz imaging based on 2D electro-optic sampling technique*, Electronics Letters, 39, 1746–1747 (2003).
- [102] CHEN, Q. and ZHANG, X.C., *Polarization modulation in optoelectronic generation and detection of terahertz beams*, Appl. Phys. Lett., 74, 3435–3437 (1999).
- [103] NAHATA, A., WELING, A.S., and HEINZ, T.F., *A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling*, Appl. Phys. Lett., 69, 2321–2323 (1996).
- [104] BAKKER, H.J., CHO, G.C., KURZ, H., WU, Q., and ZHANG, X.C., *Distortion of terahertz pulses in electro-optic sampling*, J. Opt. Soc. Am. B, 15, 1795–1801 (1998).
- [105] GALLOT, G., ZHANG, J., MCGOWAN, R.W., JEON, T.I., and GRISCHKOWSKY, D., *Measurements of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation*, Appl. Phys. Lett., 74, 3450–3452 (1999).

- [106] IOFFE INSTITUTE, *New Semiconductor Materials - Characteristics and Properties*, Online: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/>.
- [107] SCHALL, M., HELM, H., and KEIDING, S.R., *Far Infrared Properties of Electro-Optic Crystals Measured by THz Time-Domain Spectroscopy*, *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, 20, 595–604 (1999).
- [108] ABEDIN, K.S. and ITO, H., *Temperature-dependent dispersion relation of ferroelectric lithium tantalate*, *J. Appl. Phys.*, 80, 6561–6563 (1996).
- [109] WU, Q. and ZHANG, X.C., *7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor*, *Appl. Phys. Lett.*, 70, 1784–1786 (1997).
- [110] BAKKER, H.J., HUNSCH, S., and KURZ, H., *Time-resolved study of phonon polaritons in LiTaO₃*, *Phys. Rev. B*, 48, 13524–13537 (1993).
- [111] KAMOGAWA, K., TOYODA, I., NISHIKAWA, K., and TOKUMITSU, T., *Characterization of a monolithic slot antenna using an electro-optic sampling technique*, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4, 414–416 (1994).
- [112] YANG, K., DAVID, G., ROBERTSON, S., WHITAKER, J., and KATEHI, L., *Electrooptic mapping of near-field distributions in integrated microwave circuits*, *IEEE Trans. MW Theo. Tech.*, 46, 2338–2343 (1998).
- [113] JAMSHIDIFAR, M., SPICKERMANN, G., SCHÄFER, H., and BOLÍVAR, P.H., *200-GHz bandwidth on wafer characterization of CMOS nonlinear transmission line using electro-optic sampling*, *Microwave Opt. Tech. Lett.*, 54, 1858–1862 (2012).
- [114] SCHWARTE, R., BUXBAUM, B., HEINOL, H., XU, Z., SCHULTE, J., RIEDEL, H., STEINER, P., SCHERER, M., SCHNEIDER, B., and RINGBECK, T., *New Powerful Sensory Tool in Automotive Safety Systems Based on PMD-Technology*, in *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2000*, edited by S. Krüger and W. Gessner, VDI-Buch, 181–203 (Springer Berlin Heidelberg, 2000).
- [115] ROTH, H., SCHWARTE, R., RUANGPAYOONGSAK, N., KUHLE, J., ALBRECHT, M., and GROTHOF, H., *3D Vision Based on PMD-Technology for Mobile Robots*, *Proc. SPIE*, 5063, 556–567 (2003).
- [116] KOLB, A., BARTH, E., KOCH, R., and LARSEN, R., *Time-of-Flight Cameras in Computer Graphics*, *Comp. Graph.*, 29, 141–159 (2010).
- [117] SCHWARTE, R., XU, Z., HEINOL, H.G., OLK, J., KLEIN, R., BUXBAUM, B., FISCHER, H., and SCHULTE, J., *A new electrooptical mixing and correlating sensor: Facilities and Applications of the Photonic Mixer Device (PMD)*, *Proc. SPIE*, 3100, 245–253 (1997).
- [118] RINGBECK, T., MÜLLER, T., and HAGEBEUKER, B., *Multidimensional measurement by using 3-D PMD sensors*, *Adv. in Radio Sci.*, 5, 135–146 (2007).
- [119] ALBRECHT, M., *Untersuchung von Photogate-PMD-Sensoren hinsichtlich qualifizierender Charakterisierungsparameter und -methoden*, Ph.D. thesis, Universität Siegen (2007).

