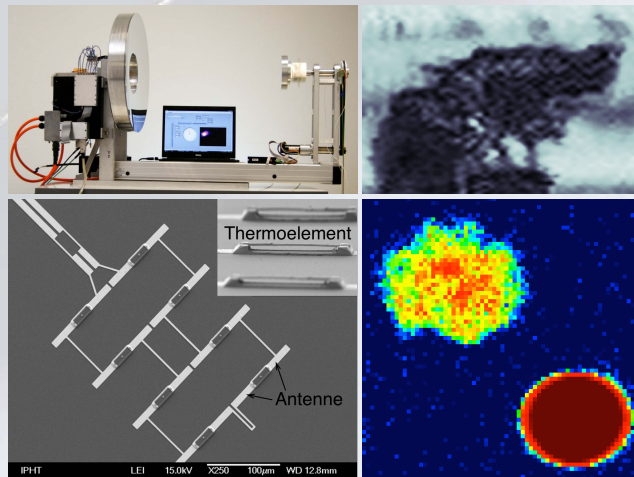


Terahertz-Erkennung energetischer Materialien

Spektroskopische Analysen und technologische Perspektiven bildgebender Systeme

Anna Katharina Huhn



Höchstfrequenztechnik
und Quantenelektronik



Terahertz-Erkennung energetischer Materialien

Spektroskopische Analysen und technologische Perspektiven bildgebender Systeme

Von der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät der
Universität Siegen

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

genehmigte
DISSERTATION
vorgelegt von

Dipl.-Ing. Anna Katharina Huhn
aus Kirchen (Sieg)

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Peter Haring Bolívar
 2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Volker Blanz
- Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Max Lemme

Tag der mündlichen Prüfung: 7. März 2014

Band 4 aus der Schriftenreihe
Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik
Prof. Dr.-Ing. Peter Haring Bolívar
Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät
Universität Siegen
57068 Siegen

urn:nbn:de:hbz:467-7986

Gedruckt auf alterungsbeständigem holz- und säurefreiem Papier.

Meinen Eltern gewidmet

Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden bereits in begutachteten (Peer-Review) wissenschaftlichen Zeitschriften und internationalen Konferenzen veröffentlicht bzw. präsentiert:

- D. STOCK, A. K. HUHN, AND P. HARING BOLÍVAR, *Spectroscopic Material Analysis in the THz Frequency Range – Prospects for improved Material Analysis and Recognition*, 35th ESA Antenna Workshop on Antenna and Free Space RF Measurements, Noordwijk (The Netherlands), (2013).
- A. K. HUHN, E. SAENZ, P. DE MAAGT, AND P. HARING BOLÍVAR, *Broadband Terahertz Analysis of Energetic Materials - Influence of Crystal Structure and Additives*, IEEE Trans. THz Science and Technology 3, 649-655 (2013).
- A. K. HUHN, G. SPICKERMANN, A. IHRING, U. SCHINKEL, H.-G. MEYER, AND P. HARING BOLÍVAR, *Uncooled antenna-coupled THz detectors with 22 μ s response time based on BiSb/Sb thermocouples*, Appl. Phys. Lett. 102, 121102 (2013).
- A. K. HUHN, G. SPICKERMANN, A. IHRING, U. SCHINKEL, H.-G. MEYER, AND P. HARING BOLÍVAR, *Fast antenna-coupled terahertz detectors based on uncooled thermoelements* (Invited), 37th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Wollongong (Australia), (2012).
- A. K. HUHN, E. SAENZ, P. DE MAAGT, AND P. HARING BOLÍVAR, *Broadband terahertz analysis of energetic materials – composition and preparation dependencies*, 37th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Wollongong (Australia), (2012).
- F. FRIEDERICH, W. VON SPIEGEL, M. BAUER, F. MENG, M. D. THOMSON, S. BOPPEL, A. LISAIKAS, B. HILS, V. KROZER, A. KEIL, T. LÖFFLER, R. HENNEBERGER, A. K. HUHN, G. SPICKERMANN, P. HARING BOLÍVAR, AND H. G. ROSKOS, *THz active imaging systems with real-time capabilities*, IEEE Trans. THz Science and Technology 1, 183-200 (2011).
- A. K. HUHN, W. VON SPIEGEL, P. DE MAAGT, W. DUVALOIS, O.C. VAN DER JAGT, H.G. ROSKOS, P. HARING BOLÍVAR, *Towards recognition of energetic materials - Terahertz imaging and sensing at higher frequencies*, First EU Conference on the Detection of Explosives (EUCDE), (2011).
- A. K. HUHN AND P. HARING BOLÍVAR, *Broadband terahertz characterization of energetic materials for calculation of dielectric properties*, (Poster) International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging, Kaiserslautern (Germany), (2010).

Zusammenfassung

In den letzten Jahren ist insbesondere in der Sicherheitstechnik eine steigende Nachfrage nach neuen Technologien zur Erkennung von sicherheitskritischen Materialien zu beobachten. Der Terahertz (THz)-Frequenzbereich, der sich im elektromagnetischen Spektrum zwischen Mikrowellen und Infrarot befindet, ist aufgrund seiner Eigenschaften prädestiniert für Anwendungen in der Sicherheitstechnik. Viele Materialien, wie beispielsweise Sprengstoffe besitzen resonante Absorptionen, sogenannte spektrale Fingerabdrücke im THz-Frequenzbereich, welche die Erkennung dieser Materialien erlauben. In Kombination mit der Transparenz vieler Kleidungs- und Verpackungsmaterialien liegt die Anwendung von THz-Technologie zum Erkennen versteckter Sprengstoffe nahe. Die Voraussetzungen für eine erfolgreiche Erkennung von energetischen Materialien mit THz-Technologie müssen in zwei Bereichen geschaffen werden. Diese zwei Bereiche sind geeignete THz-Technologien zur Materialerkennung einerseits und detaillierte spektroskopische THz-Analysen andererseits.

Diese Arbeit untersucht beide Aspekte durch die Evaluation einiger geeigneter Detektortechnologien zur THz-Materialerkennung sowie spektroskopische Untersuchungen einer Auswahl von interessanten energetischen Materialien. Im Rahmen dieser Arbeit entworfene THz-Spektroskopie-Aufbauten in Transmission und Reflexion werden zur THz-Analyse energetischer Materialien verwendet. Die Transmissionsspektroskopie mit einer hohen Bandbreite von 0,2 - 6,6 THz dient der Ermittlung des Absorptionskoeffizienten als quantitative Größe und ermöglicht erstmalig die zweifelsfreie Messung einer Resonanz des Sprengstoffs RDX bei 4,2 THz. Die Variabilität der spektralen Fingerabdrücke aufgrund von Additiven, Inhomogenitäten der Proben und Präparation werden spektroskopisch untersucht. Die dabei festgestellte Präparationsabhängigkeit kann zu einer inhomogenen Verbreiterung einer Resonanz führen und stellt somit eine Herausforderung für die THz-Erkennung von Sprengstoffen dar.

In dieser Arbeit werden einige interessante Detektortechnologien bezüglich des Potentials der THz-Sprengstofferkennung untersucht. Ein in Kooperation mit Projektpartnern entwickeltes echtzeitfähiges THz-Bildgebungssystem bei 800 GHz basierend auf einer Zeile von 32 subharmonischen Mischern sowie ungekühlte antennengekoppelte Thermolemente mit einer Responsezeit von nur 22 μ s, ebenfalls bei 800 GHz, werden charakterisiert.

Die THz-Bildgebung von Sprengstoffproben resultiert in der Erkennung eines Sprengstoffs anhand einer resonanten Absorption mit verschiedenen THz-Technologien. Dabei wird die THz-Erkennung der Resonanz eines Sprengstoffs mit einem Thermolement als THz-Leistungsdetektor weltweit erstmalig demonstriert. Abschließend wird das Potential der THz-Erkennung energetischer Materialien kritisch diskutiert und eine Einschätzung zur zukünftigen Entwicklung gegeben.

Abstract

In recent years, there is a growing demand for technology to identify and recognize materials relevant to security. The terahertz (THz) frequency range, situated between microwaves and infrared in the electromagnetic spectrum, has certain properties making it predestined for security applications. Many materials, e.g. energetic materials (explosives), exhibit resonant absorptions, so called spectral fingerprints, in the THz-frequency range which facilitate their recognition. In combination with the transparent nature of many clothing- and packaging materials to THz-radiation, the application of THz-technology for the recognition of hidden explosives is obvious. In order to successfully recognize energetic materials with THz-technology, requirements in two areas have to be fulfilled, namely suitable THz-technologies for material detection and detailed spectroscopic THz-analyses of energetic materials.

This thesis investigates both areas by evaluation of suitable detector technologies for THz material recognition as well as an analysis of spectroscopic experiments on a selection of interesting energetic materials. THz time-domain spectroscopy setups in transmission and reflection, which were developed in the context of this thesis, are used to analyze the energetic materials. Spectroscopy in transmission mode, facilitating a very high bandwidth from 0,2- 6,6 THz, is used to determine the absorption-coefficient as a quantitative measure and enabled the author to measure a clear resonance of the explosive RDX at 4,2 THz for the first time. The variability of spectral fingerprints due to additives, inhomogeneities and preparation of explosives are investigated via THz-spectroscopy. Results show that an inhomogeneous broadening of a resonance can occur due to the preparation of the energetic material. This is a challenge for THz-based recognition of explosives.

Furthermore, several THz-imaging technologies are investigated regarding their respective potential for THz explosives recognition. A realtime THz-imaging system based on a row of 32 sub-harmonic mixers, developed in cooperation with project partners, as well as a system based on uncooled antenna-coupled thermocouples with a response time as short as 22 μ s, both operating at 800 GHz, are characterized.

The outcome of THz-imaging of samples of explosives is their recognition based on resonant absorptions using different THz-imaging technologies. In this thesis, the THz-recognition of resonances of explosives using thermocouples as the THz power detector is demonstrated globally for the first time. To conclude, the potential of the THz-recognition of energetic materials is discussed and an assessment of future directions for research is given.

Danksagung

Diese Dissertation sowie die zugrundeliegenden Forschungsergebnisse entstanden in meiner Zeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität Siegen unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. Peter Haring Bolívar. Ich danke Prof. Haring Bolívar für die Überlassung des Forschungsprojekts *TeraCam* (BmBf-Förderkennzeichen 13N9301) und die Betreuung meiner Dissertation. Herrn Prof. Dr. rer. nat. Volker Blanz möchte ich meinen Dank für die freundliche Übernahme des Koreferats ausdrücken, wodurch er zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Herrn Prof. Dr.-Ing. Max Lemme danke ich für die freundliche Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Für die Aufnahme als Stipendiatin im Graduiertenkolleg 1564 *Imaging new Modalities* danke ich den Projektleitern, insbesondere Herrn Prof. Dr.-Ing. Andreas Kolb. Die Seminare und Vorträge im Rahmen des Graduiertenkollegs haben mir einen Blick über den Tellerrand meiner eigenen Forschung ermöglicht. In den Doktoranden-Treffen entstanden fruchtbare Diskussionen, besonders mit Björn Labitzke und Oliver Schwaneberg. Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle Dr. Marc Strickert, der durch seine Erfahrung im Bereich der Bildgebung und Programmierung bei der Bildberechnung der THz-Daten sehr geholfen hat.

Meinen Kollegen am Lehrstuhl, auch den Ehemaligen, möchte ich für die stets gute Arbeitsatmosphäre und die zahlreichen Diskussionen danken. Besonders danke ich meinem Bürokollegen Gunnar Spickermann für seine unendliche Neugier und die vielen hilfreichen Diskussionen sowie meinen Kollegen Heiko Schäfer-Eberwein und Matthias Kahl. Mein Dank gilt ebenfalls Frau Heike Brand für ihre Unterstützung in administrativen Fragen.

Dr. Elena Saézn und Dr. Peter de Maagt von ESTEC danke ich für die Leihgabe von Sprengstoffproben und die fruchtbaren Diskussionen. Dr. Ernst Kessler, Dr. Ulrich Dillner und Andreas Ihring vom IPHT Jena danke ich für die Fertigung der Thermoelemente sowie die besonders freundliche Zusammenarbeit und stete Hilfsbereitschaft. Den Mitarbeitern des Physikalischen Instituts der Universität Frankfurt, besonders Dr. Wolff von Spiegel, danke ich für die vielen Stunden im Labor bei der Fertigstellung des TeraCam-Systems.

Für die Fehlersuche und hilfreiche Kritik danke ich meinen Korrekturlesern Anna, Gunnar und Tobias.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, meinen Geschwistern und meinen langjährigen Freunden, die mich jederzeit unterstützt haben und immer für mich da waren. Insbesondere danke ich meinem Vater, der schon früh meine Begeisterung für die Elektrotechnik geweckt hat und mir stets ein Vorbild war.

Tobias danke ich dafür, dass er mich immer unterstützt und Freud und Leid mit mir teilt.

Kooperationen

Teile der Forschungsergebnisse der vorliegenden Arbeit entstanden aus Kooperationen mit folgenden Wissenschaftlern:

- **Dr. Elena Saézn** und **Dr. Peter de Maagt**
European Space Research and Technology Centre
European Space Agency (ESA-ESTEC)
2200 AG Noordwijk
Niederlande
- **Dr. Ullrich Dillner** und **Dr. Ernst Keßler**
Institut für Photonische Hoch-Technologie (IPHT)
Albert-Einstein-Str. 9
07745 Jena
- **Dr. Wolff von Spiegel** und **Prof. Dr. Hartmut G. Roskos**
Physikalisches Institut
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Max-von-Laue-Straße 1
60438 Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimentelle Grundlagen	5
2.1	THz Zeitbereichs-Spektroskopie	6
2.1.1	Prinzip und Messtechnik	6
2.1.2	Bandbreite, Dynamik und auswertbarer Bereich	10
2.1.3	Die dielektrischen Materialgrößen	11
2.1.4	Bestimmung der dielektrischen Materialgrößen aus THz-TDS-Messdaten	14
2.2	Leistungsgrenzen von Detektoren	16
2.3	Technologische Möglichkeiten der THz-Bildgebung	18
2.3.1	THz-Erzeugung in elektronischen Frequenzvervielfacherketten	18
2.3.2	THz-Detektion in subharmonischen Mischern	20
2.3.3	Integrierbare THz-Detektoren	24
2.3.4	Passive und aktive THz-Bildgebungssysteme für Sicherheitsanwendungen	32
3	Molekulare Resonanzen von Sprengstoffen	43
3.1	Das Lorentzsche Oszillatormodell	45
3.2	Stand der Forschung	47
4	THz-Spektroskopie von Sprengstoffen	51
4.1	Untersuchte Proben	52
4.2	THz-TDS-Messungen in Transmissionsgeometrie	54
4.2.1	Analyse mit Lorentzschler Kurvenanpassung	58
4.3	THz-TDS-Messungen in Reflexionsgeometrie	60
4.4	Abhängigkeit der Resonanzen von Additiven	62
4.5	Präparationsabhängigkeit	64
4.6	THz-TDS von Sprengstoffproben unter Textilien	70
4.7	Zusammenfassung der Ergebnisse	73
5	Bildgebende THz-Systeme	75
5.1	THz-Bildgebungssystem mit subharmonischen Mischern	76
5.1.1	Strahlpfad und Beleuchtungsquelle	78
5.1.2	Heterodyndetektoren basierend auf subharmonischen Mischern	80
5.1.3	Datenerfassung und Bildberechnung	83
5.1.4	THz-Analyse der Heterodyn-Detektorzeile	85

5.2	THz-Leistungsdetektoren basierend auf Thermoelementen	87
5.2.1	Antennencharakteristik eines Pixels	90
5.2.2	THz-Charakterisierung der Thermoelement-Sensoren	92
5.3	Vergleich der Detektoren	97
6	THz-Bildgebung für Sicherheitsanwendung	99
6.1	Sequentielle Bildgebung mit THz-TDS	100
6.1.1	Messmethode und Visualisierungsarten	100
6.1.2	Spektrale Analyse der Ergebnisse	101
6.2	THz-Bildgebung mit Heterodynsystemen	107
6.2.1	Sequentielle Bildgebung bei 600 GHz	108
6.2.2	Echtzeit-Bildgebung bei 800 GHz	110
6.3	THz-Bildgebung basierend auf Thermoelementen	111
6.3.1	Messsystem	112
6.3.2	Ergebnisse	114
6.4	Einschätzung des Potentials der THz-Sprengstofferkennung	119
7	Fazit und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	127
	Abdruckgenehmigungen	137
	Abkürzungsverzeichnis	139
A	Phasenverlauf an einer starken Resonanz	141
B	Analyse mit Lorentz Kurvenanpassung	143
C	HFSS Modell der Thermoelement-Antennenanordnung	145

Kapitel 1

Einleitung

Das menschliche Bedürfnis nach geistiger und körperlicher Unversehrtheit, das ebenfalls im Grundgesetz der Bundesrepublik Deutschland verankert ist, bringt ein grundlegendes Sicherheitsbedürfnis des Menschen und eine Verpflichtung des Staates zum Schutz seiner Bürger mit sich. Mit dem technologischen Fortschritt und der voranschreitenden Globalisierung ist das Sicherheitsbedürfnis unserer Gesellschaft stark angestiegen. Die technischen Errungenschaften, die das globale Leben stark beeinflussten, wie beispielsweise Flugreisen, Fernsehen und Internet, erforderten gleichzeitig die Schaffung neuer Sicherheitsstandards. So zieht die Entwicklung einer neuen Technologie im zweiten Schritt eine Schaffung von Sicherheitsstandards für diese Technologie nach sich. Im Fall von Flugreisen sind dies die Gepäck- und Passagierkontrollen, die Anschläge oder Flugzeugentführungen verhindern sollen. Die hohe Medienwirksamkeit von Flugzeugentführungen wurde bereits in den 1970er Jahren von Terrororganisationen genutzt. Ein Bombenattentat in einem Flugzeug in den 1980er Jahren (Lockerbie-Anschlag) und eine daraufhin an Bord eines Flugzeugs gebrachte Bombenatmosphäre führten zu erhöhten Sicherheitsstandards für Flugreisen. In jüngerer Vergangenheit, insbesondere nach den Ereignissen des 11. September 2001, ist eine massive Verstärkung der Sicherheitsmaßnahmen nicht nur im Flugverkehr, sondern auch in anderen Bereichen des öffentlichen Lebens zu beobachten. Diese Entwicklung verursachte ein starkes Wachstum des Wirtschaftszweigs der Sicherheitstechnik und löste eine Intensivierung der Erforschung von sicherheitsrelevanten Technologien aus.

Zum Auffinden von Sprengstoffen in Gepäck, Frachtgut und an Personen werden neben Spürhunden derzeit verschiedenste Technologien, wie beispielsweise chemische Detektoren, sogenannte chemische Nasen (Sniffer), Massenspektrometer oder Röntgengeräte (nur für Gepäck und Fracht) eingesetzt [1]. Darüber hinaus existieren weitere Methoden zur Detektion von Sprengstoffen [2–4].

Bei der derzeit an Flughäfen eingesetzten Massenspektrometrie zur Identifikation von Sprengstoffen ist eine Probennahme durch Wischen über eine Oberfläche notwendig. Dies kann aufgrund des hohen Aufwands nicht flächendeckend bei jedem Passagier und Gepäckstück durchgeführt werden. Universeller einsetzbar sind derzeit die sogenannten Sniffer. Sie analysieren, ähnlich dem Riechprozess eines Spürhundes, in der angesaugten Luft enthaltene Spuren [5, 6]. Diese Geräte können einen versteckten Sprengstoff nur unter der Voraussetzung, dass eine Ausgasung stattfindet detektieren. Der Dampfdruck einiger Sprengstoffe, z. B. PETN und RDX liegt im Bereich von einigen ppt (Parts Per Trillion) [7, 8], wodurch die Detektion von PETN und RDX mit

Sniffen in einer realen Umgebung schwierig ist [6]. Um eine kontrolliertere Probenahme für die Gas-basierte Detektion zu erreichen, finden Kabinen Anwendung, in denen eine Person einem Luftstrom ausgesetzt wird, durch den anhaftende Partikel gelöst werden. Dieser Luftstrom führt dann zu einem Detektor, in dem enthaltene Sprengstoffpartikel identifiziert werden können. Mit einem solchen Gerät wurde bereits die Detektion von RDX demonstriert [9], wobei die Sprengstoffproben alle direkt dem Luftstrom ausgesetzt waren. Ein entsprechender Test zur Detektion eines unter der Kleidung verborgenen Sprengstoffs ist nicht verfügbar.

Die eindeutige Schwachstelle dieser chemischen Detektionsverfahren ist die Probenahme. Dies kann mit Spektroskopie-Verfahren, die auf elektromagnetischer Strahlung basieren umgangen werden. Röntgen-Rückstreu-Verfahren können zwar zur Erkennung von verdeckten Sprengstoffen genutzt werden [10], die ionisierende Wirkung von Röntgenstrahlung ist allerdings gesundheitsschädlich. Sprengstoffdetektion ist ebenfalls mit optische Verfahren, wie Raman-Spektroskopie möglich [11]. Jedoch benötigen optische Verfahren direkten „Sichtkontakt“ zur Probe, d. h. die Probe darf nicht abgedeckt sein. Folglich sind optische Verfahren für einen Einsatz zum Auffinden und Identifizieren von versteckten Sprengstoffen ungeeignet.

Bisherige Technologien zur Sprengstoffidentifikation sind aus den diskutierten Gründen nicht zufriedenstellend. Die Erfüllung der hohen Sicherheitsstandards, verbunden mit der steigenden Anzahl von Passagieren und Flügen erfordern neue Sicherheitstechnologien. Solche Technologien sollten idealerweise neben einer Beschleunigung des Ablaufs das Erkennen von versteckten sicherheitskritischen Objekten und Materialien ermöglichen, ohne ein Gesundheitsrisiko darzustellen.

Die erstmalige Dokumentation der resonanten Absorptionen - sogenannte spektrale Fingerabdrücke - von Sprengstoffen im Terahertz (THz)-Frequenzbereich vor 10 Jahren [12], löste eine starke Nachfrage nach THz-Technologien zur Erkennung dieser Materialien aus. Diese Resonanzen, gepaart mit der Transparenz der meisten Kleidungs- und Verpackungsmaterialien, sowie der nicht-ionisierenden Wirkung von THz-Strahlung, prädestinieren THz-Technologie als sogenannte Körperscanner für den Einsatz an Sicherheitskontrollpunkten. Die Zukunftsvision ist die Kombination von THz-Spektroskopie und -Bildgebung als Komplettsystem zum Auffinden und Identifizieren versteckter Sprengstoffe direkt am Menschen. Dieses Szenario der THz-Erkennung von Sprengstoffen wird derzeit intensiv diskutiert [13]. Bis zum heutigen Zeitpunkt konnten die mit dieser Technologie verbundenen Versprechungen und Hoffnungen, u.a. das schnelle Auffinden und Identifizieren von unter der Kleidung versteckten Sprengstoffen direkt am Menschen, nicht zufriedenstellend erfüllt werden. Gründe dafür liegen in der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke, die bisher nur sehr unzureichend untersucht wurde, sowie im Mangel an echtzeitfähigen breitbandigen THz-Bildgebungssystemen.

In dieser Arbeit wird von der spektroskopischen THz-Analyse von Sprengstoffen, über die Entwicklung und Charakterisierung einiger interessanter THz-Technologien auf Detektorebene, bis hin zum Gesamtsystem-Aufbau und der Systemevaluation ein breiter Ansatz zur THz-Sprengstofferkennung verfolgt. Das Ziel ist dabei die THz-Erkennung von Sprengstoffen anhand ihrer spektralen Fingerabdrücke mit bildge-

benden THz-Systemen und die Einschätzung des Potentials der THz-Erkennung von Sprengstoffen in der realen Anwendung.

Trotz vieler bereits in der Literatur verfügbarer THz-Analysen von energetischen Materialien [12, 14–28], existieren nur wenig verlässliche Daten, besonders zur Variabilität der spektralen Fingerabdrücke. Da die resonanten Absorptionen intermolekulare Schwingungsmoden mit phonon-artigem Charakter sind, können sie durch Änderungen in der Materialstruktur, z. B. Polymorphie oder einen amorphen Anteil beeinflusst werden. Diese Präparationsabhängigkeit der Resonanzen von energetischen Materialien wurde bisher lediglich in einer Publikation und nur am Beispiel von RDX untersucht [28]. Da der spektrale Fingerabdruck eines Sprengstoffs durch Präparationsabhängigkeit verändert werden kann, ist die Untersuchung solcher Abhängigkeiten die Voraussetzung für die Evaluation der Möglichkeiten für materialerkennende THz-Technologien. In dieser Arbeit werden breitbandige spektroskopische THz-Analysen energetischer Materialien, insbesondere in Hinblick auf die Variabilität der spektralen Fingerabdrücke, in Transmission und Reflexion durchgeführt.

Im THz-Frequenzbereich finden zur THz-Erzeugung und -Detektion Verfahren aus beiden angrenzenden Domänen, der Optik und der Elektronik, Anwendung [29, 30]. Weiterentwickelt aus dem Bereich der Mikrowellen- und Radartechnik werden häufig Dioden-basierte Frequenzmischer zur THz-Bildgebung eingesetzt [31]. Diese Technologie bietet den Vorteil das elektrische Feld (E-Feld) der THz-Strahlung messen zu können, wodurch eine Tiefeninformation in der Bildgebung bestimmt werden kann. Dadurch sind Ansätze zur Bildgebung aus der Radartechnik, wie beispielsweise *Frequency-Modulated Continuous-Wave* (FMCW) und synthetische Bildgebung, in den THz-Frequenzbereich übertragbar. Die mit der Frequenz steigenden Konversionsverluste solcher Systeme erlauben jedoch nur den Betrieb bis wenig oberhalb von 1 THz [30]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde, in Kooperation mit Projektpartnern, ein heterodynes THz-Bildgebungssystem entwickelt, das Echtzeit-Bildgebung bei 800 GHz mit hoher Empfindlichkeit ermöglicht.

Breitbandige Alternativen, die integrierbar und kostengünstig sind, stammen aus der Infrarottechnik. Bolometer und Thermoelemente in Form von freitragenden Mikrobriickenstrukturen werden für THz-Bildgebung bei Raumtemperatur eingesetzt und mittels Antennenkopplung an den THz-Frequenzbereich angepasst. Diese Technologien besitzen aufgrund der konstanten Leistungsfähigkeit über einen breiten Frequenzbereich das Potential zur spektroskopischen Bildgebung. Durch die geringen Strukturabmessungen ist mit diesen Detektoren THz-Bildgebung in Echtzeit möglich. Gegenüber Bolometern besitzen Thermoelemente den Vorteil, dass sie kein externes Bias benötigen, wodurch die Komplexität des Leitungsnetzes in Multipixel-Arrays geringer ist. Bisher existieren zwar Multipixel-Arrays aus ungekühlten Bolometern [32, 33], die Erkennung einer Resonanz eines Sprengstoffs wurde mit solchen thermischen Detektoren jedoch noch nicht demonstriert. In dieser Arbeit werden antennengekoppelte Thermoelemente charakterisiert und in einem Frequenzbereich um 800 GHz zur spektroskopischen Bildgebung eingesetzt.

Zur Untersuchung der oben genannten Aspekte ist diese Arbeit wie folgt gegliedert. Die technologischen Grundlagen der THz-Spektroskopie sowie Funktionsprinzipien

verschiedener Technologien, die der THz-Bildgebung dienen, werden mit Fokus auf THz-Detektoren in Kapitel 2 detailliert diskutiert. Darüber hinaus werden interessante THz-Bildgebungssysteme aus der aktuellen Forschung vorgestellt. In Kapitel 3 werden die molekularen Resonanzen von Sprengstoffen im THz-Frequenzbereich behandelt und eine Übersicht über den Stand der Forschung der THz-Analysen dieser Resonanzen gegeben. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten spektroskopischen THz-Analysen energetischer Materialien werden in Kapitel 4 dargestellt und diskutiert. Diese Analysen umfassen die Untersuchung der Abhängigkeit der Resonanzen von Additiven und Präparation. In Kapitel 5 werden zwei in Kooperation mit Projektpartnern entwickelte THz-Technologien zur Bildgebung beschrieben und charakterisiert. Dabei handelt es sich zum einen um ein heterodynes THz-Bildgebungssystem basierend auf einer Zeile von 32 subharmonischen Mischern und zum anderen um ein System mit ungekühlten antennengekoppelten Thermoelementen. Beide werden für THz-Bildgebung bei 800 GHz eingesetzt. Zur THz-Bildgebung von sicherheitsrelevanten Objekten dienen zusätzlich zu diesen beiden Systemen ein Heterodynsystem bei 600 GHz sowie ein THz-Spektroskopie-Aufbau im Rasterverfahren, welche in Kapitel 6 vorgestellt werden. Eine Besonderheit ist dabei die Nutzung verschiedener THz-Technologien zur Erkennung von Sprengstoffen. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Kapitel 7 kritisch diskutiert und ein Ausblick auf weitere Forschungsrichtungen gegeben. Dabei wird der Haupt-Fokus auf die Anwendungstauglichkeit in realen Szenarien gelegt.

Kapitel 2

Experimentelle Grundlagen

Dieses Kapitel erläutert die technologischen Grundlagen der THz-Spektroskopie und -Bildgebung. Das Prinzip der THz-Zeitbereichs-Spektroskopie sowie die im Rahmen dieser Arbeit konzipierten und aufgebauten Systeme zur THz-Spektroskopie werden vorgestellt. Anschließend folgt die Beschreibung der Bestimmung der dielektrischen Materialgrößen aus den Messdaten. In der zweiten Hälfte dieses Kapitels werden die technologischen Möglichkeiten der THz-Bildgebung mit Fokus auf THz-Detektoren diskutiert. Eine Übersicht über THz-Bildgebungssysteme aus der aktuellen Forschung schließt das Kapitel ab.

Der THz-Frequenzbereich befindet sich im elektromagnetischen Spektrum zwischen Mikrowellen und Infrarot. Der Frequenzbereich ist lose definiert als der Bereich von 100 GHz bis 10 THz [34], entsprechend dem Wellenlängenbereich von ca. 3 mm bis 30 μm , bzw. Photonenergien von ca. 0,4 bis 40 meV. Zur Strahlungserzeugung und -Detektion in diesem Frequenzbereich werden je nach Anwendungsgebiet Quellen und Detektoren aus den beiden angrenzenden Domänen, der Elektronik und der Optik genutzt [29, 30]. Technologien aus dem Bereich der Elektronik stellen üblicherweise eine geringere Bandbreite zur Verfügung als solche aus dem optischen Bereich.

Zur spektroskopischen THz-Untersuchung von Materialien ist eine möglichst breitbandige Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung notwendig. Dies wird im Allgemeinen mit Hilfe der THz Zeitbereichs-Spektroskopie (engl.: THz time-domain spectroscopy, kurz: THz-TDS) durchgeführt. Dieses breitbandige kohärente Messverfahren erlaubt die direkte Messung der Amplitude und Phase des elektrischen Felds der THz-Strahlung. Somit können aus THz-TDS-Messdaten direkt die dielektrischen Materialgrößen, wie der komplexe Brechungsindex ermittelt werden. Viele Materialien, wie beispielsweise Sprengstoffe, besitzen resonante Absorptionen im THz-Frequenzbereich, die für deren Erkennung genutzt werden können. Für die Analyse solcher Resonanzen, auch im Hinblick auf deren Variabilität, werden in dieser Arbeit mehrere THz-TDS-Systeme in verschiedenen Systemkonfigurationen genutzt. Die Grundlagen der THz-TDS sowie die Ermittlung der dielektrischen Materialkonstanten aus den Messdaten werden in diesem Kapitel detailliert erläutert.

Zur THz-Bildgebung werden andere Technologien genutzt, die teilweise aus dem Bereich der Elektronik und teilweise aus dem optischen Bereich weiterentwickelt wurden.

Aus dem Bereich der Radartechnik wurden Frequenzvervielfacherketten als kohärente elektronische Beleuchtungsquellen sowie Frequenzmischer als heterodyne Detektoren für THz-Bildgebung weiterentwickelt. Die Entwicklungen der letzten Jahre haben darüber hinaus die Nutzung von CMOS-Transistoren als THz-Detektoren ermöglicht. Aus dem optischen Bereich werden beispielsweise Bolometer und Thermoelemente in Form von Mikrobrückenstrukturen zur THz-Detektion genutzt. CMOS-Transistoren, Bolometer und Thermoelemente sind als großflächige Kilopixel-Arrays integrierbar. Prinzipien der Bildgebung aus der Radar- und Röntgentechnik, wie FMCW, synthetische Bildgebung oder Tomographie, wurden ebenfalls für die THz-Bildgebung adaptiert. Die technologischen Möglichkeiten der THz-Bildgebung mit Fokus auf THz-Detektoren sowie aktuell in der Forschung realisierte THz-Bildgebungssysteme werden in der zweiten Hälfte dieses Kapitels vorgestellt.

2.1 THz Zeitbereichs-Spektroskopie

THz-TDS ist ein kohärentes, zeitaufgelöstes Messverfahren [35–37] mit einer großen Bandbreite, die von einigen hundert GHz bis zu einigen THz reicht. THz-TDS wurde in den 1990er Jahren entwickelt und ist seitdem ein essentielles Werkzeug zur spektroskopischen Analyse von Materialien im THz-Frequenzbereich.

Zur Erzeugung und kohärenten Detektion von breitbandigen THz-Pulsen dient ein Femtosekundenlaser, welcher sich durch eine Pulsdauer von wenigen Femtosekunden ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) auszeichnet. Obwohl bereits portable THz-TDS-Systeme kommerziell verfügbar sind [38], werden THz-TDS-Aufbauten für Laboranwendungen aufgrund der größeren Flexibilität üblicherweise aus Einzelkomponenten zusammengestellt und auf einem schwingungsgedämpften optischen Tisch montiert. Zur spektroskopischen THz-Analyse von energetischen Materialien wurde im Rahmen dieser Arbeit ein breitbandiges THz-TDS-System in Transmissionsgeometrie, das eine hohe Bandbreite von ca. 200 GHz bis 6,6 THz besitzt sowie ein weiteres THz-TDS-System in Reflexionsgeometrie mit etwas geringerer Bandbreite entworfen und aufgebaut.

2.1.1 Prinzip und Messtechnik

Im Allgemeinen wird in einem THz-TDS-Aufbau ein Femtosekundenlaser zur Erzeugung und Detektion kurzer THz-Pulse basierend auf der Anrege-Abfrage Messtechnik genutzt. Diese THz-Pulse werden vom Emittor durch einen quasi-optischen Aufbau bestehend aus Spiegeln¹ meist über einen Zwischenfokus, in dem eine Probe platziert werden kann, auf den Detektor abgebildet. In Abbildung 2.1a ist ein im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und aufgebautes THz-TDS-System schematisch dargestellt.

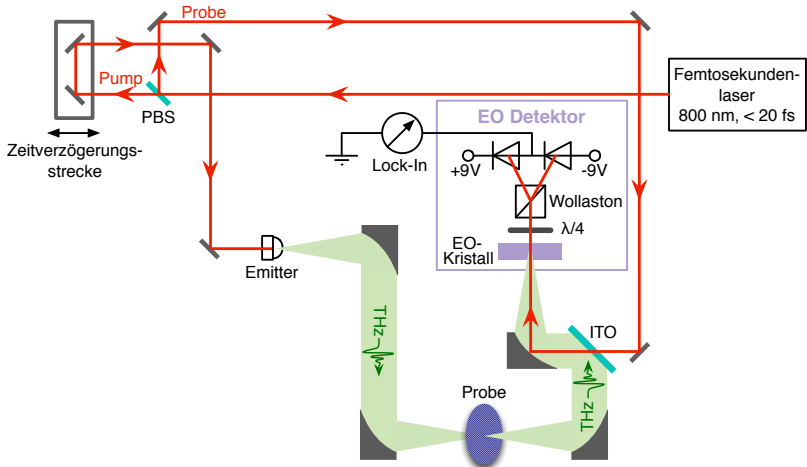
¹Üblicherweise werden in der THz-Spektroskopie Metallspiegel zur THz-Strahlführung genutzt, da sie die Bandbreite nicht beschränken und nahezu 100% der THz-Leistung reflektieren. Durch Linsen entsteht zwangsläufig ein Leistungsverlust durch Reflexionen an den Grenzflächen und Absorption sowie meist eine Begrenzung der THz-Bandbreite.

Ein Femtosekundenlaser wird mit Hilfe eines Strahlteilers (PBS) in zwei Strahlpfade, einen Anregepfad (Pump) und einen Abfragepfad (Probe), aufgeteilt (Abb. 2.1a). Der Anregepfad führt zum THz-Emitter, wo mit Hilfe des Femtosekundenlaser-Pulses ein THz-Puls mit einer Pulslänge im Pikosekundenbereich erzeugt wird. Der Laserpuls des Probe-Strahls fragt im THz-Detektor die Feldstärke des THz-Feldes zu einem Zeitpunkt ab. Mit Hilfe einer Zeitverzögerungsstrecke wird eine Pfadlänge relativ zur anderen verändert, wodurch der komplette THz-Puls sequentiell gemessen wird. Zur Messwerterfassung dient aufgrund sehr kleiner Messsignale ein Lock-In Verstärker. Eine Amplitudenmodulation der THz-Strahlung wird entweder durch einen mechanischen Zerhacker (Chopper) oder elektrisch durch Modulation der Emittervorspannung beim photokonduktiven Emitter vorgenommen. Das amplitudenmodulierte Ausgangssignal am Detektor wird dann im Lock-In Verstärker gemessen. Zur Rekonstruktion des THz-Pulses und Steuerung der Zeitverzögerungsstrecke dient ein Messrechner.

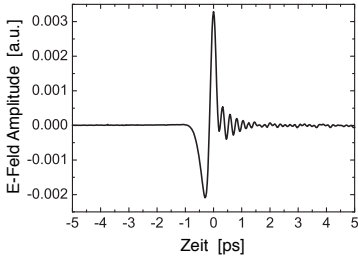
Als THz-Emitter werden in einem TDS-System, das ohne Verstärkerlaser arbeitet, üblicherweise photokonduktive Emitter oder elektrooptische (EO) Emitter verwendet. Ein EO-Emitter basiert auf der optischen Gleichrichtung aufgrund des EO-Effektes nichtlinearer Kristalle [39, 40]. Ein solcher Emitter ermöglicht die Erzeugung von THz-Pulsen mit einer hohen Bandbreite von einigen zehn THz [41]. Da die optische Gleichrichtung im EO-Kristall sehr ineffizient ist, ist die erzeugte THz-Feldstärke gering.

Ein photokonduktiver THz-Emitter besteht aus einem Halbleiterkristall, an den über Elektroden ein elektrisches Feld angelegt wird [42, 43]. Der Laserpuls des Femtosekundenlasers trifft zwischen die Elektroden und hebt im Halbleiter Ladungsträger ins Leitungsband an, die im angelegten elektrischen Feld beschleunigt werden und aufgrund des Faradayschen Induktionsgesetzes einen elektromagnetischen Puls induzieren. Der zeitliche Verlauf des erzeugten elektromagnetischen Pulses ist proportional zur Ableitung des Photostroms nach der Zeit. Bei der Verwendung unverstärkter Femtosekundenlaser ist die emittierte Feldstärke eines photokonduktiven Emitters höher als die eines EO-Emitters [44]. Aus diesem Grund werden in den THz-TDS-Systemen, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurden, photokonduktive THz-Emitter verwendet.

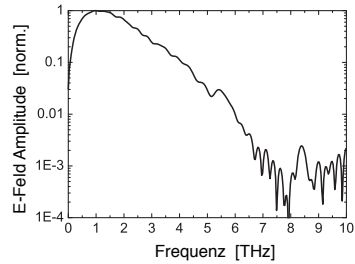
Zur kohärenten, breitbandigen Detektion von THz-Strahlung in der THz-TDS wird meist ein EO-Kristall verwendet. Im EO-Kristall entsteht durch das anliegende elektrische THz-Feld eine Änderung des Doppelbrechungsverhältnisses. Diese führt zu einer Phasenverschiebung des durch den Kristall propagierenden Abfragepulses und somit zu einer Polarisationsänderung des optischen Abfragestrahls [42, 45–47]. Aus einem linear polarisierten optischen Strahl wird ein elliptisch polarisierter Strahl. Diese Polarisationsänderung ist proportional zum THz-Feld. Mit Hilfe eines Wollaston-Prismas wird der Abfragestrahl in die zwei Polarisationskomponenten aufgeteilt. Diese treffen jeweils auf eine Photodiode zur Umwandlung der Beleuchtungsintensität in einen elektrischen Strom. Die Stromdifferenz, die proportional zur Polarisationsänderung und somit zur E-Feldstärke des THz-Pulses zu einem Zeitpunkt ist, wird, nach



(a)



(b)



(c)

Abb. 2.1: (a) THz-TDS-Aufbau in Transmissions-Geometrie mit (b) THz-Transiente und (c) zugehörigem Fourier-Spektrum.

Strom-Spannungs-Wandlung und Vorverstärkung, mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers gemessen.

Die Messung mittels THz-TDS kann je nach Anwendung in Transmissions- oder Reflexionsgeometrie erfolgen. Die Messung von Proben in Transmissionsgeometrie erlaubt die direkte Ermittlung der dielektrischen Materialdaten ohne Verwendung der Kramers-Kronig-Relation [48–50]. Bei der Messung in Reflexionsgeometrie ist die Be-

stimmung der dielektrischen Materialgrößen prinzipiell ebenfalls möglich [51]. In Reflexionsmessungen wird für die THz-Referenz ein Metallspiegel genutzt, der an der Probenposition platziert werden muss. Toleranzen in der Platzierung dieses Spiegels führen zu Abweichungen in der relativen Phase des THz-Signals und somit zu Fehlern in der Berechnung der dielektrischen Materialgrößen. Daher wird im Allgemeinen THz-TDS in Transmissionsgeometrie zur Messung der dielektrischen Materialgrößen verwendet. Generell gibt es unterschiedliche Möglichkeiten der Messung in Reflexionsgeometrie, die Messung unter senkrechtem Einfall der THz-Strahlung und die Messung unter einem von 90° verschiedenen Winkel. Bei der Messung unter senkrechtem Einfall ist ein Strahlteiler zur Separierung der Strahlpfade notwendig, da die einfallende Strahlung auf dem gleichen Weg zurück reflektiert wird. Dies führt im Allgemeinen zu einer Verringerung der nutzbaren Signalstärke, die durch den Strahlteiler bedingt ist. Ein idealer Strahlteiler im THz-Pfad eines solchen Spektroskopieaufbaus besitzt ein Teilungsverhältnis von 50:50. Dies bedeutet, dass in der Referenzmessung dann nur 25% der Quellenleistung am Detektor gemessen werden kann. Die Messung unter einem von 90° verschiedenen Winkel erfordert keinen Strahlteiler, ist aber schwieriger zu justieren. Abweichungen in der Positionierung der Probe bzw. des Metallspiegels zur Referenzmessung führen in einem solchen Aufbau zu einem Strahlversatz auf dem Detektor. Dadurch wird die detektierte Intensität reduziert, was fälschlicherweise als Eigenschaft der Probe interpretiert wird. Aus diesem Grund wird für die Reflexionsmessungen in dieser Arbeit ein THz-TDS-Aufbau mit senkrechtem Einfall auf die Probe aufgebaut.

Für die THz-TDS-Messungen in dieser Arbeit werden Aufbauten in Transmissions- und Reflexionsgeometrie verwendet, die im Rahmen dieser Arbeit entworfen und aufgebaut wurden. Der Aufbau in Transmissionsgeometrie ist schematisch in Abbildung 2.1a dargestellt. Er basiert auf einem kommerziellen Femtosekundenlaser mit einer Pulslänge von weniger als 20 fs mit einer Zentralwellenlänge von 800 nm und einer Repetitionsrate von 85 MHz. Die mittlere Leistung des Lasers beträgt ca. 300 mW. Der Laserstrahl wird mit Hilfe einer Strahlteilmembran (engl.: Pellicle Beamsplitter, kurz: PBS) in einen Abfrage- und einen Anrege-Pfad aufgeteilt. Die Strahlteilmembran verhindert im Gegensatz zu einem Strahlteilerwürfel eine Dispersion des Laserpulses. Der Anrege-Strahl wird über eine Zeitverzögerungsstrecke auf den Emitter umgelenkt. Als Emitter dient ein photokonduktiver Gallium-Arsenid (GaAs)-Kristall mit Gold-Elektroden zum Anlegen der elektrischen Spannung. Die Abstrahlung der THz-Pulse durch den GaAs-Kristall erfolgt keulenförmig in beide Richtungen. Ein Paar paraboloider Aluminium-Spiegel mit Gold-Beschichtung dient zur Abbildung des THz-Pulses auf einen Zwischenfokus, in dem eine zu untersuchende Probe platziert werden kann. Ein weiteres Paar paraboloider Spiegel dient zur Abbildung des durch die Probe transmittierten THz-Pulses auf den Detektor. Dabei wird ein mit Indium-Zinn-Oxid (ITO) beschichtetes Glassubstrat, das als THz-Spiegel fungiert und im optischen Bereich transparent ist, zur Co-Propagation von THz- und optischen Abfrage-Puls im Detektorkristall genutzt. Dies dient der Minimierung der Dispersion des optischen Abfrage-Pulses. Der EO-Detektor besteht aus einem Gallium-Phosphit (GaP)-Kristall mit einer Dicke von 0,2 mm. Die Dicke des Kristalls ist limitiert durch

die Kohärenzlänge. Der THz-Pfad des Aufbaus ist in eine Plexiglas-Box montiert, die das Fluten des THz-Pfads mit Stickstoff zur Reduzierung der Luftfeuchtigkeit erlaubt. Mit einer Luftfeuchtigkeit von 7 % bis 8 % wird die in Abbildung 2.1b dargestellte THz-Transiente im Zeitbereich mit dem korrespondierenden Fourier-Spektrum (Abb. 2.1c) mit einer Bandbreite von 200 GHz bis 6,6 THz gemessen.

Der Reflexionsaufbau basiert auf demselben Femtosekundenlaser wie der Transmissionsaufbau. Die weiteren Komponenten wie Strahlteiler, Emittter und Spiegel sind ebenfalls identisch. Der vom photokonduktiven Emittter erzeugte THz-Puls wird über ein Paar paraboloider Spiegel auf die Probe fokussiert. Die Probenoberfläche ist senkrecht zum THz-Strahlpfad platziert. Zur Separierung von einfallendem und reflektiertem THz-Strahl dient ein Silizium-Wafer mit einer Dicke von 500 μm und einem Flächenwiderstand von mehr als 20 $\text{k}\Omega\text{cm}$ als Strahlteiler. Ein weiterer paraboloider Spiegel lenkt die von der Probe reflektierte THz-Strahlung zum EO-Detektor. Als EO-Kristall dient ein 1 mm dicker Zink-Tellurid (ZnTe)-Kristall. Der ZnTe-Kristall erzeugt aufgrund des größeren EO-Koeffizienten und der größeren Propagationsstrecke eine höhere Dynamik im gemessenen Signal, führt aber zu einer geringeren Messbandbreite als im Transmissionsaufbau, da die Kohärenzlänge für höhere Frequenzen stark abnimmt. Der THz-Pfad dieses Aufbaus ist zum Spülen mit Stickstoff ebenfalls in eine Plexiglas-Box montiert. Mit diesem Aufbau wird eine Mess-Bandbreite von 200 GHz bis 3 THz erreicht.

2.1.2 Bandbreite, Dynamik und auswertbarer Bereich

Die Dynamik in THz-TDS-Messungen ist frequenzabhängig, erreicht üblicherweise ihr Maximum bei ca. 1 THz und fällt danach als Funktion der Frequenz kontinuierlich ab, bis das Rauschlevel erreicht ist. An dieser Stelle ist normalerweise ein Knick im Spektrum zu sehen, oberhalb dessen (in der Frequenz) das Rauschen als unregelmäßige Oszillation zu erkennen ist (Abb. 2.2a). Insbesondere bei höheren THz-Frequenzen ist die Interpretation von THz-TDS-Daten durch die abnehmende Dynamik schwierig [52]. Die nutzbare Bandbreite in THz-TDS-Messungen ist durch den Rauschpegel begrenzt, der beispielsweise in Absorptionsspektren nicht klar zu erkennen ist. Daher ist insbesondere vor der Berechnung von Absorptionsspektren die Bestimmung des auswertbaren Bereichs der THz-Messungen wichtig. Dies wird am Beispiel von Messungen mit einer Probe des Sprengstoffs RDX verdeutlicht (Abb. 2.2). In Abbildung 2.2a ist das Leistungsspektrum einer Messung mit einer RDX-Probe mit der zugehörigen Referenz gezeigt. Zusätzlich sind in das Leistungsspektrum der Rauschpegel und der Bereich 10 dB oberhalb des Rauschpegels eingezeichnet. Da im Zeitbereich gemessen wird, sollte auch der Rauschpegel aus der Standardabweichung der Zeitbereichsdaten ermittelt werden. Das aus den THz-TDS-Daten im Zeitbereich ermittelte Rauschen lässt sich mit Hilfe von Formel 2.1 in den Frequenzbereich transformieren und so im Fourierspektrum der Messung darstellen. Dabei stellt N die Anzahl der Messpunkte und σ_T die Standardabweichung im Zeitbereich dar.

$$\text{Noise}_f = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{2\sigma_T}{N} \quad (2.1)$$

Ausgehend vom Rauschpegel ist im Leistungsspektrum der Referenzmessung eine maximale Dynamik von ca. 60 dB bei einer Frequenz von ca. 1 THz zu sehen. Die Bestimmung der Bandbreite ist basierend auf dem Rauschpegel allerdings nicht eindeutig möglich, da die Oszillationen im Spektrum den Rauschpegel jenseits von 6,5 THz übersteigen. Daher bietet nur ein Pegel, der oberhalb des Rauschpegels und aller Oszillationen liegt eine eindeutige Angabe der nutzbaren Bandbreite und Dynamik. Wählt man einen Pegel, der 10 dB oberhalb des Rauschpegels liegt, lässt sich die nutzbare Bandbreite auf 6,4 THz und die maximale Dynamik bei 1 THz auf ca. 50 dB festlegen.

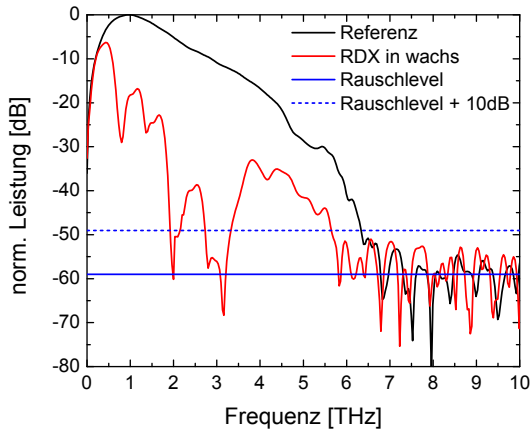
Im Leistungsspektrum der RDX-Probe lässt sich erkennen, dass die Dynamik geringer ist als in der Referenzmessung. Dies führt aufgrund des Abfalls der Dynamik oberhalb von ca. 1 THz zu einer begrenzten auswertbaren Bandbreite der Messung mit der RDX-Probe. Teilweise erstrecken sich die resonanten Absorptionen von RDX, die als Peaks erkennbar sind, bis ins Rauschen. Das bedeutet, dass im spektralen Bereich der Resonanz die Absorption stark ansteigt und die Dynamik des Messsystems überschritten werden kann. Im Absorptions-Spektrum (Abb.2.2b), das direkt aus der THz-TDS-Messung ermittelt wurde und somit nicht den Absorptionskoeffizienten darstellt, sind die Daten unterhalb des festgelegten Pegels (10 dB oberhalb des Rauschpegels) gepunktet dargestellt. Die spektralen Positionen der resonanten Absorptionen, die sich bis ins Rauschen erstrecken, sind bestimmbar, allerdings nicht deren Amplituden. In den gepunktet dargestellten Bereichen des Absorbance-Spektrums sind durch das Rauschen hervorgerufene Peaks zu sehen. Kennt man den Dynamikbereich einer Messung nicht, d.h. ist er im Absorbance-Spektrum nicht gekennzeichnet, können solche Peaks zu Fehlinterpretationen der Daten führen. Deswegen ist eine Eingrenzung des auswertbaren Bereichs in THz-TDS-Messungen unbedingt erforderlich, um belastbare Aussagen über die Absorption eines Materials treffen zu können. Dazu ist es notwendig den Rauschpegel für das Spektrum zu berechnen (Gl. 2.1). Damit kann dann über den frequenzabhängigen Dynamikbereich (DR) und den Brechungsindex des Materials der maximal messbare Absorptionskoeffizient aus den THz-TDS-Daten bestimmt werden. Dazu ist in der Publikation von Jepsen et al. [52] für α_{\max} der folgende Zusammenhang zu finden

$$\alpha_{\max d} = 2 \ln \left[\text{DR} \frac{4n}{(n+1)^2} \right]. \quad (2.2)$$

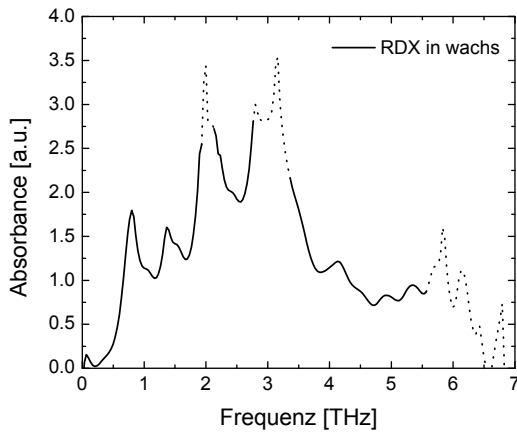
Der maximal messbare Absorptionskoeffizient entspricht einem Wert, an dem das durch die Probe transmittierte Signal gleich dem Rauschpegel ist, also bei einem Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: Signal to Noise Ratio, kurz: SNR) von 1, bzw. eine Dynamik von 0 dB.

2.1.3 Die dielektrischen Materialgrößen

Ein dielektrisches Medium wird durch den komplexen Brechungsindex \underline{n} , bzw. die komplexe Permittivität $\underline{\epsilon}$ vollständig beschrieben. Aus diesen Materialgrößen lässt



(a)



(b)

Abb. 2.2: (a) Normiertes Leistungsspektrum der THz-TDS-Messung einer RDX-Probe in Transmissionsgeometrie mit zugehöriger Referenz und Rauschpegel, bzw. Rauschpegel +10 dB (gepunktet). (b) Direkt aus dem Leistungsspektrum berechnete Absorbance der RDX Probe, Bereiche unterhalb des Rauschpegels sind gepunktet dargestellt.

sich beispielsweise der Absorptionskoeffizient, die Reflexion unter verschiedenen Einfallswinkeln, bzw. die Transmission berechnen. Auf dieser Basis kann somit jede mögliche Systemkonfiguration modelliert werden.

Der komplexe Brechungsindex setzt sich aus dem Realteil n und dem Extinktionskoeffizienten κ , der die Absorption beschreibt, zusammen

$$\underline{n} = n - i\kappa . \quad (2.3)$$

Die komplexe Permittivität eines Dielektrikums entspricht dem Quadrat des komplexen Brechungsindex \underline{n}

$$\underline{\epsilon} = \underline{n}^2 = (n - i\kappa)^2 \quad (2.4)$$

mit dem Realteil

$$\epsilon' = n^2 - \kappa^2 \quad (2.5)$$

und dem Imaginärteil

$$\epsilon'' = 2n\kappa . \quad (2.6)$$

Die Berechnung von Real- und Imaginärteils des komplexen Brechungsindex aus Real- und Imaginärteil der Permittivität erfolgt wie in den Gleichungen 2.7 und 2.8 angegeben [53]

$$n = \left(\frac{\sqrt{\epsilon'/2 + \epsilon''/2} + \epsilon'}{2} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$\kappa = \left(\frac{\sqrt{\epsilon'/2 + \epsilon''/2} - \epsilon'}{2} \right)^{1/2} . \quad (2.8)$$

Der Extinktionskoeffizient κ beschreibt, wie bereits erwähnt, die Absorption und ist proportional zum Absorptionskoeffizienten α . Der Absorptionskoeffizient bestimmt nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz [54] die Abnahme der Intensität der Strahlung während der Propagation durch ein Medium in x-Richtung

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x} . \quad (2.9)$$

Die Intensität $I(x)$ der Strahlung ist proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes. Das elektrische Feld klingt bei Propagation durch das Dielektrikum in x-Richtung mit dem Extinktionskoeffizienten κ ab. Die Intensität kann also in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten dargestellt werden

$$I(x) \propto |E(x)|^2 = E_0^2 \cdot e^{-2\frac{\kappa\omega}{c}x} . \quad (2.10)$$

Mit $\omega = 2\pi\nu$ erhält man durch Gleichsetzen der Gleichungen 2.9 und 2.10 den Absorptionskoeffizienten α als Funktion der Frequenz ν , in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten κ und der Lichtgeschwindigkeit c

$$\alpha(\nu) = \frac{4\pi\nu\kappa}{c} . \quad (2.11)$$

Der Absorptionskoeffizient wird üblicherweise in cm^{-1} angegeben und erlaubt eine quantitative Darstellung der resonanten Absorptionen (spektraler Fingerabdruck) von Materialien.

2.1.4 Bestimmung der dielektrischen Materialgrößen aus THz-TDS-Messdaten

Die Berechnung der Materialeigenschaften aus den THz-TDS-Messdaten dient der Bestimmung unabhängiger Materialgrößen, wie des komplexen Brechungsindex oder der komplexen Permittivität von dielektrischen Materialien. Diese Daten sind Materialgrößen, die eine vollständige Beschreibung der dielektrischen Eigenschaften eines Materials bieten und nicht von z. B. der Probendicke abhängen. In vielen Veröffentlichungen wird lediglich die Absorbance von Explosivstoffen angegeben [12, 14, 15, 21]. Die Absorbance wird durch Verhältnisbildung direkt aus THz-Transmissionsdaten berechnet. Dadurch ist die Absorbance abhängig von der Reflexion, der Absorption in der Probe und der Probendicke. Aus diesem Grund handelt es sich hierbei nicht um eine intrinsische Materialeigenschaft, d. h. die Absorbance ist keine adäquate Basis für die THz-Erkennung von Materialien. Anstatt der Absorbance sollte der Absorptionskoeffizient α eines Materials angegeben werden, der direkt aus dem komplexen Brechungsindex berechnet wird (Gl. 2.11). Der Absorptionskoeffizient kann beispielsweise als Grundlage für erkennende THz-Systeme zur Identifizierung von Sprengstoffen dienen.

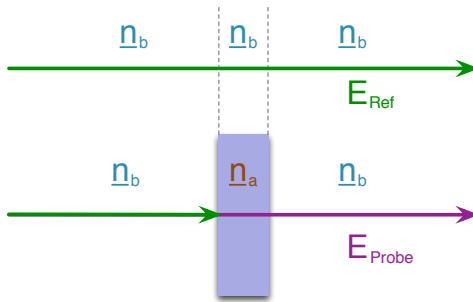


Abb. 2.3: Messprinzip der Transmissionsspektroskopie mit einer Referenzmessung E_{Ref} und einer Messung mit Probe E_{Probe} als Ein-Schicht-System.

In der Spektroskopie wird üblicherweise eine Messung ohne Probe (Referenz) mit einer Messung mit Probe verglichen (vgl. Abb. 2.3). Die Referenzmessung enthält die spektrale Zusammensetzung des Messsystems. Die anschließende Verhältnisbildung dieser beiden Messungen erlaubt die Kalibrierung der Messdaten bezüglich des spektralen Einflusses des Spektroskopiesystems. In Abbildung 2.3 ist die Transmissionsspektroskopie am Beispiel einer Ein-Schicht-Probe (Ein-Schicht-System) schematisch dargestellt. Ein Ein-Schicht-System definiert sich durch eine Probe, die aus einer Schicht mit einem Brechungsindex \underline{n}_a besteht. Im Unterschied dazu gibt es Mehr-Schicht-Systeme, bei denen die Probe auf einem Substrat aufgebracht ist (Zwei-

Schicht-System) oder eingekapselt ist (Drei-Schicht-System). Im Fall eines Mehr-Schicht-Systems wird das Substrat oder die Einkapselung der Probe zur Referenzmessung genutzt. Dabei dient die Referenzmessung nicht nur zur Kalibrierung des spektralen Einflusses des Messsystems, sondern auch zur Kalibrierung des Einflusses des Probenträgers. Der Brechungsindex des Probenträgers muss für die Berechnung des Brechungsindex der Probe bekannt sein. Im Folgenden wird lediglich das Ein-Schicht-System behandelt, da dies die in Kapitel 4.1 untersuchten Sprengstoffproben beschreibt.

Die Probe ist als freitragende (ohne Substrat oder Einkapselung) homogene Scheibe mit einer Dicke L definiert. Die Oberflächen der Probe werden als parallel und flach angenommen, Streuung an der Probenoberfläche wird vernachlässigt. Die Probe wird als magnetisch isotrop ohne Oberflächenladungen mit einem linearen elektromagnetischen Response betrachtet. Die THz-Strahlung fällt als ebene Welle senkrecht auf die Probe und propagiert hindurch. Die Probe wird als optisch dick angenommen, d. h. alle THz-Reflexe, die innerhalb der Probe entstehen sind zeitlich separiert. Das am Detektor gemessene Signal (E_{Probe}) enthält nun Informationen über den komplexen Brechungsindex des Materials. Der komplexe Brechungsindex ist in Gleichung 2.3 [48] definiert. Der Realteil n des komplexen Brechungsindex ruft eine zeitliche Verschiebung der THz-Transiente der Probe gegenüber der Referenz hervor, der Extinktionskoeffizient κ verursacht eine Verringerung der Amplitude im THz-Signal der Probe verglichen mit der Referenz.

Aus dem komplexen Brechungsindex eines Materials lässt sich dessen Reflexion (Gl. 2.12), Transmission (Gl. 2.13) und die Propagation innerhalb des Materials (Gl. 2.14) berechnen [48]. Diese Terme sind Funktionen der Kreisfrequenz ω . An jeder Grenzfläche, d. h. an jeder Fläche, an der Bereiche mit zwei verschiedenen Brechungsindizes \underline{n}_a und \underline{n}_b aufeinandertreffen, findet Reflexion ($R_{a,b}(\omega)$) statt. Der Reflexionskoeffizient $R_{a,b}(\omega)$ beschreibt das von der Probe reflektierte E-Feld, die reflektierte Leistung entspricht somit $R_{a,b}^2(\omega)$.

$$R_{a,b}(\omega) = \frac{\underline{n}_a - \underline{n}_b}{\underline{n}_a + \underline{n}_b} \quad (2.12)$$

Der Transmissionskoeffizient $T_{a,b}(\omega)$ stellt analog die Transmission von Medium a zu Medium b dar. Die Transmission muss wie die Reflexion an jeder Grenzfläche berücksichtigt werden.

$$T_{a,b}(\omega) = \frac{2\underline{n}_a}{\underline{n}_a + \underline{n}_b} \quad (2.13)$$

Der Propagationsterm $P_a(\omega, d)$ beschreibt die Propagation der THz-Strahlung innerhalb des Materials mit dem Brechungsindex \underline{n}_a über eine Strecke d , wobei c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet.

$$P_a(\omega, d) = \exp \left[-i \frac{\underline{n}_a \omega d}{c} \right] \quad (2.14)$$

Die gemessenen THz-Signale der Referenzmessung E_{Ref} und der Messung mit Probe E_{Probe} setzen sich aus den Termen der Gleichungen 2.12 - 2.14 zusammen. Das elektrische Feld des THz-Pulses, das ohne Probe gemessen wurde ist in Gleichung 2.15 als

Funktion der Kreisfrequenz ω dargestellt. Das elektrische Feld, das in Transmission durch die Probe gemessen wurde, ist in Gleichung 2.16 als Funktion der Kreisfrequenz dargestellt.

$$E_{\text{Ref}}(\omega) = T_{\text{Luft}}(\omega) \cdot P_{\text{Luft}}(\omega, d) \cdot E(\omega) \quad (2.15)$$

$$E_{\text{Probe}}(\omega) = T_{\text{b,a}}(\omega) \cdot P_{\text{a}}(\omega, d) \cdot T_{\text{a,b}}(\omega) \cdot E(\omega) \quad (2.16)$$

Die Transmission T_{Probe} wird durch Division von E_{Probe} und E_{Ref} , wie in Gleichung 2.17 dargestellt, berechnet.

$$T_{\text{Probe}}(\omega) = \frac{E_{\text{Probe}}(\omega)}{E_{\text{Ref}}(\omega)} \quad (2.17)$$

Im Falle der Reflexionsspektroskopie wird die Reflexion der Probe R_{Probe} wie in Gleichung 2.18 angegeben berechnet.

$$R_{\text{Probe}}(\omega) = \frac{E_{\text{Probe}}(\omega)}{E_{\text{Ref}}(\omega)} \quad (2.18)$$

Die Berechnung des komplexen Brechungsindex erfolgt rechnergestützt als iteratives Verfahren. Dabei wird basierend auf Startwerten für n und κ die Transmission T_{Probe} berechnet und mit der gemessenen Transmission des THz-Signals durch die Probe verglichen. Ausgehend von dem Ergebnis werden neue Startwerte für n und κ bestimmt. Dieses Verfahren wird so lange wiederholt, bis eine Konvergenz der berechneten und der gemessenen Transmission erreicht ist und so die Werte für n und κ bestimmt wurden.

Neben den Startwerten für n und κ , sowie des komplexen Brechungsindex des umgebenden Mediums (meist Luft), ist die Festlegung des auszuwertenden Frequenzbereichs als Eingabeparameter für eine solche Software erforderlich. Jede Probe besitzt abhängig von Material und Dicke eine unterschiedliche Transmission, bzw. Absorption, die zu einer Begrenzung des auswertbaren Bereichs führen kann. Für die Festlegung des auszuwertenden Frequenzbereichs ist eine genaue Bestimmung des Rauschpegels im Frequenzbereich notwendig.

Die Berechnung des komplexen Brechungsindex aus den THz-TDS-Transmissionsdaten erfolgte mittels eines rechnergestützten Algorithmus, der basierend auf den Veröffentlichungen von Duvillaret et al. [48,49] und Pupeza et al. [50] am HQE im Rahmen einer Studienarbeit [55] entwickelt wurde.

2.2 Leistungsgrenzen von Detektoren

Die Leistungsgrenze eines Detektors ist eine Angabe über das minimal detektierbare Signal, das einem SNR von 1 entspricht. Diese Angabe bezieht sich üblicherweise auf die minimal detektierbare Leistung und soll einen absoluten Vergleich zwischen Detektoren ermöglichen. Dabei stellt sich das grundlegende Problem der Vergleichbarkeit von Leistungs- und E-Feld-Detektoren. Bei einem Leistungsdetektor ist die Angabe

einer äquivalenten Rauschleistung (engl.: Noise Equivalent Power, kurz: NEP) üblich. Dies entspricht einer Leistung, die in einer Integrationszeit von 1 s, bzw. 1 Hz Messbandbreite, ein SNR von 1 erzeugt. Um die NEP aus den Messdaten eines Leistungsdetektors zu berechnen, wird das maximale Detektorsignal S_P und das Rauschen (Standardabweichung) σ_{S_P} bestimmt. Mit der Integrationszeit t_{Int} der Messkette und der Leistung P_{Det} in der Detektorebene kann die NEP wie folgt berechnet werden

$$\text{NEP} = \frac{\sigma_{S_P} \cdot \sqrt{t_{\text{Int}}}}{S_P} \cdot P_{\text{Det}} . \quad (2.19)$$

Die NEP des Leistungsdetektors wird dementsprechend in $W/\sqrt{\text{Hz}}$ angegeben. Sie kann bei der Charakterisierung eines Leistungsdetektors durch Reduzieren der eingestrahlenen Leistung bis zur Rauschgrenze direkt gemessen werden. Voraussetzung ist natürlich die Kenntnis der detektierten Leistung P_{Det} .

Für E-Feld-Detektoren muss der quadratische Zusammenhang zwischen E-Feld und Leistung beachtet werden. Daher berechnet sich die NEP eines E-Feld-Detektors wie folgt [56]

$$\text{NEP} = \frac{\sigma_{S_{\text{EF}}}^2 \cdot t_{\text{Int}}}{S_{\text{EF}}^2} \cdot P_{\text{Det}} . \quad (2.20)$$

Dabei bezeichnet S_{EF} das Detektorsignal, das proportional zum eingestrahlenen E-Feld ist und $\sigma_{S_{\text{EF}}}$ das Detektorrauschen. Die Einheit der NEP eines E-Feld-Detektors ist folglich W/Hz . Die Angabe der NEP ist für E-Feld-Detektoren eher unüblich, da sich die NEP auf die minimal detektierbare Leistung bezieht, die jedoch nicht direkt gemessen wird. Ein weiterer Parameter, der für den Vergleich von Detektoren herangezogen wird, ist die erreichbare Dynamik (engl.: Dynamic Range, kurz: DR). Sie suggeriert eine direkte Vergleichbarkeit von Leistungs- und E-Feld-Detektoren, da der quadratische Zusammenhang von Leistung und E-Feld berücksichtigt wird. Bei gleicher Dynamik ist der Zusammenhang zwischen dem SNR eines Leistungsdetektors (SNR_{LD}) und dem SNR eines E-Feld-Detektors (SNR_{EFD})

$$\text{SNR}_{\text{LD}} = \text{SNR}_{\text{EFD}}^2 . \quad (2.21)$$

Sinnvoll ist daher die (zusätzliche) Angabe des SNR, da die Dynamik diesen Unterschied nicht ausdrückt. Eine Möglichkeit wäre die Angabe der Dynamik in der Form $F_{\text{NL}} \cdot \text{DR}$ mit einem Nichtlinearitätsfaktor F_{NL} von $F_{\text{NL}}=1$ für Leistungsdetektoren und $F_{\text{NL}}=0,5$ für E-Feld-Detektoren. Über die Angabe des Nichtlinearitätsfaktors wäre somit die Angabe der Dynamik um die Angabe des Detektor-Prinzips erweitert. SNR und Dynamik sollten zur besseren Vergleichbarkeit jeweils normiert bezogen auf die Integrationszeit angegeben werden. Für Heterodyndetektoren (Überlagerungsempfänger) berechnet sich die normierte Dynamik aufgrund des quadratischen Zusammenhangs zwischen E-Feld und Leistung wie folgt [56]

$$\text{DR} = 20 \log_{10} \left(\frac{S_{\text{EF}}}{\sigma_{S_{\text{EF}}}} \right) - 20 \log_{10} (\sqrt{t_{\text{Int}}}) = 20 \log_{10} \left(\frac{S_{\text{EF}}}{\sigma_{S_{\text{EF}}}} \right) - 10 \log_{10} (t_{\text{Int}}) . \quad (2.22)$$

Die normierte Dynamik eines Heterodyndetektors wird folglich in der Einheit dB/Hz angegeben. Für die Berechnung der Dynamik eines Leistungsdetektors entfällt der quadratische Zusammenhang zum SNR, daher steigt die Dynamik des Leistungsdetektors wurzelförmig mit der Integrationszeit. Die normierte Dynamik eines Leistungsdetektors muss dementsprechend in $\text{dB}/\sqrt{\text{Hz}}$ angegeben werden.

2.3 Technologische Möglichkeiten der THz-Bildgebung

Das allgemeine Interesse am THz-Frequenzbereich aufgrund seiner vielen Anwendungsgebiete [57,58] hat eine intensive Weiterentwicklung von THz-Technologien insbesondere im Bereich der Bildgebung zur Folge. Für die verschiedenen Anwendungsgebiete werden Technologien aus dem Bereich der Mikrowellentechnik, Infrarottechnik und Optik für den THz-Frequenzbereich adaptiert. In Hinblick auf die kommerzielle Nutzung von THz-Technologie in Form von Spektroskopie- und/oder Bildgebungssystemen sind die Anforderungen an die Systementwicklung hoch. THz-Systeme mit Frequenzvervielfacherketten zur Beleuchtung und subharmonische Mischer zur E-Feld Detektion sind bereits kommerziell verfügbar. Subharmonische Mischer bieten zwar eine hohe Sensitivität, bzw. niedrige NEP, sind allerdings nicht integrierbar und werden auch heute noch manuell gefertigt. Dies führt zu hohen Kosten und hohen Toleranzen der Leistungsparameter. Eine Entwicklung hin zu kostengünstigeren portablen Systemen, die Echtzeit-Bildgebung ermöglichen ist mit der Nutzung von integrierbaren THz-Detektortechnologien zum Aufbau von Multipixel-Arrays verbunden. Dabei werden Detektortechnologien wie Bolometer und Thermolemente, die aus der Infrarottechnik stammen für den THz-Frequenzbereich adaptiert. Diese üblicherweise mit großen Zeitkonstanten verbundenen thermischen Detektoren werden durch antennengekoppelte Mikro-Brückenstrukturen echtzeitfähig. Im Folgenden werden die verschiedenen Technologien zur THz-Detektion in der Bildgebung beschrieben und aktuell in der Forschung entwickelte passive und aktive Systeme zur THz-Bildgebung vorgestellt. Da der Fokus hierbei auf Detektortechnologien liegt, wird die Erzeugung von THz-Strahlung lediglich am Beispiel von elektronischen Frequenzvervielfacherketten behandelt. In dieser Arbeit wird eine elektronische Frequenzvervielfacherkette als kohärente Beleuchtungsquelle für THz-Bildgebung eingesetzt.

2.3.1 THz-Erzeugung in elektronischen Frequenzvervielfacherketten

Die Schwingungserzeugung im THz-Frequenzbereich mit Hilfe von elektronischen Quellen erfolgt in Ermangelung hinreichend schneller Oszillatoren durch Frequenzvervielfachung einer Grundfrequenz. Dazu werden meist mehrere Frequenzvervielfacherstufen kaskadiert, wobei durch zwischengeschaltete Verstärker die Ausgangsleistung erhöht werden kann. Das Prinzip der Frequenzvervielfachung mittels nichtlinearer Bauelemente ist aus der Mikrowellentechnik bekannt [59].

Die Frequenzvervielfachung erfolgt mit Hilfe von Halbleiterbauelementen, wie beispielsweise Schottky-Dioden, Varaktor-Dioden oder Feld Effekt Transistoren (FET),

die im nichtlinearen Bereich ihrer Kennlinie betrieben werden [59, 60]. Durch die Nichtlinearität der Strom-Spannungs-Kennlinie werden Harmonische einer Grundfrequenz erzeugt. Die mathematische Beschreibung der Frequenzvervielfachung durch eine Diode basiert auf der Taylorreihe der Strom-Spannungs-Charakteristik [59]

$$i_D = c_0 + c_1 u_D + c_2 u_D^2 + c_3 u_D^3 + \dots \quad (2.23)$$

mit den Koeffizienten des nichtlinearen Bauteils c_i . Die Diodenspannung u_D wird beschrieben als

$$u_D = U_0 \cos(\omega t) . \quad (2.24)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.24 in Gleichung 2.23 erhält man den Diodenstrom mit sämtlichen Harmonischen der Grundfrequenz ω

$$\begin{aligned} i_D = & c_0 + c_1 U_0 \cos(\omega t) \\ & + c_2 \frac{U_0^2}{2} (1 + \cos(2\omega t)) \\ & + c_3 \frac{U_0^3}{4} (3 \cos(\omega t) + \cos(3\omega t)) + \dots . \end{aligned} \quad (2.25)$$

Aus Gleichung 2.25 wird eine Abnahme der Schwingungsamplitude zu Termen höherer Ordnung hin ersichtlich. Die 1. Harmonische der Grundfrequenz enthält somit den größten Leistungsanteil. Mit Hilfe von Frequenzfiltern wird die gewünschte Harmonische selektiert und die anderen Harmonischen unterdrückt.

Für den THz-Frequenzbereich werden üblicherweise Frequenzvervielfacherketten bestehend aus mehreren Vervielfachern und Verstärkern genutzt, um bei der Ausgangsfrequenz die maximale Leistung zu erhalten. Üblicherweise wird ein Signal im Bereich von 10 GHz bis 20 GHz (RF-Signal) mit einer Leistung von 7 dBm bis 10 dBm als Grundfrequenz in eine Vervielfacherkette eingespeist. Als Frequenzvervielfacher werden meist Schottky-Dioden in einer Punktmatrix durch einen *Whisker* (dünnen Draht) kontaktiert oder Varaktor-Dioden in planarer Technologie genutzt. In der Darstellung einer Whisker-kontaktierten Vervielfacher-Diode (Abb. 2.4a) werden die kleinen Dimensionen und die Fragilität dieser Bauteile deutlich. Reißt der Whisker-Draht oder ist die Diode nicht funktionsfähig, kann eine neue Diode aus der Punktmatrix mit einem neuen Draht kontaktiert werden. Dies ist der Vorteil der Whisker-Kontaktierung einer Diode in einer Punktmatrix. In Abbildung 2.4b ist ein Verdoppler basierend auf einem antiparallel geschalteten planaren Varaktor-Dioden-Paar dargestellt. Ein solches Diodenpaar wird beispielsweise in Wende-Montage (Flip-Chip) auf ein Quarzsubstrat aufgebracht und direkt im Hohlleiter platziert. Bei einer Fehlfunktion der Dioden muss die Anordnung ersetzt werden. Der Vorteil der planaren Technologie gegenüber der Whisker-Kontaktierung ist allerdings die wesentlich einfachere Montage im Hohlleiter eines Messingblocks.

Da die Frequenzvervielfachung zu höheren Harmonischen einen drastischen Leistungsverlust bedeutet, werden meist Verdoppler oder Verdreifacher realisiert, die in Reihe

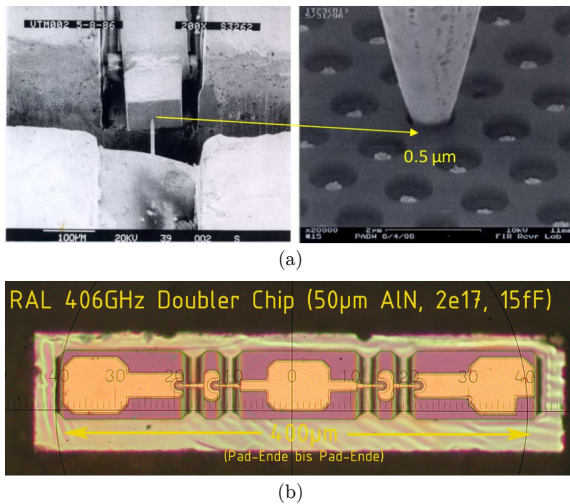


Abb. 2.4: (a) Whisker-kontaktierte Schottky-Diode in einer Punktmatrix [61] © 2011 IEEE. (b) Frequenzverdoppler basierend auf planaren Varaktor-Dioden mit antiparallel geschaltetem Diodenpaar [62].

geschaltet werden, um die gewünschte Ausgangsfrequenz zu erhalten. Eine derartige Anordnung mit zwischengeschalteten Leistungsverstärkern wird als elektronische Frequenzvervielfacherkette bezeichnet. In Abbildung 2.5 ist als Beispiel ein Foto einer solchen Frequenzvervielfacherkette dargestellt. Ein RF-Signal wird mittels eines SMA-Anschluss in eine W-Band-Quelle eingespeist, die durch Vervielfachung die Eingangsfrequenz ins W-Band umsetzt. Die Leistung wird nach dem 1. Verstärker mit Hilfe eines *Power splitter* aufgeteilt, parallel verstärkt und mittels eines *Power combiner* wieder zusammengeführt. Anschließend erfolgt eine Verdopplung und eine Vervielfachung, um vom W-Band bei 101.5 GHz zu 812 GHz zu gelangen. Eine Hornantenne dient zur Abstrahlung des HF-Signals in den Freiraum.

2.3.2 THz-Detektion in subharmonischen Mischern

Frequenzmischer werden in Sendern und Empfängern zur Frequenzumsetzung benötigt. Ein umzusetzendes Signal wird mit Hilfe eines nichtlinearen Bauelements mit einem Lokaloszillatorsignal (LO) gemischt und es entsteht das gewünschte Ausgangssignal (Abb. 2.6) sowie zusätzliche Mischprodukte, die in der weiteren Verarbeitung durch Filter unterdrückt werden können. Ein Mischer kann je nach Anwendung als

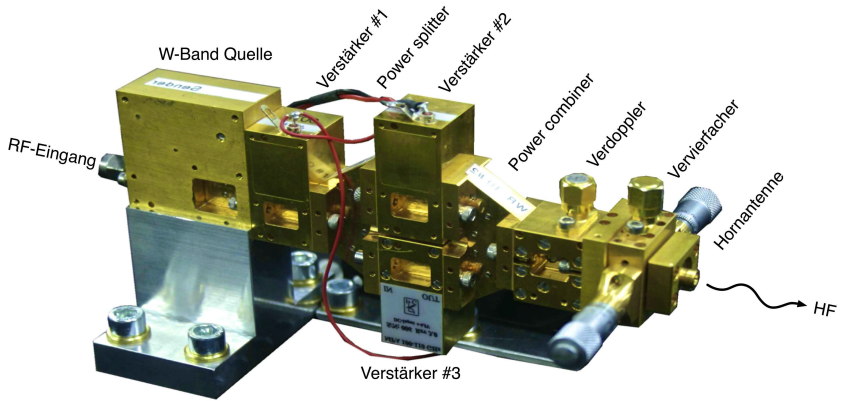


Abb. 2.5: Foto einer elektronischen Frequenzvervielfacherkette mit Leistungsteiler (engl.: power splitter) und 2 parallelen Verstärkern [62].

Aufwärtsmischer (upconverter) oder Abwärtsmischer (downconverter) betrieben werden. Im Folgenden werden Abwärtsmischer zur Detektion von Hochfrequenzstrahlung beschrieben. Das umzusetzende Signal bezeichnet sich bei der Abwärtsmischung als Hochfrequenzsignal (HF) mit der Frequenz f_{HF} und das umgesetzte Signal als Zwischenfrequenzsignal (ZF) mit der Frequenz f_{ZF} (engl.: intermediate frequency IF).

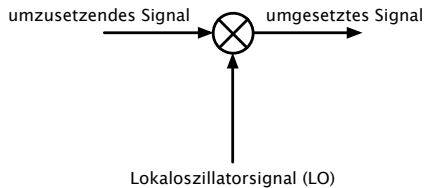


Abb. 2.6: Schematische Darstellung eines idealen Mixers.

Für die verschiedenen Frequenzbereiche werden unterschiedliche Arten von Mixern benötigt, die sich prinzipiell in Grundwellenmischer (engl.: fundamental frequency mixer) und harmonische (Aufwärts-), bzw. subharmonische (Abwärts-) Mischer unterteilen. Beim Fundamentalen-Mischer als Abwärtsmischer ist die Lokaloszillatorfrequenz f_{LO} gleich der Differenz der Frequenzen des umzusetzenden hochfrequenten

Signals f_{HF} und des Zwischenfrequenzsignals f_{ZF} (Gl. 2.26).

$$f_{\text{LO}} = f_{\text{HF}} - f_{\text{ZF}} \quad (2.26)$$

Im THz-Frequenzbereich werden üblicherweise subharmonische Mischer verwendet, um möglichst leistungsstarke niederfrequente LO-Signale verwenden zu können. Ein subharmonischer Mischer wird mit einer Subharmonischen der LO-Frequenz gespeist [63]. Im Mischer entstehen Mischprodukte aus der HF-Frequenz mit Vielfachen der LO-Frequenz, woraus dann das ZF-Signal resultiert (Gl. 2.27).

$$f_{\text{ZF}} = f_{\text{HF}} - n \cdot f_{\text{LO}} \quad (2.27)$$

Die subharmonische Mischung ist mit einer Einzeldiode prinzipiell möglich, jedoch mit hohen Konversionsverlusten, da auch Grundwellen-Mischprodukte entstehen [63, 64]. Ein subharmonischer Mischer wird üblicherweise mit einem antiparallel geschalteten Diodenpaar realisiert [63, 65], wodurch im Gegensatz zur Mischung mit einer Einzeldiode geringere Konversionsverluste durch die Unterdrückung der Grundwellen-Mischprodukte erreicht werden [64]. Die Mischung mit einer Einzeldiode und einem antiparallel geschalteten Diodenpaar ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Legt man an einen Mischer mit einer Einzeldiode eine Spannung der Form

$$V = V_{\text{LO}} \sin(\omega_{\text{LO}} t) + V_{\text{HF}} \sin(\omega_{\text{HF}} t) \quad (2.28)$$

an, so enthält der Diodenstrom i durch die asymmetrische Diodenkennlinie alle Frequenzen $m f_{\text{LO}} \pm n f_{\text{HF}}$ [64].

Betrachtet man einen Mischer mit antiparallel geschaltetem Diodenpaar (Abb. 2.7b) setzt sich der Gesamtstrom i der Diodenanordnung additiv aus den Strömen durch die Einzeldioden i_1 und i_2 zusammen. Der differentielle Leitwert g der Diodenanordnung setzt sich ebenfalls additiv aus den differentiellen Leitwerten der Einzeldioden zusammen

$$g = \frac{di_1}{dV} + \frac{di_2}{dV}. \quad (2.29)$$

Mit dem Steilheitsparameter α der Diode kann der differentielle Leitwert in Abhängigkeit der Spannung und des Stroms des HF-Signals dargestellt werden [64].

$$g = \alpha i_{\text{HF}} \left(e^{\alpha V} + e^{-\alpha V} \right) = 2 \alpha i_{\text{HF}} \cosh(\alpha V) \quad (2.30)$$

Aus Gleichung 2.30 wird ersichtlich, dass g eine gerade Symmetrie zur Spannung V besitzt. Verglichen mit dem differentiellen Leitwert der Einzeldiode zeigt sich im Verlauf von g des Diodenpaars die doppelte Anzahl an Leitwert-Pulsen pro LO-Zyklus (Abb. 2.7b). Da g normalerweise mit dem LO-Signal moduliert wird [64], kann für die Spannung V in Gleichung 2.30

$$V = V_{\text{LO}} \cos(\omega_{\text{LO}} t) \quad (2.31)$$

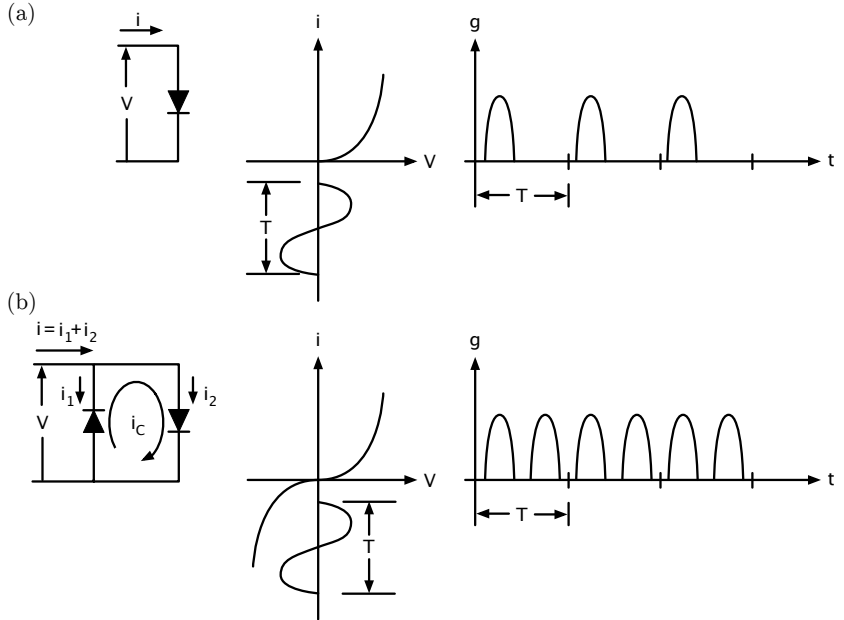


Abb. 2.7: Darstellung der Frequenzmischung mit Strom-Spannungs-Kennlinie und Verlauf des differentiellen Leitwerts g (a) einer Einzeldiode und (b) eines antiparallel geschalteten Diodenpaares [64] © 1975 IEEE.

eingesetzt werden. Daraus ergibt sich ein differentieller Leitwert des Diodenpaares von

$$g = 2 \alpha i_{HF} \cosh [\alpha V_{LO} \cos(\omega_{LO} t)]. \quad (2.32)$$

Mit dem Gesamtstrom des Diodenpaares

$$i = g [V_{LO} \sin(\omega_{LO} t) + V_{HF} \sin(\omega_{HF} t)] \quad (2.33)$$

und Einsetzen von Gleichung 2.32 für g ergibt sich ein Strom von

$$\begin{aligned} i = & A \cos(\omega_{LO} t) + B \cos(\omega_{HF} t) + C \cos(3 \omega_{LO} t) + D \cos(5 \omega_{LO} t) \\ & + E \cos [(2 \omega_{LO} + \omega_{HF}) t] + F \cos [(2 \omega_{LO} - \omega_{HF}) t] \\ & + G \cos [(4 \omega_{LO} + \omega_{HF}) t] + H \cos [(4 \omega_{LO} - \omega_{HF}) t] + \dots \end{aligned} \quad (2.34)$$

Im Gesamtstrom sind nur Mischprodukte der Frequenzen $m f_{LO} \pm n f_{HF}$ mit ungeraden Werten für $m+n$ enthalten. Mischfrequenzen mit geraden Werten $m+n$ sowie

gerade Vielfache der LO-Frequenz sind nicht enthalten, da diese Anteile gegenphasig in i_1 und i_2 vorhanden sind und somit nicht zum Gesamtstrom beitragen. Die gegenphasigen Anteile sind in Abbildung 2.7b durch den Strom i_C repräsentiert. Eine detaillierte Betrachtung der Zusammensetzung von i_C ist in [64] gegeben. Die Auslöschung der gegenphasigen Anteile in den Diodenströmen i_1 und i_2 ist stark von der Balance der Diodenparameter abhängig. Eine Abweichung der Diodenparameter führt zu einer Erhöhung der Konversionsverluste des Mischers. Dies ist eine der größten Herausforderungen bei der Herstellung eines Mischers mit antiparallel geschaltetem Diodenpaar.

In der THz-Technik werden Heterodyndetektoren basierend auf subharmonischen Mischern eingesetzt um die üblicherweise geringen E-Feldstärken der THz-Strahlung mit hoher Empfindlichkeit messen zu können. Üblicherweise arbeitet man in der Mikrowellentechnik bei der 2. subharmonischen der LO-Frequenz. Aufgrund der höheren zu messenden Frequenzen in der THz-Technik arbeiten subharmonische Mischer im THz-Frequenzbereich meist auf einer geraden subharmonischen höherer Ordnung. Heterodyndetektion ist ein kohärentes Messprinzip, das durch die Synchronisation von Beleuchtungsfrequenz und LO-Frequenz zusätzlich zur Messung der Signalamplitude die Messung der Phase ermöglicht. Dadurch kann mit Hilfe von heterodynen Bildgebungssystemen eine Tiefeninformation im Bild ermittelt werden, wodurch 3D-Bildgebung ermöglicht wird.

2.3.3 Integrierbare THz-Detektoren

Als Alternative zu den bisher diskutierten THz-Detektoren wird die Entwicklung von integrierbaren THz-Detektoren vorangetrieben, um kostengünstigere massenproduzierbare THz-Detektorarrays für echtzeitfähige Bildgebungssysteme herzustellen. Es gibt viele Möglichkeiten zur Detektion von THz-Strahlung, die auf den unterschiedlichsten Effekten basieren [30]. Unter dem Aspekt der Anwendung in hochintegrierten Detektorarrays sind CMOS-Transistoren, Bolometer und Thermoelemente interessante Technologien. Diese Technologien können verhältnismäßig kostengünstig hergestellt und bei Raumtemperatur betrieben werden. Diese drei Detektorarten haben ihren Ursprung in unterschiedlichen Frequenzbereichen. CMOS-Transistoren werden normalerweise für niederfrequente Anwendungen, beispielsweise als Verstärker oder Schalter unterhalb ihrer Grenzfrequenz eingesetzt. Bolometer und Thermoelemente werden im Allgemeinen zur Messung von Infrarotstrahlung genutzt, wobei die Responsezeit der Detektoren bei derartigen Anwendungen meist eine untergeordnete Rolle spielt. Für Echtzeit-Anwendungen im THz-Bereich kann die Responsezeit dieser Detektoren durch ein Layout in Form einer Mikro-Brückenstruktur minimiert werden.