-
- [120] ZHANPING, X., KRAFT, H., MÖLLER, T., and FREY, J., *Signalverarbeitungselektronik - Offenlegungsschrift*, Patent, DE 10 2004 016 626 A1 (2005).
- [121] OGGIER, T., KAUFMANN, R., LEHMANN, M., BUTTGEN, B., NEUKOM, S., RICHTER, M., SCHWEIZER, M., METZLER, P., LUSTENBERGER, F., and BLANC, N., *Novel pixel architecture with inherent background suppression for 3D time-of-flight imaging*, Proc. SPIE, 5665, 1–8 (2005).
- [122] RUNGSAWANG, R., TUKAMOTO, K., and HATTORI, T., *Electric Field Imaging Using Intense Half-Cycle Terahertz Pulses*, Jpn. J. Appl. Phys., 44, 1771–1776 (2005).
- [123] MIYAMARU, F., YONERA, T., TANI, M., and HANGYO, M., *Terahertz Two-Dimensional Electrooptic Sampling Using High Speed Complementary Metal-Oxide Semiconductor Camera*, Jpn. J. Appl. Phys., 43, L489–L491 (2004).
- [124] YASUDA, T., YASUI, T., ARAKI, T., and ABRAHAM, E., *Real-time two-dimensional terahertz tomography of moving objects*, Opt. Comm., 267, 128–136 (2006).
- [125] YANG, Y., MANDEGAR, M., and GRISCHKOWSKY, D., *Long path (167 m) broadband THz transmission through the atmosphere*, in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CThEE5 (2011).
- [126] YANG, Y., SHUTLER, A., and GRISCHKOWSKY, D., *Measurement of the transmission of the atmosphere from 0.2 to 2 THz*, Opt. Ex., 19, 8830–8838 (2011).
- [127] JIANG, Z., SUN, F.G., CHEN, Q., and ZHANG, X.C., *Electro-optic sampling near zero optical transmission point*, Appl. Phys. Lett., 74, 1191–1193 (1999).
- [128] HU, B.B. and NUSS, M.C., *Imaging with terahertz waves*, Opt. Lett., 20, 1716–1718 (1995).
- [129] PRADARUTTI, B., MÜLLER, R., MATTHÄUS, G., BRÜCKNER, C., RIEHEMANN, S., NOTNI, G., NOLTE, S., and A., T., *Multichannel balanced electro-optic detection for Terahertz imaging*, Opt. Ex., 15, 17652–17660 (2007).
- [130] PRADARUTTI, B., MÜLLER, R., FREESE, W., MATTHÄUS, G., RIEHEMANN, S., NOTNI, G., NOLTE, S., and A., T., *Terahertz line detection by a microlens array coupled photoconductive antenna array*, Opt. Ex., 16, 18443–18450 (2008).
- [131] HERRMANN, M., TANI, M., SAKAI, K., and WATANABE, M., *Multi-channel signal recording with photoconductive antennas for THz imaging*, in IEEE Tenth International Conference on Terahertz Electronics, 28–31 (2002).
- [132] WU, Q., HEWITT, T.D., and ZHANG, X.C., *Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams*, Appl. Phys. Lett., 69, 1026–1028 (1996).
- [133] LU, Z.G., CAMPBELL, P., and ZHANG, X.C., *Free-space electro-optic sampling with a high-repetition-rate regenerative amplified laser*, Appl. Phys. Lett., 71, 593–595 (1997).
- [134] CRAWLEY, D., WITHINGTON, S., and JELENA, O., *Area-scan camera for terahertz holography*, Rev. Sci. Instrum., 77, 053106 (2006).
-