CMOS-Transistoren

Die Nutzung von CMOS basierten Detektoren zur Bildgebung im Millimeterwellen-Bereich wurde erstmals im Jahr 1989 von Chew et al. demonstriert [66]. Mit einem

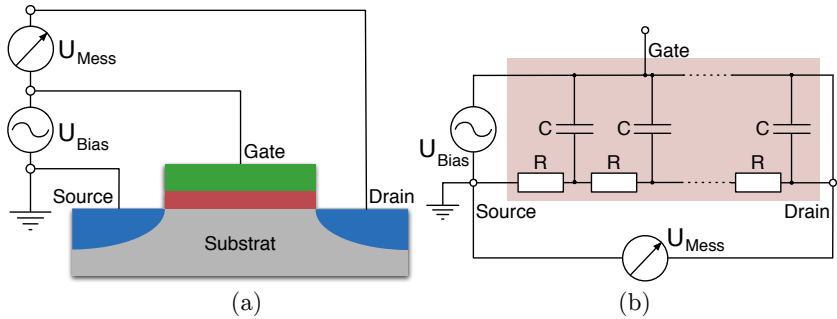


Abb. 2.8: Darstellung des THz-Detektionsprinzips eines Transistors. (a) Schematische Darstellung eines Transistors als THz-Detektor mit einer Biasspannung am Gate. (b) Für das *distributed resistive self-mixing* kann der Kanal des Transistors als RC-Streifenleiter betrachtet werden.

Array aus GaAs-basierten FETs mit Streifenleiterantennen (engl.: microstrip antenna) wurde Bildgebung bei einer Frequenz von 64 GHz bei Raumtemperatur durchgeführt. THz-Detektion mit Silizium-basierten Transistoren wurde erstmalig 2004 von Knap et al. zur Detektion von Strahlung bei 120 GHz bei Raumtemperatur genutzt [67]. Die Messung dieser hochfrequenten Strahlung mittels eines Transistors erfordert dessen Betrieb weit oberhalb der Grenzfrequenz. Die Implementation eines transistorbasierten THz-Detektors mit Biasspannung zwischen Gate und Source ist schematisch in Abbildung 2.8a dargestellt.

Der zugrunde liegende Effekt bei der THz-Detektion mittels Transistoren mit hoher Ladungsträgermobilität (III-V Halbleiter-basiert bei Tieftemperaturbetrieb) wird als resonante Detektion durch Anregung von Plasmawellen im Kanal des Transistors erklärt [67, 68]. Diese basiert auf der von Dyakonov und Shur 1996 anhand von *High Electron Mobility Transistoren* (HEMT) demonstrierten Theorie [69]. Dabei werden durch die eingekoppelte THz-Strahlung Plasmawellen angeregt, die im Transistorkanal propagieren und dort die Ladungsträgerdichte und -geschwindigkeit modulieren. Das THz-Signal wird gleichgerichtet und erzeugt so eine Gleichspannung zwischen Drain und Source des Transistors, die proportional zum eingestrahlenen THz-Signal ist. Dieser Effekt gilt nur für den Tieftemperaturbetrieb von III-V-Halbleiter-basierten Transistoren [70]. Im Raumtemperaturbetrieb und in Silizium-basierten Transistoren, die insbesondere wegen der etablierten Silizium-Technologieprozesse als Detektoren im THz-Bereich sehr interessant sind, werden die im Transistorkanal angeregten Plasmawellen gedämpft und klingen schnell ab [70, 71]. Dadurch kann keine Propagation der Plasmawellen im Kanal stattfinden [70, 71]. Die THz-Detektion basiert im Raumtemperaturbetrieb und für Silizium-basierte Transistoren auf einem resistiven Mischprozess im Kanal des Transistors, der unter dem Begriff *distributed (resisti-*

ve) *self-mixing* bekannt ist [71–74]. Hierbei kann der Kanal des Transistors als RC-Streifenleiter betrachtet werden [72, 73], wie in Abbildung 2.8b dargestellt. Der Begriff *distributed* (verteilt) *self-mixing* erklärt sich durch die Aufteilung der Gatekapazität auf mehrere Einzelkapazitäten im Streifenleiter. Man ist sich hierbei nicht einig, inwieweit die Anregung von Plasmawellen eine Rolle bei der THz-Detektion spielt. In der Theorie von Dyakonov und Shur [69] wird dieser Fall als nicht-resonante Detektion basierend auf Anregung von Plasmawellen in einem 2D-Elektronengas, die sehr schnell abklingen, beschrieben. Darauf basierend wird der Begriff *distributed (resistive) self-mixing* teilweise gleichgesetzt mit *Dyakonov Shur plasmonic mixing in the non-resonant limit* [73], was sinngemäß einen nicht-resonanten plasmonischen Mischprozess nach Dyakonov und Shur bezeichnet.

Die Höhe der Gleichspannung, die durch die Gleichrichtung des THz-Signals zwischen Drain und Source entsteht - und somit die Sensitivität des Transistors - hängt von der angelegten Gate-Biasspannung ab. Betrachtet man den Transistor als Spannungsquelle mit einem Innenwiderstand R_i und die Elektronik zum Messen der Ausgangsspannung als Lastwiderstand R_L , so wird die Drain-Source Ausgangsspannung über den Spannungsteiler aus R_i und R_L abgegriffen. Für sehr kleine Gate-Biasspannungen geht der Innenwiderstand des Transistors gegen unendlich und somit ist keine Ausgangsspannung am Transistor messbar [73]. Der Transistor als THz-Detektor erfordert dementsprechend eine Biasspannung, wodurch 3 Anschlüsse für einen THz-Detektor notwendig sind (vgl. Abb. 2.8a).

Bolometer

Als Alternative zu Transistor-basierten Detektoren bieten sich thermische Detektoren zur Bildgebung im THz-Frequenzbereich an. Die am häufigsten verwendeten Detektoren sind Thermoelement- oder Bolometer-basiert [30]. Die Detektionsprinzipien von thermischen Detektoren, wie Bolometern und Thermoelementen, sind naturgemäß breitbandig und erlauben daher auch die Detektion von THz-Strahlung.

Das Bolometer basiert auf der temperaturabhängigen Änderung des Widerstands von Leitern oder Halbleitern, dem sogenannten thermoresistiven Effekt. Beim Leiter steigt der Widerstand, beim Halbleiter sinkt er als Funktion der Temperatur. Diese Änderung des Widerstandswertes des Bolometers kann entweder mittels Biasstrom oder Biasspannung gemessen werden. Für die erste Variante wird ein Biasstrom genutzt, der durch das Bolometer R_{Thermo} und den in Reihe geschalteten Lastwiderstand R_{Last} fließt. Die Spannung über dem Lastwiderstand wird gemessen (Abb. 2.9). Ändert sich der Widerstand des Bolometers aufgrund der absorbierten Strahlung, hat dies eine Potentialänderung zur Folge, die proportional zur Temperaturänderung und damit zur eingestrahlenen Leistung ist. Die zweite Variante nutzt einen Spannungsteiler. Eine Biasspannung wird über der Reihenschaltung von Bolometer und Lastwiderstand angelegt. Die Spannung über dem Lastwiderstand wird gemessen. Die Änderung des Widerstandswertes des Bolometers durch die absorbierte Strahlung ruft eine Potentialänderung über dem Lastwiderstand hervor. Für die Verwendung zur

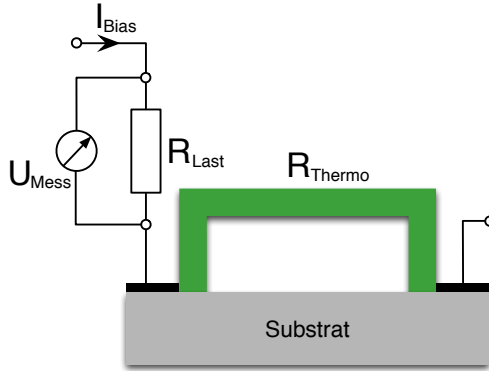


Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines Bolometers als freitragende Brückenstruktur (grün) mit Lastwiderstand R_{Last} und Biasstrom I_{Bias} .

THz-Bildgebung wird das Bolometer meist als freitragende Membran oder Brückenstruktur über einem Substrat realisiert.

Die Änderung des Widerstandswertes mit der Temperatur hängt von dem Temperatur-Koeffizienten α_T ab [75]

$$\alpha_T = \frac{1}{R_0} \cdot \frac{dR_T}{dT} . \quad (2.35)$$

R_0 ist dabei der Widerstand bei Umgebungstemperatur. Daraus ergibt sich für die Widerstandsänderung als Funktion der Temperaturänderung die Abhängigkeit [75]

$$\Delta R_T = \alpha_T \cdot R_0 \cdot \Delta T . \quad (2.36)$$

Die Umwandlung der thermischen Energie in elektrische Energie wird durch den Koeffizienten ζ beschrieben (Gl. 2.37), der von der Vorspannung U_{BO} des Bolometers und dem Temperatur-Koeffizienten α_T abhängt [76]. Die Vorspannung U_{BO} wird durch den Spannungsteiler des Bolometerwiderstands und des Lastwiderstands in Abhängigkeit der Biasspannung bestimmt

$$\zeta = \alpha_T \cdot U_{BO} . \quad (2.37)$$

Damit ergibt sich die Spannung über dem Bolometer in Abhängigkeit der Temperaturänderung ΔT [76] zu

$$U_{thermo} = \zeta \cdot \Delta T . \quad (2.38)$$

Das Bolometer basiert zwar auf einem anderen physikalischen Effekt als das Thermoelement, dennoch sind die Abhängigkeiten einiger Größen beider Detektoren von deren thermischen Parametern sehr ähnlich. Daher wird die Empfindlichkeit S (engl. Sensitivity, Responsivity), die thermische Zeitkonstante τ und die NEP eines Bolometers im Folgenden gemeinsam mit S , τ und NEP eines Thermoelements dargestellt.

Thermoelement

Das Thermoelement ist ein passiver Detektor, der im Gegensatz zum Bolometer kein Bias benötigt. Dadurch ist das Thermoelement besonders interessant für Bildgebungsanwendungen mit großflächigen hochintegrierten Detektorarrays, da der Aufwand der Energieversorgung des Arrays entfällt und somit die Komplexität des Leitungsnetzes geringer ist.

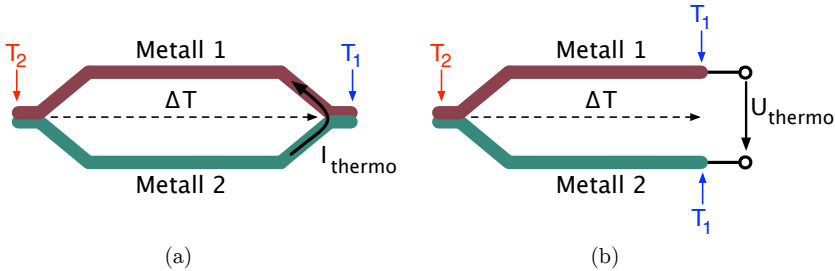


Abb. 2.10: Schematische Darstellung des Seebeck-Effekts, der für das Thermoelement genutzt wird. (a) Im geschlossenen Stromkreis fließt ein Thermostrom I_{thermo} . (b) Im offenen Stromkreis entsteht eine Thermospannung U_{thermo} .

Die Funktionsweise des Thermoelements basiert auf dem Seebeck-Effekt. Verbindet man zwei unterschiedliche Leiter miteinander in einem elektrischen Stromkreis (Abb. 2.10a) und erwärmt eine Kontaktstelle, während die andere auf konstanter Temperatur T_1 bleibt, entsteht ein Stromfluss. Dieser Effekt wurde 1821 von T. J. Seebeck entdeckt, indem er diesen Stromfluss mit Hilfe einer Kompassnadel nachwies [77]. Wird dieser Stromkreis unterbrochen, kann an den Kontaktklemmen eine Thermospannung U_{thermo} als Funktion des Temperaturgradienten ΔT gemessen werden (Abb. 2.10b). Die Thermospannung entsteht nur bei einer Thermopaarung mit Materialien, die unterschiedliche absolute Seebeck-Koeffizienten γ besitzen. Der absolute Seebeck-Koeffizient γ beschreibt die instantane Potentialänderung (dV_{thermo}) innerhalb eines Leiters bezüglich des Temperaturgradienten dT bei einer konstanten Umgebungstemperatur T_0 [78]

$$\gamma = \left. \frac{dV_{\text{thermo}}}{dT} \right|_{T_0} . \tag{2.39}$$

Die größte Thermospannung erhält man durch die Paarung zweier Materialien mit einem positiven und einem negativen absoluten Seebeck-Koeffizienten. Dabei addieren sich die absoluten Seebeck-Koeffizienten γ_p und γ_n der beiden Thermoschenkel betragsmäßig zu einem relativen Seebeck-Koeffizienten Γ des Thermoelements

$$\Gamma = \gamma_p + |\gamma_n| . \tag{2.40}$$

Die Thermospannung an den Kontaktklemmen des Thermoelements ist abhängig von diesem relativen Seebeck-Koeffizienten und dem Temperaturgradienten ΔT innerhalb der Thermopaarung

$$U_{\text{thermo}} = \Gamma \cdot \Delta T. \quad (2.41)$$

Die Empfindlichkeit S_{TE} (Sensitivität, Gl. 2.42) des Thermoelements wird grundsätzlich über die relativen Seebeck-Koeffizienten Γ der Thermopaarung bestimmt [76]. Handelt es sich um eine Thermosäule, wird Γ mit der Anzahl n der Thermoelemente multipliziert. Für die Sensitivität des Thermoelements spielt auch die thermische Absorption ϵ der Sensorstruktur eine Rolle, da diese bestimmt, wie effizient die eingestrahlte Temperatur an der sogenannten heißen Kontaktstelle der Thermopaarung absorbiert wird. Der Temperaturgradient ΔT wird darüber hinaus durch den thermischen Leitwert G und die thermische Kapazität C der Thermopaarung bestimmt. Beide sind in der thermischen Admittanz A (Gl. 2.44) enthalten [76]. Die Sensitivität des Bolometers S_{BO} ist analog zur Sensitivität des Thermoelements S_{TE} abhängig vom Transduktions-Koeffizienten ζ , der thermischen Absorption des Bolometers ϵ und der thermischen Admittanz A [76].

$$S_{\text{TE}} = \frac{\epsilon \cdot \Gamma}{A} \quad (2.42)$$

$$S_{\text{BO}} = \frac{\zeta \cdot \Gamma}{A} \quad (2.43)$$

$$A = G + i\omega C = G(1 + i\omega\tau) \quad (2.44)$$

Die thermische Admittanz A verknüpft die Sensitivität und die thermische Zeitkonstante τ (Gl. 2.45) der thermischen Detektoren. Ein geringer thermischer Leitwert G führt zu einem hohen Temperaturgradienten innerhalb des thermischen Sensors und somit zu einer hohen Empfindlichkeit. Dies hat jedoch eine große thermische Zeitkonstante τ zur Folge, was wiederum mit einer Verkleinerung der Struktur und somit einer geringeren thermischen Kapazität C kompensiert werden kann. Dies führt jedoch auch zu einer geringeren Empfindlichkeit. Dadurch entsteht ein Kompromiss zwischen thermischer Zeitkonstante und Sensitivität, der beim Design des Thermoelements und des Bolometers berücksichtigt werden muss. Die thermische Zeitkonstante τ des Thermoelements ist, analog der des Bolometers, abhängig von der thermischen Kapazität C und dem thermischen Leitwert G des Sensors

$$\tau = \frac{C}{G}. \quad (2.45)$$

Der normalerweise verhältnismäßig langsame Ablauf von thermischen Prozessen ist für den Einsatz in Bildgebungssystemen von Nachteil. Daher ist die Optimierung der thermischen Zeitkonstante bei thermischen Detektoren notwendig, um diese in der Echtzeit-Bildgebung effektiv einsetzen zu können. Die bereits diskutierte Verknüpfung von Zeitkonstante und Empfindlichkeit der thermischen Detektoren führt bei einer verringerten Zeitkonstante zu einer ebenfalls geringeren Sensitivität. Daher muss ein adäquates Sensordesign einen Kompromiss bilden. Durch den erforderlichen

geringen Leitwert G der Sensorstruktur zum Erreichen einer guten Sensitivität, ist die Responsezeit des thermischen Detektors groß. Eine Verringerung der Responsezeit τ kann mit Hilfe einer Verringerung der thermischen Kapazität C , also der Größe der Sensorstruktur, erreicht werden. In Abbildung 2.11 ist ein Thermoelement zum

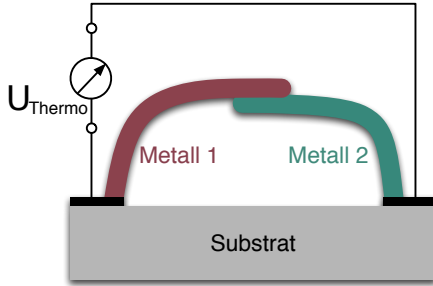


Abb. 2.11: Schematische Darstellung eines Thermoelements als Sensor zur THz-Bildgebung. Die beiden Thermoschenkel des thermoelektrischen p-Typ (rot) und n-Typ (grün) Materials sind als freitragende Brückenstruktur angeordnet. Das Substrat (z.B. Silizium) dient als Wärmesenke.

Einsatz in der THz-Bildgebung schematisch dargestellt. Die thermoelektrischen Materialien sind in Form von zwei Thermoschenkeln als freitragende Brückenstruktur angeordnet, wodurch eine adäquate thermische Isolierung der heißen Kontaktstelle erreicht wird. Je besser die thermische Isolierung ist, desto niedriger ist der thermische Leitwert G des Thermoelements, was zu einer hohen Sensitivität führt. Eine geringe thermische Kapazität der Struktur und somit eine geringe thermische Zeitkonstante, wird durch kleine Abmessungen der Brücke erreicht. Die kleine Strukturgröße des Thermoelements erfordert eine Antennenkopplung zur effizienten Absorption von Strahlung der Designwellenlänge. Auf diese Weise wird außerdem die Absorption der thermischen Hintergrundstrahlung minimiert.

Die Gütezahl M beinhaltet den Kompromiss zwischen Empfindlichkeit und Responsezeit von thermischen Sensoren. Diese Zahl ist ein unabhängiger Parameter zum Vergleich von thermischen Detektoren. Die Gütezahl M_{TE} des Thermoelements (Gl. 2.46) hängt neben dem thermischen Leitwert G und dem Seebeck-Koeffizienten Γ von der absoluten Temperatur T und dem elektrischen Widerstand R des Thermoelements ab [76]. Die Gütezahl M_{BO} des Bolometers (Gl. 2.47) berechnet sich analog dazu mit dem Transduktions-Koeffizienten ζ .

$$M_{TE} = \frac{\Gamma^2 \cdot T}{G \cdot R} \quad (2.46)$$

$$M_{BO} = \frac{\zeta^2 \cdot T}{G \cdot R} \quad (2.47)$$

Meist ist die Gütezahl von Detektoren nicht verfügbar und es wird die NEP angegeben. Die NEP ist ein sehr wichtiger Vergleichsparameter für thermische Detektoren, der häufig verwendet wird, jedoch abhängig von der Zeitkonstante der Struktur ist.

Rauschen

Die NEP von thermischen Detektoren setzt sich grundsätzlich aus verschiedenen Rauschquellen additiv zusammen. Hierbei spielt für thermische Detektoren allgemein das Johnson-Rauschen NEP_J , das Temperaturfluktuationsrauschen NEP_T und das $1/f$ -Rauschen NEP_f eine Rolle [76]

$$NEP = NEP_f + NEP_T + NEP_J . \quad (2.48)$$

Für die NEP des Bolometers ist das $1/f$ -Rauschen relevant, da es sich um einen stromdurchflossenen Widerstand handelt. In der NEP des Thermoelements kann das $1/f$ -Rauschen vernachlässigt werden, da im idealen Thermoelement kein Stromfluss stattfindet und auch im realen Fall der Stromfluss vernachlässigbar klein ist. Das Temperaturfluktuationsrauschen NEP_T bildet die absolute Leistungsgrenze thermischer Detektoren und setzt sich wie in Gleichung 2.49 beschrieben zusammen [76]. Dabei ist T die Umgebungstemperatur und k_B die Boltzmann-Konstante.

$$NEP_T^2 = 4 \cdot k_B \cdot T^2 \cdot G \quad (2.49)$$

Die NEP des Thermoelements ist vom Johnson-Rauschen (NEP_J) dominiert [79]

$$NEP_J = NEP_T \sqrt{\frac{1 + \omega^2 \tau^2}{M}} . \quad (2.50)$$

NEP_f ist in Gleichung 2.51 abhängig von der Ladungsträgerdichte n_c , dem Widerstandsvolumen V_R und dem Hooge-Parameter η_H dargestellt. Der Hooge-Parameter [80] ist eine Konstante, welche die Fluktuationen der Ladungsträgermobilität in Leitern und Halbleitern beschreibt, die zum $1/f$ -Rauschen beitragen. Für das Bolometer ergibt sich mit NEP_f die in Gleichung 2.52 dargestellte NEP.

$$NEP_f^2 = \frac{s}{\omega} NEP_J^2, \quad s = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\eta_H}{n_c V_R} \cdot \frac{P_{BO}}{k_B T} \quad (2.51)$$

$$NEP_{BO} = NEP_T \sqrt{1 + \frac{1 + \omega^2 \tau^2}{M} \left(1 + \frac{s}{\omega}\right)} \quad (2.52)$$

Aus Gleichung 2.50 lässt sich erkennen, dass die NEP von der thermischen Zeitkonstante des Thermoelements abhängt und mit steigender Kreisfrequenz ω ansteigt.

Aus der Formel für die NEP (Gl. 2.50) lässt sich eine Näherung für die Thermospannung U_{thermo} des Thermoelements als Funktion der Kreisfrequenz ω wie folgt herleiten. Die Empfindlichkeit S ist reziprok zur NEP. Das Rauschen an den Klemmen

der Thermopaarung kann als konstant über der Kreisfrequenz angenommen werden. Somit ergibt sich für die Abhängigkeit der Thermospannung von der Kreisfrequenz die Näherung

$$U_{\text{thermo}} = \frac{U_{\text{thermo}}(\omega_0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (2.53)$$

Beginnend bei der Spannung $U_{\text{thermo}}(\omega_0)$, der DC Spannung, fällt der Verlauf der Thermospannung des Thermoelements als Funktion der Kreisfrequenz ab.

Die diskutierte Theorie thermischer Sensoren verdeutlicht, wie bereits erwähnt, die Notwendigkeit kleiner Sensorstrukturen zur Optimierung der Responsezeit für Echtzeit-Anwendungen. Die Maximierung der Sensitivität und Unterdrückung der infraroten Hintergrundstrahlung wird mittels Antennenkopplung erreicht. Derartige Thermoelemente oder Bolometer können in ein Multipixel-Detektorarray integriert werden. Aufgrund der Vorteile von thermischen Detektoren wird seit einiger Zeit in Richtung großflächiger und echtzeitfähiger Detektorarrays aus thermischen Detektoren geforscht. Dabei ermöglicht der CMOS-kompatible Prozess zur Herstellung von Bolometern oder Thermoelementen eine direkte Integration einer Ausleseelektronik in das Detektorarray.

2.3.4 Passive und aktive THz-Bildgebungssysteme für Sicherheitsanwendungen

Grundsätzlich unterscheidet man u. a. in der THz-Bildgebung zwischen passiven und aktiven Systemen. Passive THz-Bildgebungssysteme besitzen keine eigene Beleuchtungsquelle, sondern messen die natürlich vorhandene THz-Strahlung, die beispielsweise von der Sonne oder dem menschlichen Körper emittiert wird. Ein passives THz-Bildgebungssystem arbeitet demzufolge inkohärent, da keine Synchronisation zwischen Beleuchtungsquelle und Detektor erfolgen kann und die Quellen in aller Regel inkohärent sind. Ein aktives System nutzt eine aktive Beleuchtungsquelle, beispielsweise eine elektronische Frequenzvervielfacherkette oder einen Quanten-Kaskaden-Laser (QCL) [81, 82]. Aktive THz-Bildgebung bietet die Möglichkeit der kohärenten Detektion der THz-Strahlung und somit einer Phaseninformation an jedem Bildpunkt. Dies bietet eine Tiefeninformation im THz-Bild. Im Folgenden wird eine Auswahl an interessanten THz-Bildgebungssystemen aus der Literatur der letzten Jahre vorgestellt. Der Fokus liegt dabei auf Systemen, die für Sicherheitsanwendungen, z. B. als Körperscanner, nutzbar sind.

In passiven THz-Bildgebungssystemen werden meist Leistungsdetektoren verwendet. Als Detektoren dienen üblicherweise Bolometer bei Tieftemperatur, wodurch eine sehr hohe Sensitivität, bzw. sehr niedrige NEP erreicht wird. Karasik et al. demonstrierten 2011 eine NEP von $3 \cdot 10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ mit einem *Hot-Electron-Bolometer* bei 650 GHz [84]. Für das Erreichen derart niedriger NEPs ist allerdings eine Helium-3-basierte kryostatische Kühlung auf Temperaturen im Bereich von 0,3 K notwendig, was nicht nur sehr kostenintensiv ist, sondern auch zu Systemen mit großen Dimensionen und hohem Gewicht führt.

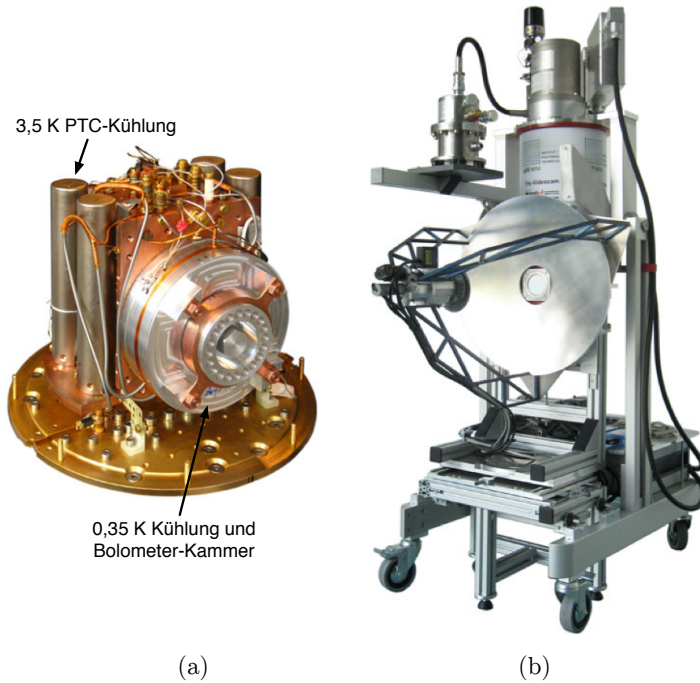


Abb. 2.12: Passives Tieftemperatur-Bildgebungssystem bei 350 GHz [83]. (a) Bolometer-Kammer mit 2-stufigem Kühlungssystem. (b) Komplettes System mit Cassegrain-Optik und Kühlsystem mit Helium-3-Tank.

May et al. stellten 2008 in [85] ein Bolometer-basiertes Tieftemperatur-System mit einer Bildwiederholrate von 1 Hz für Stand-Off Bildgebung vor (Abb. 2.12), dessen Detektorarray und Scanbewegung seither überarbeitet wurde, um die Performance weiter zu verbessern [83]. Dadurch wurde die Bildwiederholrate auf ca. 10 Hz erhöht. Dieses System basiert auf Bolometern als *Transition Edge Sensoren* (TES). An das supraleitende Bolometer ist eine Biasspannung angelegt, die einen Stromfluss durch das Bolometer erzeugt. Trifft THz-Strahlung auf den Absorber des Bolometers, erhöht sich aufgrund des elektrothermalen Feedbacks dessen Widerstand. Folglich verringert sich der Strom durch das Bolometer. Diese Stromänderung ist proportional zur absorbierten THz-Leistung. Der Detektor wird mittels mehrstufiger Helium-3-Kühlung auf einer Temperatur von 0,45 K betrieben (Abb. 2.12a). Ein Array aus 20 TES, die in einem Kreis mit einem Durchmesser von 40 mm angeordnet sind bildet den Detektor,



Abb. 2.13: Bild eines Menschen mit einer unter der Kleidung versteckten Schreckschusspistole und einem Päckchen mit Weinsäure als Imitation eines Sprengstoffs, aufgenommen bei 350 GHz mit einer Bildwiederholrate von 1 Hz [83].

dessen Design gegenüber dem ursprünglichen System leicht geändert wurde [83]. Die Optik des Systems basiert auf einem Cassegrain-Teleskop, dessen Sekundärspiegel in einer spiralförmigen Bewegung scannt. Wie in Abbildung 2.12b zu sehen, ist das System portabel aufgebaut. Der Helium-Tank ist oberhalb des Teleskops zu sehen und erlaubt eine Betriebszeit (nach Herunterkühlen) von 24 h. Das Herunterkühlen von Raumtemperatur dauert ca. 12 h.

Das System arbeitet bei einer Frequenz von 350 GHz und ist für Arbeitsabstände von 7 m bis 10 m ausgelegt. In einem Arbeitsabstand von 8 m wird ein Bildfeld mit 110 cm Durchmesser mit einer Auflösung von 1,7 cm aufgenommen. Das Scanmuster im THz-Bild ist spiralförmig und wird rechnergestützt rekonstruiert. In Abbildung 2.13 ist ein Bild bei 350 GHz dargestellt, dass mit diesem System bei einer Bildwiederholrate von 1 Hz aufgenommen wurde. Im Bild ist eine Person zu sehen unter deren Kleidung eine Schreckschusspistole und ein Päckchen mit Weinsäure, die als Imitation für einen Sprengstoff dient, versteckt sind. Die Form der Pistole ist deutlich erkennbar. Das Päckchen mit Weinsäure ist als dunkler Schatten zu sehen. Da die Resonanzen von Weinsäure wesentlich oberhalb von 350 GHz liegen [25], kann das Material mit diesem System nicht identifiziert werden. Das System liefert Bilder mit hoher Auflösung in Echtzeit mit Objektabständen im Bereich von 8 m und einem großen Bildfeld. Sprengstofferkennung ist mit diesem System aufgrund der Arbeitsfrequenz von 350 GHz allerdings nicht möglich.

Andere passive Tieftemperatur-THz-Bildgebungssysteme basierend auf Bolometern

sind bei etwas höheren Temperaturen im Bereich von einigen K bis einigen 10 K angesiedelt. Beispielsweise stellten Luukanen et al. 2009 ein passives Stand-Off THz-Bildgebungssystem für Objektabstände von 8 m vor [86]. Das Bolometerarray arbeitet bei 8 K und erzielt eine Bandbreite von 200 GHz bis 300 GHz. Das System erreicht eine Auflösung von 36 mm in horizontaler sowie in vertikaler Richtung. Ein anderes Beispiel liefern Hellicar et al. mit einem Tieftemperaturdetektor bei 77 K [87]. Dieser Detektor basiert auf einem Josephson-Kontakt zur Detektion von THz-Strahlung bei 600 GHz und ist integrierbar.

Aktive Bildgebung im THz-Frequenzbereich kann mit verschiedenen Arten von Detektorsystemen durchgeführt werden. Als Heterodyndetektoren werden im THz-Frequenzbereich üblicherweise Dioden-basierte subharmonische Mischer verwendet, die THz-Bildgebung mit hoher Empfindlichkeit ermöglichen. Jedoch sind sie im Gegensatz zu den meisten Leistungsdetektoren nicht integrierbar und nicht massenproduzierbar, wodurch Dioden-basierte Heterodyn-Systeme sehr kostenintensiv sind. Zur Messung von Multipixel-Bildern im THz-Bereich mit subharmonischen Mixern werden daher oft scannende Systeme verwendet, um eine möglichst geringe Anzahl von Detektoren zu benötigen. Der Nachteil solcher Bildgebungssysteme ist aber eine limitierte Bildwiederholrate durch die Scanbewegung. Einige Beispiele für heterodyne THz-Bildgebungssysteme basierend auf subharmonischen Mixern sind in [31] gegeben. Eine Möglichkeit die Tiefeninformation in der heterodynen Bildgebung zu nutzen ist das FMCW-Prinzip. Dabei wird eine Frequenzrampe (Chirp) genutzt, um in einem bestimmten Arbeitsabstand ein 3D-Bild der Szene zu erhalten. Ein THz-Bildgebungssystem, das nach dem FMCW-Prinzip arbeitet ist in [88,89] beschrieben. Das System arbeitet mit einer scannenden Teleskopoptik mit einem rotierenden Primärspiegel und ist für Arbeitsabstände zwischen 4 m bis 24 m entworfen. Das System arbeitet mit einem Frequenzchirp von 576 GHz bis 604,8 GHz, der eine theoretische Tiefenauflösung von 0,5 cm erlaubt. Die erreichte Auflösung im Bild beträgt ca. 1 cm. Die laterale Auflösung des Systems beträgt bei 4 m Arbeitsabstand ca. 6 mm. Für größere Arbeitsabstände wurde das System nicht vollständig charakterisiert.

In Abbildung 2.14 ist ein THz-Bild einer Person mit einer unter der Kleidung versteckten Handfeuerwaffe dargestellt, das mit dem FMCW-System aufgenommen wurde. Das Bild zeigt eine 3D Rekonstruktion der FMCW-Daten, nach vorangegangener softwareseitiger Glättung. Die Scanzeit für dieses Bild betrug 6 min. In dieser Zeit wurden 17000 FMCW-Pulse an insgesamt 151×113 Pixeln aufgenommen. Die gemessene Reflexion der Handfeuerwaffe unter der Kleidung ist nicht signifikant höher als die Reflexion im Rest des Bildes. Dies liegt in der Orientierung der Handfeuerwaffe zur Optik des Bildgebungssystems begründet. Da die Handfeuerwaffe nicht senkrecht zur Optik ausgerichtet ist, verfehlt der spekulare Reflex die Optik und nur die gestreute Leistung trifft auf den Detektor, die aufgrund der glatten Oberfläche gering ist. Erst durch die Tiefeninformation, die durch den FMCW-Ansatz gewonnen wurde, wird die Handfeuerwaffe im THz-Bild sichtbar. Dies demonstriert, dass ein THz-Bildgebungssystem nach dem FMCW-Prinzip aufgrund der Tiefeninformation einen sinnvollen Ansatz für aktive THz-Bildgebung darstellt. Echtzeit-Bildwiederholraten werden mit diesem System allerdings aufgrund des Rasterscans, der Zeitkonstanten

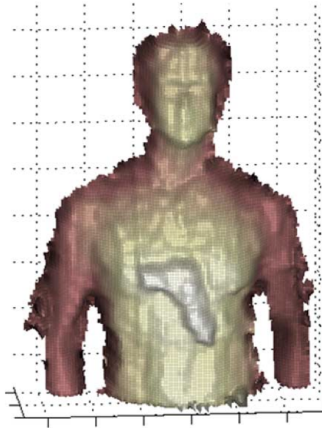
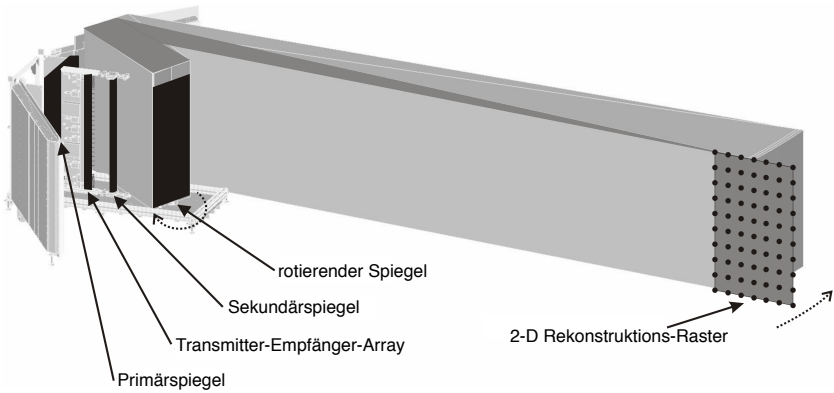


Abb. 2.14: THz-Bild einer Person mit unter der Kleidung versteckter Handfeuerwaffe, aufgenommen mit dem FMCW-System bei 600 GHz [90] © 2011 IEEE. Diese 3D Rekonstruktion erfolgte nach vorangegangener softwareseitiger Glättung der Daten.

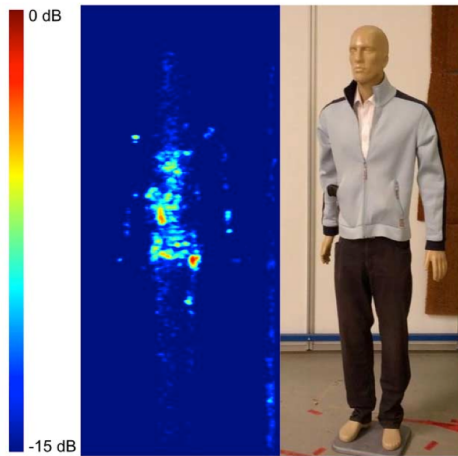
des Frequenzchirps für hohe Tiefenschärfe und der aufwändigen softwareseitigen Bildrekonstruktion derzeit noch nicht erreicht [90].

Ein von Kahl et al. 2012 vorgestelltes THz-Bildgebungssystem, das ebenfalls nach dem FMCW-Prinzip arbeitet, ermöglicht 3D-Bildgebung in Echtzeit [91]. Dieses System arbeitet im Frequenzbereich von 80 - 110 GHz und basiert auf einem Zeilen-Array aus 20 Transmittern und 24 Detektoren. Die Optik des Systems besteht aus einem Teleskop mit Primär- und Sekundärspiegel sowie einem rotierenden planaren und vier statischen planaren Spiegeln (Abb. 2.15a). Auf diese Weise ergibt sich eine Apertur von $2 \times 2 \text{ m}^2$, die bei einem Arbeitsabstand von 8,5 - 9 m eine Auflösung von 1 cm erreicht. Das Transmitter-Empfänger-Array befindet sich zwischen Primär- und Sekundärspiegel der Optik. Pro Umdrehung des planaren Scan-Spiegels werden über die vier äusseren Spiegel mehrere Ansichten des Objekts aufgenommen. Mit Hilfe des FMCW-Ansatzes wird durch synthetische Rekonstruktion ein dreidimensionales THz-Bild der Szene mit dem Abmessungen $2 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ erzeugt [91-93].

In Abbildung 2.15b ist ein mit diesem System aufgenommenes THz-Bild einer Schaufensterpuppe dargestellt, das durch synthetische Rekonstruktion aus den aufgenommenen Daten berechnet wurde. Eine unter der Jacke im linken Bauch-Bereich versteckte Waffe, sowie ein Metall-Objekt in der rechten Hosentasche zeigen eine besonders starke Reflexion.



(a)



(b)

Abb. 2.15: THz-Scanner zur Bildaufnahme mittels synthetischer Aperturbildgebung. (a) CAD-Modell eines Systems für synthetische THz-Bildgebung [91]. (b) Synthetisch rekonstruiertes 3D THz-Bild der Schaufensterpuppe [93] © 2013 IEEE. Eine unter der Jacke im linken Bauch-Bereich versteckte Waffe, sowie ein Metall-Objekt in der rechten Hosentasche zeigen eine besonders starke Reflexion.

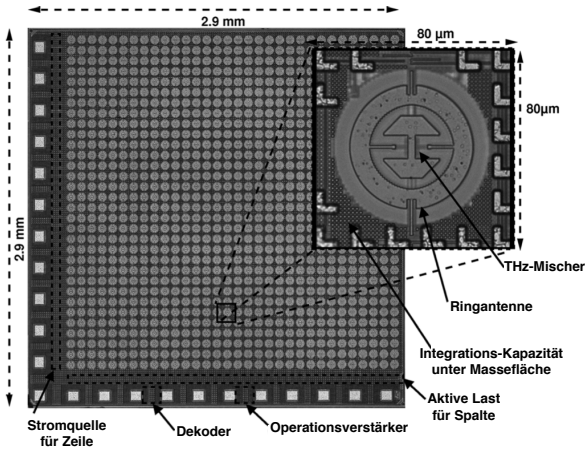


Abb. 2.16: Detektorarray (FPA) aus CMOS-Transistoren mit 32×32 Pixeln mit einer Bandbreite von 0,7 THz bis 1,1 THz [74] © 2012 IEEE. Im Inset ist ein einzelner Detektor mit CMOS Transistor und Ringantenne abgebildet.

Multipixel Detektorarrays sind der einfachste Weg kostengünstige Echtzeit-Bildgebungssysteme im THz-Frequenzbereich herzustellen. Geeignete Detektortechnologien sind CMOS-Transistoren, Mikrobolometer und Thermoelement-Mikrobrücken. Mit CMOS-Transistoren ist bereits die Integration eines 1-Kilopixel Detektorarrays gelungen [74]. Das in [74] charakterisierte 32×32 Pixel CMOS-Transistor *Focal Plane Array* (FPA) ist für Frequenzen im Bereich von 0,7 THz bis 1,1 THz geeignet, die 3 dB-Bandbreite ist mit 790 GHz bis 960 GHz angegeben. In Abbildung 2.16 ist das Detektorarray mit 32×32 CMOS-Transistoren dargestellt. Die Pixel des Arrays sind in einem Abstand von $80 \mu\text{m}$ angeordnet. Die THz-Strahlung wird mittels einer Ringantenne in den Transistor eingekoppelt. Hinter der Massefläche eines Pixels befindet sich eine Integrationskapazität mit einer Zeitkonstanten von $0,1 \mu\text{s}$. Die Beleuchtung erfolgt von der Rückseite des Silizium-Substrats mit Hilfe einer hyperhemisphärischen Silizium-Linse. Das Detektorarray ist mit Ausleseelektronik, Operationsverstärker und Bias-Versorgung in ein $5 \times 5 \times 3 \text{ cm}^3$ Metallgehäuse integriert (Abb. 2.17). Die NEP dieser THz-Kamera wurde bei 856 GHz gemessen und beträgt für Bildwiederholraten bis zu 500 Hz ca. 10-20 nW. Die Sensitivität der Kamera liegt bei ca. 100-200 kV/W.

Mit antennengekoppelten CMOS-Transistoren als THz-Detektoren wurde bereits eine Bandbreite von 0,2 THz bis 4,3 THz demonstriert [71]. Die gemessene NEP dieser Detektoren beträgt bei 0,595 THz ca. $42 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ und bei 2,9 THz ca. $487 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Dies demonstriert einen starken Anstieg der NEP von CMOS-Transistoren mit steigender Frequenz. Mit einer Optimierung der CMOS-Transistoren auf höhere Frequen-

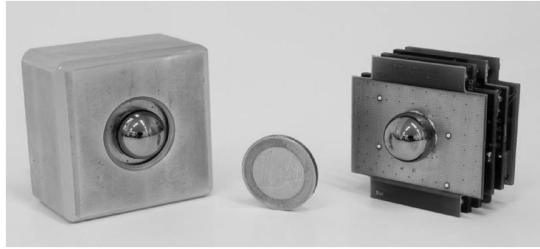


Abb. 2.17: THz-Detektormodul mit Silizium-Linse, mit und ohne Metallgehäuse [74] © 2012 IEEE. Das Modul enthält ein 32×32 Pixel FPA, Ausleseelektronik, einen rauscharmen Verstärker mit variablem Verstärkungsfaktor und eine Spannungsversorgung. Die Abmessungen mit Gehäuse betragen $5 \times 5 \times 3 \text{ cm}^3$.

zen könnte die Performance evtl. geringfügig gesteigert werden. Die hohe Bandbreite, die thermische THz-Detektoren liefern können, wird jedoch mit CMOS-Transistoren voraussichtlich nicht erreicht.

Eine Alternative zu CMOS-Transistor Arrays sind aus diesem Grund integrierte Detektorarrays basierend auf ungekühlten Bolometern. Für Echtzeit-Bildgebung bei Raumtemperatur wurden erste ungekühlte Bolometerarrays mit 320×240 Bildpunkten entwickelt [32,33,94]. Für echtzeitfähige Bolometer ist eine Mikrobrückenstruktur notwendig, um die thermische Zeitkonstante so gering wie möglich zu halten (vgl. Abschnitt 2.3.3). Die daraus resultierenden kleinen Sensorstrukturen erfordern eine Antennenkopplung zur Verbesserung der Sensitivität. Die Antennenkopplung dient außerdem der Unterdrückung der thermischen Hintergrundstrahlung und kann darüber hinaus zur Optimierung eines Bolometerarrays auf mehrere Frequenzbänder für spektroskopische Bildgebung genutzt werden.

Eins der ersten bei Raumtemperatur arbeitenden FPAs für THz-Bildgebung wurde 2006 von Lee et al. dokumentiert [94]. Mit Hilfe eines QCL wurde eine NEP von $320 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 4,3 THz gemessen. Bildgebung in Transmission und Reflexion bei 20 Hz wurde mit einer Auflösung von weniger als $500 \mu\text{m}$ im Transmissionsbild durchgeführt. Aktuelle Systeme zeigen im Vergleich dazu eine Entwicklung in Richtung kleinerer NEP. Simoens et al. stellten ein Mikrobolometer-basiertes FPA mit 320×240 Bildpunkten vor, das breitbandig von 1 THz bis 3 THz arbeitet [33,95,96]. Mit diesem FPA wurde unter Beleuchtung mit einem QCL bei 2,7 THz eine NEP von $1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen [33]. Das Bolometer besteht aus einer antennengekoppelten Brückenstruktur auf einem Dielektrikum mit Rückreflektor. Dieser Sensor befindet sich auf einem CMOS-Wafer, in den die Auslese-Elektronik integriert ist. Daraus ergibt sich ein hochintegriertes FPA, das durch die hohe Bandbreite für spektroskopische THz-Bildgebung geeignet ist.

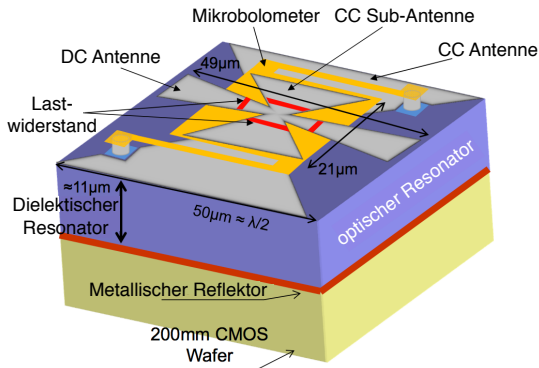


Abb. 2.18: Antennengekoppeltes Mikrobolometer zur Integration in ein FPA für Echtzeit THz-Bildgebung bei Raumtemperatur [95] © 2012 SPIE. Die DC-Antenne (direkte Kopplung) dient zur Einkopplung der parallel polarisierten THz-Strahlung, die CC-Antenne (kapazitive Kopplung) zur Einkopplung der orthogonal polarisierten THz-Strahlung.

In Abbildung 2.18 ist der schematische Aufbau eines Mikrobolometers dieses FPAs dargestellt. Die THz-Strahlung wird mit Hilfe einer *Bowtie* Antenne (DC-Antenne) eingekoppelt. Zur Einkopplung der orthogonal polarisierten THz-Strahlung dient eine darunter liegende CC-Antenne (Kapazitive Kopplung). Die Anordnung der Antennen und des Mikrobolometers mit dem Lastwiderstand ist auf einer $11\ \mu\text{m}$ dicken SiO_2 -Schicht platziert, auf dessen Rückseite sich ein metallischer Rückreflektor befindet. Die SiO_2 -Schicht stellt einen $\lambda/4$ -Resonator dar, der zur Erhöhung des Antennengewinns dient. Die eingekoppelte THz-Strahlung führt zu einer Temperaturerhöhung im Bolometer, das entsprechend eine Widerstandsänderung erfährt, wodurch der Strom beeinflusst wird. Diese Stromänderung wird gemessen und ist proportional zur eingestrahlten THz-Leistung. Die Bandbreite dieses Bolometers ist durch die Antennenkopplung auf $1,5\ \text{THz}$ bis $3,5\ \text{THz}$ limitiert [95]. Prinzipiell erlaubt ein Bolometer eine große Bandbreite mit einem flachen Verlauf der Empfindlichkeit als Funktion der Frequenz.

Die in Abbildung 2.19 dargestellte NEP eines Mikrobolometer-FPAs bei Raumtemperatur zeigt einen flachen Verlauf als Funktion der Frequenz [32]. In einem Frequenzbereich von ca. $1\ \text{THz}$ bis ca. $100\ \text{THz}$ beträgt die NEP im Mittel ca. $0,065\ \text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Zu niedrigeren Frequenzen, bzw. größeren Wellenlängen hin steigt die NEP. Dies demonstriert die hohe Bandbreite, die mit thermischen Detektoren erreichbar ist. Dadurch sind derartige THz-Detektoren mit extrem hoher Bandbreite und dem Potential zur Integration in Kilopixel-Arrays prädestiniert für spektroskopische Bildgebung.

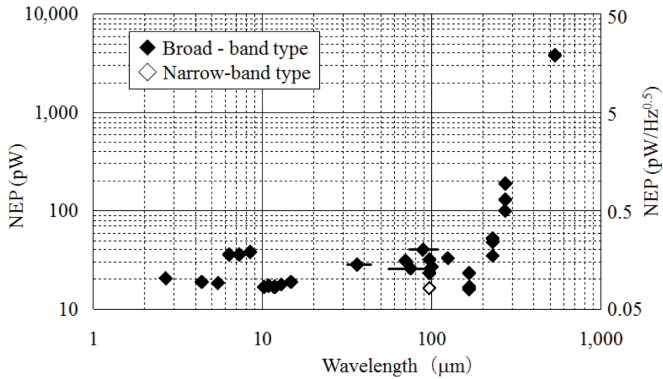


Abb. 2.19: NEP eines Mikrobolometers über einen großen Wellenlängenbereich [32]
© 2012 SPIE.

Ein weiterer thermischer THz-Detektor, der allerdings ohne ein externes Bias auskommt, ist das Thermoelement. Cox et al. präsentierten 2009 ein antennengekoppeltes Thermoelement für den Raumtemperaturbetrieb, das als Mikro-Brückenstruktur ausgelegt ist [97]. Die Thermoelemente sind mit einer Spiralantenne auf die Frequenzen 650 GHz und 1500 GHz angepasst. Diese Mikrobrücken-Thermoelemente wurden in Hinblick auf eine möglichst geringe NEP optimiert. Aufgrund der Kopplung von NEP und thermischer Zeitkonstante bei Thermoelementen, verursacht dies eine Erhöhung der Responsezeit (vgl. Abschnitt 2.3.3). Die Detektor-Charakterisierung wurde mit Hilfe eines 900 K Schwarzkörper-Strahlers durchgeführt. Es wurde eine NEP im Bereich von $15 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer thermischen Zeitkonstante von $150 \text{ }\mu\text{s}$ gemessen. Diese Zeitkonstante reicht für Echtzeit-Bildgebung zwar aus, jedoch könnte mit einer noch geringeren Zeitkonstanten Multiplexing von Detektoren erreicht werden. In einem Detektorarray wird zur Demodulation des amplitudenmodulierten Detektorsignals im Prinzip eine Lock-In-artige Auslese-Elektronik benötigt. Da dies aufwändig zu realisieren ist, ist eine Einsparung der benötigten Auslese-Elektronik durch Multiplexing sinnvoll.

Die Integrierbarkeit als entscheidender Vorteil von CMOS-Transistoren, Bolometern und Thermoelementen als THz-Detektoren gegenüber auf subharmonischen Mischern basierenden Heterodyndetektoren wurde durch Anwendungsbeispiele verdeutlicht. Die Integrierbarkeit ermöglicht die kostengünstige Fertigung von Detektorarrays im Kilopixel-Bereich. Darüber hinaus ermöglicht die technologische Herstellung der Detektoren eine hohe Reproduzierbarkeit der Performance. Bolometer und Thermoelemente basieren auf physikalischen Effekten, die eine große Bandbreite abdecken. Daher eignen sich insbesondere diese Sensoren zur spektroskopischen THz-Bildgebung. Thermoelemente besitzen gegenüber Bolometern den zusätzlichen Vorteil, dass sie

kein externes Bias benötigen, was die Komplexität des Leitungsnetzes in Multipixel-Arrays reduziert.

Kapitel 3

Molekulare Resonanzen von Sprengstoffen

In diesem Kapitel wird der Ursprung der molekularen Resonanzen von energetischen Materialien im THz-Frequenzbereich diskutiert. Anschließend wird das Lorentzsche Oszillatormodell zur Beschreibung des Frequenzverlaufs der komplexen Permittivität von resonanten Absorptionen erläutert. Das Kapitel schließt mit einer Darstellung des Stands der Forschung zur spektroskopischen THz-Analyse von energetischen Materialien.

Der THz-Frequenzbereich ist u. a. interessant wegen der Transparenz vieler Bekleidungs- und Verpackungsmaterialien in Kombination mit resonanten Absorptionen von Sprengstoffen. Ein Spektrum mit solchen Resonanzen wird als spektraler Fingerabdruck bezeichnet, da es eine eindeutige Identifikation des Materials erlaubt. Zukunftsvisionen der Sprengstofferkennung sind materialerkennende THz-Systeme zur Detektion auf Distanz oder sogar in Kombination mit THz- oder Millimeterwellen-Körperscannern. Ein solches erkennendes THz-System benötigt eine Datenbank, in der Resonanzen möglichst aller Sprengstoffe hinterlegt sind. Nach Messen eines Spektrums, bzw. einiger Frequenzpunkte wird die Messung mit der Datenbank verglichen und so das vorliegende Material identifiziert. Grundvoraussetzungen für die Entwicklung und den Erfolg materialerkennender THz-Systeme sind einerseits das theoretische Verständnis von Entstehung und Abhängigkeiten der spektralen Fingerabdrücke und andererseits detaillierte Analysen, um eine zuverlässige Datenbank und einen robusten Vergleichsalgorithmus zur Materialerkennung aufbauen zu können. Trotz zahlreicher publizierter Analysen von interessanten Sprengstoffen ist bisher nur wenig über die Variation der resonanten Absorptionen bekannt.

Generell können Schwingungen in verschiedenen Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern in verschiedenen Frequenzbereichen angeregt werden. In Abbildung 3.1 sind Schwingungszustände im Frequenzbereich von 10 GHz bis 100 THz dargestellt. Die Rotationsenergien vieler Gasmoleküle und Resonanzen von Wasserstoff-Bindungen in Gasen und Flüssigkeiten liegen im THz-Frequenzbereich. In Festkörpern werden durch THz-Strahlung intermolekulare Schwingungen und Gitterschwingungen (Phononen) in kristallinen Festkörpern angeregt. Dementsprechend ist die Anregung von resonanten Absorptionen durch die Interaktion von THz-Strahlung mit einem Festkörper eng an die Fernordnung in dessen molekularer Struktur gebunden.

Resonante Absorptionen im Infrarotbereich werden meist durch Vibrationen einzelner Atome (intramolekulare Schwingungen) oder kleiner Moleküle verursacht. Im THz-

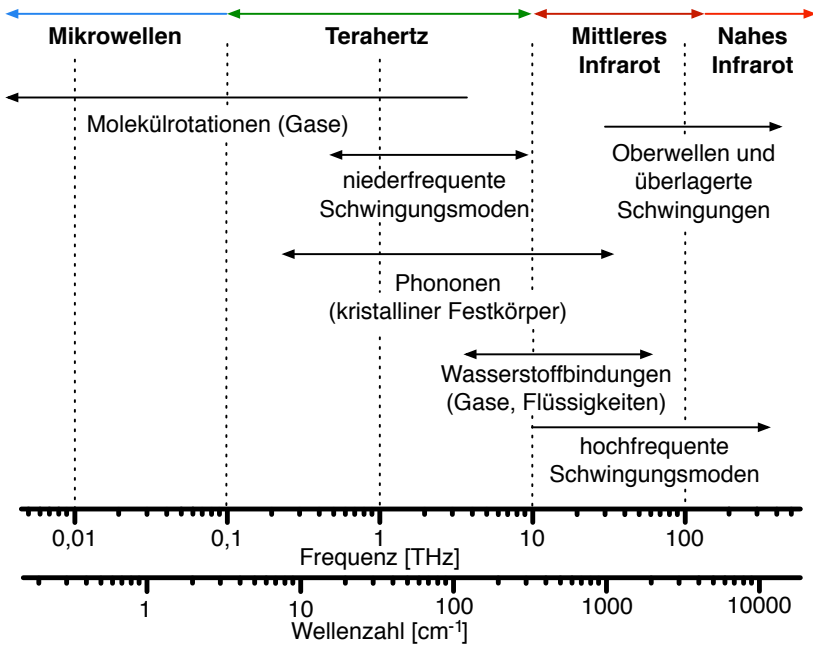


Abb. 3.1: Schwingungszustände im Frequenzbereich von 10 GHz bis 100 THz nach [98].

Frequenzbereich werden aufgrund der (relativ zu optischen Wellenlängen) sehr langwelligeren THz-Strahlung intermolekulare Schwingungen zwischen größeren Molekülen oder Molekülgruppen in Festkörpern angeregt [99]. Im kristallinen Festkörper (hohe Fernordnung) erzeugen diese niederfrequenten Vibrationen über mehrere Gitterperioden delokalisierte Phonon-artige Schwingungsmoden. Die Resonanzen von energetischen Materialien im THz-Bereich sind das Resultat derartiger niederfrequenter Schwingungsmoden mit intermolekularem Charakter. Diese Schwingungsmoden sind abhängig von der Kristallstruktur des Mediums. In polymorphen Medien kann eine inhomogene Verbreiterung und Dämpfung der Phonon-artigen Schwingungsmoden stattfinden. In amorphen Medien oder Medien mit geringer Fernordnung kann ebenfalls eine inhomogene Verbreiterung oder eine Verhinderung der Ausbreitung dieser Moden stattfinden. Dies lässt darauf schließen, dass im THz-Frequenzbereich die Empfindlichkeit der Detektion von Polymorphen oder Defekten im Kristallgitter höher ist als in kurzwelligeren Bereichen (z.B. Infrarot). Polymorphie oder ein amorpher

Anteil im Material kann dazu führen, dass die Erkennung des Materials anhand des spektralen Fingerabdrucks fehlerhaft ist.

Mit der *Density functional theory* (DFT) können die resonanten Absorptionen verschiedenster Materialien insbesondere für den Nah- und Mittel-Infrarotbereich berechnet werden [100]. Da die Resonanzen im THz-Frequenzbereich im Gegensatz zum Infrarotbereich durch Anregung intermolekularer Schwingungen entstehen, muss die Theorie der Berechnung dahingehend modifiziert werden. Dies ist für den THz-Frequenzbereich bisher nicht zufriedenstellend gelungen [99, 101–103]. Ein Problem sind ebenfalls numerische Artefakte, die im Spektrum als Resonanz-Feature auftreten [103]. Da eine Modulierbarkeit von Schwingungen im THz-Frequenzbereich dementsprechend nicht möglich ist, sind detaillierte experimentelle Analysen der resonanten Absorptionen von Sprengstoffen erforderlich, um deren Abhängigkeiten von verschiedenen Parametern, wie z. B. der kristallinen Struktur zu verstehen.

3.1 Das Lorentzsche Oszillatormodell

Das Lorentzsche Oszillatormodell wird häufig zur Bestimmung von Resonanzen in THz-TDS-Spektren genutzt [16, 104]. Es wird oft am Beispiel der elektronischen Polarisierbarkeit eines Festkörpers hergeleitet. Dabei wird die harmonische Bindung eines Elektrons an einen Atomkern in einem Gitter betrachtet, das durch resonante Anregung mit einem periodischen elektrischen Feld mit der Kreisfrequenz ω in einen Schwingungszustand versetzt wird [104–107]. Diese Schwingung wird beschrieben mit der Bewegungsgleichung [106]

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\beta \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = -qE_{\text{lokal}} e^{-j\omega t}, \quad (3.1)$$

in welche die Feldstärke des lokalen elektrischen Felds E_{lokal} am Ort des Atoms, sowie die Ladung des Elektrons $-q$ und dessen Masse m einfließt. Wie aus Gleichung 3.1 ersichtlich, ist die Bewegung des Elektrons mit der Auslenkung x abhängig von der Kreisfrequenz der ungedämpften Schwingung ω_0 (Resonanzfrequenz) und der Dämpfungskonstante β . Die Lösung der Differentialgleichung 3.1 ergibt die Auslenkung x

$$x = \frac{-q}{m} \frac{E_{\text{lokal}}}{\omega_0^2 - \omega^2 - j\beta\omega}. \quad (3.2)$$

Der durch die Schwingung des Elektrons entstehende Dipol besitzt das Dipolmoment p

$$p = -qx. \quad (3.3)$$

Die Polarisation P des kristallinen Festkörpers ist die Summe aller angeregten Schwingungsmoden mit der Konzentration der Atome im lokalen elektrischen Feld [105]

$$P = \sum_i N_i \cdot p_i. \quad (3.4)$$

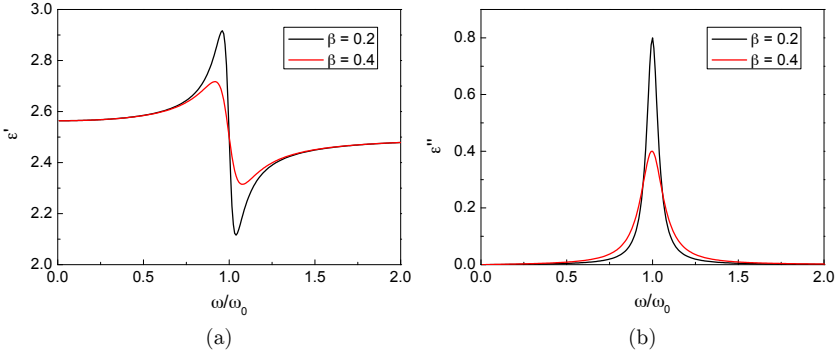


Abb. 3.2: Die dielektrische Funktion mit einer angeregten Schwingungsmode im Kristallgitter mit der Resonanzfrequenz ω_0 . (a) Im Realteil tritt ein Wendepunkt an der Resonanzfrequenz auf. (b) Im Imaginärteil ist ein Maximum an der Position der Resonanzfrequenz zu beobachten.

Durch Einsetzen von Gleichung 3.2 in 3.3 ergibt sich für die Polarisation

$$P = \sum_i \frac{N_i \cdot q^2}{m} \frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2 - j\beta\omega} \cdot E_{\text{lokal}} \quad (3.5)$$

Die Polarisation kann andererseits mit Hilfe der Permittivität beschrieben werden [105], wobei ϵ_0 die Dielektrizitätszahl des Vakuums bezeichnet

$$P = \epsilon_0 (\epsilon - 1) E_{\text{lokal}} \quad (3.6)$$

Zunächst wird eine einzelne Schwingungsmode bei einer Resonanzfrequenz ω_0 betrachtet. Dabei muss der Beitrag aller angeregten Schwingungsmoden mit von ω_0 verschiedenen Resonanzfrequenzen zur Polarisation über $P_{\text{offset}} = \epsilon_0 \chi E$ berücksichtigt werden. Durch Gleichsetzen der Gleichungen 3.5 und 3.6 und mit $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ erhält man nach Umformen Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion

$$\epsilon' = 1 + \chi + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\beta\omega)^2} \quad (3.7)$$

$$\epsilon'' = \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m} \frac{\beta\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\beta\omega)^2} \quad (3.8)$$

In Abbildung 3.2 sind Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion abgebildet. Der Realteil besitzt einen Wendepunkt an der Resonanzfrequenz der angeregten

Schwingung (Abb. 3.2a), der Imaginärteil ein Maximum an der Position der Resonanzfrequenz (Abb. 3.2b). Die Dämpfung β der angeregten Schwingungsmode führt neben der Verringerung der Schwingungsamplitude ebenfalls zu einer Verbreiterung des Resonanzpeaks im Imaginärteil.

Die Betrachtung der Schwingung einzelner Elektronen trifft auf Anregung durch sichtbares Licht und kurzwelliges Infrarot zu. Im THz-Frequenzbereich werden durch die langwelligere Strahlung intermolekulare Schwingungen angeregt, es ändert sich folglich der Term Ne^2/m in den Gleichungen 3.7 und 3.8. Für die Kurvenanpassung, z. B. zur Bestimmung der Resonanzfrequenz ω_0 einer angeregten Schwingungsmode im gemessenen Permittivitätsverlauf, kann dieser Term durch einen Faktor, der als Anpassungsparameter dient und die Schwingungsamplitude beeinflusst, ersetzt werden. Die Gleichungen 3.7 und 3.8 betrachten eine einzelne Resonanz. Für die Kurvenanpassung mehrerer Resonanzen wird eine Summe der Resonanzen ω_n gebildet.

3.2 Stand der Forschung

Die resonanten Absorptionen von energetischen Materialien bis 3 THz sind seit 10 Jahren bekannt [12]. Seitdem finden sich in der Literatur eine Vielzahl spektroskopischer Analysen von Sprengstoffen im THz-Frequenzbereich, welche die spektralen Fingerabdrücke von energetischen Materialien dokumentieren. Das Ziel ist die Erkennung von energetischen Materialien anhand der spektralen Fingerabdrücke mittels THz-Technologie [15,108]. In vielen Publikationen wird die Absorbance, bzw. die Dämpfung des THz-Signals durch einen Sprengstoff lediglich in *arbitrary units* (a. u.) angegeben [12, 14, 15, 19]. Die Absorbance ist jedoch keine unabhängige Materialgröße und kann dementsprechend nicht als Grundlage zur Erkennung von Materialien dienen (vgl. Abschnitt 2.1.3). Für eine Materialdatenbank, sowie für einen sinnvollen Vergleich von Forschungsergebnissen, sind unabhängige Materialgrößen notwendig.

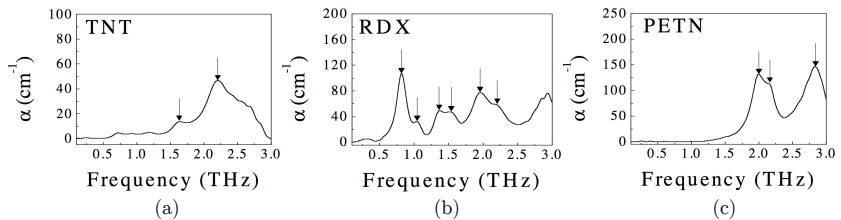


Abb. 3.3: Absorptionskoeffizienten der Sprengstoffe TNT, RDX und PETN im Frequenzbereich bis 3 THz aus [21] © 2007 OSA.

In einigen THz-Analysen wurde die Absorption und der Brechungsindex mehrerer energetischer Materialien bis 3 THz aus THz-TDS-Messungen in Transmissionsgeometrie bestimmt [18, 20–22, 25]. Die umfangreichste Analyse vieler energetischer Ma-

terialien unter der Angabe des Absorptionskoeffizienten liefern Chen et al. [21]. In Abbildung 3.3 sind einige Beispielspektren aus [21] dargestellt. Die Daten der Resonanzen bis 3 THz in diesen Publikationen stimmen bezüglich der Zentralfrequenz der Peaks größtenteils überein. Die Absorptionskoeffizienten sind nur in wenigen Veröffentlichungen angegeben und weichen voneinander ab. Darüber sind in der Literatur einige Publikationen verfügbar, die THz-TDS-Messungen von Sprengstoffen in Reflexion bis ca. 3 THz zeigen [23–27]. Palka et al. geben den Vergleich von Transmissions- und Reflexionsmessungen für RDX und HMX sowie einige ungefährliche Substanzen an [26]. Es zeigen sich gute Übereinstimmungen der Zentralfrequenzen in Reflexion und Transmission. Darüber hinaus geben Palka et al. Reflexionsmessungen von Proben an, die aus zwei vermischten Sprengstoffen bestehen. Der Vergleich dieser Messungen mit der Absorption der Einzelmaterialien zeigt, dass in der gemischten Probe die Resonanzen beider Bestandteile zu beobachten sind.

Die Analyse der Präparationsabhängigkeit der Resonanzen von energetischen Materialien wurde bisher lediglich in einer Publikation und nur am Beispiel von RDX untersucht [28]. Wilkinson et al. zeigen anhand von RDX aus zwei verschiedenen Standard-Herstellungsprozessen unterschiedliche Amplituden der Resonanzen im Absorbance-Spektrum dieser RDX-Proben. Eine Untersuchung anderer Sprengstoffe wurde nicht durchgeführt. Die beobachtete Abhängigkeit der Resonanzen von RDX belegen die Notwendigkeit weiterer Analysen einer Präparationsabhängigkeit.

Darüber hinaus gibt es wenige Analysen, welche die Absorption bis 6 THz [16] bzw. bis 7 THz [17] angeben. Leahy-Hoppa et al. geben die Absorption von vier Sprengstoffen bis 6 THz an: RDX, HMX, PETN und TNT [16]. Die Proben wurden mit Polyethylen (PE) Pulver vermischt. In der Publikation ist eine Bandbreite des Referenzpulses (mit PE-Pellet) von 0,5 THz bis ca. 6 THz angegeben. Das gezeigte Referenzspektrum des PE-Pellets lässt eine Abschätzung eines $\text{SNR} \approx 35$ bei ca. 2 THz und $\text{SNR} \approx 5$ bei 5 THz zu. Dementsprechend ist die Angabe von Resonanzen zur oberen Grenze des gemessenen Spektrums hin kritisch. In der Publikation von Leahy-Hoppa et al. sind keine Angaben über die Bestimmung des Rauschlevels in den THz-TDS-Messungen zu finden. Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung gab es keine Möglichkeit des Vergleichs der Ergebnisse oberhalb von 3 THz.

Fan et al. publizierten kurze Zeit später THz-TDS-Messungen von mehreren Sprengstoffen bis 7 THz [17]. Die untersuchten Materialien sind TNT, RDX und PETN jeweils vermischt mit PE und Polytetrafluorethylen (PTFE, auch: Teflon) als Matrix sowie die Plastiksprengstoffe SEMTEX und SX2. Das in der Veröffentlichung dargestellte Referenzspektrum erlaubt keine Abschätzung des Rauschlevels und lässt daher keine Ermittlung der Dynamik zu. Die Bestimmung des Rauschlevels für die Auswertung der THz-TDS-Messungen ist ebenfalls nicht angegeben.

Ein Vergleich der Ergebnisse oberhalb von 3 THz aus diesen Veröffentlichungen zeigt, dass sich die gemessenen Absorptionsspektren stark unterscheiden. Leahy-Hoppa et al. geben viele Resonanzen oberhalb von 3 THz an, während bei Fan et al. sehr wenige Resonanzen oberhalb von 3 THz zu finden sind. Für RDX sind bei Leahy-Hoppa et al. beispielsweise 11 Resonanzen oberhalb von 3 THz angegeben, wogegen Fan et

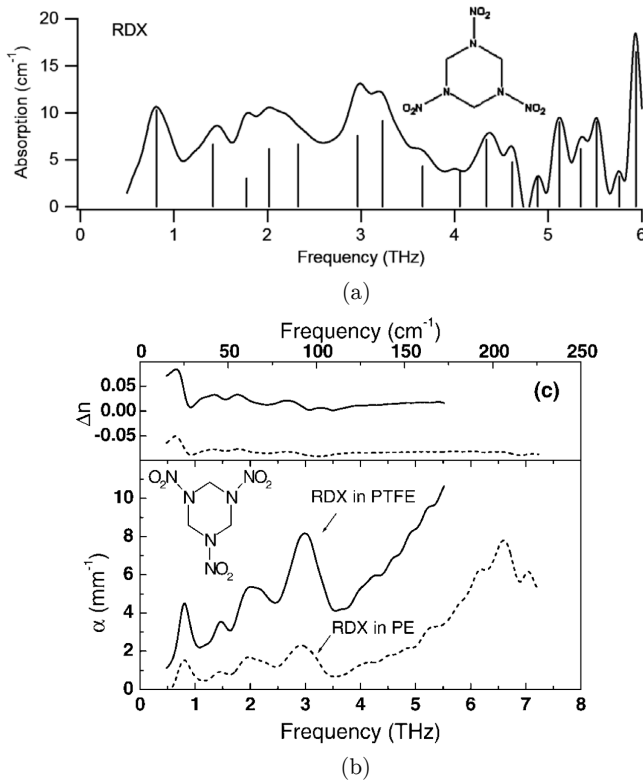


Abb. 3.4: Vergleich der Absorption aus den Publikationen von (a) Leahy-Hoppa et al. [16] © 2007 Elsevier, und (b) Fan et al. [17] © 2007 OSA.

al. oberhalb von 3 THz einen Absorptionsverlauf ohne Resonanzen zeigen. Dies demonstriert eindeutig die Notwendigkeit weiterer THz-Messdaten für eine zweifelsfreie Bestimmung der Absorptionsspektren oberhalb von 3 THz.

Neben der Bestimmung der Resonanzen von energetischen Materialien ist die Untersuchung der Abhängigkeiten dieser Resonanzen beispielsweise von Präparation und Additiven notwendig. Quantitative Analysen der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke ermöglichen eine Einschätzung des Potentials der THz-Erkennung von Sprengstoffen und ebnen den Weg in Richtung der Modellierung von THz-Spektren energetischer Materialien.

Kapitel 4

THz-Spektroskopie von Sprengstoffen

In diesem Kapitel werden interessante Sprengstoffproben mit Hilfe von THz-TDS-Messungen in Transmissions- und Reflexionsgeometrie untersucht. Dabei liegt der Fokus auf der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke und deren Potential zur Identifizierung der Materialien. Die Abhängigkeit der spektralen Fingerabdrücke von Additiven, Inhomogenitäten und Präparation wird analysiert und der Einfluss der Abdeckung der Proben durch Textilien untersucht.

Die THz-Analyse der spektralen Fingerabdrücke energetischer Materialien und insbesondere deren Variabilität ist essentiell für die Einschätzung des Potentials der Erkennung dieser Materialien mit Hilfe von THz-Technologie. Wichtige Parameter sind in diesem Zusammenhang die Abhängigkeit von Additiven, die Präparationsabhängigkeit sowie Probeninhomogenitäten. In vielen gängigen Sprengstoffen sind Additive enthalten. Beispielsweise wird PETN für die Verwendung in kleinkalibrigen Projektilen mit Wachs vermischt und gepresst [109]. Plastiksprengstoffe, wie beispielsweise C4 oder Semtex, setzen sich üblicherweise aus energetischen Materialien und Bindemitteln zusammen [109, 110]. Da die Zusammensetzung leicht variieren kann, ist eine Untersuchung des Einflusses von Additiven auf resonante Absorptionen wichtig für eine zukünftige spektrale Erkennung.

Die resonanten Absorptionen der Sprengstoffe entstehen, wie bereits in Kapitel 3 diskutiert, aufgrund von intermolekularen Schwingungen im Kristallgitter und sind somit abhängig von der Kristallstruktur des Materials. Einige energetische Materialien können auf verschiedene Arten synthetisiert werden, wie beispielsweise RDX [111]. Dies kann Einfluss auf die Kristallstruktur des Materials haben und somit dessen spektralen Fingerabdruck beeinflussen. Bildet ein Material Polymorphe, was beispielsweise bei TNT der Fall ist [112], kann dies ebenso zu veränderten resonanten Absorptionen des Materials führen. Dies bedeutet, ein solches Material besitzt keinen eindeutigen spektralen Fingerabdruck, was eine Herausforderung in Bezug auf dessen Erkennung darstellt. Eine solche Präparationsabhängigkeit wurde insbesondere in den THz-TDS-Messungen von TNT beobachtet und wird im Folgenden im Vergleich mit Pulver-Röntgendiffraktometrie-Messungen diskutiert.

Eine mögliche zukünftige THz-Technologie zur Erkennung von energetischen Materialien ist die Kombination mit Körperscannern, in denen versteckte Materialien unter

der Kleidung identifiziert werden können. Um zu demonstrieren, welche Schwierigkeiten ein solches Szenario mit sich bringen kann, werden zum Schluss dieses Kapitels THz-TDS-Messungen an Sprengstoffproben unter Baumwollstoff am Beispiel von RDX diskutiert.

4.1 Untersuchte Proben

Zur Analyse der Materialeigenschaften der energetischen Materialien und Plastiksprengstoffe standen zwei Probensets mit interessanten Sprengstoffen zur Verfügung. Bei der Auswahl der Materialien handelt es sich um sicherheitsrelevante Sprengstoffe, die alle in chemisch stabiler Form vorliegen und nur durch Initialzündung zur Detonation gebracht werden können. Daher ist die Handhabung dieser Materialien verhältnismäßig sicher. Zur Verfügung standen Ammonium Nitrat (AN), Cyclotrimethylentrinitramin (auch: Research Demolition Explosive / Royal Demolition Explosive, kurz: RDX), Pentaerythrittetranitrat (PETN) und 2,4,6-Trinitrotoluol (TNT) sowie die Plastiksprengstoffe C4 und Semtex H. AN wird üblicherweise mit Öl, bzw. Kohlenstofflieferanten (hier Zucker) vermischt und wird dann Ammonsalpeter-Sprengstoff genannt [109]. C4 besteht aus mindestens 91% RDX, Weichmacher, Bindemittel und Öl [109]. Semtex H setzt sich zu fast gleichen Teilen aus PETN und RDX zusammen [110]. Alle Proben wurden von der Forschungseinrichtung TNO in den Niederlanden geformt und bereitgestellt. Im Folgenden werden die Proben in zwei Probensets unterteilt, das erste Set beinhaltet Pulver-Presslinge, das zweite Probenset beinhaltet größere, eingekapselte Proben.

Die runden Pulver-Presslinge des ersten Probensets, deren Oberflächen aufgrund des Pressverfahrens planparallel sind, besitzen einen Durchmesser von 10 mm und Dicken im Bereich von 1 mm. Die Probendicke wurde mit einer Toleranz von $\pm 0,005$ mm mit Hilfe eines Messschiebers gemessen. Der Einfluss dieser geringen Toleranz auf die Berechnung des komplexen Brechungsindex ist vernachlässigbar.

Zur Messung dieser Proben im THz-TDS-System diente eine Revolver-Probenhalterung, in der die Proben mittels Halterungen fixiert wurden (Abb. 4.1). Da die Sprengstoffe PETN und RDX in reiner Form keinen formstabilen Pressling ergeben, wurde diesen Materialien Wachs beigemischt. Zur Messung der THz-Eigenschaften des Waxes steht eine reine Wachs-Probe zur Verfügung. Die verschiedenen Materialien und Probendicken des ersten Probensets sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Die runden Sprengstoffproben des zweiten Sets mit einem Durchmesser von 2 Zoll (50.4 mm) und einer Dicke von 2 mm sind in Polymethacrylmethylimid-Schaum (Rohacell [113]) mit einer Wandstärke von 2 mm eingebettet. Rohacell ist ein ideales Material zur Einbettung von Proben für THz-Analysen, da Brechungsindex und Absorptionskoeffizient dieses Materials im THz-Bereich fast dem von Luft entsprechen. Durch die Einkapselung in Rohacell ergibt sich eine rechteckige Form der Proben mit einer Gesamtdicke von 6 mm und einer Kantenlänge von ca. 120 mm (Abb.4.2). In diesem Probenset steht jeweils eine Probe der Materialien Pentaerythrittetranitrat (PETN), Cyclotrimethylentrinitramin (RDX) und 2,4,6-Trinitrotoluol (TNT) sowie

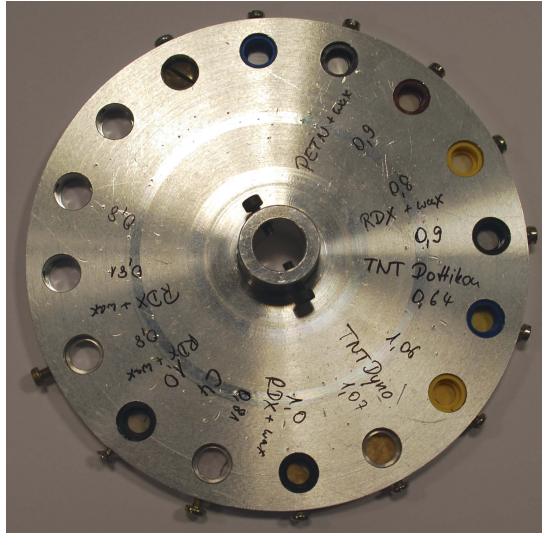


Abb. 4.1: Zur Messung der Proben mit einem Durchmesser von 10 mm im THz-TDS-System diente ein revolverförmiger Probenhalter. Die Proben werden mit Halterungen in den Öffnungen fixiert, in der Mitte des Halters befindet sich die Aufnahme für die Antriebswelle.

Tab. 4.1: Materialien und Probendicken des ersten Probensets. Die Beimischung von Wachs zu PETN und RDX dient der Formstabilität der Proben.

Probenzusammensetzung	Dicke [mm]
PETN + Wachs	0.74; 0.8; 0.9; 1.0
RDX + Wachs	0.8; 0.81; 0.9; 1.05
C4	1.0 (2 Proben)
TNT Hersteller 1	0.64; 0.9; 1.06
TNT Hersteller 2	0.75; 0.95; 1.07
AN + Zucker	0.69; 0.67; 1.05
AN + Öl	0.57; 0.65; 0.93
pures Wachs	1.0



Abb. 4.2: Beispielhaft für alle in Rohacell eingekapselten Proben wird hier die PETN Probe gezeigt. Die Kantenlänge der Rohacell-Ummantelung ist ca. 120 mm. Die runde Vertiefung in der Mitte mit einem Durchmesser von 50,4 mm zeigt die Position der Probe im Rohacell an.

die Plastiksprengstoffe C4 und Semtex H zur Verfügung. Den Sprengstoffen dieses Probensets ist kein Additiv beigemischt. Durch die Einkapselung in Rohacell ist eine Untersuchung der Oberfläche und Struktur dieser Proben mit optischen Verfahren nicht möglich.

Die Proben des ersten Probensets werden zur Messung der dielektrischen Materialeigenschaften mittels THz-TDS genutzt. In weiteren THz-Messungen werden diese mit Messungen der Proben des zweiten Probensets verglichen.

4.2 THz-TDS-Messungen in Transmissionsgeometrie

Die THz-TDS-Analysen der Sprengstoffproben des ersten Probensets in Transmissionsgeometrie dienen der Berechnung der dielektrischen Materialeigenschaften. Die Ergebnisse der THz-TDS-Messungen in Transmission werden anhand des Absorptionskoeffizienten α ausgewertet, der wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben, aus dem Extinktionskoeffizienten κ berechnet werden kann.

Der THz-TDS-Aufbau zur Messung in Transmissionsgeometrie basiert auf einem kommerziellen Femtosekundenlaser mit einer Pulslänge von weniger als 20 fs, einer Zentralwellenlänge von 800 nm, einer Repetitionsrate von 85 MHz und einer mittleren Leistung von ca. 300 mW. Zur Erzeugung der THz-Strahlung dient ein photokonduktiver Emittor aus GaAs, der mit einer Spannung von 180 V elektrisch vorgespannt

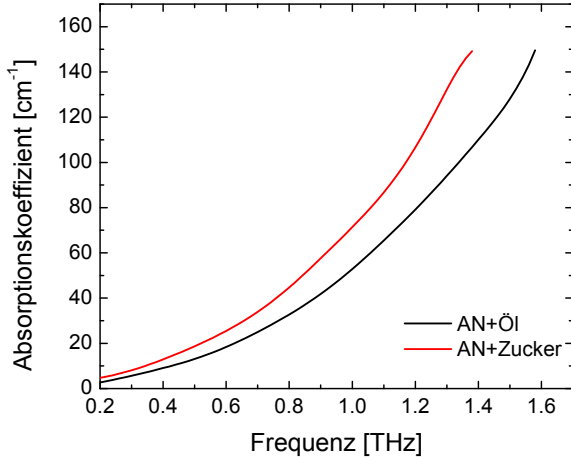


Abb. 4.3: Absorptionskoeffizient α von AN+Öl im Vergleich mit AN+Zucker.

wird. Als elektrooptischer Detektor wird ein 0,2 mm dicker GaP-Kristall verwendet. Auf diese Weise wird eine Bandbreite von 6,4 THz erreicht. Eine detaillierte Beschreibung des THz-TDS-Aufbaus und eine THz-Transiente mit zugehörigem Fourier-Spektrum ist in Abschnitt 2.1.1 gegeben.

Vor der Messung wurde der THz-Pfad des THz-TDS-Aufbaus, der in einer Plexiglasbox montiert ist, mit Stickstoff gespült, bis die Luftfeuchtigkeit auf 7% - 8% abgefallen war. Während der Messung wurde die Stickstoffzufuhr reduziert, so dass ein leichter Überdruck in der Plexiglasbox entstand und die Luftfeuchtigkeit im THz-Pfad konstant gehalten wurde. Zu jeder Proben-Messung wurde eine Referenzmessung ohne Probe durchgeführt. Für jede Proben-, bzw. Referenzmessung wurde ein Mittelwert aus 20 Einzelmessungen gebildet. Die Einzelmessungen wurden mit einer Zeitauflösung von 0,05 ps und einem Zeitfenster von 35 ps durchgeführt. Eine Kosinus-Fensterfunktion im Zeitbereich mit einer Länge von 9 ps diente zur Eliminierung der Reflexionen im THz-TDS-Aufbau. Die Länge dieses Zeitfensters entspricht einer Frequenzauflösung von ca. 111 GHz im Fourier-Spektrum. Durch Anhängen von Nullen an das Zeitfenster wird in der Fouriertransformierten der THz-Transiente eine Interpolation erreicht.

Aus den gemessenen THz-TDS-Daten aller Proben wurde der komplexe Brechungsindex bestimmt und daraus der Absorptionskoeffizient berechnet (vgl. Abschnitt 2.1.4). Der Absorptionskoeffizient α der untersuchten energetischen Materialien ist in den Abbildungen 4.3 bis 4.7 dargestellt. Für die Auswertung wurden nur Messwerte genutzt, die mindestens 10 dB oberhalb des Rauschlevels liegen. Durch die insgesamt

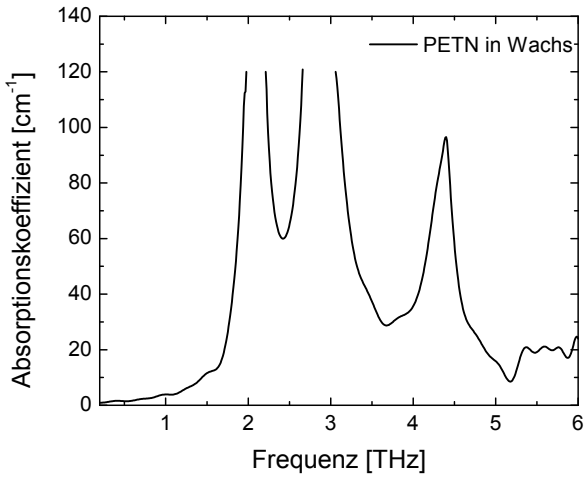


Abb. 4.4: Absorptionskoeffizient α von PETN in Wachs.

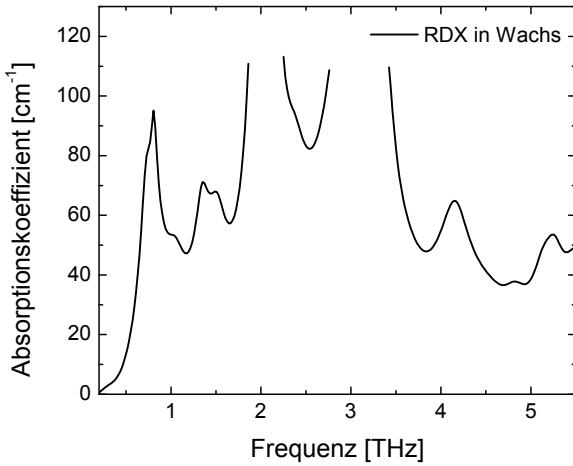


Abb. 4.5: Absorptionskoeffizient α von RDX in Wachs.

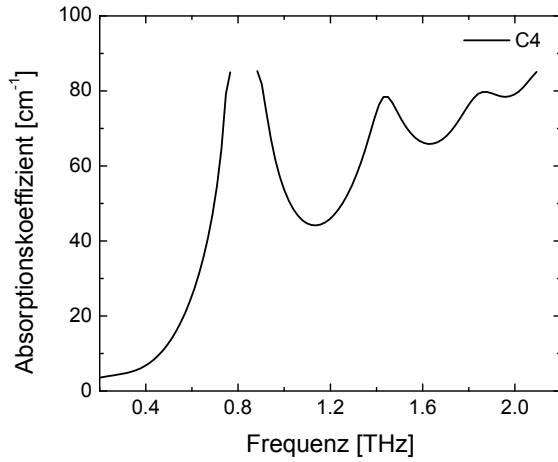


Abb. 4.6: Absorptionskoeffizient α des Plastiksprengstoffs C4.

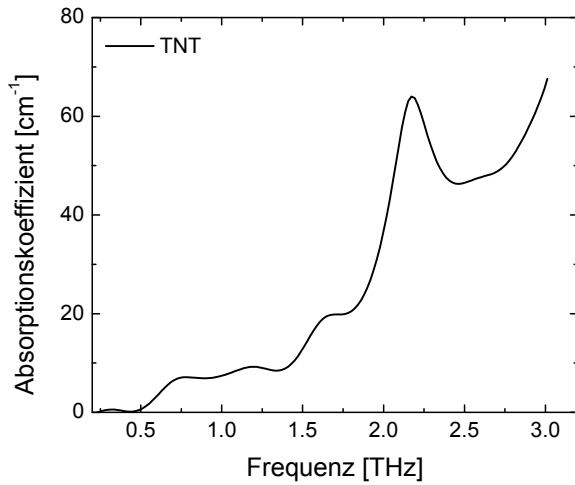


Abb. 4.7: Absorptionskoeffizient α von TNT.

starke THz-Absorption der energetischen Materialien ist die nutzbare Bandbreite der THz-TDS-Messungen probenabhängig limitiert. Beispielsweise ist die Absorption von AN sehr hoch, so dass der auswertbare Frequenzbereich für AN+Öl auf 1,58 THz und für AN+Zucker auf 1.38 THz begrenzt ist (Abb. 4.3). AN zeigt in diesem Bereich keine resonanten Absorptionen. Dies bestätigt die neuesten Untersuchungen von AN in der Literatur [114]. Allerdings deutet der starke Anstieg der Absorption den Anfang einer Resonanz an, bevor das Signal ins Rauschen abfällt.

Alle anderen untersuchten Sprengstoffe besitzen resonante Absorptionen im gemessenen Bereich, die als Peaks im Absorptionsspektrum sichtbar sind. Teilweise sind diese Resonanzen sehr stark, so dass die Dynamik des Messsystems überschritten wird. Aus diesem Grund sind diese Absorptionspeaks nicht vollständig dargestellt. Dies kann beispielsweise in der Messung von PETN beobachtet werden. PETN besitzt insgesamt 3 Resonanzen im Bereich bis 6 THz bei ca. 2,1 THz, 2,9 THz und 4,4 THz (Abb. 4.4). Die ersten beiden Resonanzen überschreiten die Dynamik des Messsystems. Infolgedessen kann nur die spektrale Position dieser Peaks bestimmt werden, nicht aber deren Amplitude. Dies ist ebenfalls im Spektrum von RDX zu beobachten (Abb. 4.5). RDX zeigt insgesamt 5 Resonanzen im Bereich bis 5,5 THz. Die erste Resonanz von RDX bei ca. 0.8 THz ist sehr stark ausgeprägt. Die nächste Resonanz bei 1,4 THz ist schwächer. Die nächsten beiden Resonanzen von RDX bei 2 THz und 3 THz überschreiten die Dynamik des Messsystems. Der letzte gemessene Absorptionspeak von RDX liegt bei ca. 4,2 THz. Diese Resonanz wird mit diesen Messungen erstmalig zweifelsfrei dokumentiert.