- [135] NAHATA, A., YARDLEY, J.T., and HEINZ, T.F., *Two-dimensional imaging of continuous-wave terahertz radiation using electro-optic detection*, Appl. Phys. Lett., 81, 963–965 (2002).
- [136] MITROFANOV, O., BRENER, I., HAREL, R., WYNN, J.D., PFEIFFER, L.N., WEST, K.W., and FEDERICI, J., *Terahertz near-field microscopy based on a collection mode detector*, Appl. Phys. Lett., 77, 3496–3498 (2000).
- [137] BITZER, A., ORTNER, A., and WALTHER, M., *Terahertz near-field microscopy with subwavelength spatial resolution based on photoconductive antennas*, Appl. Opt., 49, E1–E6 (2010).
- [138] WÄCHTER, M., NAGEL, M., and KURZ, H., *Tapered photoconductive terahertz field probe tip with subwavelength spatial resolution*, Appl. Phys. Lett., 95, 041112 (2009).
- [139] JIANG, Z., XU, X.G., and ZHANG, X.C., *Improvement of terahertz imaging with a dynamic subtraction technique*, Appl. Opt., 39, 2982–2987 (2000).
- [140] RUNGSAWANG, R., MARSHALL, O., FREEMAN, J.R., BEERE, H.E., MALIK, S., ALTON, J., BARBIERI, S., and A., R.D., *Intensity detection of terahertz quantum cascade laser radiation using electro-optic sampling*, Appl. Phys. Lett., 93, 191111 (2008).
- [141] LEE, A., WILLIAMS, B., KUMAR, S., HU, Q., and RENO, J., *Real-time imaging using a 4.3-THz quantum cascade laser and a 320×240 microbolometer focal-plane array*, IEEE Phot. Tech. Lett., 18, 1415–1417 (2006).
- [142] BIRCH, J. and DROMEY, J., *The optical constants of some common low-loss polymers between 4 and 40cm⁻¹*, Infrared Physics, 21, 225–228 (1981).
- [143] BAUER, T., KOLB, J.S., LÖFFLER, T., MOHLER, E., ROSKOS, H.G., and PERNISZ, U.C., *Indium–tin–oxide-coated glass as dichroic mirror for far-infrared electromagnetic radiation*, J. Appl. Phys., 92, 2210–2212 (2002).
- [144] SPICKERMANN, G., FRIEDERICH, F., ROSKOS, H.G., and HARING BOLÍVAR, P., *High signal-to-noise-ratio electro-optical terahertz imaging system based on an optical demodulating detector array*, Opt. Lett., 34, 3424–3426 (2009).
- [145] GOODMAN, J.W., *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, 1968).
- [146] CHAN, W.L., MORAVEC, M.L., BARANIUK, R.G., and MITTLEMAN, D.M., *Terahertz imaging with compressed sensing and phase retrieval*, Opt. Lett., 33, 974–976 (2008).
- [147] FISCHER, R., *Optical System Design* (McGraw-Hill Professional, 2008).
- [148] SIEGMAN, A.E., *Lasers* (University Science Books, 1986).
- [149] FENG, S., WINFUL, H.G., and HELLWARTH, R.W., *Gouy shift and temporal reshaping of focused single-cycle electromagnetic pulses*, Opt. Lett., 23, 385–387 (1998).
- [150] FENG, S., WINFUL, H.G., and HELLWARTH, R.W., *Spatiotemporal evolution of focused single-cycle electromagnetic pulses*, Phys. Rev. E, 59, 4630–4649 (1999).