Das Absorptionsspektrum von C4 gleicht dem von RDX, was durch den enthaltenen Anteil von RDX hervorgerufen wird (Abb. 4.6). C4 und RDX besitzen beide eine sehr starke Resonanz bei 0,8 THz und eine schwächere bei 1,4 THz. Die Absorption von C4 ist, speziell bei höheren THz-Frequenzen, größer als die von RDX, was zu einer Limitierung des messbaren Bereichs auf ca. 2 THz führt.

Der Absorptionskoeffizient von TNT (Abb. 4.7) zeigt die Resonanz von TNT bei 2,1 THz. Oberhalb dessen ist der Ansatz der nächsten Resonanz von TNT durch den starken Anstieg der Absorption zu erkennen. Diese nächste Resonanz, die laut Literatur bei 3,7 THz liegt [17], überschreitet die Dynamik dieses Messsystems.

Insgesamt verdeutlichen die dargestellten Absorptionskoeffizienten die Unterschiede in den Spektren der Sprengstoffe. Daher können diese Spektren zur Erkennung der Materialien genutzt werden.

4.2.1 Analyse mit Lorentzscher Kurvenanpassung

Die Analyse der untersuchten energetischen Materialien mit Hilfe einer Kurvenanpassung des Lorentzischen Oszillators an den Verlauf des Imaginärteils der Permittivität ϵ'' der energetischen Materialien dient der Ermittlung der Resonanzfrequenz f_C , der Breite β und der Amplitude A der Resonanz. In Abbildung 4.8 ist der aus den THz-TDS-Messdaten ermittelte Verlauf von ϵ'' von PETN dargestellt. Die rot dargestellten Messwerte überschreiten die Dynamik des Messsystems. Die Kurvenanpassung

des Lorentz Oszillators (pink) an die Messdaten zeigt eine gute Übereinstimmung des Verlaufs. Die Resonanzen wurden korrekt ermittelt. Für alle Resonanzen, auch bei ca. 2 THz und 3 THz, welche die Messdynamik überschreiten, kann mit Hilfe der Kurvenanpassung eine Amplitude bestimmt werden. Diese ergibt sich im Fall der Resonanzen, welche die Dynamik übersteigen durch den Gradienten der Messwerte und die Breite der Resonanz.

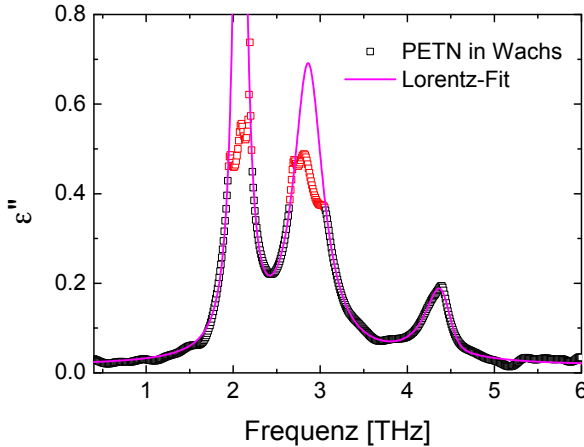


Abb. 4.8: Kurvenanpassung mit Lorentz Oszillatormodell an den Imaginärteil der Permittivität ϵ'' von PETN.

Die durch die Kurvenanpassung ermittelten Werte für Resonanzfrequenz, Breite und Amplitude sind für die Materialien PETN, RDX und C4 in Tabelle 4.2 dargestellt. Da AN keine Resonanzen im gemessenen Frequenzbereich zeigt, wurde hierfür keine Lorentz-Kurvenanpassung durchgeführt. Aus den ermittelten Werten wird deutlich, dass alle Resonanzfrequenzen korrekt erkannt wurden. Bei der Betrachtung der ermittelten Breiten und Amplituden fällt auf, dass die Breite der Resonanz von RDX bei 2,96 THz mit 1,066 THz sehr groß und die Amplitude mit 0,34 relativ gering ist. Dies resultiert aus dem allgemeinen Verlauf der Permittivität von RDX mit zwei starken Resonanzen, die teilweise überlagern, und den fehlenden Messwerten an der Resonanz. Dadurch werden Amplitude und Breite der Resonanz falsch bestimmt. Die restlichen Werte für die Breiten der Resonanzen sind korrekt ermittelt. Die Bewertung der Korrektheit der ermittelten Amplituden für die Resonanzen, welche die Messdynamik überschreiten, ist schwierig. Passt der allgemeine Verlauf insbesondere um die fraglichen Resonanzen herum gut, kann die ermittelte Amplitude korrekt sein. Eindeutig lässt sich jedoch die Korrektheit der ermittelten Amplituden für diese Resonanzen ausserhalb der Messdynamik nicht bestätigen.

Tab. 4.2: Kurvenanpassung mit Lorentz Oszillator an ϵ'' von PETN, RDX und C4.

	f_C [THz]	β [THz]	A
PETN	$2,08 \pm 5,9 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \pm 0,008$	1,44
	$2,86 \pm 0,001$	$0,47 \pm 0,009$	0,58
	$4,34 \pm 0,002$	$0,39 \pm 0,008$	0,16
RDX	$0,76 \pm 0,002$	$0,28 \pm 0,007$	0,8
	$1,34 \pm 0,009$	$0,55 \pm 0,04$	0,28
	$2,05 \pm 0,006$	$0,26 \pm 0,08$	0,78
	$2,96 \pm 0,01$	$1,066 \pm 0,08$	0,34
	$4,19 \pm 0,057$	$0,45 \pm 0,05$	0,028
C4	$0,8 \pm 8 \cdot 10^{-4}$	$0,28 \pm 0,007$	0,88
	$1,41 \pm 0,003$	$0,25 \pm 0,017$	0,19
TNT	$2,17 \pm 0,0067$	$0,29 \pm 0,043$	0,146

4.3 THz-TDS-Messungen in Reflexionsgeometrie

Die Anwendung der THz-Identifikation von energetischen Materialien wird in der Sicherheitstechnik, insbesondere in Kombination mit Personenscannern in Reflexionsgeometrie erfolgen. Die Erkennung der spektralen Fingerabdrücke ist in Reflexionsgeometrie besonders schwierig, da resonante Absorptionen hier aufgrund der Kramers-Kronig-Relation nur als Wendepunkte (Stufen) im THz-Spektrum sichtbar sind. Insbesondere die automatisierte Erkennung von Wendepunkten ist deutlich schwieriger als die von Peaks, da anderweitige Modulationen des THz-Signals, z.B. durch stehende Wellen in *Continuous Wave* (CW)-Bildgebungssystemen, überlagert sein können. Daher ist eine Analyse der spektralen Fingerabdrücke mittels THz-TDS in Reflexionsgeometrie zur Einschätzung der Erkennbarkeit erforderlich.

Die Reflexionsmessungen wurden in einem THz-TDS-System, wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, mit einer Bandbreite von 0,2 THz bis 3,5 THz durchgeführt. Das Spektroskopiesystem in Reflexionsgeometrie basiert auf dem selben Femtosekundenlaser wie das in Transmissionsgeometrie. Zur Erzeugung und Detektion der THz-Strahlung wird ein photokonduktiver GaAs Emittter und ein elektrooptischer Detektor mit einem 1 mm dicken ZnTe Kristall verwendet. Als Strahlteiler im THz-Pfad des Aufbaus dient ein Silizium-Wafer mit einem Widerstand größer als 20 k Ω cm und einer Dicke von 500 μ m. Der Silizium-Wafer besitzt in dieser Konfiguration breitbandig eine Transmission von ca. 50 % sowie eine Reflexion von ca. 50 %, die Absorption ist vernachlässigbar klein. Zur Referenzmessung dient ein Aluminiumspiegel, der an der Position der Probe montiert wird. Die Positionierung dieses Spiegels ist kritisch und muss exakt an der Probenposition erfolgen, da sich der Spiegel sonst nicht im Fokus des Aufbaus befindet was die Abbildung des reflektierten Signals auf den Detektor

beeinflusst und den Strahlpfad verkürzt.

Die Resonanzen von PETN in Wachs bei 2 THz und 3 THz sind deutlich als Stufen in der Reflexion erkennbar (Abb. 4.9). Vor der Resonanz, deren Zentralfrequenz sich an der Stelle des Wendepunktes in der Reflexion befindet, steigt die Reflexion leicht an. Vor der ersten Resonanz zeigt die PETN-Probe eine Reflexion von ca. 35%. Vor der zweiten Resonanz steigt die Reflexion ebenfalls an, von ca. 28% auf ca. 33%. Der Gradient der Resonanz bei 3 THz ist geringfügig größer als der bei 2 THz. Die Änderung der reflektierten THz-Amplitude im Vergleich vor und nach der Resonanz entspricht rund 27% für die Resonanz bei 2 THz und ca. 33% für die Resonanz bei 3 THz.

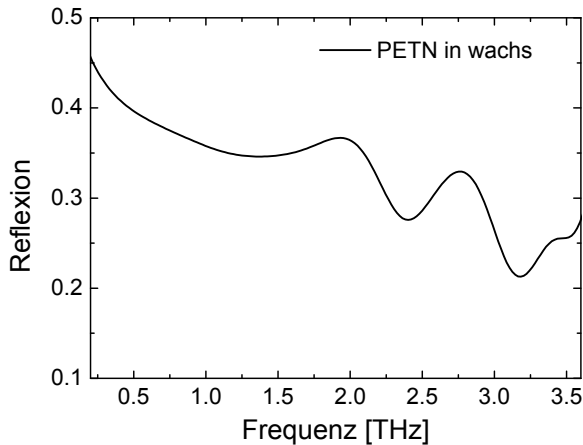


Abb. 4.9: Reflexionsspektrum von PETN. Die Resonanzen bei 2 und 3 THz sind deutlich als Stufen erkennbar.

In Abbildung 4.10 sind Reflexionsmessungen an 13 verschiedenen Positionen auf der reinen RDX-Probe aus Probenstet 2 in hellgrau dargestellt, in schwarz die Mittelung dieser 13 Messungen. Der Abstand zwischen den Messpunkten beträgt 2 mm. Zur Reduktion des Einflusses des Rauschens wurde an jeder Position eine Mittelung aus 10 Messungen im Zeitbereich durchgeführt. Die Einzelmessungen weichen stark voneinander ab, was auf eine starke Inhomogenität der Probe hindeutet, die durch die Einkapselung der Probe in Rohacell nicht mit optischen Verfahren ermittelt werden kann. Die Standardabweichung der 13 Einzelmessungen beträgt 27% am Wendepunkt der Resonanz in der Reflexion. In einigen der Einzelmessungen ist die Resonanz durch die sehr geringe Steigung der Flanke oder überlagerte Modulationen des THz-Signals kaum zu erkennen. In der Mittelung der 13 Einzelmessungen ist die Resonanz trotz der großen Varianz der Messungen deutlich zu erkennen. Für die Erkennung eines

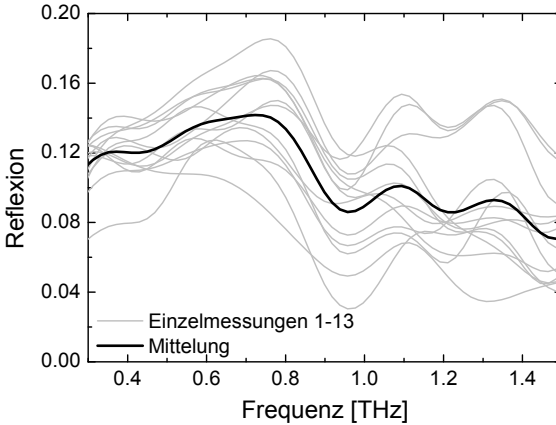


Abb. 4.10: Reflexionsmessungen an 13 verschiedenen Positionen der in Rohacell eingekapselten reinen RDX Probe (hellgrau) und deren Mittelung (schwarz). Die resonante Absorption bei 0,8 THz ist als Stufe erkennbar.

Sprengstoffs in Reflexionsgeometrie ist folglich eine Mittelung aus mehreren Messungen auf verschiedenen Positionen sinnvoll, da so eine inhomogene Probe besser erkannt werden kann, bzw. der Einfluss von Interferenz-Artefakten in der Messung verringert wird.

Die Änderungen der Reflexion durch die resonanten Absorptionen der diskutierten energetischen Materialien sind im Fall von PETN und RDX ca. 20% bis 40%. Mit einem bildgebenden THz-System, das bei mindestens zwei verschiedenen Frequenzen arbeitet, die auf der Flanke einer dieser Resonanzen liegen, könnte eine solche Änderung der Reflexion gemessen und visualisiert werden.

4.4 Abhängigkeit der Resonanzen von Additiven

In Sprengstoffen sind häufig Additive wie Öl, Bindematerialien, etc. zu finden, die zur Formbarkeit beitragen oder auch für die Entwicklung der Sprengkraft erforderlich sind, bzw. die Detonationseigenschaften beeinflussen. Das Mischverhältnis der Additive kann variieren und somit auch die Absorption bzw. Reflexion des resultierenden Sprengstoffs.

Als erstes Beispiel für eine Abhängigkeit der Absorption von Additiven wird die unterschiedliche Absorption von AN+Zucker und AN+Öl betrachtet (vgl. Abb. 4.3). Die Absorption von AN+Zucker ist größer als die von AN+Öl. In der Messung von

AN+Zucker fällt die Transmission bei 1,38 THz ins Rauschen ab, wogegen durch die geringere Absorption von AN+Öl das Rauschen erst bei 1,58 THz erreicht ist. Der Absorptionskoeffizient bei 1,3 THz beträgt rund 94 cm^{-1} für AN+Öl und 132 cm^{-1} für AN+Zucker. Dieser große Unterschied zeigt die Notwendigkeit einer detaillierteren Analyse des Einflusses von Additiven auf die dielektrischen Eigenschaften und die resonanten Absorptionen von energetischen Materialien.

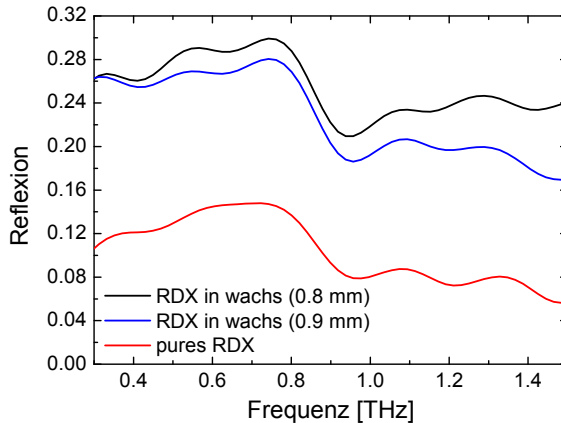


Abb. 4.11: Vergleich der THz-TDS-Reflexionsmessungen einer reinen in Rohacell eingekapselten RDX-Probe mit zwei RDX-in-Wachs-Proben verschiedener Dicke. Die resonante Absorption bei 0,8 THz ist als Stufe erkennbar.

Als Beispiel für den Einfluss eines Additivs mit flachem Frequenzverlauf auf eine Resonanz dient RDX mit Wachs vermischt im Vergleich mit reinem RDX. Die in Abbildung 4.11 dargestellte Reflexionsmessung zeigt einen Vergleich von verschiedenen RDX-Proben, mit und ohne Beimischung von Wachs. Die Resonanz ist deutlich als Stufe in der Reflexion zu erkennen. Die Reflexion des reinen RDX ändert sich durch die Resonanz von 14% bei 0,8 THz auf 8% bei 0,9 THz. Im Vergleich der THz-Amplitude vor und nach der Resonanz entspricht dies einer Verringerung um ca. 40%. Die Änderung der Reflexion des mit Wachs vermischten RDX von 30% bei 0,8 THz auf 18% bei 0,9 THz entspricht ebenfalls einer Verringerung der THz-Amplitude von rund 40%.

Im direkten Vergleich der Resonanzen der unterschiedlichen Proben ist zu sehen, dass die Form der Resonanzen der beiden mit Wachs gemischten Proben identisch ist, während bei der reinen RDX Probe die Steigung der Flanke geringer ist. Dies wird durch die Inhomogenität der reinen RDX Probe hervorgerufen. Insgesamt ist der Einfluss der Beimischung von Wachs auf die Resonanz nicht signifikant. Im Vergleich

zeigt RDX mit Wachs eine um einen konstanten Wert von ca. 0.15 (ca. Faktor 2) höhere Reflexion als pures RDX. Für die THz-Erkennung stellt dieser konstante Offset kein Problem dar. Da die Stufe in der Reflexion weiterhin deutlich erkennbar ist, wird die THz-Erkennung des Sprengstoffs durch das Additiv nicht beeinflusst.

4.5 Präparationsabhängigkeit

Die Analyse der Präparationsabhängigkeit von resonanten Absorptionen wird am Beispiel von THz-TDS-Messungen von TNT-Proben zweier verschiedener Hersteller erläutert. In den THz-Messungen von TNT wurde eine besonders starke Variation der resonanten Absorption im Vergleich der Proben der zwei verschiedenen Hersteller festgestellt. Die Ergebnisse aus den THz-Messungen der TNT-Proben in Transmission und Reflexion (Abb. 4.12) zeigen eine deutliche Verbreiterung und verringerte Amplitude der resonanten Absorption, die auf eine Präparationsabhängigkeit des spektralen Fingerabdrucks von TNT zurückzuführen ist.

In Abbildung 4.12a ist der aus THz-TDS-Messungen in Transmission ermittelte Absorptionskoeffizient der TNT-Proben der beiden Hersteller dargestellt. In der Absorption von TNT von Hersteller 1 ist die Resonanz bei 2,1 THz deutlich sichtbar. Der anschließende starke Anstieg der Absorption deutet auf den Anfang der nächsten Resonanz von TNT, die bei 3,7 THz liegt [17] hin. Diese kann jedoch nicht gemessen werden, da die Transmission bei rund 3,3 THz ins Rauschen abfällt. Die Resonanz der Probe von Hersteller 2 zeigt eine deutliche Verbreiterung und eine Verringerung der Amplitude, so dass der Peak kaum noch erkennbar ist. Bei beiden gemessenen Absorptionen ist eine Modulation zu sehen, die im Fall von TNT von Hersteller 2 die Resonanz fast überdeckt.

In den THz-TDS-Messungen in Reflexion zeigt sich ebenfalls eine Variation der Resonanz im Vergleich der Proben der beiden Hersteller. Die schwache Resonanz von TNT von Hersteller 1 bei 2.1 THz ist in Reflexion als Stufe erkennbar (Abb. 4.12b). Die Reflexion fällt an der Resonanz von ca. 32% auf ca. 25% ab, was einer Verringerung der reflektierten THz-Amplitude von rund 22% entspricht. Im Spektrum der TNT-Probe von Hersteller 2 ist keine Resonanz zu sehen, was die Ergebnisse der Transmissionsanalyse der TNT-Proben bestätigt.

Zur Quantifizierung der Variation der Resonanz von TNT dient eine Kurvenanpassung mit dem Lorentzischen Oszillator an den Verlauf des Imaginärteils der Permittivität ϵ'' der beiden TNT-Proben. In Abbildung 4.13 ist der Verlauf von ϵ'' von TNT der beiden Hersteller als Funktion der Frequenz aufgetragen und die entsprechende Kurvenanpassung, basierend auf dem Lorentzischen Oszillator, eingezeichnet.

In Tabelle 4.3 sind die ermittelten Werte für Resonanzfrequenz f_C , Breite β und Amplitude A aus den Kurvenanpassungen für jede Resonanz aufgetragen. Die Breite der Resonanz der TNT-Probe von Hersteller 1 beträgt rund 200 GHz und ist damit ca. 150 GHz schmalere als die Resonanz der TNT-Probe von Hersteller 2. Die Amplitude der Resonanz der TNT-Probe von Hersteller 1 beträgt ca. 0,15 und ist damit ca. um

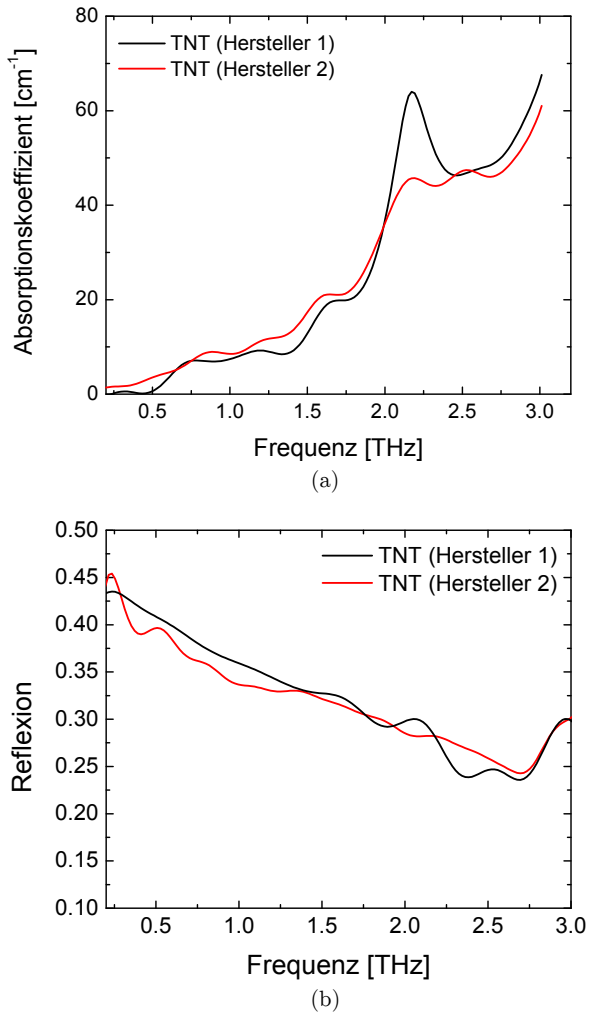
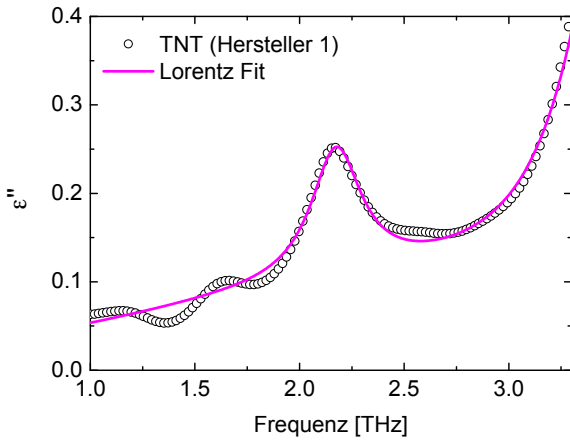
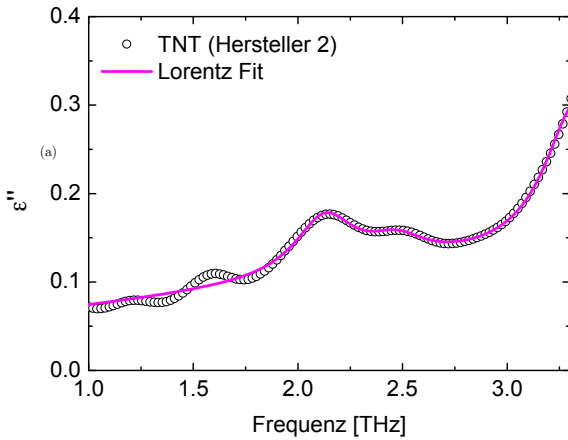


Abb. 4.12: THz-TDS-Messungen der TNT-Proben der beiden Hersteller. (a) Absorptionskoeffizient α der TNT-Proben aus Transmissionmessungen. (b) Reflexionsmessung der TNT-Proben.



(a)



(b)

Abb. 4.13: Lorentz Kurvenanpassung an das THz-Spektrum von TNT (a) von Hersteller 1 und (b) von Hersteller 2.

Tab. 4.3: Kurvenanpassung mit Lorentzischem Oszillator an ϵ'' von TNT der beiden Hersteller. Für TNT von Hersteller 2 sind zusätzlich die manuell ermittelten Werte und der resultierende Wirkungsquerschnitt aufgeführt.

	f_C [THz]	β [THz]	A	Q [THz]
TNT-Herst. 1	$2,17 \pm 0,0067$	$0,29 \pm 0,043$	0,146	0,042
TNT-Herst. 2	$2,13 \pm 0,011$	$0,35 \pm 0,046$	0,066	0,023
TNT-Herst. 2 manuell	2,1	0,6	0,066	0,04

den Faktor 2,3 größer als die der TNT-Probe von Hersteller 2. Als zusätzlicher Parameter zur Quantifizierung der Variation der Resonanz wurde der Wirkungsquerschnitt Q (Fläche unter der Resonanz) aus dem Produkt der Breite und der Amplitude berechnet. Der Wirkungsquerschnitt verdeutlicht, ob die Resonanz der TNT-Probe von Hersteller 2 inhomogen verbreitert ist oder ob sich die Schwingungsmode nicht ausbreiten kann. Im Fall der inhomogenen Verbreiterung wäre der Wirkungsquerschnitt Q beider TNT-Proben gleich groß. Im Fall der TNT-Probe von Hersteller 2 beträgt Q ca. die Hälfte im Vergleich zur anderen TNT-Probe. Dies deutet darauf hin, dass die Ausbreitung der Schwingungsmode bei 2,1 THz in der TNT-Probe von Hersteller 2 verhindert wird. Betrachtet man jedoch die Ergebnisse der Kurvenanpassung in Abbildung 4.3b, fällt eine überlagerte Modulation auf. Der Einfluss dieser Modulation ist insbesondere in der stark gedämpften Resonanz der TNT-Probe von Hersteller 2 groß. In der Abbildung 4.3b ist zu sehen, dass die Modulation zwei lokale Maxima an der Resonanz hervorruft, die in der Kurvenanpassung als einzelne Peaks interpretiert wurden. Daher ist davon auszugehen, dass die Breite der Resonanz im Fall der TNT-Probe von Hersteller 2 nicht korrekt bestimmt wurde. Eine manuellen Bestimmung der Breite der Resonanz der TNT-Probe von Hersteller 2 aus Abbildung 4.3b führt zu einer Breite von 600 GHz. Mit der Amplitude aus der Kurvenanpassung ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 0,04 für die TNT-Probe von Hersteller 2. Dies zeigt, dass die Schwingungsmode in der TNT-Probe von Hersteller 2 inhomogen verbreitert ist. Um festzustellen, ob diese Präparationsabhängigkeit aufgrund von Polymorphen entstanden ist, wurden Pulver-Röntgendiffraktometrie-Messungen (engl.: X-Ray Diffraction, kurz: XRD) durchgeführt.

TNT bildet im Allgemeinen zwei Kristallstrukturen, eine monokline und eine orthorhombische Struktur (siehe Abb. 4.14) [115]. Die roten und grünen Färbungen dienen der Visualisierung der unterschiedlichen Kristallstruktur. Es hängt von der Art der Präparation ab, welche Kristallstruktur dominiert. Die beiden Kristallstrukturen unterscheiden sich insbesondere durch den Winkel β , der bei der orthorhombischen Struktur 90° und bei der monoklinen Struktur $110,23^\circ$ beträgt. Die Gitterparameter der monoklinen und orthorhombischen Kristallstruktur von TNT sind in Tabelle 4.4 gegeben. Basierend auf diesen Gitterparametern wurden die Positionen der Peaks dieser Kristallstrukturen im XRD-Spektrum berechnet, die in Abbildung 4.15 als Marker

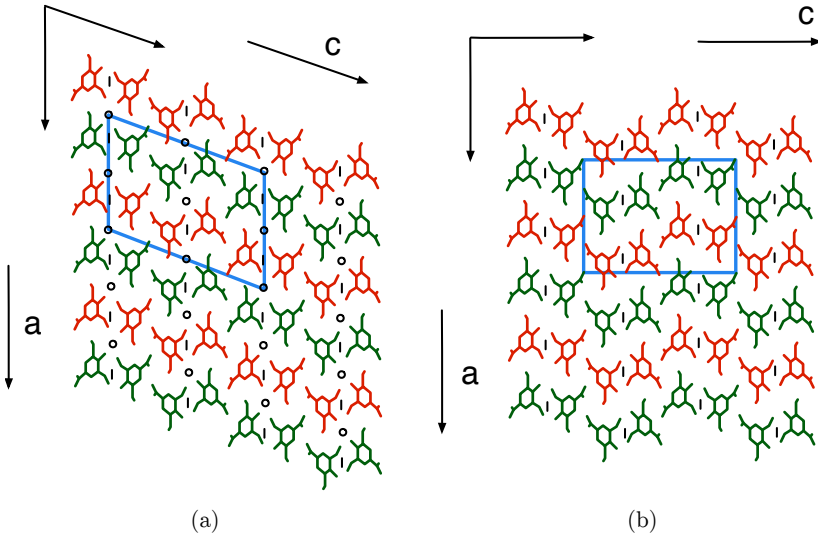


Abb. 4.14: Kristallstrukturen von TNT nach [115]. (a) Monokline Kristallstruktur. (b) Orthorhombische Kristallstruktur. Die Elementarzelle ist jeweils in blau eingezeichnet.

dargestellt sind.

In Abbildung 4.15 sind die gemessenen XRD-Spektren der TNT-Proben der beiden Hersteller gezeigt. Es ist ein deutlicher Unterschied der Spektren sichtbar, der sich in Anzahl, Position und Form der Peaks äußert. Dies wird in den beiden Vergrößerungen verdeutlicht. Vergleicht man die beiden Spektren mit den Peak-Positionen der monoklinen und orthorhombischen Kristallstruktur von TNT, so wird deutlich, dass in der TNT-Probe von Hersteller 1 das monokline Kristallsystem dominiert, während in der TNT-Probe von Hersteller 2 das orthorhombische vorherrscht. Dies wird insbesondere in den beiden vergrößerten Bereichen der Spektren deutlich. In Vergrößerung 1 ist zu sehen, dass in der monoklinen Form zwei dicht zusammen liegende Peaks und bei der orthorhombischen Form zwei weiter auseinander liegende Peaks auftreten. Diese können eindeutig der entsprechenden TNT-Probe zugeordnet werden. In Vergrößerung 2 sind zwei deutlich separierte Peaks im Spektrum der TNT-Probe von Hersteller 2 zu sehen, die in der orthorhombischen Kristallform auftreten. In der monoklinen Kristallform sind in diesem Bereich viele Peaks zu sehen, die dicht zusammen liegen. Eine Überlagerung dieser Peaks ist im XRD-Spektrum der TNT-Probe von Hersteller 1 zu finden. Die Berechnung der Amplituden der Peaks im XRD-Spektrum ist sehr

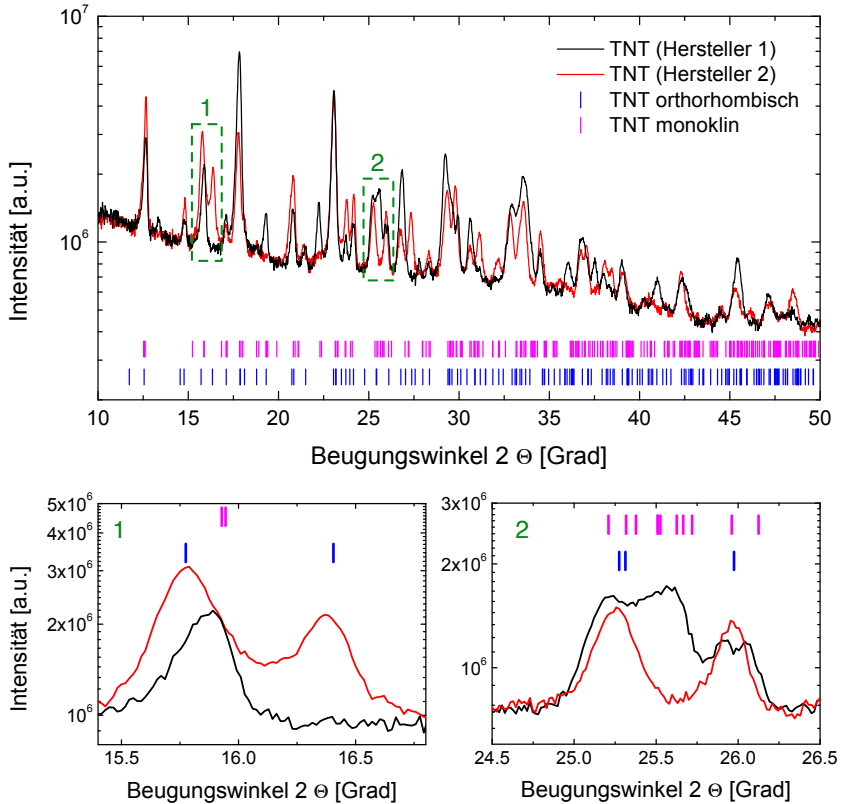


Abb. 4.15: Vergleich der XRD-Messungen der TNT-Proben von zwei verschiedenen Herstellern mit den berechneten Peak-Positionen der monoklinen und orthorhombischen Kristallform von TNT. Die Unterschiede in den XRD-Spektren der beiden Proben werden durch die Vergrößerungen in (1) und (2) deutlich.

Tab. 4.4: Gitterparameter des monoklinen und orthorhombischen Kristallsystems von TNT [115].

Parameter	monoklin	orthorhombisch
a [nm]	2,1275	1,5005
b [nm]	0,6093	2,0024
c [nm]	1,5025	0,6107
β [°]	110,23	90
Raumgruppe	P2 ₁ /c	Pb2 ₁ a

komplex, da ein detailliertes Modell der Moleküle bekannt sein muss. Die Amplituden der berechneten Peaks der beiden Kristallformen von TNT wurden aus diesem Grund nicht berechnet. Daher kann keine Aussage über die Übereinstimmung der Intensität der Peaks getroffen werden. Der Vergleich der gemessenen XRD-Spektren (Abb. 4.15) der beiden TNT-Proben mit den von Gallagher et al. [112] angegebenen simulierten Spektren für die monokline und orthorhombische Kristallform von TNT bestätigt die Zuordnung der Kristallformen zu den TNT-Proben.

Aus dem Vergleich der Ergebnisse der THz-Messungen mit den XRD-Messungen der TNT-Proben wird deutlich, dass sich die Schwingungsmode bei 2,1 THz in der monoklinen Kristallstruktur gut ausbreiten kann. Die orthorhombische Kristallform verursacht eine inhomogene Verbreiterung der Schwingungsmode bei 2,1 THz. In [112] wird gezeigt, dass abhängig von der Lösung, aus der TNT kristallisiert, bevorzugt eine bestimmte Kristallform entsteht. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Abhängigkeit der resonanten Absorption von der Präparation sehr groß sein kann, was eine Herausforderung für THz-Technologien zur Materialerkennung darstellt.

4.6 THz-TDS von Sprengstoffproben unter Textilien

Für die zukünftige Anwendung der Erkennung von Sprengstoffen in der Sicherheitstechnik ist die Erkennung von spektralen Fingerabdrücken von unter der Kleidung versteckten Sprengstoffen interessant, um diese Materialien an Sicherheitskontrollpunkten direkt am Menschen identifizieren zu können. Um die Schwierigkeiten bei der Erkennung von spektralen Fingerabdrücken bei Verdeckung durch gewebte Textilien zu demonstrieren, werden im Folgenden entsprechende THz-TDS-Messungen in Transmissions- und Reflexionsgeometrie gezeigt. Die Verdeckung eines zu untersuchenden Materials mit einem Gewebe, dessen Struktur in der Größenordnung der THz-Wellenlänge liegt verursacht Streuung. Diese Streuung hat insbesondere in Reflexionsmessungen einen signifikanten Einfluss, da die Stufe, bzw. der Wendepunkt in der Reflexion schwieriger zu detektieren ist als ein Absorptionspeak.

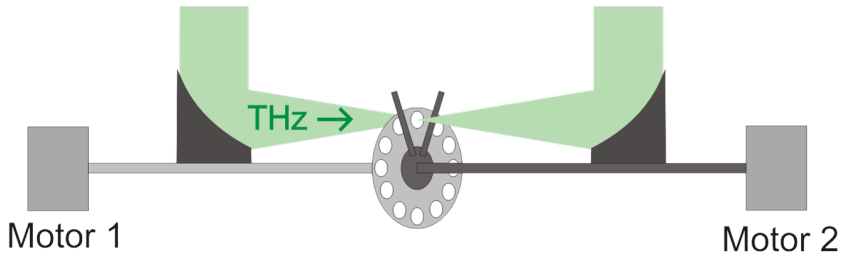


Abb. 4.16: Schematische Darstellung des Probenhalters zur Messung der mit Stoff verdeckten Sprengstoffe in Transmission. Motor 1 bewegt das Probenrad in dem die Sprengstoffproben montiert sind. Die Stoffproben sind in dem V-förmigen Halter montiert, der von Motor 2 bewegt wird.

Die verdeckten energetischen Materialien wurden in Transmissions- und Reflexionsgeometrie in den in Abschnitt 4.2 und 4.3 beschriebenen THz-TDS-Aufbauten gemessen. In Abbildung 4.16 ist die Probenhalterung zur Messung der verdeckten Sprengstoffe in Transmissionsgeometrie schematisch dargestellt. Die Halterung ermöglicht durch die zwei voneinander entkoppelten Probenhalter eine unabhängige Drehung beider Halter. Auf diese Weise kann das Probenrad, in dem sich die Sprengstoffe befinden, unabhängig vom Probenhalter mit den Textilproben gedreht werden. Die Messungen der verdeckten Sprengstoffproben in Reflexionsgeometrie erfolgte analog dazu. Im Folgenden werden die THz-TDS Transmissions- und Reflexionsmessungen am Beispiel von RDX gezeigt, da die Resonanzen dieses Materials am stärksten ausgeprägt sind.

Die Ergebnisse der Messungen in Transmissionsgeometrie werden anhand der Absorbance (vgl. Abschnitt 2.1.4) der Materialien analysiert, um den Unterschied zwischen Transmission durch eine und durch zwei Lagen Stoff darzustellen. In Abbildung 4.18 ist der Vergleich der Absorbance von RDX aus diesen Messungen dargestellt. Die Absorbance der Messung mit Stoff ist, wie zu erwarten war, größer als bei der Messung ohne Stoff. Es ist zu erkennen, dass die Absorbance mit der Frequenz steigt, was durch Streuung an der Textilprobe hervorgerufen wird. Die resonanten Absorptionen von RDX bei 0.8 THz und bei 1.4 THz sind in beiden Fällen (Stoff einlagig und Stoff zweilagig) weiterhin deutlich zu erkennen. Dies demonstriert, dass im Transmissionsfall der Einfluss der Streuung zwar sichtbar ist, aber die Resonanzen trotzdem eindeutig identifiziert werden können, wodurch eine Erkennung des Materials möglich bleibt.

Im Reflexionsfall ist der Einfluss der Streuung der THz-Strahlung durch das Textilgewebe ebenfalls deutlich erkennbar. In Abbildung 4.19 ist als Beispiel dafür die Reflexion einer RDX-Probe unter Stoff dargestellt. Zum Vergleich dazu ist die Reflexion derselben RDX-Probe ohne Abdeckung dargestellt. Die Reflexion der RDX-Probe ohne Stoff zeigt deutlich die Resonanz bei 0.8 THz als Stufe in der Reflexion.

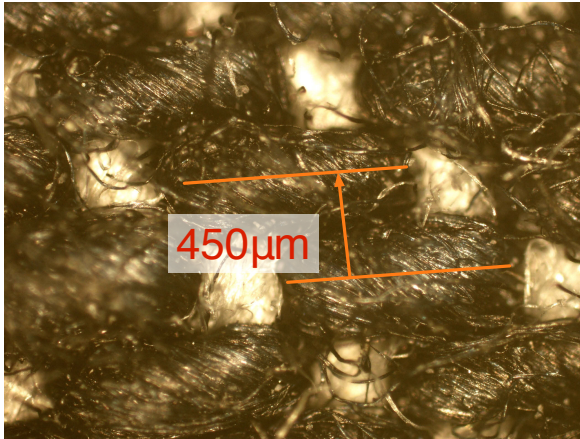


Abb. 4.17: Foto des Jeansstoffs, der zur Messung verwendet wurde. Es ist zu sehen, dass die Struktur des Gewebes in der Größenordnung der THz-Wellenlänge liegt.

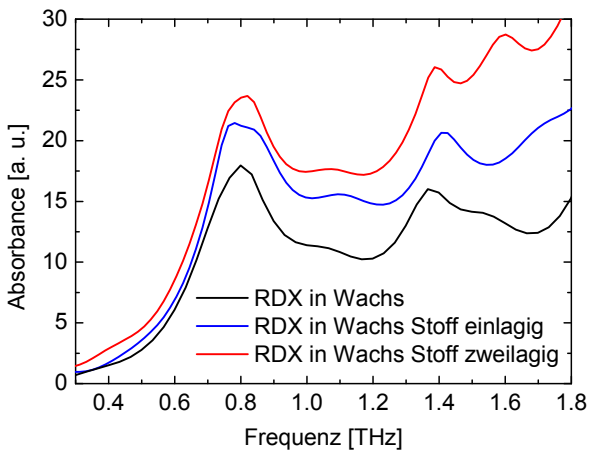


Abb. 4.18: Vergleich der Absorbance von RDX unter einer und unter zwei Lagen Stoff.

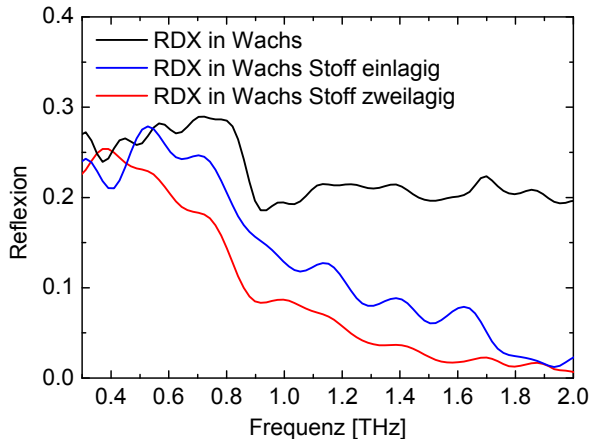


Abb. 4.19: Reflexion von RDX verdeckt unter einer Lage und zwei Lagen Stoff. Die Resonanz ist in beiden Fällen als Stufe erkennbar.

Die Resonanz bei 1.4 THz kann nicht identifiziert werden, da sie zu gering ist. Die Reflexionsspektren des mit Stoff abgedeckten RDX (einlagig und zweilagig) zeigen einen deutlichen Einfluss der Streuung des Stoffes. Der allgemeine Verlauf der Reflexion fällt stetig als Funktion der Frequenz, was auf die Streuung zurückzuführen ist. Die Resonanz bei 0.8 THz ist durch die Verdeckung mit dem Gewebe nicht mehr eindeutig identifizierbar, insbesondere durch den stetigen Abfall der Reflexion nach der Resonanz. Dies beeinflusst die Erkennung des Materials, die auf Grundlage eines derartigen Spektrum schwierig ist. Dies verdeutlicht den starken Einfluss von streuenden Materialien, wie z.B. gewebten Stoffen auf die Erkennung von spektralen Fingerabdrücken im Reflexionsfall. Die Ergebnisse korrelieren mit Analysen der Streuung in THz-Reflexionsmessungen, die mit Hilfe von Gold-beschichtetem Sandpapier verschiedener Körnung durchgeführt wurden [116]. In einer realen Anwendung könnte durch Korrelation von THz-Messungen aus verschiedenen Beleuchtungsrichtungen der Einfluss der Streuung minimiert werden.

4.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden die THz-TDS-Analysen einer Auswahl interessanter energetischer Materialien diskutiert. Die Bandbreite des verwendeten Transmissions-Aufbaus von 200 GHz bis 6,6 THz ist besonders hoch. Die unterschiedliche Absorption der energetischen Materialien resultiert in einer Proben-abhängigen Limitation der nutzbaren Bandbreite in den THz-TDS-Messungen. Durch Kurvenanpassung mit dem

Lorentzschens Oszillatormodell an die Messdaten wurden Zentralfrequenz, Amplitude und Breite der Resonanzen ermittelt. Teilweise überschreiten die resonanten Absorptionen die Dynamik des Messsystems. Dadurch können zwar die Zentralfrequenz dieser Resonanzen bestimmt werden, nicht jedoch deren Amplitude. Ein Vergleich der THz-Messungen mit der Literatur zeigt eine gute Übereinstimmung der gemessenen Resonanzfrequenzen. Obwohl bereits Messungen oberhalb von 3 THz existieren [16, 17], konnte eine Resonanz von RDX bei 4,2 THz in dieser Arbeit erstmalig zweifelsfrei gemessen werden.

Die Analyse der Abhängigkeiten der spektralen Fingerabdrücke von Additiven und Präparation erfolgte in Transmission und Reflexion. Es wurde festgestellt, dass der Einfluss eines Additivs mit flachem Frequenzverlauf auf eine Resonanz vernachlässigbar ist. Die Präparationsabhängigkeit wurde am Beispiel von TNT dokumentiert. Dabei wurde eine signifikante Änderung der Amplitude und Breite der Resonanz von TNT zweier verschiedener Hersteller festgestellt. Diese Variation ist aufgrund des vergleichbaren Wirkungsquerschnitts der Resonanzen der beiden Hersteller auf eine inhomogene Verbreiterung der Resonanz zurückzuführen. Diese inhomogene Verbreiterung resultiert aus der Polymorphie der TNT-Proben, die mittels Pulver-XRD-Messungen nachgewiesen wurde. Damit wurde erstmalig eine direkte Korrelation einer Präparationsabhängigkeit von resonanten Absorptionen im THz-Bereich mit der Polymorphie eines Materials nachgewiesen.

Zur Untersuchung der Variabilität von resonanten Absorptionen durch Abdeckung mit Textilgewebe, wurden THz-TDS-Messungen in Transmission und Reflexion durchgeführt. Die Messungen am Beispiel von RDX unter einer und unter zwei Lagen von Textilgewebe lassen einen deutlichen Einfluss der Streuung am Gewebe beobachten. Die Resonanz-Peaks in der Transmission sind jedoch in beiden Fällen deutlich erkennbar. In der Reflexion ist eine Resonanz aufgrund der Kramers-Kronig-Relation als Stufe sichtbar. Der Einfluss der Streuung führt zu einem konstanten Abfall der Reflexion als Funktion der Frequenz, wodurch die Resonanz nicht mehr leicht zu identifizieren ist.

Kapitel 5

Bildgebende THz-Systeme

Dieses Kapitel behandelt THz-Bildgebung mit zwei unterschiedlichen ungekühlten Detektortechnologien. Zu Beginn wird ein echtzeitfähiges bildgebendes THz-System mit einer Arbeitsfrequenz von 800 GHz vorgestellt. Dieses Heterodynsystem basiert auf einer Detektorzeile von 32 subharmonischen Mischern. Als alternative Detektortechnologie zu den Heterodynsystemen werden Thermoelemente untersucht. Der Vergleich der Vor- und Nachteile der Heterodyn- und Thermoelement-Detektoren schließt das Kapitel ab.

Viele ungekühlte THz-Bildgebungssysteme verwenden auf subharmonischen Mischern basierende Heterodyndetektoren zur Messung von THz-Bildern. Diese Detektoren bieten eine sehr niedrige NEP im fW-Bereich [30]. Ein weiterer Vorteil von Heterodynsystemen ist die Messung der Amplitude und Phase des E-Felds der einfallenden THz-Strahlung. Die Phaseninformation kann zur Bestimmung einer Tiefeninformation im THz-Bild genutzt werden. Das Heterodyn-System, welches in diesem Kapitel charakterisiert wird, arbeitet bei 800 GHz und basiert auf einer Zeile von 32 subharmonischen Mischern als Detektoren. Als Optik dient ein Cassegrain-Teleskop mit scannendem Sekundärspiegel, der das Bildfeld in einer Taumelbewegung scannt und auf die Detektorzeile abbildet. Das System erreicht dabei Bildwiederholraten von bis zu 12 Hz. Dieses Bildgebungssystem wurde im Rahmen des BmBF-Projekts TeraCam in Kooperation mit der Johann-Wolfgang-Goethe Universität in Frankfurt am Main und der Firma Radiometer Physics (RPG) in Meckenheim entwickelt.

Die Herstellung von subharmonischen Mischern ist mit großem manuellen Aufwand verbunden. Aus diesem Grund sind auf subharmonischen Mischern basierende Heterodyndetektoren sehr kostenintensiv und nicht als Kilopixel-Arrays integrierbar. Daher sind THz-Bildgebungssysteme, die auf dieser Technologie basieren, immer mit einem mechanischen Scan verbunden um ein großes Bildfeld abdecken zu können. Eine interessante Alternative dazu sind aus diesem Grund Detektoren, die das Potential zur Integration als großflächige Kilopixel-Arrays bieten. Geeignete THz-Detektoren wurden bereits in Kapitel 2.3.3 vorgestellt. Im diesem Kapitel werden THz-Detektoren basierend auf antennengekoppelten Thermoelementen charakterisiert. Diese Detektoren wurden ebenfalls im Rahmen des BmBF-Projekts TeraCam in Kooperation mit dem Institut für Photonische Hochtechnologie (IPHT) in Jena entwickelt. Die Thermoelemente sind für Raumtemperatur-Bildgebung bei 800 GHz als Echtzeit-Detektoren

ausgelegt.

Den Anfang des Kapitels bildet die Beschreibung und Charakterisierung des echtzeitfähigen heterodynen Bildgebungssystems bei 800 GHz. Anschließend folgt die THz-Bildgebung mit beiden Heterodynsystemen an sicherheitsrelevanten Objekten. Als Alternative zu heterodyner Bildgebung werden die Thermoelement-basierten THz-Detektoren beschrieben und analysiert. Ein abschließender Vergleich stellt die Vor- und Nachteile beider Detektortechnologien gegenüber.

5.1 THz-Bildgebungssystem mit subharmonischen Mischern

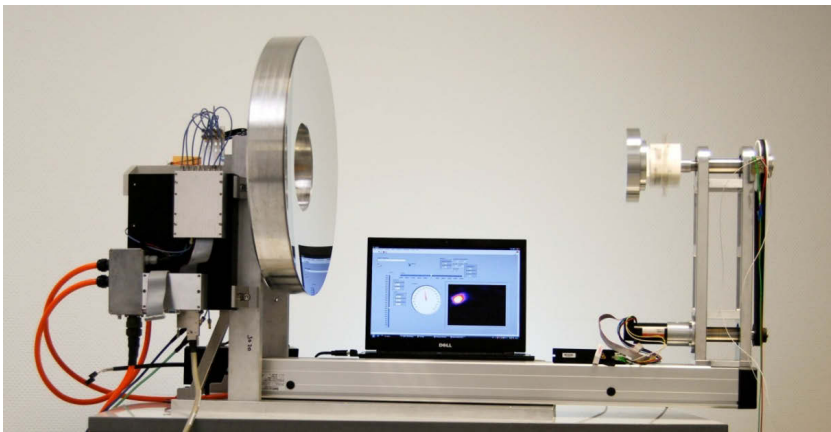


Abb. 5.1: Foto des echtzeitfähigen THz-Bildgebungssystems mit Cassegrain-Teleskop mit taumelndem Sekundärspiegel. Die Detektorzeile befindet sich hinter dem Primärspiegel und wird durch eine Bohrung im Spiegel beleuchtet. Die Frequenzvervielfacherkette zur Beleuchtung ist nicht abgebildet.

Das aktive heterodyne THz-Bildgebungssystem bei rund 800 GHz ist für echtzeitfähige Stand-Off-Bildgebung bei Raumtemperatur konzipiert. Mit einem Gewicht von rund 65 kg ist das System (Abb. 5.1) portabel und kann beispielsweise auf ein Stativ montiert werden. Ein Cassegrain-Teleskop mit Zoom-Funktion und taumelndem Sekundärspiegel dient als scannende Optik mit der Bildwiederholraten von bis zu 12 Hz erreicht werden. Hinter dem Primärspiegel des Cassegrain-Teleskops ist die Detektorzeile mit 32 subharmonischen Mischern montiert. Das System arbeitet bei einer Frequenz von 812 GHz, die auf einer Absorptionslinie von RDX-basierten Sprengstoffen wie C4 und darüber hinaus in einem Transmissionsfenster der Atmosphäre liegt.

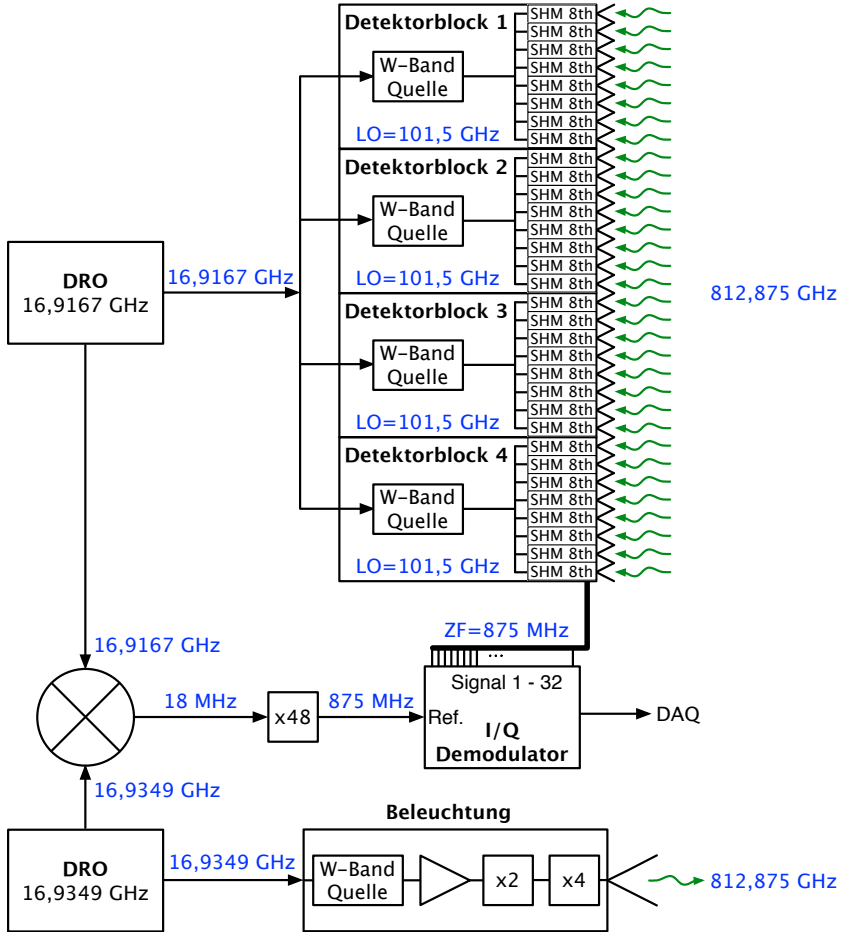


Abb. 5.2: Blockdiagramm des Aufbaus des heterodynen THz-Bildgebungssystems.

Das Blockdiagramm (Abb. 5.2) zeigt den prinzipiellen Aufbau des Bildgebungssystems als heterodynes System mit einer Zwischenfrequenz von 875 MHz. Als Basis für die Beleuchtung und heterodyne Detektion dienen zwei synchronisierte Oszillatoren (Dynamic Resonance Oscillator, kurz: DRO), die um 18 MHz gegeneinander ver-

stimmt sind und jeweils eine Leistung von 7 dBm bereitstellen. Im Detektorbereich wird diese Leistung auf vier identische Detektorblöcke mit jeweils einer W-Band Quelle und 8 subharmonischen Mischern aufgeteilt. Die subharmonischen Mischer arbeiten auf der 8. Subharmonischen der LO-Frequenz, die bei 101,5 GHz liegt. Die Beleuchtung des Systems erfolgt bei 812,875 GHz mittels einer elektronischen Frequenzvervielfacherkette. Die Grundfrequenz des DROs von 16,9349 GHz speist eine W-Band Quelle. Diese erzeugt ein Signal bei ca. 101,6 GHz, das über eine Vervielfacherkette mit einem Verdoppler und einem Vervierfacher zu einer Frequenz von 812,875 GHz umgesetzt wird. Zur Abstrahlung in den Freiraum dient eine Rillen-Hornantenne. Der halbe Öffnungswinkel der keulenförmig abgestrahlten Leistung (-3 dB) beträgt 6° . Bei einem Arbeitsabstand von 4 m wird folglich eine Fläche von $0,56 \text{ m}^2$ beleuchtet. Ausgehend von einer Beleuchtungsleistung von $30 \text{ }\mu\text{W}$ entspricht dies einer Leistungsdichte von ca. 5 nWcm^{-2} , bei homogener Leistungsverteilung und unter Vernachlässigung der atmosphärischen Absorption.

Das vom Objekt reflektierte Signal bei 812,875 GHz wird mittels Diagonal-Hornantennen in die subharmonischen Mischer eingekoppelt, wo die ZF von 875 MHz erzeugt wird. Das ZF-Signal jedes Detektors wird auf einen I/Q-Demodulator geführt, um die Amplitude und Phase des gemessenen E-Felds zu ermitteln. Zur Bestimmung der Phasenlage des gemessenen ZF-Signals dient ein Referenzsignal bei 875 MHz, das aus der Differenzfrequenz der beiden DROs erzeugt wird. Im I/Q-Demodulator wird auf diese Weise ein In-Phase-Signal (I) und ein Quadratur-Signal (Q) erzeugt und als DC-Spannung an die Datenerfassungs-Hardware weitergegeben.

5.1.1 Strahlpfad und Beleuchtungsquelle

Die Cassegrain-Teleskopoptik des heterodynen Bildgebungssystems besteht aus zwei Aluminium-Spiegeln. Diese asphärischen Aluminiumspiegel sind Sonderanfertigungen mit optisch ($\lambda/10$) polierter Oberfläche [117]. Diese Polierung der Spiegel-Oberflächen dient zur optischen Vorjustage des Teleskops und des abzubildenden Objekts im Fokus. Zur optimalen Reflexion der THz-Strahlung mit $369 \text{ }\mu\text{m}$ Wellenlänge ist eine Oberfläche, die optische Wellenlängen streut ausreichend.

Der Primärspiegel des Teleskops besitzt einen Durchmesser von 50 cm und der Sekundärspiegel einen Durchmesser von 14 cm. Das Cassegrain-Teleskop besitzt eine numerische Apertur (NA) von 0,1 [117]. Durch eine kreisförmige Bohrung im Primärspiegel mit 17 cm Durchmesser wird die Detektorzeile beleuchtet. Die vom Objekt reflektierte THz-Strahlung wird vom Primärspiegel über den taumelnden Sekundärspiegel auf die Detektorzeile reflektiert. Betrachtet man den Strahlengang rückwärts von der Detektorebene, wird die Detektorzeile durch die Taumbewegung des Sekundärspiegels sequentiell in der Objektebene abgebildet. Nach einer Umdrehung des Sekundärspiegels ergibt sich ein komplettes Bild. Dabei wird eine Bildwiederholrate von maximal 12 Bildern pro Sekunde (12 Hz) erreicht. Der limitierende Faktor für die Bildrate ist die scannende Mechanik des Sekundärspiegels. Der Sekundärspiegel ist auf einen Lineartisch montiert und kann relativ zum Primärspiegel verschoben werden. Dadurch ist ein variabler Arbeitsabstand (Abstand von der Rückseite des

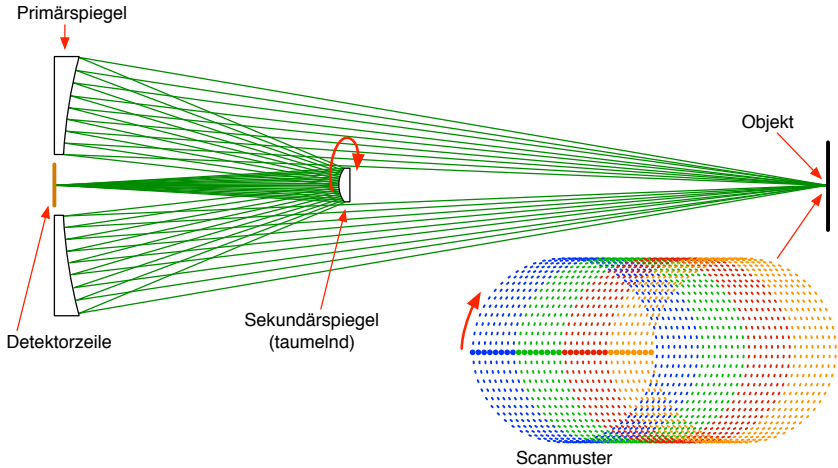


Abb. 5.3: Schematische Darstellung des Strahlengangs und des Scanmusters des Tera-Cam Bildgebungssystems. Vom Detektor ausgehend betrachtet verläuft der Strahlpfad über den taumelnden Sekundärspiegel zum Primärspiegel des Cassegrain-Teleskops auf das Objekt. Das durch die Taumbewegung bedingte Scanmuster der Bildpunkte ist zum besseren Verständnis farbig dargestellt.

Primärspiegels zum Objekt) des Bildgebungssystems zwischen 2 m und 6 m möglich. Bei verschiedenen Arbeitsabständen variieren Abstand und Durchmesser der Bildpunkte auf der Detektorebene [117]. Die Größe des Bildfelds variiert daher ebenfalls mit dem Arbeitsabstand und beträgt bei 4 m ca. 13 cm x 26 cm.

Das Scanmuster des Bildgebungssystems (Abb. 5.3) ergibt sich aus der Scanbewegung des Sekundärspiegels des Cassegrain-Teleskops, der gegenüber der Rotationsachse um 4° verkippt ist. Durch den Kippwinkel des Sekundärspiegels, der den Durchmesser der Kreisbahnen des Scanmusters bestimmt, entsteht eine Taumbewegung. Die Zeile von 32 Bildpunkten wird horizontal auf die Objektebene abgebildet und auf einer Kreisbahn mit einem Durchmesser von 32 Pixeln bewegt. So entsteht nach einer Umdrehung des Sekundärspiegels eine stadionförmige¹ Bildfläche mit einer unregelmäßigen Verteilung der Bildpunkte, die eine Interpolation erfordert. Die Verteilung der Bildpunkte mit einer Häufung am oberen und unteren Bildrand ist zwar ein Nachteil dieser Scanmethode gegenüber einem linearen zeilenförmigen Scan, jedoch überwiegt der Vorteil der schnellen Bildwiederholrate von 12 Hz, die mit einem linearen Scan

¹Stadionförmig bezeichnet eine Form mit in der Mitte parallel verlaufenden Rändern, die in einem (Kreis-)Bogen zusammenlaufen.

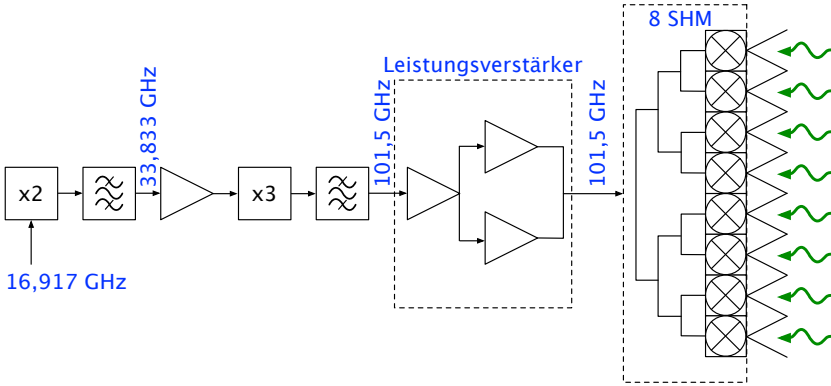


Abb. 5.4: Blockdiagramm eines Moduls der Detektorzeile mit 8 subharmonischen Mischern (SHM) nach [62]. Die Grundfrequenz von 16,917 GHz wird durch einen Verdoppler und einen Verdreifacher ins W-Band umgesetzt. Nach Frequenzfilterung und Verstärkung der Leistung bei 101,5 GHz mittels zwei parallel geschalteter Leistungsverstärkern erfolgt die Aufteilung der Leistung auf 8 subharmonische Mischer. Hornantennen dienen zur Einkopplung der zu messenden THz-Strahlung aus dem Freiraum.

nicht erreichbar wäre.

5.1.2 Heterodyndetektoren basierend auf subharmonischen Mixern

Die Detektorzeile aus 32 Heterodyndetektoren basierend auf subharmonischen Mixern ist in vier 8er-Module aufgeteilt (Abb. 5.4), die jeweils von einer W-Band-Quelle gespeist werden. Die Grundfrequenz von 16,917 GHz wird von einem DRO bereitgestellt und auf die vier W-Band-Quellen aufgeteilt, die aus einem Verdoppler und einem Verdreifacher bestehen. Nach anschließender Frequenzfilterung und Verstärkung wird das LO-Signal mit einer Frequenz von 101,5 GHz in ein 8er-Modul eingespeist. Die LO-Leistung wird mit Hilfe von *Rat-Race*-Leistungsteilern auf die 8 subharmonischen Mischer im Modul aufgeteilt [62]. Die Mischer arbeiten auf der 8. Subharmonischen der LO-Frequenz (812 GHz) und erzeugen durch Frequenzmischung mit dem eingestrahlenen HF-Signal bei 812,875 GHz eine ZF von 875 MHz, die auf den IQ-Demodulator geführt wird. Als Mischerdioden dienen antiparallel geschaltete Varaktordioden-Paare, deren Konversionsverluste von ca. -30 dB in einer Simulation ermittelt wurden [62].

In Abbildung 5.5 ist eine Nahaufnahme des subharmonischen Mixers im Hohlleiter

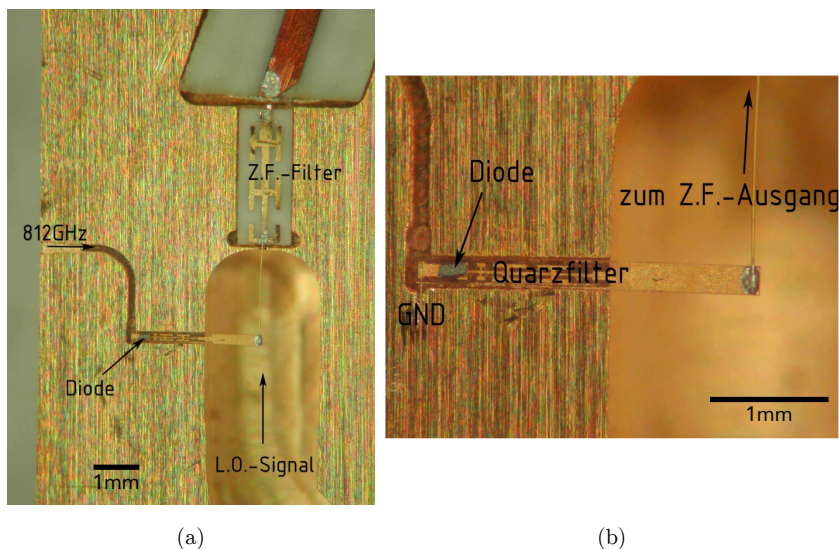


Abb. 5.5: Fotos eines einzelnen Dioden-basierten subharmonischen Mischers im Hohlleiter [62]. (a) Die HF-Strahlung der Beleuchtung wird aus dem Freiraum mittels einer Hornantenne in den Hohlleiter eingekoppelt und dem Mischer zugeführt. Das LO-Signal wird dem Mischer ebenfalls über einen Hohlleiter zugeführt. Über einen Bonddraht wird die ZF abgegriffen. (b) Detailsicht mit Mischerdiode auf dem Quarzfilter.

zu sehen. Die HF-Strahlung wird mittels der Diagonal-Hornantenne in den Hohlleiter eingekoppelt und der Diodenanordnung des subharmonischen Mischers zugeführt, die ebenfalls auf einem Quarzsubstrat im Hohlleiter montiert ist. Der Durchmesser dieses Hohlleiters beträgt ca. 0,25 mm. Die 2 mm lange und ca. 0,2 mm breite Mischer-Leiterplatte enthält an der Spitze die Diodenanordnung, einen Quarzfilter für 812 GHz, sowie eine Einkoppelstruktur aus Gold, die in den LO-Hohlleiter ragt. Die Einkoppelstruktur dient zur Einkopplung des LO-Signals in die Diodenanordnung des subharmonischen Mischers. Das erzeugte ZF-Signal wird mittels eines Bonddrahtes über die Einkoppelstruktur abgegriffen und über einen ZF-Filter auf einen Leiter zum I/Q-Demodulator geführt. In der Vergrößerung in Abbildung 5.5b werden die kleinen Dimensionen des Hohlleiters und der Dioden-Leiterplatte besonders deutlich. In einem Detektorblock sind 8 dieser Hohlleiterstrukturen mit den Hornantennen, Mischern und Filtern integriert.

In Abbildung 5.6 ist die Detektorzeile mit den vier Detektorblöcken schematisch

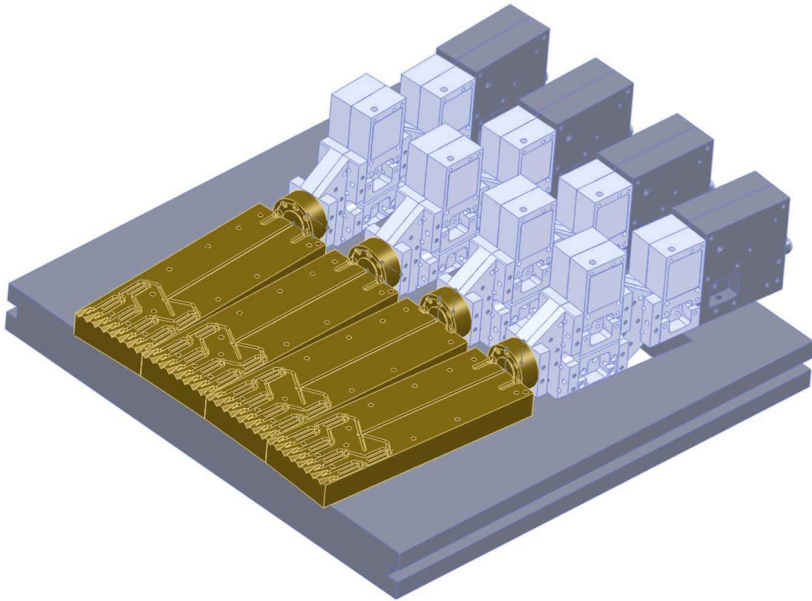


Abb. 5.6: Schematische Darstellung der Detektoreinheit des TeraCam-Bildgebungssystems [118]. Die Detektorzeile ist in vier 8er-Module aufgeteilt (goldfarben), die jeweils von einer W-Band-Quelle (dunkelgrau) mit nachgeschaltetem Leistungsverstärker (hellgrau) gespeist werden.

dargestellt. Die vier 8er-Module sind zeilenförmig auf einem Kreisbogen angeordnet, welcher der Optik angepasst ist. Ein Detektor-Modul setzt sich aus einer W-Band-Quelle, Leistungsverstärkern und dem 8er-Modul mit den subharmonischen Mischern, Hohlleitern und Diagonal-Hornantennen zusammen. Die Komponenten sind jeweils in einen Messingblock integriert, in den die Hohlleiter und Hornantennen zum Empfang der 812,875 GHz gefräst sind. Die Diagonal-Hornantennen mit einem rautenförmigen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 2 mm sind in einem Abstand von 4 mm angeordnet. Zur einfachen Montage und mechanischen Stabilisierung ist die Detektoreinheit auf eine Aluminium-Platte montiert (Abb. 5.6) und kann per Nut und Feder passgenau hinter dem Primärspiegel des Teleskops eingebaut werden. Die DROs zur Erzeugung der Grundfrequenzen, sowie die Bauelemente, die für das Referenzsignal benötigt werden, sind auf der Unterseite der Platte montiert. Die dadurch gewährleisteten kurzen Kabellängen minimieren die Dämpfung der Signale und die Einkopplung von Störsignalen.

5.1.3 Datenerfassung und Bildberechnung

Die Datenerfassung und Bildberechnung des TeraCam-Bildgebungssystems ist für den Echtzeitbetrieb optimiert und wurde unter dem Gesichtspunkt der Portabilität und Erweiterbarkeit ausgewählt. Zur Messwerterfassung dient eine kommerzielle Datenerfassungs-Hardware von National Instruments (NI). Da jeder Heterodyn-Detektor der Bildgebungszeile durch die I/Q-Demodulation zwei Signale (I und Q) ausgibt, werden insgesamt 64 Kanäle zur Erfassung der Detektorsignale benötigt. Zusätzlich zu den Messwerten der Detektorzeile werden zur Positionserfassung die Quadraturdaten eines Winkelencoders erfasst. Zwei PXI-Datenerfassungskarten mit jeweils 32 analogen Eingängen und Zählern, welche die Quadraturdaten eines Winkelencoders direkt dekodieren und somit den Winkel berechnen, werden zur Datenerfassung verwendet. Die Steuerung der Bildaufnahme sowie das Einlesen und Vorverarbeiten der Bilddaten erfolgt aufgrund der Kompatibilität mit der Datenerfassungs-Hardware mit Hilfe einer LabVIEW-basierten Software. Die Berechnung und Darstellung des Bildes erfolgt mit Hilfe einer in der Programmiersprache C++ realisierten *dynamic link library* (dll), die durch das LabVIEW-Programm aufgerufen wird. Dadurch wird die notwendige Performance für eine Echtzeit-Bildwiedergabe erreicht. Der Messrechner zur Steuerung der Bildaufnahme und Datenerfassung kommuniziert über die ExpressCard-Schnittstelle mit der Datenerfassungs-Hardware, die in ein externes Chassis montiert ist.

Zur Erfassung der Scan-Positionen der gemessenen Bildzeile dient ein optoelektronischer Winkelencoder, der an der Welle des Antriebsmotors des scannenden Sekundärspiegels des Cassegrain-Teleskops angebracht ist. In der schematischen Darstellung des Winkelencoders (Abb. 5.7a) wird das Funktionsprinzip deutlich. Eine Impulscheibe, die starr mit der Motorachse verbunden ist, befindet sich zwischen einer LED und einem Fototransistor. Durch die schlitzförmigen Löcher in der Impulscheibe wird beim Drehen des Motors das Licht der LED moduliert und mittels des Fototransistors in ein elektrisches Signal umgewandelt. Durch eine Blende werden insgesamt drei optische Signale erzeugt, ein Indeximpuls I einmal pro Umdrehung des Motors, sowie zwei Signale A und B mit je 500 Impulsen pro Umdrehung, die zueinander 90° phasenverschoben sind (Quadratursignal). Die Signale A und B kodieren den Winkel und die Drehrichtung des Motors. Die Impulsfolge der drei erzeugten Signale und deren Phasenbeziehung ist in Abbildung 5.7b dargestellt. Zur Berechnung der Positionen der Bildpunkte aus den Daten des Winkelencoders muss das Getriebeübersetzungsverhältnis von 3,5 beachtet werden. Zur Bestimmung der Nullposition dient eine Lichtschranke, die direkt am taumelden Sekundärspiegel montiert ist und einmal pro Umdrehung des Spiegels ein Signal gibt. Die Encodersignale werden mittels eines Zählers in der Datenerfassung in Winkel umgewandelt.

Die Digitalisierung der analogen Signale der Detektoren erfolgt mit 18-Bit-A/D-Wandlern im Multiplexbetrieb. Zur Erzeugung des Sampletakts wird das Signal A des Winkelencoders genutzt. Dadurch ist die Erfassung der digitalen Positionssignale und der analogen Detektordaten synchronisiert. Der Sampletakt beträgt 1860 Samples pro Kanal pro Sekunde bei einer Bildwiederholrate von 12 Hz. Pro Bild werden

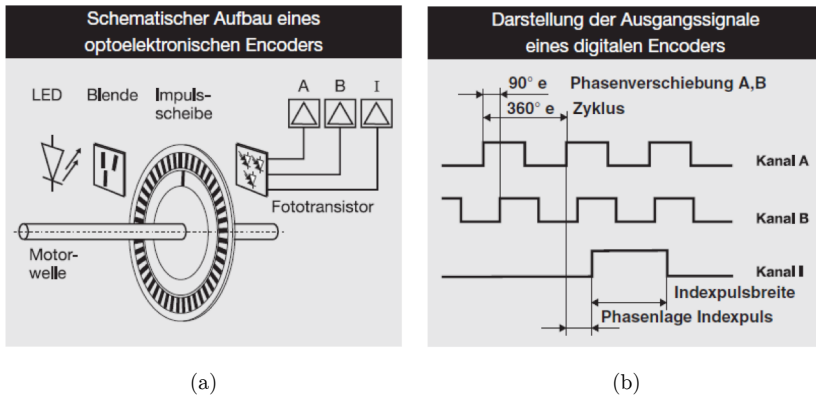


Abb. 5.7: Schematische Darstellung des optoelektronischen Winkelencoders und der generierten Signale [119]. (a) Das Licht einer LED wird mittels einer Blende in drei optische Signale aufgeteilt, die durch die schlitzförmigen Löcher in der Impuls-scheibe moduliert werden. Fototransistoren wandeln die optischen Signale in elektrische Signale um. (b) Der Winkelencoder gibt drei Signale aus: einen Indeximpuls I einmal pro Umdrehung, sowie die um 90° phasenverschobenen Signale A und B mit je 500 Impulsen pro Umdrehung.

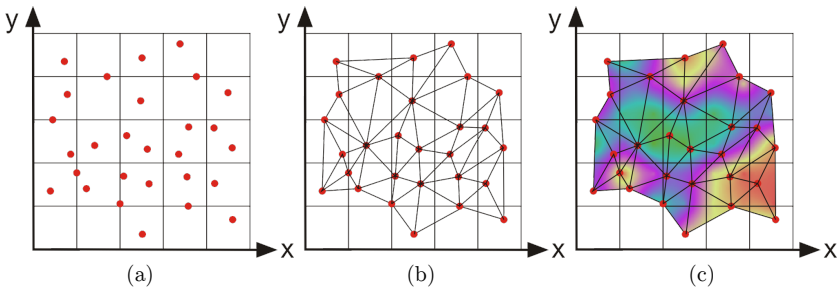


Abb. 5.8: Die Interpolation von unregelmäßig verteilten Datenpunkten erfolgt im Allgemeinen in drei Schritten. (a) Projektion der unregelmäßig verteilten Datenpunkte in ein Koordinatensystem. (b) Triangulation der Datenpunkte. (c) Interpolation innerhalb der mittels Triangulation ermittelten Dreiecke.

154 Winkelpositionen abgetastet. Die Zahl der Abtastwerte pro Bild beträgt also $154 \cdot 32 = 4928$ Bildpunkte, die aufgrund des Scanmusters inhomogen verteilt sind. Durch diese Zahl an Abtastpunkten ist das Bild überbestimmt. Die Berechnung des Bildes aus den abgetasteten Werten erfordert zunächst die Projektion in ein kartesisches Koordinatensystem (Abb. 5.8a), wobei die x/y -Koordinaten der Bildpunkte mit Hilfe der Winkelinformation berechnet werden. Anschließend wird ein Netz von Dreiecken (Triangulation) über den gemessenen Bildpunkten aufgespannt (Abb. 5.8b). Dabei bilden jeweils drei gemessene Bildpunkte die Ecken eines Dreiecks, innerhalb des Dreiecks befindet sich kein Bildpunkt. Anschließend erfolgt innerhalb dieser Dreiecke eine lineare Interpolation der Daten der gemessenen Bildpunkte (Abb. 5.8c). Dabei wird die Zahl der Scanpunkte auf ca. 2000 Bildpunkte reduziert und so eine Glättung und Mittelung der Daten erreicht, ohne die Ortsauflösung zu reduzieren. Das interpolierte Bild mit einer Ortsauflösung von ca. 7,5 mm bei 4 m Arbeitsabstand wird in Echtzeit mit einer Bildwiederholrate von bis zu 12 Hz angezeigt.

5.1.4 THz-Analyse der Heterodyn-Detektorzeile

Die Analyse der Heterodyndetektoren dient der Ermittlung der wichtigen Vergleichsparameter der Detektoren, wie der Sensitivität, sowie der Ermittlung der Homogenität der Detektorzeile. Die Beleuchtungsquelle des TeraCam-Systems, eine elektronische Frequenzvervielfacherkette mit einem Hornstrahler, wurde für die Analyse Horn-zu-Horn, d. h. ohne Optik, vor den Heterodyndetektoren positioniert. Die Heterodyndetektoren wurden auf diese Weise einzeln analysiert unter Nutzung der Datenerfassungs-Hardware des Bildgebungssystems zur Messwernerfassung. Mit jedem einzelnen Heterodyndetektor wurden in verschiedenen Abständen zwischen Quelle und Detektor Messwerte mit maximalem Signal und mit geblockter Quelle aufgenommen. Die Beleuchtungsquelle liefert eine Ausgangsleistung von ca. 30 μW . Zur Kalibrierung der Intensität der Beleuchtung diente ein Thomas Keating Leistungsmessgerät. Die Beleuchtungsintensität, die auf den Detektor trifft, wurde für die verschiedenen Abstände zwischen Quelle und Detektor unter Berücksichtigung der Freiraumdämpfung [59] und des Antennengewinns der Hornantenne berechnet. Für einen Abstand von 15 cm zwischen Quelle und Detektor ergibt sich daraus eine Leistung von 57,5 nW am Detektor.

Die in Abbildung 5.9 dargestellte Sensitivität der Heterodyndetektoren zeigt eine sehr starke Inhomogenität. Die Detektoren mit den Nummern Nr. 4, 5, 7, 10 bis 12 sowie 14 bis 16 zeigen eine Sensitivität zwischen $7 \text{ kV}/\sqrt{\text{W}}$ und $100 \text{ kV}/\sqrt{\text{W}}$. Die Sensitivität der restlichen Kanäle liegt mit ca. $2 \text{ V}/\sqrt{\text{W}}$ bis $10 \text{ V}/\sqrt{\text{W}}$ um vier Größenordnungen unterhalb des sensitivsten Kanals. In der Bildgebung mit Bildwiederholraten von einigen Hertz lieferten diese Kanäle kein quantifizierbares Ausgangssignal. Gründe für die Inhomogenität der Detektorzeile können beispielsweise in den Toleranzen der Dioden der subharmonischen Mischer liegen. Ebenso können Toleranzen bei der Fertigung und Montage der Halbleiter-Komponenten und der manuellen Platzierung der Mischerdioden im Halbleiter auftreten. Es handelt sich bei der vorliegenden Detektorzeile um einen nicht serienreifen Prototypen, der zu Projektbeginn eine weltweit erst-

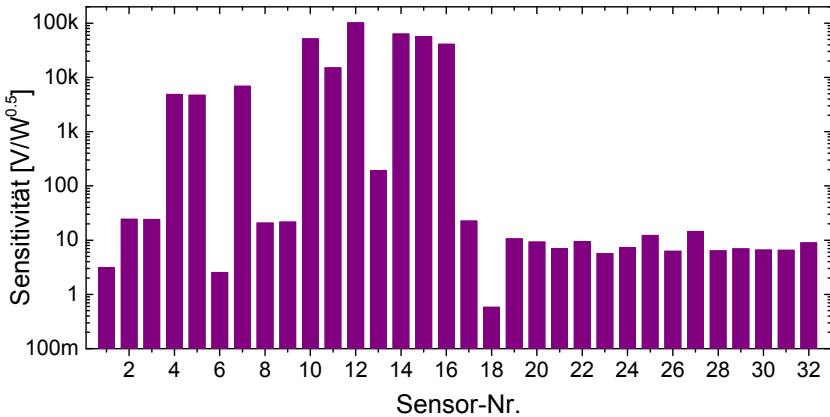


Abb. 5.9: Die Sensitivität der Detektorzeile ist sehr inhomogen. Die Detektoren Nr. 4, 5, 7, 10 - 12 und 14 - 16 zeigen eine wesentlich höhere Sensitivität als die übrigen.

malige Integration von zahlreichen elektronischen THz-Komponenten bei 800 GHz darstellte. Die Integration solcher elektronischer THz-Komponenten bei dieser hohen Frequenz ist derzeit noch mit hohem manuellem Aufwand verbunden, der eine Integration in Kilopixel-Arrays unmöglich macht. Die manuelle Fertigung führt somit zu hohen Toleranzen in der Leistungsfähigkeit der Detektoren.

Um aussagekräftige Bilder zu erhalten ist für die Bildgebung mit einem Multipixel-Bildgebungssystem eine Kalibrierung der Detektorsignale erforderlich. Eine große Inhomogenität der Detektoren führt zu einer starken Anhebung des Rauschpegels der weniger sensitiven Detektoren, wodurch das resultierende Bild ein sehr hohes Rauschen enthält. Im Fall der Heterodyndetektorzeile des TeraCam Systems ist die Inhomogenität sehr groß. Die Dynamik des empfindlichsten Detektors (Nr. 12) liegt bei rund 90 dB/Hz. Da es sich um einen E-Feld-Detektor handelt, entspricht das einem SNR von ca. 31600. Für den Fall einer Echtzeitmessung mit 12 Hz und Multiplexing der Detektor Kanäle in der Datenerfassung liegt die Dynamik des empfindlichsten Detektors bei ca. 48 dB (SNR = 250). Die Dynamik des Detektors mit der kleinsten Sensitivität liegt bei ca. 28 dB (SNR = 25) - Detektoren ohne messbares Ausgangssignal sind nicht berücksichtigt.

Für einen Test der Echtzeit-Bildgebung des Systems wurde zunächst die Beleuchtungsquelle in einer Entfernung von 4 m von der Rückseite des Primärspiegels im Fokus der Cassegrain-Optik platziert und ein THz-Bild mit einer Bildwiederholrate von 12 Hz aufgenommen. Im resultierenden THz-Bild (Abb. 5.10a) ist die Beleuchtungsquelle als Punkt erkennbar. In einem zweiten Bild wurde eine Metallplatte als

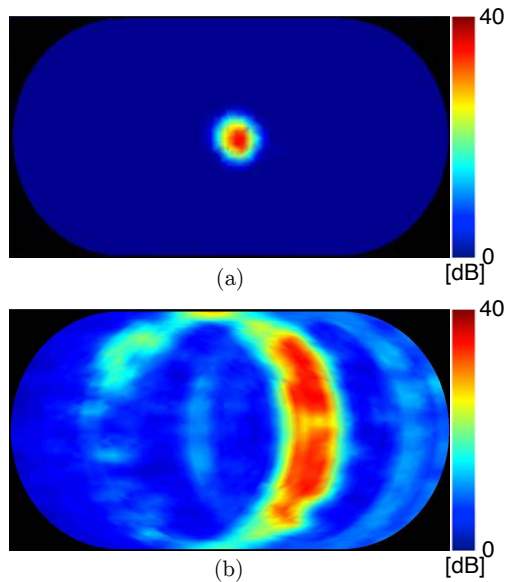


Abb. 5.10: THz-Bilder aufgenommen bei 800 GHz. (a) Quelle im Fokus der Cassegrain-Optik. (b) Metallplatte als THz-Reflektor leuchtet die rechte Bildhälfte aus. Die Inhomogenität der Detektoren wird deutlich.

THz-Reflektor in der Bildebene platziert und mit der Beleuchtungsquelle aus einer Entfernung von ca. 50 cm beleuchtet (Abb. 5.10b). Die Anordnung wurde so justiert, dass die rechte Bildhälfte homogen ausgeleuchtet wurde. In diesem Bild, ebenfalls mit 12 Hz aufgenommen, wird die Inhomogenität der Kanäle durch die Dominanz der sensitiveren Detektoren Nr. 10 bis 12 und 14 bis 16 deutlich. Die rechte Hälfte des Bildfeldes sollte bei homogener Sensitivität der Detektoren gleichmäßig rot erscheinen.

5.2 THz-Leistungsdetektoren basierend auf Thermoelementen

Die Integration von THz-Detektoren in großflächige Arrays bietet die Möglichkeit der Herstellung von kostengünstigen THz-Bildgebungssystemen ohne mechanische Scanvorrichtung. Dies trägt zu einer Kostenreduzierung der Systeme und einer Erhöhung der Bildwiederholraten bei. In Kapitel 2.3.3 wurden bereits verschiedene integrierbare und massenproduzierbare THz-Detektoren vorgestellt. Im Folgenden werden

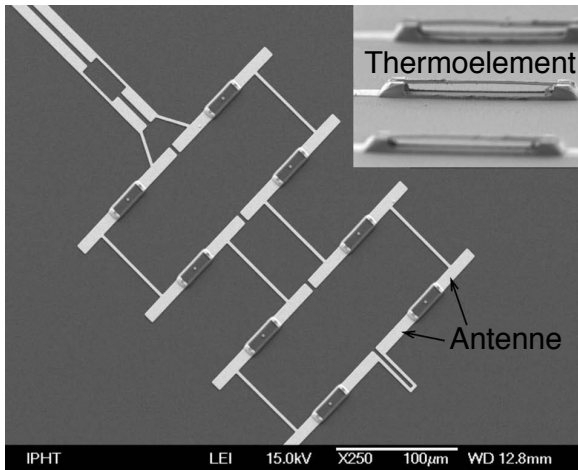


Abb. 5.11: Komplette Antennenstruktur eines Sensors aus 8 Thermoelementen in Serienschaltung mit Diffusionssperre aus Nickel auf Polyimid-Pads. Im Inset ist die Thermoelement-Brückenstruktur dargestellt.

Thermoelemente untersucht, die im Rahmen des BmBF-Projekts TeraCam in Zusammenarbeit mit dem IPHT Jena hergestellt wurden.

Jeder dieser Thermoelement-basierten THz-Detektoren basiert auf einer Serienschaltung von 8 Thermoelementen, die mit Vollwellen-Dipolantennen auf eine Designfrequenz von 812 GHz angepasst sind. In Abbildung 5.11 ist eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (REM) der kompletten Antennenstruktur eines solchen THz-Detektors dargestellt. Die einzelnen Thermoelemente bestehen aus zwei thermoelektrischen Armen aus einer Bismut-Antimon-Legierung (BiSb) und Antimon (Sb), die als freitragende Brückenstruktur angeordnet sind (vgl. Abb. 5.11). Die heiße Kontaktstelle von BiSb und Sb ist somit thermisch vom Silizium-Substrat isoliert, das als Wärmesenke dient. Die BiSb-Legierung wurde in Hinblick auf eine hohe Sensitivität der Sensorstruktur optimiert. Mit der optimalen BiSb-Legierung $\text{Bi}_{0,87}\text{Sb}_{0,13}$ als n-Typ-Material wird eine Gütezahl von $Z = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ erreicht [120].