- [151] BLANCHARD, F., SHARMA, G., RAZZARI, L., ROPAGNOL, X., BANDULET, H.C., VIDAL, F., MORANDOTTI, R., KIEFFER, J.C., OZAKI, T., TIEDJE, H., HAUGEN, H., REID, M., and HEGMANN, F., *Generation of Intense Terahertz Radiation via Optical Methods*, IEEE J. Sel. Top. Quant. Elec., 17, 5–16 (2011).
- [152] THOMSON, M., KRESS, M., LÖFFLER, T., and ROSKOS, H., *Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications*, Laser & Photon. Rev., 1, 349–368 (2007).
- [153] LYNKEUS, *Mikrointegrierte 3D-Echtzeitkamarasysteme für die intelligente Umgebungserfassung - Abschlussbericht Universität Siegen*, Technische Informationsbibliothek (2010).
- [154] SPICKERMANN, G. and HARING BOLÍVAR, P., *Towards a real-time electro-optical THz microscope using a demodulating optical detector array*, in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CThV1 (2011).
- [155] VOSSEBÜRGER, M., BRUCHERSEIFER, M., CHO, G.C., ROSKOS, H.G., and KURZ, H., *Propagation Effects in Electro-Optic Sampling of Terahertz Pulses in GaAs*, Appl. Opt., 37, 3368–3371 (1998).
- [156] DEBUS, C., BOLÍVAR, P.H., AWAD, M., and NAGEL, M., *Terahertz Biochip Technology: Toward High- Sensitivity Label-Free DNA Sensors*, Am. Biotech. Lab., 27, 8–11 (2009).
- [157] BAXTER, J.B. and GUGLIETTA, G.W., *Terahertz Spectroscopy*, Anal. Chem., 83, 4342–4368 (2011).
- [158] MARKELZ, A.G., *Terahertz Dielectric Sensitivity to Biomolecular Structure and Function*, IEEE J. Sel. Top. Quant. Elec., 14, 180–190 (2008).
- [159] DEBUS, C., SPICKERMANN, G., NAGEL, M., and BOLÍVAR, P.H., *All-electronic terahertz spectrometer for biosensing*, Microwave Opt. Tech. Lett., 53, 2899–2902 (2011).
- [160] WALTHER, C., FISCHER, M., SCALARI, G., TERAZZI, R., HOYLER, N., and FAIST, J., *Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz*, Appl. Phys. Lett., 91, 131122 (2007).

Abbildungen 2.5 aus [26] und 6.1 aus [16] wurden mit der freundlichen Genehmigung des ELSEVIER-Verlages wiedergegeben.

Abbildung 4.6 aus [132] wurde mit der freundlichen Genehmigung des AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS wiedergegeben.

Danksagung

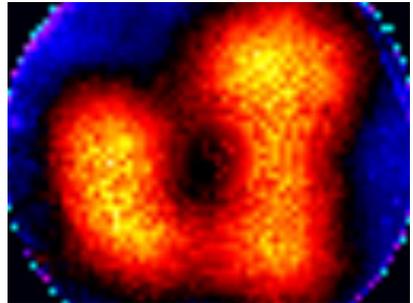
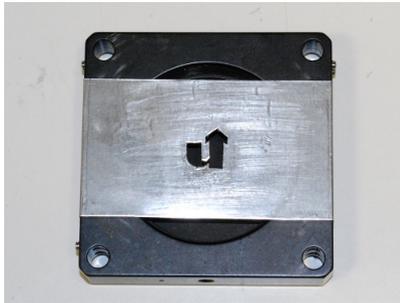
Diese Arbeit wurde unter anderem von der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* (Antragspaket Dynamisches 3D Sehen) und dem *Bundesministerium für Bildung und Forschung* (Lynkeus-Projekt) gefördert. Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Haring Bolívar für die Überlassung der Projekte, durch welche diese Arbeit entstanden ist, danken.

Weiterhin danke ich allen Kollegen des Lehrstuhls für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät an der Universität Siegen für die Diskussionen und anregenden Gespräche sowie für die stets gute Arbeitsatmosphäre. Insbesondere die „alten Hasen“ unseres Instituts Dustin Polke und Christian Debus, sowie meine Bürokollegin Anna Huhn und mein an unseren Lehrstuhl gefolger Diplomarbeitsbetreuer Heiko Schäfer-Eberwein seien explizit erwähnt, da sich mit ihnen auch neben der Arbeit Freundschaften entwickelt haben. Christian und Heiko gebührt ein extra-Dankeschön für ihre Beiträge, die im unmittelbaren Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen, nämlich für die Überlassung eines Biochips und die Durchführung der HFSS-Simulationen im Zusammenhang mit dem Nahfeld-Setup bzw. für die Prozessierung der photokoduktiven Emitter.