Die Länge der thermoelektrischen Arme muss in Hinblick auf den Temperaturgradienten über der Brückenstruktur optimiert sein. Ziel ist die Maximierung des Temperaturgradienten zwischen heißer Kontaktstelle und Wärmesenke. Zu diesem Zweck wurde seitens des IPHT eine FEM-Simulation der Temperaturverteilung über der Brücke bei unterschiedlichen Armlängen durchgeführt (Abb. 5.12). Dabei entspricht l_p der Länge des Sb-Arms und l_n der Länge des BiSb-Arms a stellt das Längenverhältnis des BiSb-Arms zur Gesamtlänge der Brücke dar. Die Abhängigkeit des Temperaturgradi-

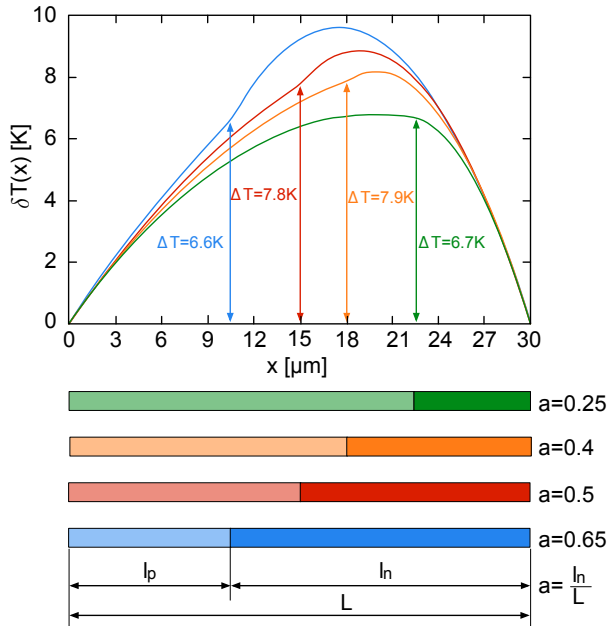


Abb. 5.12: FEM-Simulation der Temperaturverteilung für eine asymmetrische Abmessung des BiSb- und Sb-Arms auf der Brückenstruktur des Thermoelements bei einer Leistungsbeaufschlagung von $7,5 \mu\text{W}$ im Vakuum nach [121]. l_n bezeichnet die Länge des BiSb-Arms und l_p die Länge des Sb-Arms. Die Temperaturdifferenz ΔT ist jeweils an der Position der Kontaktstelle der thermoelektrischen Arme angegeben.

enten von der Variation der Armlängen ist deutlich erkennbar. Sie äussert sich durch eine Verringerung des Temperaturmaximums mit einer Verkürzung des BiSb-Arms. Der größte Temperaturgradient von $7,8\text{K}$ bzw. $7,9\text{K}$ kann mit der symmetrischen, bzw. einer leicht asymmetrischen ($a = 0,4$) Struktur erzielt werden. Idealerweise sollte die heiße Kontaktstelle am Maximum der Temperaturverteilung liegen, was bei einem Längenverhältnis von $a = 0,25$ der Fall ist. Der Temperaturgradient ist hierbei zwar mit $6,7\text{K}$ kleiner als der der symmetrischen Struktur, allerdings ist der Einfluss der parasitären Effekte² in der asymmetrischen Struktur geringer [121]. Dies führt

²Die zusätzlichen Schichten zur Stabilisierung der Brückenstruktur, die nicht thermoelektrisch aktiv sind, verursachen einen parasitären thermischen Leitwert und einen parasitären elektrischen Widerstand.

zu einer höheren Empfindlichkeit der asymmetrischen Struktur [121]. Die Optimierung der Sensorstruktur hinsichtlich einer schnellen Responsezeit resultiert in einer Brückenlänge von 30 μm und einer Breite von 2 μm . Zur Maximierung der Empfindlichkeit und Minimierung des Einflusses der infraroten Hintergrundstrahlung wurden die Thermoelemente mit Vollwellen-Dipolen auf eine Designfrequenz von 812 GHz optimiert. Diese Designfrequenz liegt zum einen in einem atmosphärischen Transmissionsfenster und zum anderen auf einer resonanten Absorption der Sprengstoffe C4 und RDX. Der Widerstand des Thermoelements wirkt als Lastwiderstand und ist der Impedanz der Antenne angepasst. Der Widerstand eines Thermoelements liegt im Bereich von 250 Ω bis 350 Ω .

5.2.1 Antennencharakteristik eines Pixels

Die Antennenkopplung der Thermoelemente führt zu einer Optimierung der Sensitivität des Sensors, indem die effektive Sensorfläche durch den Antennengewinn erhöht wird. Das Antennendiagramm eines Thermoelement-Pixels wurde mit Hilfe der kommerziellen Simulationssoftware HFSS (High Frequency Structure Simulator) der Firma Ansoft berechnet. Die Software HFSS ermöglicht die 3D-Simulation von elektromagnetischen Feldern und Wellen und bietet eine umfangreiche Palette von Funktionalitäten [122]. Die vollständige 3D-Simulation der Richtcharakteristik der Thermoelement-Antennenstruktur wurde für den Sendefall durchgeführt, da dieser Fall einfacher zu realisieren ist. Der Reziprozitätssatz der Antennentheorie besagt, dass Richtdiagramm und Richtfaktor (und somit auch der Antennengewinn), im Sende- und Empfangsbetrieb einer Antenne identisch sind [60]. Die Simulation basiert auf einem 3D-Modell der Antennenstruktur mit Dipolantennen und Querverbindungen aus Gold, Silizium-Substrat mit Rückreflektor aus Gold, sowie Luft als umgebendes Medium. Als Randbedingung wurde eine unendlich ferne Hülle gewählt und die Richtcharakteristik für das Fernfeld berechnet (Abb. 5.13). Im 3D-Antennendiagramm in Abbildung 5.13a liegt die Antennenstruktur in der x-y-Ebene. Die Beleuchtung in der THz-Analyse der Thermoelemente wird aus z-Richtung erfolgen. Die Hauptkeule wird in positiver z-Richtung rotationssymmetrisch zur z-Achse in den Freiraum abgestrahlt (Abb. 5.13a). In Abbildung 5.13b ist das 2D-Antennendiagramm als Funktion des Winkels Theta bei $\Phi=0^\circ$ dargestellt. Aus Abbildung 5.13b sind Nebenkeulen in Richtung des Substrats (negative z-Richtung) zu erkennen, deren Intensität ca. 18 dB unterhalb des Intensitätsmaximums der Hauptkeule liegt.

Für die Auswertung der THz-Analyse der Thermoelemente bezüglich Sensitivität und NEP ist die Größe der effektiven Sensorfläche erforderlich, um die auf den Sensor treffende Beleuchtungsintensität zu ermitteln. Die effektive Sensorfläche eines Thermoelement-Pixels entspricht nicht der geometrischen Abmessung der Struktur, sondern der Antennenwirkfläche A_e (Gl. 5.1) und wird mit Hilfe des Antennengewinns G berechnet [60]:

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \cdot G \quad (5.1)$$

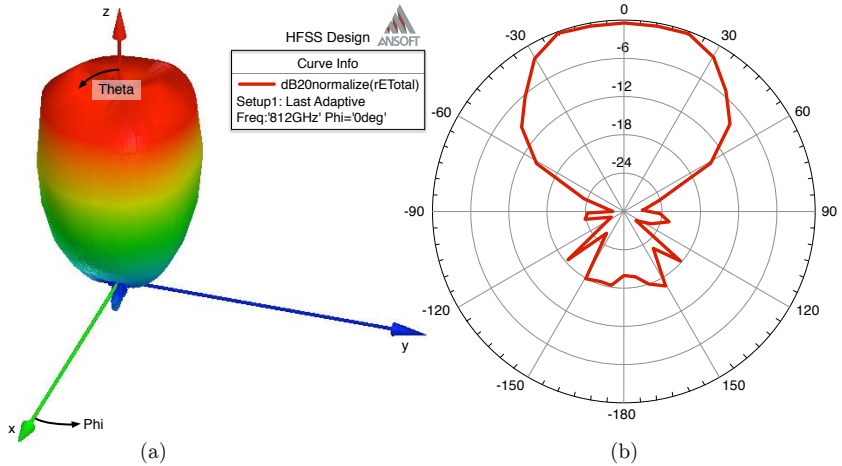


Abb. 5.13: Antennendiagramm der Thermoelement-Antennenstruktur mit 8 Vollwellen-Dipolantennen. (a) Linear skaliertes 3D-Diagramm mit der Antennenstruktur in der x-y-Ebene. In positiver z-Richtung wird in den Freiraum abgestrahlt, in negativer z-Richtung befindet sich das Substrat. (b) Normiertes Antennendiagramm des abgestrahlten E-Felds in dB als Funktion von Theta für $\Phi=0^\circ$.

$$\eta = \frac{A_e}{A_{\text{geom.}}} \quad (5.2)$$

Der Antennengewinn beschreibt im Sendefall die abgestrahlte Leistungsdichte einer Antenne in Vorzugsrichtung im Verhältnis zum isotropen Strahler, der mit derselben Leistung gespeist wird [59]. Im Empfangsfall beschreibt sie die zur Ausbreitungsrichtung senkrechte Fläche, durch die bei Einfall einer ebenen Welle die maximale Strahlungsleistung hindurchtreten würde [60]. Der Flächenwirkungsgrad η einer Antenne ist definiert als das Verhältnis von Antennenwirkfläche A_e zur geometrischen Fläche der Antennenanordnung $A_{\text{geom.}}$ (Gl. 5.2) [60].

Aus den Daten der HFSS-Simulation ergibt sich ein Antennengewinn von 9,87, woraus sich durch Einsetzen in Gleichung 5.1 mit einer Beleuchtungswellenlänge von $\lambda = 369 \mu\text{m}$ eine Antennenwirkfläche von $107060,85 \mu\text{m}^2$ ermitteln lässt. Mit den Abmessungen der Thermoelement-Antennenstruktur ergibt sich eine geometrische Antennenfläche von ca. $61000 \mu\text{m}^2$. Der Vergleich dieser beiden Flächen ergibt einen Flächenwirkungsgrad von 1,75. Das bedeutet, die effektive Sensorfläche des Detektors ist durch die Antenne um den Faktor 1,75 gegenüber den geometrischen Abmessungen erhöht.

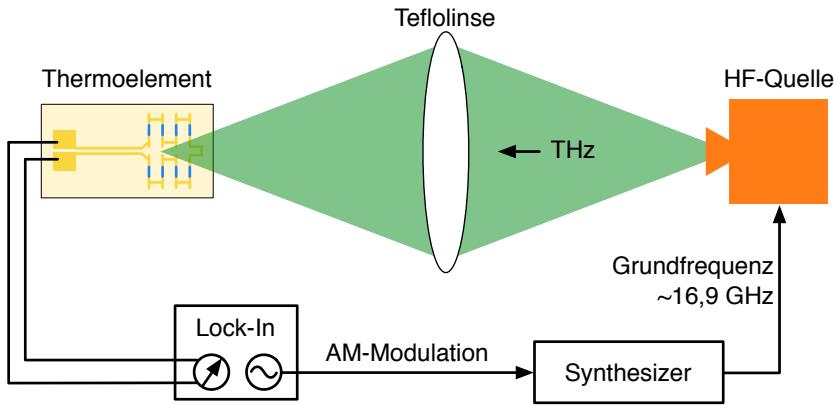


Abb. 5.14: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Messung der Thermoelemente bei 0,812 THz mit Hilfe der Lock-In Messtechnik. Als Beleuchtung dient eine elektronische Frequenzvervielfacherkette, die mit einem amplitudenmodulierten RF-Signal betrieben wird.

5.2.2 THz-Charakterisierung der Thermoelement-Sensoren

Die einzelnen Thermoelemente werden im Folgenden in einem Einzelpixel-Aufbau mit einer Beleuchtung von 812 GHz untersucht. Die Ergebnisse der THz-Charakterisierung werden mit Simulationen und elektrischen Messungen der Thermoelemente verglichen. Die Messung der einzelnen Sensoren bei 812 GHz dient der Analyse des Responseverhaltens in Bezug auf die Zeitkonstante und Sensitivität, bzw. NEP der Detektoren.

Der Messaufbau für die Messung der Einzelsensoren bei 0,812 THz ist in Abbildung 5.14 schematisch dargestellt. Als Beleuchtung dient eine elektronische Frequenzvervielfacherkette, gespeist mit einem amplitudenmodulierten RF-Signal mit 16,93 GHz. Ein Lock-In-Verstärker, der zur Messwertaufnahme dient, liefert die Modulationsfrequenz an die RF-Quelle. Das 812 GHz-Signal wird mittels einer Hornantenne in den Freiraum emittiert und mit Hilfe einer Teflonlinse mit einer NA von 0,34 auf den Thermoelement-Detektor fokussiert. Die Gesamtleistung in der Detektor-Ebene beträgt $30 \mu\text{W}$, kalibriert mit einem großflächigen Thomas-Keating-Leistungsmessgerät. Mittels einer Apertur an der Detektorposition wurde bei einem Abfall der Intensität auf $1/e^2$ ein Beleuchtungspunkt mit einem Radius von $850 \mu\text{m}$ gemessen. Unter Annahme einer gaußförmigen Verteilung der Intensität ergibt sich eine Leistung von $2,7 \mu\text{W}$, die auf die Antennenwirkfläche trifft. Die Thermoelemente sind nicht gekapselt und befinden sich dementsprechend in normaler Atmosphäre und die Messung erfolgt bei Raumtemperatur. Die Messung in Vakuum würde aufgrund der besseren

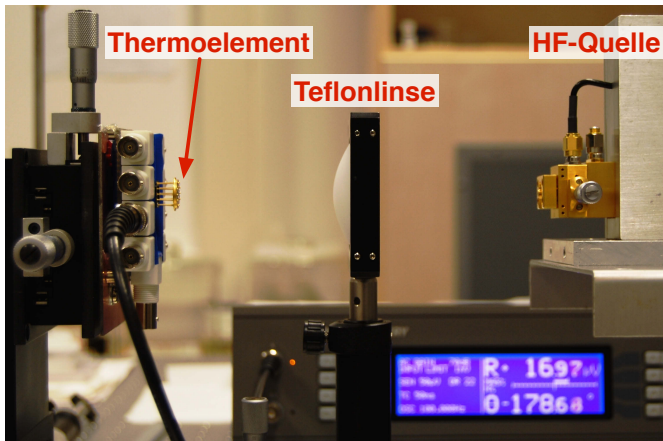


Abb. 5.15: Strahlpfad des Freistrahler-Aufbaus mit Teflonlinse zur Messung der Thermoelemente mit der abgeschirmten Testvorrichtung. Rechts im Bild ist die HF-Quelle zur Beleuchtung zu erkennen, im Hintergrund der Lock-In-Verstärker zur Messwerterfassung.

thermischen Isolation laut Simulation eine Verbesserung der Empfindlichkeit um den Faktor 3,5 ergeben. Für die Messung der Thermoelemente wurde eine speziell angefertigte Messvorrichtung genutzt, die als Aufnahme für die Sockel der Detektoren dient und das Signal abgeschirmt auf Koaxialanschlüsse gibt. Die Montage der Thermoelemente auf einen x-y-z-Lineartisch ermöglicht die optimale Positionierung im Fokus der Beleuchtung.

Im Vorfeld der THz-Messungen der Thermoelemente wurde eine FEM-Simulation basierend auf den idealen Sensorparametern am IPHT in Jena durchgeführt. Die Simulation für ein einzelnes Thermoelement ergab eine theoretisch zu erwartende Sensitivität von 51 V/W , eine thermische Zeitkonstante von $16 \mu\text{s}$ und eine NEP von $39 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Für die Reihenschaltung von 8 Thermoelementen verteilt sich die gleiche Leistung auf 8 Elemente, und verursacht entsprechend geringere Ausgangsleistungen pro Thermoelement. Das Verhältnis von eingestrahelter Leistung zu Ausgangsspannung des Sensors (8er-Anordnung) bleibt gleich. Für eine 8er-Anordnung sind die ermittelte Sensitivität und Zeitkonstante folglich weiterhin gültig, die NEP erhöht sich jedoch um den Faktor $\sqrt{8}$ auf $110 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$, da das Rauschen wurzelförmig mit der Anzahl der Thermoelemente ansteigt. Darüber hinaus wurde am IPHT eine rein elektrische Messung (AC/DC-Messung) der Thermoelemente an einer 8er-Anordnung vorgenommen. Dazu wurde die 8er-Anordnung mit einem Wechselstrom

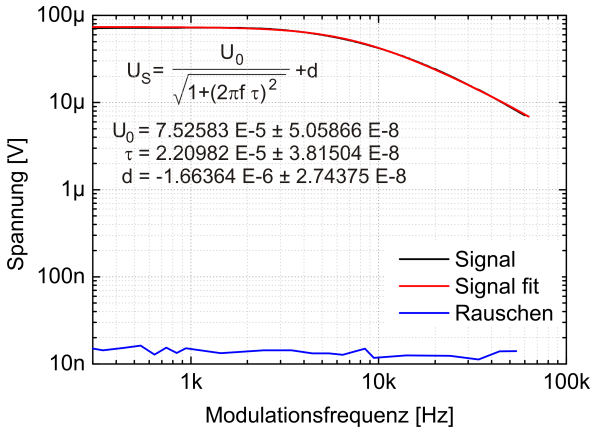


Abb. 5.16: Ausgangsspannung der Thermoelemente als Funktion der Modulationsfrequenz. Das Rauschen beinhaltet die Rauschkomponenten der gesamten Messkette.

mit einer Frequenz von 40 kHz beaufschlagt³. Dieser erzeugt eine Temperaturdifferenz zwischen heißer Kontaktstelle und Wärmesenke, die eine DC-Thermospannung am Ausgang des Thermoelements hervorruft. Auf diese Weise wurde eine Sensitivität von 26,7 V/W und eine thermische Zeitkonstante von 19 µs ermittelt. Eine NEP, die als Vergleich für die THz-Messung dienen kann, lässt sich mit dieser Methode nicht ermitteln, da die Leistung nicht über die Antenne in das Thermoelement eingekoppelt wird.

Die unter Beleuchtung mit 0,812 THz zu erwartende Thermospannung kann mit Hilfe der Seebeck-Koeffizienten der verwendeten thermoelektrischen Materialien abgeschätzt werden. Die Abschätzung bezieht sich auf ein symmetrisches Thermoelement. Parasitäre Effekte und Wärmediffusion werden vernachlässigt. Der Seebeck-Koeffizient für BiSb ist -100 µV/K [123] und für Sb +35 µV/K [124]. Bei einem Temperaturgradienten von 1 K zwischen heißer Kontaktstelle und Wärmesenke (Substrat) ist folglich eine Thermospannung von 135 µV am Ausgang des Thermoelements zu erwarten. Aus der am IPHT Jena durchgeführten FEM Simulation (Abb. 5.12) ergibt sich für eine Leistungsbeaufschlagung von 7,5 µW an der Brückenstruktur eines Thermoelements eine Temperaturdifferenz von 7,8 K in Vakuum, woraus mit dem Vakuumfaktor $F_V = 3,5$ eine Temperaturdifferenz von ca. 2,3 K in Luft ermittelt werden kann. Daraus kann die zu erwartende Ausgangsspannung an einem Sensor folgender-

³Die Frequenz bzw. Periodendauer des Wechselstroms muss hierbei größer sein als die Zeitkonstante des Thermoelements, um einen stabilen Temperaturgradienten und somit eine Thermospannung zu erzeugen.

maßen abgeschätzt werden. Bei der Beleuchtungsintensität in der THz-Analyse von $2,7 \mu\text{W}$ auf der Antennenwirkläche ist folglich eine Temperaturdifferenz von $0,83 \text{ K}$ zu erwarten, was eine Thermospannung von $112,5 \mu\text{V}$ hervorruft. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass die Abschätzung auf idealisierten Daten beruht und der reale Wert weit niedriger sein wird, da thermische Kopplung, Leitungswiderstände, etc. nicht berücksichtigt sind. Für eine 8er-Anordnung ändert sich dieser Wert nicht, da sich in diesem Fall die gleiche Leistung auf 8 Thermoelemente verteilt und sich die Thermospannungen der Einzelemente addieren. Da die Ausgangsspannung der Sensoren also in der Größenordnung von 10^{-4} V zu erwarten ist, ist die rauscharme Messwerterfassung mit Hilfe der Lock-In Messtechnik sinnvoll.

Die vom Detektor erzeugte Thermospannung wird als Funktion der Modulationsfrequenz in einem Frequenzbereich von 40 Hz bis 60 kHz in 100 Hz -Schritten gemessen. Die aufgrund der FEM-Simulation zu erwartende 3 dB -Bandbreite liegt weit unterhalb von 60 kHz .

Die gemessene Signalspannung am Ausgang der 8er-Anordnung eines Thermoelement-Pixels (Abb. 5.16) ist eine Mittelung aus 250 Einzelmessungen. Die Ausgangsspannung fällt als Funktion der Modulationsfrequenz ab und erreicht -3 dB bei ca. $12,5 \text{ kHz}$. Die Dynamik liegt bei ca. 38 dB bei kleinen Modulationsfrequenzen und sogar bei einer Modulationsfrequenz von 60 kHz liegt die Dynamik aufgrund der kurzen Responsezeit der Thermoelemente noch bei ca. 27 dB .

Das Rauschen, das mit geblockter Quelle gemessen wurde, beinhaltet die Rauschkomponenten des Thermoelements sowie der gesamten Messkette und verläuft flach als Funktion der Modulationsfrequenz. Somit kann die Ausgangsspannung durch die in Kapitel 2.3.3 hergeleitete Näherung (Gl. 2.53) beschrieben werden. Durch eine Kurvenanpassung (Fitting) dieser Näherung an die Messwerte kann eine thermische Zeitkonstante von $\tau=22 \mu\text{s}$ ermittelt werden.

Aus den Messungen lässt sich mit Hilfe der Integrationszeit des Lock-In Verstärkers von 100 ms und der eingestrahelten Leistung auf der Antennenwirkläche die Sensitivität und NEP bestimmen. Die Sensitivität für niedrige Modulationsfrequenzen liegt bei ca. 26 V/W und fällt mit steigender Modulationsfrequenz ab. Die aus den THz-Messungen ermittelte NEP eines Thermoelement-Pixels ist in Abbildung 5.17 im Vergleich mit der FEM-Simulation, die auf den in Kapitel 2.3.3 erläuterten Zusammenhängen basiert, dargestellt. Die gemessene NEP besitzt einen DC-Wert von ca. $170 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$, was vergleichbar mit aktuellen CMOS-Transistor-basierten THz-Detektoren ist [71, 74]. Im Vergleich zur Simulation in Luft liegt die gemessene NEP nur geringfügig niedriger und besitzt die gleiche Steigung, die durch die thermische Zeitkonstante der Thermoelemente bestimmt ist. Aus dem Vergleich der NEP in Luft und in Vakuum wird deutlich, dass in Luft zwar der DC-Wert der NEP größer ist, aber der Anstieg der NEP als Funktion der Modulationsfrequenz geringer ist als in Vakuum. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die thermische Leitfähigkeit von Luft größer ist als im Vakuum. Somit ist der Temperaturgradient über dem Thermoelement in Luft kleiner als im Vakuum. Darüber hinaus kann in Luft durch den höheren thermischen Leitwert ein schnelleres Abklingen des Temperaturgradienten stattfinden. Ein vergleichbarer für THz-Bildgebung entwickelter Thermoelement-basierter

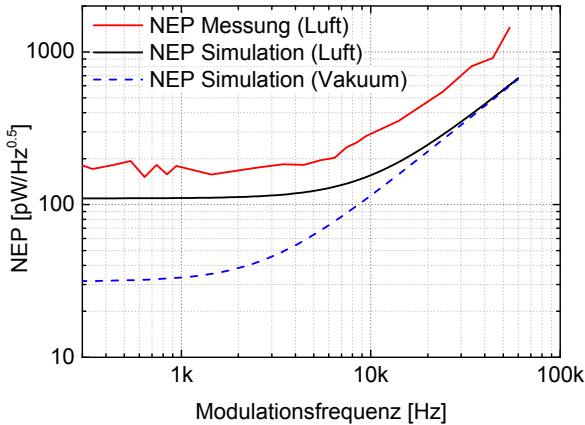


Abb. 5.17: Vergleich der gemessenen NEP der Thermoelemente mit der Simulation. Die gemessene NEP liegt bei einem DC-Wert von ca. 170 pW/√Hz, die Simulation in Luft ist geringfügig niedriger. Die simulierte NEP in Vakuum ist niedriger als in Luft, dagegen ist die thermische Zeitkonstante im Vakuum größer.

Sensor zeigt eine Zeitkonstante von 153 μs bei einer NEP von ca. 10 pW/√Hz bis 30 pW/√Hz [97]. Dieser Detektor ist ebenfalls echtzeitfähig. Die noch geringere Zeitkonstante von 22 μs der Thermoelemente aus dem TeraCam-Projekt würde darüber hinaus Multiplexing der Detektoren ermöglichen. Dadurch könnte in einem großflächigen Multipixel-Array die benötigte Auslese-Elektronik reduziert werden. Da die NEP und die thermische Zeitkonstante durch den thermischen Leitwert G verknüpft sind (vgl. Kapitel 2.3.3), könnte die NEP auf Kosten der thermischen Zeitkonstante verbessert werden. Dazu wäre eine Erhöhung des thermischen Leitwerts notwendig, wodurch die thermische Zeitkonstante ebenfalls steigen würde.

Tab. 5.1: Vergleich der Sensorparameter aus FEM-Simulation, AC/DC-Messung und THz-Messung.

Parameter	FEM-Simulation	AC/DC-Messung	THz-Messung
Zeitkonstante [μs]	16	19	22
Sensitivität [V/W]	51	26,7	26
NEP [pW/√Hz]	110	-	170

Der direkte Vergleich der Sensorparameter aus FEM-Simulation, AC/DC-Messung und THz-Messung (Tab. 5.1) zeigt, dass die in der Simulation ermittelten Werte von den Messungen abweichen. Im Vergleich der NEP bei niedriger Modulationsfrequenz liegt der aus den THz-Messungen ermittelte Wert ca. $60 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ höher als der simulierte Wert. Diese Abweichung erscheint zunächst groß. Die FEM-Simulation der Sensorparameter basiert allerdings auf idealen Materialparametern der Sensorstruktur. Die thermische Ankopplung des Thermoelements an das Substrat und der beiden thermoelektrischen Arme an der heißen Kontaktstelle wird als ideal angenommen, da realistische Werte nicht abgeschätzt werden können. Im realen Thermoelement ist es unmöglich eine ideale thermische Ankopplung zu erreichen. Unter diesem Gesichtspunkt ist die Abweichung der NEP als gering zu betrachten. Die Abweichung der Werte für Sensitivität und thermische Zeitkonstante aus der AC/DC-Messung und der THz-Messung ist vernachlässigbar.

5.3 Vergleich der Detektoren

Der Vergleich der Thermoelement- und Heterodyndetektoren ist ein Vergleich von Leistungs- und E-Feld-Detektoren und birgt das grundlegende Problem der Vergleichbarkeit der Dynamik in dB [47]. Ein Leistungsdetektor mit einer Dynamik von 20 dB besitzt ein SNR von 100, also 100 unterscheidbare Werte. Ein E-Feld-Detektor mit gleicher Dynamik besitzt aufgrund des quadratischen Zusammenhangs zwischen Leistung und E-Feld ein SNR von 10, d. h. nur 10 unterscheidbare Werte. Aus diesem Grund bietet die Dynamik allein keine geeignete Grundlage für einen Vergleich von Leistungs- und E-Feld-Detektoren.

Wie bereits in Kapitel 2.2 erläutert, wird für Leistungsdetektoren üblicherweise die NEP angegeben, die jedoch für Heterodyn-Detektoren kein Standard-Parameter ist, da nicht die Leistung sondern das E-Feld der einfallenden Strahlung gemessen wird. Für die Heterodyndetektoren des TeraCam Bildgebungssystems lässt sich für die in Kapitel 5.1.4 diskutierte Messkonfiguration ein Wert angeben, der im Prinzip eine Leistungsgrenze (NEP) darstellt, aber eher eine obere Grenze bildet. Dieser Pegel wurde mittels der Standardabweichung des Detektor-Signals bestimmt und liegt bei ca. $2 \text{ fW}/\text{Hz}$. Verglichen mit den Thermoelementen liegt die Leistungsgrenze der Heterodyndetektoren rund fünf Größenordnungen niedriger. Das SNR der Thermoelemente liegt bezogen auf eine Integrationszeit von 1 s bei ca. $19950 \text{ Hz}^{-1/2}$ ($43 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$). Das SNR der Heterodyndetektoren liegt bezogen auf 1 s Integrationszeit bei ca. $31600 \text{ Hz}^{-1/2}$ ($90 \text{ dB}/\text{Hz}$). Für die Bildgebung bedeutet dies, dass die Heterodyndetektoren aufgrund der größeren Anzahl an unterscheidbaren Werten bei gleicher Integrationszeit einen höheren Kontrast als die Thermoelemente liefern. Verglichen mit den Thermoelementen kann die erforderliche Leistung für die Aufnahme eines Bildes mit den Heterodyndetektoren mindestens um den Faktor 10^5 niedriger sein.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass die Heterodyndetektoren zwar wesentlich empfindlicher sind als die Thermoelemente, allerdings das SNR nur ca. um

den Faktor 1,6 größer ist. Diese Diskrepanz kann durch die Entwicklung leistungstärkerer THz-Quellen bzw. eine weitere Optimierung von thermischen Detektoren bei Raumtemperatur in den Hintergrund rücken, denn der ausschlaggebende Vorteil von Thermoelementen gegenüber subharmonischen Mischern ist die technologische Herstellung. Sie erlaubt die Massenproduktion und Integration der Detektoren in kostengünstige Kilopixel-Arrays. Dies ist mit den Heterodyndetektoren nicht möglich. Subharmonische Mischer werden auch heutzutage noch manuell in die Halbleiter mit extrem kleinen Abmessungen eingebaut (vgl. Abb. 5.5) und unterliegen daher hohen Toleranzen, wie in Kapitel 5.1.4 deutlich wurde. Eine Integration von subharmonischen Mischern als Kilopixel-Array ist, ganz abgesehen von den hohen Kosten, aufgrund ihrer Fertigung auch zukünftig nicht realistisch. Ein weiterer Vorteil der Thermoelemente ist der breitbandige thermoelektrische Effekt, der mit geeigneten Quellen Bildgebung mit hoher Bandbreite ermöglicht. Vorstellbar wäre ein Multipixel-Array mit Detektoren, die antennengekoppelt auf unterschiedliche THz-Frequenzen optimiert sind und so ein Spektrum abdecken, das Materialerkennung ermöglicht. Dies ist mit subharmonischen Mischern aufgrund der mit steigender Frequenz abnehmenden Leistungsfähigkeit [60] nicht realistisch.

Kapitel 6

THz-Bildgebung für Sicherheitsanwendung

In diesem Kapitel werden unterschiedliche THz-Systeme zur Bildgebung genutzt: Ein THz-TDS-System zur breitbandigen sequentiellen Bildgebung, zwei Heterodynsysteme bei unterschiedlichen Frequenzen und ein THz-Bildgebungssystem basierend auf einem Thermoelement als Detektor. Alle Systeme dienen der THz-Bildgebung mit Sicherheitsanwendung und arbeiten bei Raumtemperatur. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion des Zukunftspotentials der THz-Sprengstoffdetektion basierend auf den Aussagen in der wissenschaftlichen Community.

Seit der kommerziellen Verfügbarkeit von THz-Systemen stieg stetig das Interesse an THz-Technologie für Sicherheitstechnikanwendungen. Insbesondere die spektralen Fingerabdrücke von Sprengstoffen im THz-Frequenzbereich weckten ein Interesse an THz-Systemen zur Detektion von versteckten Sprengstoffen direkt am Menschen. Dazu sind THz-Systeme notwendig, die entweder breitbandig oder bei mehreren diskreten Frequenzen arbeiten und idealerweise mit THz-Bildgebung kombiniert sind. Um solche THz-Systeme zur Sprengstofferkennung zu realisieren, müssen zunächst geeignete THz-Technologien evaluiert werden. Verschiedene THz-Bildgebungssysteme wurden bereits in Kapitel 5 analysiert. THz-Bildgebung basierend auf subharmonischen Mischern ist aufgrund der limitierten Bandbreite durch die Dioden-basierte Frequenzvervielfachung für diese Anwendung weniger geeignet. Interessant sind dagegen THz-Detektoren, die eine Integration in Multipixel-Arrays ermöglichen.

Im Folgenden werden THz-Bilder von sicherheitskritischen Gegenständen mit verschiedenen THz-Bildgebungssystemen aufgenommen und analysiert. Zunächst werden energetische Materialien mit einem Femtosekundenlaser-basierten THz-TDS-System im Rasterverfahren aufgenommen und analysiert. Das THz-TDS-System ermöglicht die Aufnahme von breitbandigen THz-Bildern, indem an jeder Scanposition eine THz-Transiente im Zeitbereich gemessen wird. Anschließend dienen zwei heterodyne Bildgebungssysteme zur Demonstration von schmalbandiger THz-Bildgebung. Ein heterodynes THz-System mit einer Bandbreite von 50 GHz, (variabel verschiebbar zwischen 500 GHz und 600 GHz) wird zur sequentiellen THz-Bildgebung genutzt. Das 1-Pixel-System arbeitet im Rasterverfahren und nutzt dazu zwei senkrecht zueinander montierte Lineartische, auf denen das Objekt angebracht wird. Dieser Scanvorgang dauert je nach Bildfeldgröße mehrere Minuten bis Stunden. Als zweites heterodynes THz-System dient das in Kapitel 5.1 charakterisierte THz-System bei

800 GHz. Dieses System basiert auf einer Zeile von 32 Heterodyndetektoren und arbeitet im Echtzeit-Betrieb. Außerdem wird ein THz-System, das auf den in Kapitel 5.2 charakterisierten Thermoelementen basiert, zur spektroskopischen THz-Bildgebung verwendet. Dieses System arbeitet ebenfalls im Rasterverfahren, ist allerdings zu einem Array skalierbar. Zur Demonstration von spektroskopischer Bildgebung mit Leistungsdetektoren werden mit diesem System THz-Bilder von RDX bei unterschiedlichen Frequenzen, die auf der Resonanz von RDX-basierten Sprengstoffen liegen aufgenommen und analysiert. In der abschließenden Einschätzung des Potentials der THz-Sprengstofferkennung werden die derzeitigen Aussagen in der wissenschaftlichen Community zu dem Thema diskutiert.

6.1 Sequentielle Bildgebung mit THz-TDS

Die sequentielle Bildgebung mit THz-TDS ermöglicht Analysen von Materialien mit einer hohen Bandbreite an jedem Bildpunkt. Da ein THz-TDS-System üblicherweise nur einen Bildpunkt aufnehmen kann, wird im Rasterverfahren gearbeitet um breitbandige THz-Bilder zu erzeugen. Die Messzeit ist dabei hoch, da an jedem Bildpunkt eine THz-Transiente, ggf. mit mehreren Mittelungen, aufgenommen wird. Diese Systeme sind nicht als primäre Bildgebungssysteme zur Detektion von versteckten Objekten an Personen geeignet, da die Messdauer zu hoch ist. Als sekundäres System, zur Spektroskopie an durch ein primäres System als verdächtig eingestuft Bereichen, ist THz-TDS vorstellbar. Dabei muss beachtet werden, dass aufgrund des Prinzips der THz-TDS, welches auf einem zeitlichen Abtasten des THz-Pulses basiert, Bewegungen und Atmung einer abzubildenden Person zu Verzerrungen der THz-Pulse führen.

6.1.1 Messmethode und Visualisierungsarten

Der verwendete THz-TDS-Aufbau basiert auf einem kommerziellen Femtosekundenlaser mit einer Pulsdauer von ca. 120 fs und einer mittleren Ausgangsleistung von ca. 1,6 W bei einer Repetitionsrate von 76 MHz. Als THz-Emitter dient ein photo-konduktiver GaAs-Kristall, der mit einer Spannung von 180V betrieben wird. Als Detektor wird ein elektrooptischer ZnTe-Kristall mit einer Dicke von 1 mm verwendet. Der THz-Puls im Zeitbereich besitzt eine Pulsdauer von ca. 1 ps und erreicht eine Bandbreite von ca. 2,5 THz. Diese Bandbreite ist zwar geringer als die des in Kapitel 4.2 verwendeten Systems, aber ausreichend für die Messungen der Sprengstoffproben des zweiten Probensets, die aufgrund ihrer Dicke die nutzbare Bandbreite auf maximal 1,5 THz begrenzen.

An jedem Messpunkt wurde eine Transiente im Zeitbereich mit einer Länge von 35 ps und einer Auflösung von 0,5 ps aufgenommen. Auf diese Weise entstanden 2D-Bilder mit einer breitbandigen spektralen Information an jedem Bildpunkt. Diese Bilder

können auf unterschiedliche Weise visualisiert werden [125], um z.B. spektrale Abhängigkeiten von Inhomogenitäten einer Probe betrachten zu können. Für die Analyse der Sprengstoffproben aus Probenst 2 werden die folgenden Visualisierungsarten genutzt [125], f_{THz} bezeichnet die Frequenz, bei der der entsprechende Parameter ausgewertet wird:

- **Pulsdauer:** Pulsbreite bei halber Intensität (engl.: Full width half maximum, kurz: FWHM) der Probenmessung relativ zur Referenzmessung. Die Pulsbreite steigt bei dispersiven Proben oder Absorption bei höheren Frequenzen.
- **Zeitverzögerung des Pulsmaximums:** Zeitverzögerung des Pulses der Probenmessung in Relation zur Referenzmessung. Brechungsindexvariationen und Variationen der Probendicke innerhalb der Probe werden sichtbar.
- **Absorption bei f_{THz} :** Logarithmus zur Basis 10 des Quotienten aus Referenz- und Probenmessung bei einer gewählten Frequenz. Dieser Parameter wird oft auch Absorbance genannt, da er abhängig von der Reflexion, Absorption und Dicke der Probe ist.

6.1.2 Spektrale Analyse der Ergebnisse

Die in Rohacell eingebetteten Sprengstoffproben (Probenst 2, vgl. Kapitel 4.1) mit einem Durchmesser von 50 mm wurden in Transmissionsgeometrie im Raster-scan-verfahren gemessen. Die THz-TDS-Raster-scan-messungen werden im Folgenden am Beispiel von Semtex H und RDX mit Hilfe der verschiedenen Visualisierungsarten dargestellt. Die Semtex H-Probe ist eine sehr inhomogene und wurde aus diesem Grund mit einer hohen Auflösung von 51×51 Punkten gemessen. Dies entspricht einer Messdauer von 43 Stunden. Die restlichen Proben wurden mit einer Auflösung von 26×26 Punkten gemessen, um die Messzeit zu verringern. Anhand der Raster-scan-Messungen wird ein Vergleich mehrerer Frequenzen durchgeführt.

In Abbildung 6.1 sind die beschriebenen Visualisierungsarten der THz-TDS-Raster-scan-messung der Semtex H-Probe zu sehen. Die Pulsdauer des THz-Pulses ist nicht konstant über der Probe (Abb. 6.1a). Im linken Bereich der Probe ist die Pulsdauer mit rund 1,6 ps bis 1,8 ps geringer als im rechten Bereich, wo sie ca. 2,3 ps beträgt. Die inhomogene Pulsdauer des durch die Probe transmittierten THz-Pulses deutet auf eine inhomogene Absorption oder Probendicke hin. Die Zeitverzögerung über der Probe beträgt ca. 6,5 ps bis 6,8 ps im mittleren Proben-Bereich (Abb. 6.1b). Im Randbereich der Probe ist die Zeitverzögerung mit ca. 4,2 ps wesentlich geringer. Dies deutet auf eine unterschiedliche Dicke in der Probe hin. Die Betrachtung der Absorption (Abb. 6.1c, 6.1d) zeigt einen ähnlichen Verlauf über der Probe wie die Pulsdauer. Semtex H besitzt aufgrund des enthaltenen Anteils von RDX eine Resonanz bei 800 GHz. Aufgrund der Dicke der Probe von 2 mm überschreitet die Absorption an der Stelle der Resonanz die Dynamik des Messsystems und auch oberhalb der Resonanz ist kein messbares Signal mehr vorhanden. Daher ist die Analyse der THz-Bilder von Semtex H auf Frequenzen bis einschließlich 700 GHz beschränkt. Bei beiden betrachteten Frequenzen (500 GHz und 700 GHz) ist die Absorption im linken Bereich der Probe

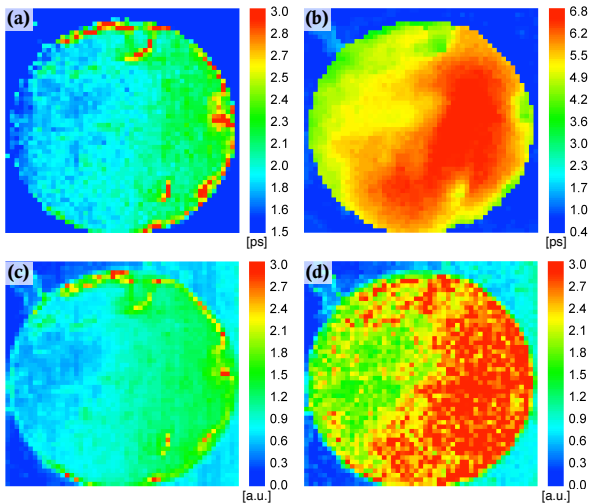


Abb. 6.1: Verschiedene Visualisierungsarten der THz-TDS-Raster-Scan-Aufnahme der Semtex H-Probe. (a) Pulsdauer. (b) Zeitverzögerung des Pulsmaximums. (c) Absorption bei 500 GHz. (d) Absorption bei 700 GHz.

geringer als im rechten. Der Unterschied beträgt bei beiden Frequenzen fast 50 %. Im Bereich von 700 GHz (Abb. 6.1d) ist der Einfluss der Resonanz von Semtex H sichtbar, deren Zentralfrequenz bei ca. 800 GHz liegt. Dadurch ist die Absorption bei 700 GHz größer als bei 500 GHz.

Im Vergleich aller drei betrachteten Visualisierungsarten wird deutlich, dass die Probe dicke und die Absorption der Probe inhomogen sind. Wäre nur die Dicke der Probe inhomogen, wäre die in der Zeitverzögerung (Abb. 6.1b) erkennbare Form ebenfalls in der Pulsdauer und der Absorption sichtbar. Diese Inhomogenität könnte durch eine inhomogene Mischung der in Semtex H enthaltenen Komponenten, im Wesentlichen PETN und RDX, hervorgerufen sein.

Die Daten des THz-TDS-Raster-Scans der RDX-Probe sind in Abbildung 6.2 in Form der Pulsdauer, der Zeitverzögerung des Pulsmaximums, sowie der Absorption bei 700 GHz, 830 GHz und 1 THz dargestellt. RDX besitzt eine stark ausgeprägte resonante Absorption bei 800 GHz, die im Vergleich der Raster-Scan-Messungen bei verschiedenen Frequenzen sichtbar wird.

Die Pulsdauer (Abb. 6.2a) liegt im mittleren Bereich der Probe bei ca. 2,2 ps. Zum linken unteren und rechten oberen Rand ist die Pulsdauer etwas höher, bei ca. 2,4 ps. Dies lässt sich auch in der Zeitverzögerung des Pulsmaximums (Abb. 6.2b) erkennen.

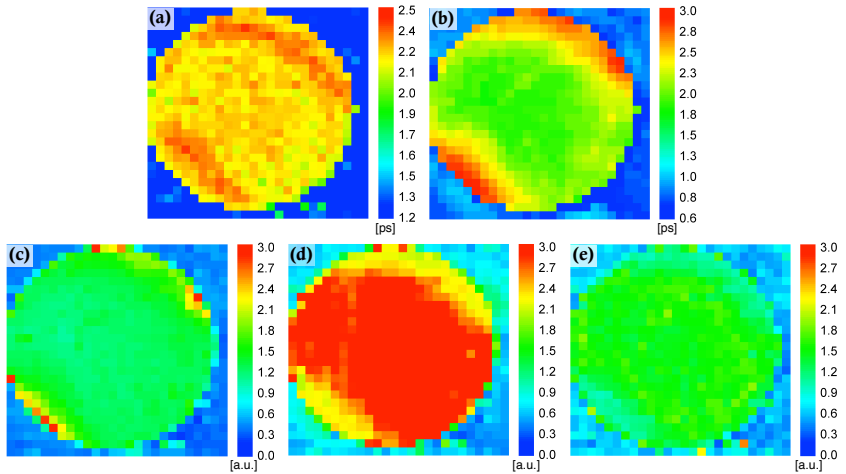


Abb. 6.2: Vergleich von Pulsdauer, Zeitverschiebung des Pulsmaximums und der Absorption der RDX Probe bei verschiedenen Frequenzen (a) Pulsdauer, (b) Zeitverzögerung des Pulsmaximums, (c) Absorption bei 750 GHz, (d) Absorption bei 830 GHz, (e) Absorption bei 1 THz

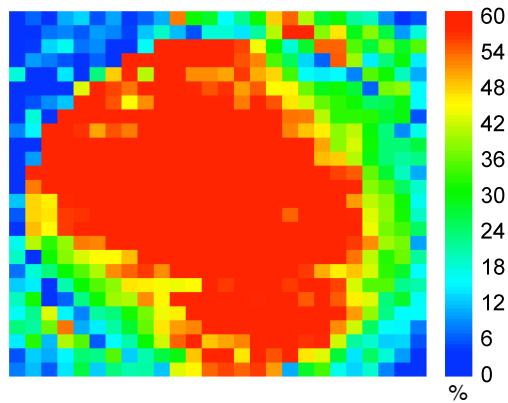


Abb. 6.3: Differenzbild der Absorption von RDX (Abb. 6.2c-e). Der Resonanzpeak in der Absorption verursacht eine Absorptionsänderung von ca. 60%.

Die resonante Absorption wird im Vergleich der drei Frequenzen vor, auf und nach der Resonanz deutlich (Abb. 6.2c - 6.2e). Die Absorption ist vor der Resonanz bei 700 GHz gering, zeigt ein Maximum bei 830 GHz und fällt nach der Resonanz bei 1 THz wieder ab. Die Resonanz von RDX ist folglich als spektroskopische Information im THz-TDS-Bild der Probe enthalten und kann durch Darstellung der Absorption bei verschiedenen diskreten Frequenzen visualisiert werden. In Abbildung 6.3 ist die Änderung der Absorption als Differenz der Absorptionen bei den drei ausgewerteten Frequenzen dargestellt. Die Änderung der Absorption in der Probe aufgrund der Resonanz liegt bei ca. 60%.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass diese Sprengstoffproben Inhomogenitäten zeigen, die auf Variationen der Dicke, Probenzusammensetzung und dementsprechend Absorption und Brechungsindex zurückzuführen sind. Aufgrund der Probendicke und der damit verbundenen Absorption konnten nur in einem Frequenzbereich bis maximal 1,5 THz auswertbare Messdaten erzielt werden. Die resonanten Absorptionen der Sprengstoffe PETN und TNT liegen bei höheren Frequenzen. Wie bereits erwähnt, ist die nutzbare Bandbreite in den Messungen von Semtex H auf Frequenzen unterhalb der Resonanz limitiert. In der Messung von RDX, die eine Bandbreite von ca. 1,5 THz umfasst, ist die Resonanz bei ca. 800 GHz deutlich erkennbar. Auf dieser Grundlage kann eine rechnergestützte Analyse dieses Datensatzes in Richtung einer automatischen Erkennung von RDX in der Probe durchgeführt werden.