Ich danke den Kollegen des Physikalischen Instituts der Goethe-Universität Frankfurt um Prof. Dr. Hartmut Roskos für die freundliche Unterstützung und die gute Kooperation. Spezieller Dank geht hier an Fabian Friederich für die gute Zusammenarbeit in den Projekten, Sebastian Boppel für das Design der Teflon-Linsen und Mark Thomson für die anregenden Diskussionen.

Meinen Korrekturlesern Stephanie Schür, Britta Janssen und Steffen Mock danke ich für das gründliche Prüfen dieser Arbeit auf syntaktische und grammatikalische Korrektheit.

Ein großes DANKESCHÖN auch an meine langjährigen Freunde und insbesondere meine Eltern, die alle zusammen während der ganzen Zeit in allen Lebenslagen für mich da waren, Verständnis hatten und mich immer unterstützt haben!



Eine Metallmaske mit dem Logo der Universität Siegen (links) und ein THz-Bild dieser (rechts), aufgenommen mit dem entwickelten THz-Fernfeld Bildgebungssystem.



Gunnar Spickermann wurde 1979 in Siegen geboren. Nach dem naturwissenschaftlich ausgerichteten Abitur am Peter-Paul-Rubens-Gymnasium studierte er ab 1999 Technische Informatik an der Universität Siegen. In seiner Diplomarbeit konnte er seine Interessen für Informatik und Mikroelektronik verbinden und ein Charakterisierungswerkzeug für mikrofluidische Chips mit integrierter optischer Sensorik entwerfen und aufbauen, um dieses anschließend für die Untersuchung einer Elektrochemilumineszenzreaktion einzusetzen. Danach wechselte er an den Lehrstuhl für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität Siegen, wo er seit 2005 als wissenschaftlicher Mitarbeiter tätig ist.

Die Promotion hat er 2012 mit seiner Dissertation zum Thema "Terahertz-Bildgebung mit demodulierendem Detektorarray" abgeschlossen. Der Terahertz-Frequenzbereich ist im Spektrum der elektromagnetischen Strahlung zwischen den Radiowellen und dem Licht angesiedelt. Der verwendete elektrooptische Detektionsmechanismus ist besonders dazu geeignet, einen großen Frequenzbereich (rund 4 Oktaven) und gleichzeitig eine Vielzahl von Messpunkten in nur einer Messung abzudecken. Die Spektral- und Bildinformation wird dabei in einem Detektorkristall vom Terahertz-Strahl auf einen optischen, nahinfraroten Laserstrahl übertragen und dann in eine Intensitätsmodulation desselben übersetzt. Um die sehr gering ausfallende Modulationstiefe erfolgreich vom unerwünschten Hintergrund zu trennen, wird die PMD-Kamera (Photonic Mixing Device) als demodulierendes Detektorarray eingesetzt. Sie bestimmt dabei orts aufgelöst die Amplitude der Intensitätsmodulation, von der sich auf die elektrische Feldstärke des THz-Pulses im Detektorkristall zu einem sub-ps Zeitpunkt schließen lässt. Durch einen Scan im Zeitbereich kann so der gesamte Terahertz-Puls an 3072 Orten parallel rekonstruiert werden, wodurch Bildgebung im sub-ps-Zeitbereich und im Terahertz-Frequenzbereich ermöglicht wird. Nach diesem Prinzip sind zwei verschiedene Aufbauten realisiert und eingehend charakterisiert worden. Beispielmessungen belegen, dass nun Multipixel-Terahertz-Bildgebung auch ohne die Notwendigkeit von Verstärkerlasern möglich ist und machen die erreichte Optimierung deutlich.