Im Bereich der multi- und hyperspektralen Bildgebung wird zur Analyse der Daten bezüglich Klassifikation und Verteilung von Materialien standardmäßig das lineare *Spectral Unmixing* eingesetzt [126, 127]. Für breitbandige Daten im THz-Bereich ist eine solche Analyse ebenfalls sinnvoll einsetzbar, da THz-TDS-Rastermessungen prinzipiell ebenfalls multispektrale Bilder liefern. Die Analyse der THz-TDS-Rastermessungen wurde in Kooperation mit dem Lehrstuhl für Computergraphik und Multimediasysteme der Universität Siegen im Rahmen des DFG-geförderten Graduiertenkollegs 1564 durchgeführt. Eine THz-TDS-Rastermessung wurde als 3D-Datensatz betrachtet, in dem das Spektrum an jeder Scanposition die dritte Dimension bildet. Zur Analyse wurde zunächst das Absorptionsspektrum an jedem Scanpunkt berechnet. Anschließend wurde ein lineares Spectral Unmixing des Datensatzes durchgeführt [127]. Dabei werden aus dem vorliegenden Datensatz sogenannte *Endmember* bestimmt, indem der Datensatz als Punktwolke in einem mehrdimensionalen Raum betrachtet wird, deren konvexe Hülle die Endmember bilden. Die Endmember entsprechen folglich Spektren, aus deren Linearkombination jedes der gemessenen Spektren rekonstruiert werden kann

$$\vec{s}(x,y) = \sum_{i=1}^n \alpha_i(x,y) \cdot e_i. \quad (6.1)$$

Dabei bezeichnet $\vec{s}(x,y)$ das zu rekonstruierende Spektrum, e_i die Endmember und

$\alpha_i(x,y)$ die Gewichtungskoeffizienten. Für α gilt

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i(x,y) = 1 \text{ und } 0 \leq \alpha_i(x,y) \leq 1. \quad (6.2)$$

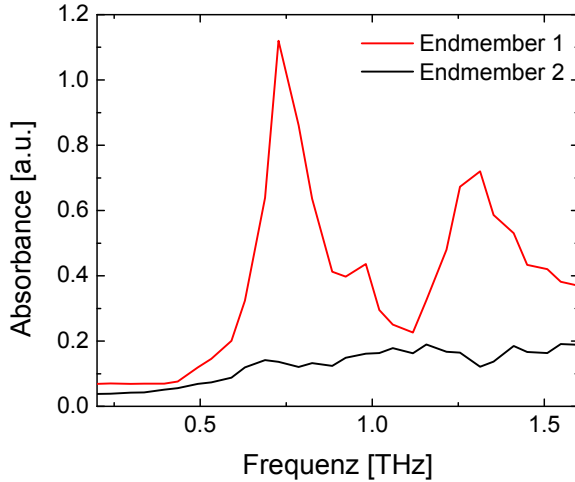


Abb. 6.4: Spektrum der beiden Endmember, die mit Hilfe des linearen Spectral Unmixing bestimmt wurden.

Für den Datensatz der Rastermessung der RDX-Probe wurden insgesamt 5 Endmember ermittelt, die zur vollständigen Rekonstruktion notwendig sind. Im Datensatz sind nicht nur reine Spektren der Probe und des Bereichs ausserhalb der Probe (Hintergrund) enthalten, sondern auch Messungen auf dem Probenrand. Relevant ist die Unterscheidung von RDX (Spektrum mit Resonanz) und Hintergrund (Spektrum ohne Resonanz). Folglich sind für die Analyse nur die beiden Endmember relevant, die diese Spektren beschreiben. Diese Endmember sind nicht vollständig unabhängig, da im Datensatz das Spektrum mit dem Absorptionsspek der RDX-Probe ebenfalls einen leichten Anstieg enthält, der auch im Hintergrund vorhanden ist. Die Spektren dieser beiden Endmember sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Im Folgenden wird eine Rekonstruktion der Messung aus diesen beiden Endmembers durchgeführt, dabei stellt Endmember 1 ein RDX-Spektrum mit der Resonanz dar und Endmember 2 den Bereich ausserhalb der Probe (Hintergrund). In Abbildung 6.5b und 6.5c ist die Verteilung der einzelnen Endmember des linearen Spectral Unmixing über dem gemessenen Datensatz dargestellt, Abbildung 6.5a zeigt die Linearkombination beider

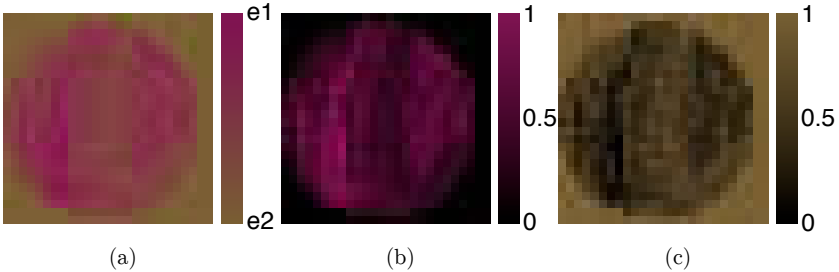


Abb. 6.5: (a) Rekonstruktion der Messdaten des Rasterscans der RDX-Probe mit Endmember 1 und Endmember 2. (b) Verteilung von Endmember 1. (c) Verteilung von Endmember 2.

Endmember. In der Verteilung der Endmember über der gemessenen Fläche ist eindeutig zu sehen, dass Endmember 1 nur auf der Probe vorhanden ist. Die Messungen ausserhalb der Probe setzen sich zu 100% aus Endmember 2 zusammen. In den Messungen auf der Probe ist Endmember 2 zum Teil ebenfalls enthalten. In der Verteilung insbesondere von Endmember 1 über der Probenfläche ist die Inhomogenität der Probe zu erkennen. Bei einer homogenen Probe wäre der Anteil von Endmember 1 an jedem Messpunkt identisch. Die inhomogene Verteilung von Endmember 1 auf der Probenfläche resultiert aus leichten Variationen von Resonanzbreite und -amplitude.

Das Streudiagramm (Abb. 6.6) stellt die Gewichtungskoeffizienten α_1 und α_2 für jedes aufgenommene Spektrum und somit die Rekonstruktion der einzelnen Spektren des Datensatzes durch die Endmember dar. Jeder Datenpunkt im Streudiagramm entspricht einem gemessenen Spektrum, das durch Linearkombination der beiden Endmember dargestellt wurde. Da die beiden Endmember den Datensatz nicht vollständig beschreiben, entsteht bei der Rekonstruktion der Daten aus der Linearkombination der Endmember ein Fehler. Die Rekonstruktion der gemessenen Spektren aus den beiden Endmembern wurde softwaregestützt in einem iterativen Verfahren durchgeführt. Dabei wurden die Parameter α_1 und α_2 der Linearkombination der Endmember e_1 und e_2 (Gl. 6.1) zwischen 0 und 1 mit einer Schrittweite von 0,01 erhöht (Gl. 6.2), bis die mittlere quadratische Abweichung (engl.: Root Mean Square Error, kurz: RMSE) minimiert war. Für dieses Streudiagramm wurde als Fehlergrenze ein RMSE von maximal 0,1 (entsprechend 10%) definiert. Dadurch werden Messpunkte, die beispielsweise auf dem Rand der Probe liegen nicht dargestellt.

Es sind zwei klar separierte Punktwolken erkennbar, die den Hintergrund und Spektren mit dem Absorptionspeak darstellen. Eine Erhöhung der Fehlergrenze führt zu einer weiteren Eingrenzung der Punktwolken. Somit ist ein Streudiagramm eine Möglichkeit ein Maß für die Erkennung eines Materials darzustellen. Die zwei separierten Punktwolken im Streudiagramm zeigen, dass die Messdaten gut durch die beiden End-

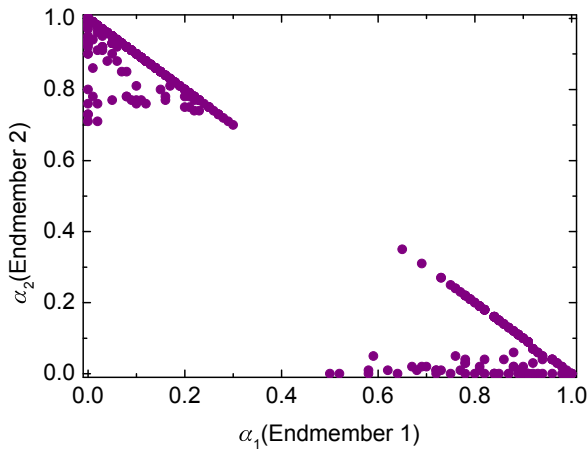


Abb. 6.6: Streudiagramm der Gewichtungskoeffizienten α_1 und α_2 der Endmember des linearen Spectral Unmixing.

member rekonstruiert werden können und eine deutliche Unterscheidung von RDX und Hintergrund gegeben ist.

Die Analyse mit Hilfe des linearen Spectral Unmixing zeigt, dass eine Unterscheidung von Probe und Hintergrund, sowie eine Ermittlung der Verteilung von RDX in der Probe möglich ist. Dies ist jedoch nicht vollständig automatisch erfolgt, sondern durch Einbringen von Expertenwissen in Form einer Selektion der Endmember.

6.2 THz-Bildgebung mit Heterodynamischen Systemen

Heterodyne THz-Bildgebungssysteme basierend auf subharmonischen Mischern bieten im Raumtemperatur-Bereich die größte Empfindlichkeit bei gleichzeitiger Messung der Phasenlage (Tiefeninformation) im Bild. Dies bietet einen eindeutigen Vorteil gegenüber Bildgebungssystemen mit Leistungsdetektoren. Die Bildgebung mit Heterodynamischen Systemen wird im Folgenden anhand von zwei verschiedenen Systemen demonstriert. Das erste System arbeitet sequentiell als 1-Pixel-Scanner mit einem Heterodyndetektor, je nach Einstellung in einem Frequenzbereich von 500 GHz bis 600 GHz. Bei dem zweiten System handelt es sich um das in Kapitel 5.1 vorgestellte Echtzeit-Bildgebungssystem bei 800 GHz.

6.2.1 Sequentielle Bildgebung bei 600 GHz

Das sequentielle THz-Bildgebungssystem ist als 1-Pixel-Scanner ausgelegt. Es arbeitet nach dem FMCW-Prinzip mit einer Bandbreite von 50 GHz in einem Frequenzbereich von 500 GHz bis 600 GHz. Das FMCW-Prinzip ist aus der Radartechnik bekannt und wird seit einigen Jahren in der THz-Bildgebung genutzt [88].

Das Bildgebungssystem besteht aus einer Frequenzvervielfacherkette als Beleuchtung, einem Heterodyndetektor basierend auf einem subharmonischen Mischer, sowie zwei senkrecht zueinander montierten Lineartischen für den x-y-Raster-scan. Die Frequenzvervielfacherkette sowie der Heterodyndetektor werden über einen *Voltage Controlled Oscillator* (VCO) angesteuert, an dessen Eingang eine Spannungsrampe angelegt wird. Der VCO erzeugt aus der Spannungsrampe am Eingang eine Frequenzrampe, die mit Hilfe der elektronischen Frequenzvervielfacherkette in die HF umgesetzt und in den Freiraum abgestrahlt wird. Das Objekt reflektiert die Frequenzrampe zurück in den subharmonischen Mischer, der als Detektor dient. Da die beiden Rampen zeitversetzt sind, gelangen zum Zeitpunkt der Messung zeitlich versetzte Frequenzen beim Mischer an. Die gemessene ZF ist somit proportional zur Entfernung. Die Tiefenschärfe der Abbildung (z-Richtung) wird durch die Bandbreite des Systems bestimmt und beträgt ca. 3 mm.

Mit diesem System wurden die in Rohacell eingebetteten Sprengstoffproben des zweiten Probensets (Kapitel 4.1) mit einer Bandbreite von 50 GHz bei einer Zentralfrequenz von $540 \text{ GHz} \pm 15 \text{ GHz}$ im Raster-scanverfahren gemessen (siehe Abb. 6.7). Die Messzeit beträgt ca. 1 ms pro Messpunkt. Für eine Messung mit ca. 230×220 Pixeln wird somit eine Messzeit von ca. 8,5 min benötigt. Die Beleuchtungsleistung beträgt ca. $125 \mu\text{W}$, das Objekt befindet sich in einem Abstand von ca. 240 mm.

In Abbildung 6.7 ist die reflektierte THz-Leistung integriert über die z-Richtung und normiert auf die Reflexion einer Aluminiumplatte dargestellt. In den Messungen der Proben ist eindeutig die runde Probenform erkennbar (Abb. 6.7a-e). Teilweise ist der Kleber, der die Rohacell-Halbschalen zusammenhält als unregelmäßige Form um die Probe herum zu erkennen. Abbildung 6.7f zeigt die Messung einer leeren Rohacell-Halbschale. Die runde Form in der Mitte, die weniger reflektiert als die äusseren Bereiche, entspricht der Vertiefung für das Probenmaterial. Die Reflexion des vertieften Bereichs ist geringer als im Randbereich, da das Rohacell dünner ist. Der Bereich um die Vertiefung herum reflektiert weniger Leistung als die Rohacell-Bereiche in den Messungen mit Sprengstoffproben, da diese doppelt so dick sind. Die Reflexion der Sprengstoffproben ist leicht unterschiedlich und es sind Inhomogenitäten zu erkennen. Die Semtex H-Probe (Abb. 6.7a) scheint sehr inhomogen zu sein. Die inhomogene Reflexion könnte durch eine inhomogene Probendicke oder einen inhomogenen Brechungsindex verursacht sein. Um die Probe herum ist deutlich der Kleber in rot erkennbar. In der Reflexion der C4-Probe (Abb. 6.7c) ist ein „eingerahmter“ Bereich zu erkennen, der ca. die halbe Probengröße besitzt. In diesem Bereich scheint eine andere Probendicke oder Materialzusammensetzung als in der restlichen Probe zu herrschen. Insgesamt scheinen die Proben inhomogen in der Dicke bzw. Materialzu-

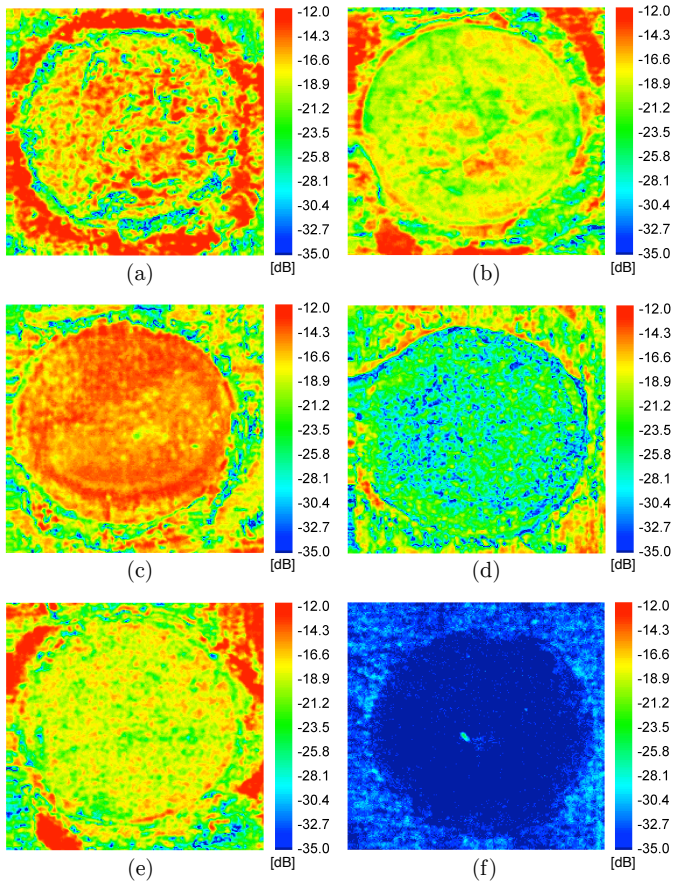


Abb. 6.7: Die in Rohacell eingekapselten Sprengstoffproben des zweiten Probensets aufgenommen mit dem heterodynen Bildgebungssystem bei $540 \text{ GHz} \pm 15 \text{ GHz}$. Die Projektion der maximalen Intensität im Bild ist auf die gemessene Intensität der Reflexion einer Aluminiumplatte als Referenz normiert. (a) Semtex H, (b) RDX, (c) C4, (d) PETN, (e) TNT, (f) leere Rohacell-Halbschale.

sammensetzung zu sein. Aufgrund der verhältnismäßig niedrigen THz-Frequenz¹ ist mit diesem System eine Visualisierung einer Resonanz der Sprengstoffproben nicht möglich. Dadurch ist auch eine Erkennung der Sprengstoffe mit diesem Bildgebungssystem nicht möglich, sondern nur die Visualisierung der in Rohacell eingekapselten Probe und ihrer Inhomogenitäten. Ein solches Bildgebungssystem kann beispielsweise zur Qualitätssicherung genutzt werden, um verdeckte Formen oder z. B. Luftblasen in Kunststoffspritzguss-Teilen zu visualisieren.

6.2.2 Echtzeit-Bildgebung bei 800 GHz

Die THz-Bildgebung in Echtzeit wird mit dem in Kapitel 5.1 beschriebenen THz-Bildgebungssystem bei 800 GHz demonstriert. Bei Raumtemperatur können Bilder mit bis zu 12 Hz aufgenommen werden. Aufgrund der starken Inhomogenität der Detektorzeile des Bildgebungssystems ist die Bildgebung auch unter Laborbedingungen schwierig. Um das Potential des Bildgebungssystems bei 812 GHz darstellen zu können, dient eine zusammengesetzte Aufnahme (Abb. 6.8a) unter Verwendung nur des sensitivsten Detektors (Detektor Nr. 12). Das Bild entstand durch langsames Verschieben der in Abbildung 6.8b dargestellten Handfeuerwaffe durch das Bildfeld mittels eines linearen Verschiebetisches. Anschließend wurde das aufgenommene Signal des sensitivsten Detektors ausgewertet und die einzelnen Bilder mit Ausschnitten der Handfeuerwaffe zu einem kompletten Bild zusammengesetzt. Die schwarzen Bereiche bezeichnen ein hohes Signal, die helleren Bereiche ein geringes Signal. Dieses Bild wurde mit 10 Hz bei einem Arbeitsabstand von 4 m aufgenommen. Die Dynamik im Bild beträgt ca. 22 dB (SNR=11), die Auflösung liegt bei ca. 7,5 mm. Als Beleuchtung diente eine elektronische Frequenzvervielfacherkette mit etwas weniger als 100 μ W Ausgangsleistung. Dieses Bild zeigt das Potential des TeraCam Bildgebungssystems, wenn alle Detektoren die gleiche Sensitivität besäßen.

Detektor Nummer 12 besitzt eine Sensitivität von $100 \text{ kV}/\sqrt{\text{W}}$. Aus der am Detektor gemessenen Ausgangsspannung lässt sich somit die in den Detektor eingekoppelte Leistung berechnen. Dazu dient folgender Zusammenhang zwischen Sensitivität und THz-Leistung für einen Heterodyndetektor [56]

$$S = \rho \sqrt{P_{\text{THz}}} . \quad (6.3)$$

Dabei bezeichnet S das Detektorsignal, P_{THz} die Leistung und ρ die Sensitivität des Heterodyndetektors. Somit ergibt sich eine eingestrahelte Leistung von ca. 25 pW am Detektor. Die Leistungsdichte in der Bildebene beträgt ca. 32 nWcm^{-2} . Durch die Divergenz von Beleuchtung, Streuung am Objekt, sowie der Freiraumdämpfung zwischen Objekt und Detektor wird nur ein Bruchteil (ca. Faktor 10^{-3}) zum Detektor reflektiert. Trotz der geringen verfügbaren Leistung, die nur ein SNR von 11 im Bild erzeugt, sind sogar Strukturen, wie die Trommel der Handfeuerwaffe, erkennbar. Mit einer leistungsstärkeren Quelle wären, aufgrund der höheren Dynamik, solche Strukturen deutlicher. Die geringe THz-Leistung, die auf den Detektor trifft, demonstriert

¹Die erste Resonanz eines Sprengstoffs (RDX) befindet sich bei rund 800 GHz.

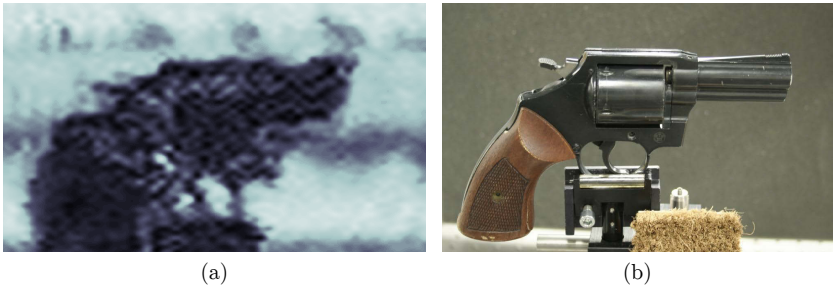


Abb. 6.8: (a) Aufnahme einer Handfeuerwaffe bei 812 GHz, zusammengesetzt aus mehreren Aufnahmen des Objekts, wobei jeweils der sensitivste Kanal ausgewertet wurde. Diese Darstellung zeigt das Potential des Systems bei homogener Sensitivität der Detektoren. (b) Foto der Handfeuerwaffe im Halter.

die Leistungsfähigkeit des Bildgebungssystems in Bezug auf die enorme Sensitivität des Detektors.

6.3 THz-Bildgebung basierend auf Thermoelementen

Thermoelemente basieren auf dem thermoelektrischen Effekt (Seebeck-Effekt), der wie der thermoresistive Effekt (Bolometer) breitbandig ist (vgl. Kapitel 2.3.3). Das bedeutet, dass sich die Empfindlichkeit von Thermoelementen und Bolometern über einen breiten Spektralbereich erstreckt. Mit Mikrobolometern konnte bereits eine konstante NEP über einen Spektralbereich von ca. 1 THz bis ca. 100 THz (entsprechend einem Wellenlängenbereich von 300 μm bis 3 μm) gemessen werden [32]. Derart breitbandige Detektoren eignen sich zur Bildgebung mit spektraler Information, die auf verschiedene Weisen durchgeführt werden kann. Beispielsweise können mit einem Array von Thermoelementen, die durch Antennenkopplung auf unterschiedliche THz-Frequenzen optimiert sind, mit einer breitbandigen Quelle THz-Bilder bei mehreren diskreten Frequenzen aufgenommen werden. Ein anderer Weg ist die sequentielle Aufnahme von THz-Bildern bei unterschiedlichen Beleuchtungs-Frequenzen. Dieser zweite Weg der spektroskopischen Bildgebung wird im Folgenden mit Hilfe der in Kapitel 5.2 analysierten antennengekoppelten Thermoelemente durchgeführt. Als Probe dient der Sprengstoff RDX aus dem ersten Probenstet (Kapitel 4.1). Es werden THz-Bilder der RDX-Probe bei unterschiedlichen Frequenzen, die auf der Resonanz von RDX liegen, in Reflexion aufgenommen und verglichen. Das Messsystem mit einem Thermoelement als THz-Detektor wird im Folgenden beschrieben.

6.3.1 Messsystem

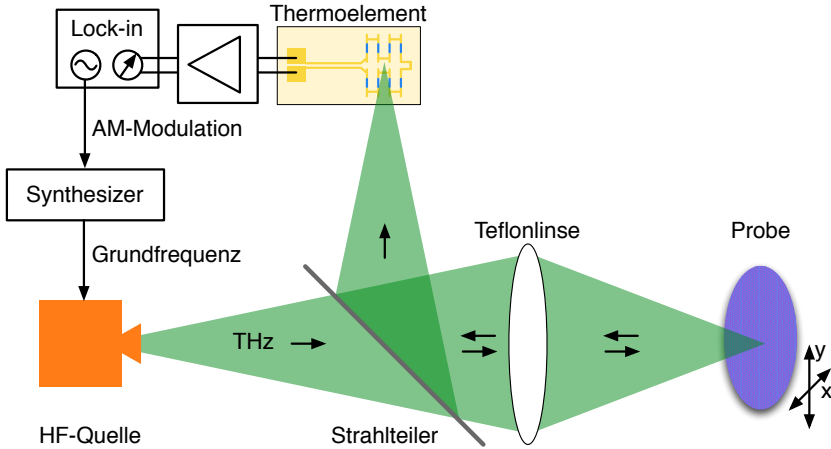


Abb. 6.9: Schematische Darstellung des Thermoelement-basierten Messaufbaus zur Bildgebung in Reflexionsgeometrie. Die amplitudenmodulierte THz-Strahlung wird über eine Teflonlinse auf die Probe fokussiert. Der reflektierte Anteil wird über einen Strahlteiler aus Silizium auf das Thermoelement geführt, das als Detektor dient.

Zur Bildgebung mit den Thermoelement-basierten THz-Detektoren diente ein Messsystem in Reflexionsgeometrie, welches in Abbildung 6.9 schematisch dargestellt ist. Messungen in Reflexionsgeometrie können grundsätzlich in zwei verschiedenen Anordnungen erfolgen: Mit senkrechtem Einfall und mit nicht senkrechtem Einfall auf die Probe. Ein Messaufbau für Reflexionsmessungen mit nicht senkrechtem Einfallswinkel ist schwieriger zu justieren als für den Fall des senkrechten Einfalls. Die Platzierung von Probe und Referenzspiegel im Fokus der Optik ist bei nicht senkrechtem Einfall sehr kritisch. Fehler in der Positionierung (Abstand, Winkel) führen nicht nur zu einer defokussierten Abbildung, sondern darüber hinaus zu einer Verschiebung des Fokuspunkts auf dem Detektor in x-y-Richtung. Dies führt zu einer Verringerung der detektierten Leistung, die fälschlicherweise als Eigenschaft der Probe interpretiert wird. Aus diesem Grund wurde für den Messaufbau eine Anordnung mit senkrechtem Einfall auf die Probe bevorzugt. Auch diese Konfiguration hat nicht nur Vorteile. Da die senkrecht auf die Probe einfallende Strahlung auf dem gleichen Weg zurück reflektiert wird, ist ein Strahlteiler zur Separierung von einfallender und reflektierter Strahlung notwendig. Dabei kann ein Leistungsverlust nicht vermieden werden. Geht man von einem idealen 50/50-Strahlteiler aus, werden 50% der Strahlung reflektiert und 50%

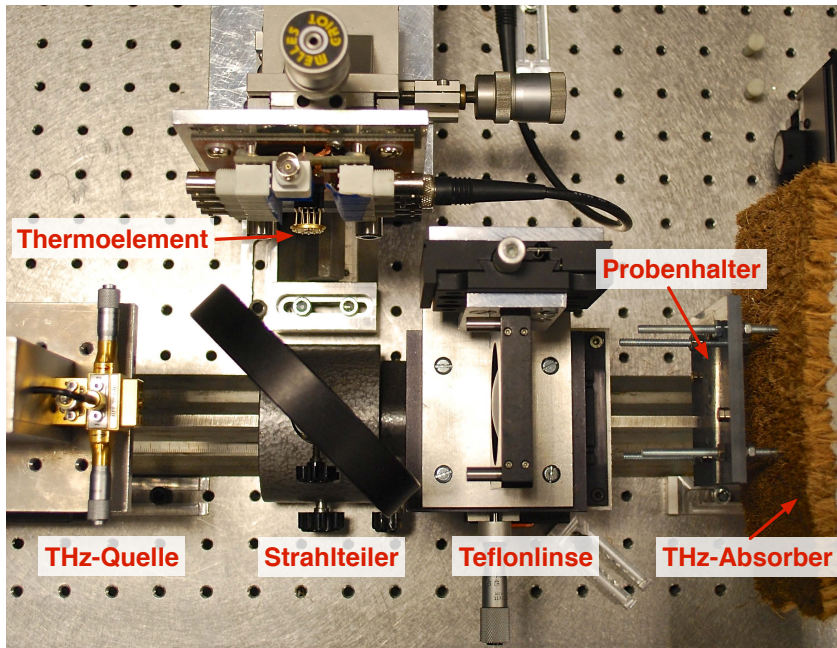


Abb. 6.10: Foto des Messsystems basierend auf Thermoelementen.

transmittiert. Dies bedeutet, dass unter Vernachlässigung weiterer Verluste in der Probenebene noch 50% der Beleuchtungsleistung verfügbar sind. Beim Rückweg der Strahlung von der Probe zum Detektor reflektiert der Strahlteiler wieder 50% und transmittiert 50%. Wenn als Probe ein hochreflektierender Spiegel eingesetzt wird, erreichen also nur 25% der Beleuchtungsleistung den Detektor. Dieser Aufbau besitzt jedoch den gravierenden Vorteil, dass die Probe bei ungenauer Positionierung in z-Richtung lediglich nicht mehr präzise im Fokus liegt. Dadurch wird der Bildpunkt größer und die Abbildung ist unscharf. Bei einer Wellenlänge im Bereich von $370\ \mu\text{m}$ beträgt der Fokusbereich, der mit der verwendeten Teflonlinse theoretisch erreicht werden kann $680\ \mu\text{m}$ mit einer Rayleigh-Länge² von ca. 2 mm (Berechnung vgl. [128]). Die Genauigkeit der Platzierung kann folglich eine Toleranz im Bereich von ca. $\pm 0,5\ \text{mm}$ besitzen, ohne dass ein Unterschied erkennbar sein sollte. Als THz-Referenz dient ein Metallblock, der neben der Probe in die Probenhalterung montiert

²Die Rayleigh-Länge ist definiert als der Bereich um den Fokuspunkt herum, bei dem der Fokusbereich um den Faktor $\sqrt{2}$ angestiegen ist [128].

ist. Die Oberfläche des Metallblocks war auf gleicher Höhe wie die Probenoberfläche. Für die Messung der Referenz muss dementsprechend lediglich die Probenhalterung in x-y-Richtung verschoben werden. Da es sich um ein cw-System handelt, muss die durch die Probe transmittierte THz-Leistung hinter der Probe absorbiert werden, da der Reflex andernfalls das von der Probe reflektierte Signal überlagert. Dadurch würde ein Fehler in der Bestimmung der Reflexion der Probe entstehen.

Zur Erzeugung der THz-Strahlung wird dieselbe Frequenzvervielfacherkette wie in Kapitel 5.2.2 verwendet. Angesteuert wird sie über einen Synthesizer mit einem amplitudenmodulierten ($f_{\text{Mod}} = 783,5 \text{ Hz}$) RF-Signal. Die THz-Strahlung wird in den Freiraum emittiert und mit einer Teflonlinse mit einer NA von 0,33 auf die Probe fokussiert. Die von der Probe reflektierte THz-Strahlung wird über die Teflonlinse und einen Strahlteiler auf den Detektor fokussiert. Als Strahlteiler dient ein Wafer aus hochohmigem Silizium mit einer Dicke von 500 μm und einem Flächenwiderstand von mehr als 20 $\text{k}\Omega\text{cm}$. Das detektierte THz-Signal wird über einen Spannungsverstärker an einen Lock-In-Verstärker weitergegeben, der das Signal demoduliert und mit einer Integrationszeit von 50 ms digitalisiert an den Messrechner ausgibt. Der Aufbau ist als 1-Pixel-System ausgelegt. Das Bild entsteht durch Verschiebung der Probe im Fokus der Optik mit rechnergesteuerten x-y-Lineartischen.

Ziel ist der Nachweis einer resonanten Absorption eines Sprengstoffs. Da die Arbeitsfrequenz des Messsystems bei ca. 800 GHz auf einer Resonanz von RDX-basierten Sprengstoffen liegt, wird RDX als Probe gewählt. Die Frequenzvervielfacherkette zur Beleuchtung arbeitet in einem Frequenzbereich von ca. 780 GHz bis ca. 820 GHz. Die Detektoren sind auf eine Designfrequenz von 812 GHz optimiert. Die Vollwellen-Dipolstruktur eines Detektors bietet jedoch eine Bandbreite von ca. 770 GHz bis ca. 850 GHz. Der Frequenzbereich des Messsystems wird folglich durch die Beleuchtungsquelle limitiert. Die Beleuchtungsquelle muss für jede Messfrequenz manuell optimiert werden. Dazu werden mit Hilfe von Mikrometerschrauben Metallzungen im Hohlleiter verschoben, um eine Anpassung an die Mode zu erreichen (vgl. Kapitel 2.3.1).

6.3.2 Ergebnisse

Mit dem beschriebenen Bildgebungssystem wurden THz-Bilder einer RDX-Probe mit einem Durchmesser von 10 mm bei Messfrequenzen um 800 GHz aufgenommen. Die RDX-Probe befindet sich in einer Proben-Anordnung mit einer THz-Referenz (Metallblock) mit einem Durchmesser von ca. 5 mm in einem Probenhalter aus Kunststoff. In Abbildung 6.11 ist ein Foto der RDX-Probe (Abb. 6.11a) und der Proben-Anordnung von RDX und THz-Referenz im Probenhalter (Abb. 6.11b) dargestellt. Die RDX-Probe weist Unebenheiten an der Oberfläche auf, die zur Streuung der THz-Strahlung führen können. Zum Vergleich mit den THz-Bildern deutet der gestrichelte Kreis im Bild (Abb. 6.11a) den Rand der Probenhalterung an.

Ein THz-Bild dieser Proben-Anordnung besteht aus 68 x 74 Messpunkten, die sequentiell mit einem Rasterscan der Schrittweite 0,2 mm aufgenommen wurden. Jeder Messpunkt entspricht dem Mittelwert aus 100 Einzelmessungen. Dadurch ergibt sich

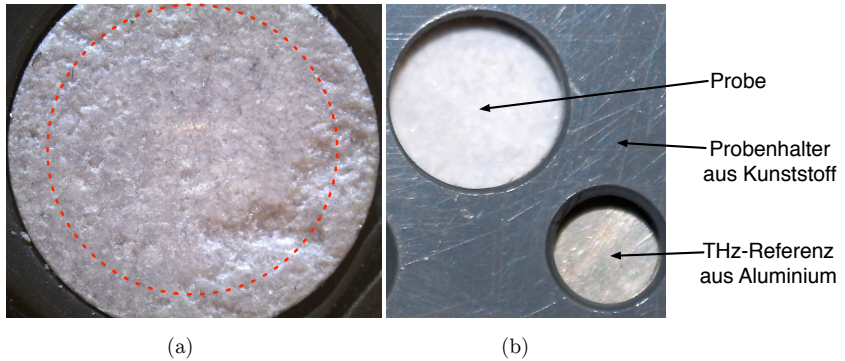


Abb. 6.11: (a) Foto der RDX-Probe in der gemessenen Orientierung. Der gestrichelte Kreis deutet den Rand der Probenhalterung an. (b) Foto der Anordnung von THz-Referenz und Probe im Probenhalter. Der dargestellte Bereich entspricht dem Bildbereich in den gemessenen THz-Bildern.

eine Messzeit von insgesamt 18 Stunden. Um Schwankungen im Messsystem über diesen langen Zeitraum auszuschließen wurden 10 Einzelbilder mit jeweils 10 Mittelungen pro Pixel aufgenommen. Die Bilder sind auf den Mittelwert der Reflexion der THz-Referenz normiert.

In Abbildung 6.12 sind exemplarisch THz-Bilder der Proben-Anordnung bei 781 GHz und 820 GHz dargestellt. Im Vergleich der beiden Bilder wird die Frequenzabhängigkeit der RDX-Probe deutlich. Die Reflexion der RDX-Probe ist bei 781 GHz deutlich höher als bei 820 GHz. Die Reflexion der THz-Referenz aus Metall und des Probenhalters aus Kunststoff ist, wie in den Bildern zu sehen, konstant als Funktion der Frequenz. Die Frequenzabhängigkeit der Reflexion der Probe ist folglich auf die Resonanz von RDX zurückzuführen. Im THz-Bild der RDX-Probe ist die Unebenheit der Oberfläche deutlich erkennbar. Besonders im rechten unteren Randbereich der Probe befindet sich eine größere unebene Vertiefung (vgl. Abb. 6.11a), welche die einfallende THz-Strahlung nicht zurück in Richtung der Optik reflektiert. Im Vergleich der beiden THz-Bilder scheint eine geringe Frequenzabhängigkeit im Bereich der Unebenheit aufzutreten. Die Reflexion der THz-Referenz erscheint im Bild bei 781 GHz aufgrund von Interferenzartefakten und Beugung an der Kante des Probenhalters leicht oval.

Ein Vergleich der Reflexion der RDX-Probe bei den beiden Messfrequenzen (Tabelle 6.1) bestätigt den visuellen Eindruck des Bildes. Die in Tabelle 6.1 aufgeführten Werte der Reflexion der RDX-Probe wurden durch Mittelung über die Probenfläche ermittelt. Die Reflexion der RDX-Probe steigt durch die resonante Absorption mit Erhöhung der Frequenz von 781 GHz auf 820 GHz ca. um den Faktor 1,4.

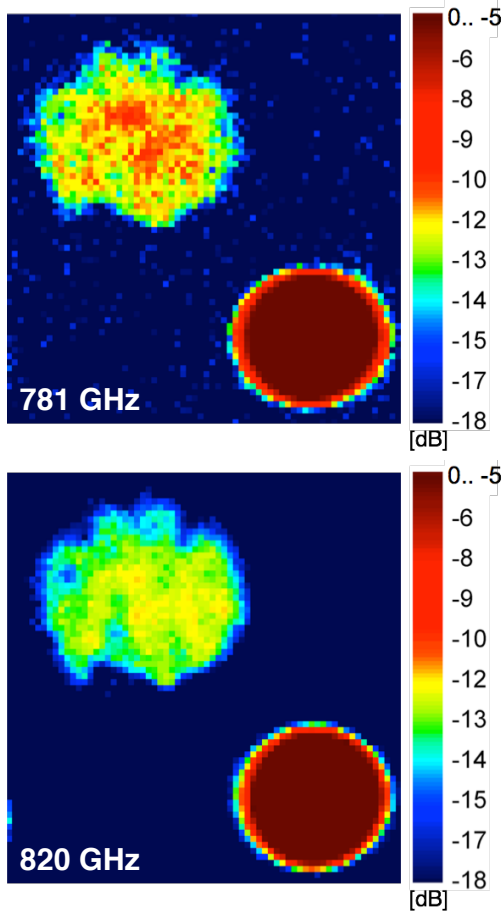


Abb. 6.12: THz-Bilder der Proben-Anordnung mit RDX als Probe bei 781 GHz und 820 GHz. Der Unterschied in der Reflexion der RDX-Probe ist deutlich erkennbar.

Zur Verdeutlichung der Frequenzabhängigkeit der RDX-Probe dient ein Bild des Reflexionsunterschieds der beiden THz-Frequenzen, das in Abbildung 6.13 dargestellt

Tab. 6.1: Vergleich der räumlichen Mittelung der Reflexion der RDX-Probe bei zwei Messfrequenzen. Die Werte sind auf den Mittelwert der Reflexion der THz-Referenz normiert.

Messfrequenz [GHz]	normierte Reflexion	
	Mittelwert [dB]	Rauschen [dB]
781	-11.4	-19
820	-12.5	-21

ist. Für dieses Bild wurden die Matrizen der normierten Messdaten bei 781 GHz und 820 GHz dividiert.

Zur Verifizierung der Erkennung der Resonanz von RDX in den THz-Bildern dient ein Vergleich dieser Messungen mit den Messungen der RDX-Probe im THz-TDS System. Die Reflexion der RDX-Probe in den mit dem Thermoelement-basierten System gemessenen THz-Bildern bei 3 verschiedenen Frequenzen ist in Tabelle 6.2 dargestellt. Aus den Werten in Tabelle 6.2 ist die Abnahme der Reflexion als Funktion der Frequenz als genereller Trend trotz des großen relativen Messfehlers zu erkennen. Der in Tabelle 6.2 angegebene relative Messfehler setzt sich gemäß der Fehlerfortpflanzung aus der Standardabweichung der THz-Messung auf der Probe und der THz-Referenz zusammen. Die Dynamik in Tabelle 6.2 berechnet sich aus Mittelwert und Standardabweichung der Messung der THz-Referenz.

Tab. 6.2: Messung einer Position auf der Probe bei unterschiedlichen Frequenzen mit 500 Mittelungen. Der relative (rel.) Messfehler umfasst gemäß der Fehlerfortpflanzung die Standardabweichung der Messung auf der THz-Referenz und auf der Probe.

Messfrequenz [GHz]	Reflexion RDX	rel. Messfehler	Dynamik [dB]
781	0,073	0,019	19
800	0,056	0,015	20
820	0,057	0,012	21

Diese Messdaten werden in Abbildung 6.14 mit den THz-TDS-Messungen aus Kapitel 6.14 verglichen. Die Messungen mit dem Thermoelement-basierten Bildgebungssystem sind farblich dargestellt. Dabei sind alle Messpunkte, die auf der RDX-Probe liegen eingezeichnet, wodurch die Varianz der Messpunkte deutlich wird. Die Messungen mit dem Thermoelement-basierten System zeigen eine signifikant größere Steilheit. Die Messungen bei 800 GHz und 820 GHz zeigen ca. die gleiche Reflexion der RDX-Probe. Die Steilheit der Resonanz um 800 GHz in der THz-TDS-Messung beträgt

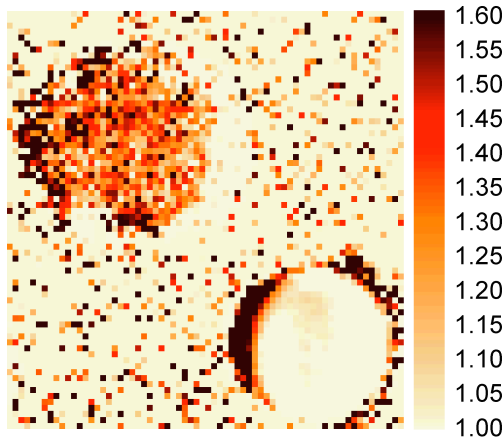


Abb. 6.13: Quotient der Messungen bei 781 GHz und 820 GHz. Die Reflexion der Probe ändert sich ca. um den Faktor 1,4.

$0,36 \cdot 10^{-3} \text{ GHz}^{-1}$. Zwischen 781 GHz und 800 GHz ist folglich ein Reflexionsunterschied von 0,0068 zu erwarten. Mit dem Thermoelement-basierten System beträgt der Reflexionsunterschied bei diesen Frequenzen jedoch 0,017. Diese signifikant höhere Steilheit resultiert aus dem Messfehler der Messung mit dem Thermoelement-basierten System, dessen Ursache überlagerte spekulare Reflexe sein könnten. Im Gegensatz zu einem gepulsten System sind im cw-System stehende Wellen unvermeidbar. Überlagerungen stehender Wellen im System mit der Reflexion der Probe können zu Interferenz-Artefakten in der Messung führen. Da die stehenden Wellen frequenzabhängig sind, kann durch deren Überlagerung mit dem Messsignal die Steigung einer gemessenen Resonanz als Funktion der Frequenz fehlerhaft sein. Des Weiteren muss die Beleuchtungsquelle des Thermoelement-basierten Systems für jede Messfrequenz mittels Mikrometerschrauben optimiert werden. Dadurch ist für jeden Frequenzpunkt das Rauschen sowie die verfügbare Beleuchtungsleistung und dementsprechend die Dynamik unterschiedlich groß (vgl. Tab. 6.2). Im Vergleich wird dennoch deutlich, dass die Frequenzabhängigkeit der Messungen mit dem Thermoelement-basierten System von der Resonanz von RDX hervorgerufen wird.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Messungen mit dem Thermoelement-basierten THz-System bei unterschiedlichen Messfrequenzen eine Erkennung der Resonanz der Sprengstoffprobe ermöglichen. Die Differenz der beiden gemessenen Bilder zeigt eindeutig die Frequenzabhängigkeit der RDX-Probe im Gegensatz zur Referenz aus Aluminium. Dies wird durch den Vergleich mit den THz-TDS-Messungen von RDX in Reflexionsgeometrie verdeutlicht. Der verwendete 1-Pixel-Aufbau zeigt

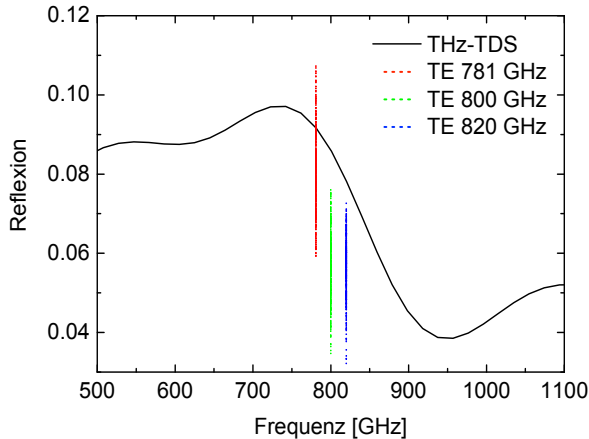


Abb. 6.14: Vergleich der Messung von RDX mit den Thermoelement-basierten Detektoren mit der THz-TDS-Messung von RDX in Reflexionsgeometrie. (a) Reflexionsmessung von RDX mit THz-TDS-System, (b) Reflexionsmessung von RDX mit Thermoelement-basiertem System.

einen Machbarkeitsnachweis der Identifizierung einer Resonanz mit einem integrierbaren kostengünstigen THz-Leistungsdetektor. Mit einem Multipixel-Array von Thermoelementen und breitbandiger Beleuchtung könnte die gleiche Szene in Echtzeit (oder mit 100-facher Mittelung zumindest im Sekunden-Bereich) gemessen werden.

Die Erkennung einer Resonanz eines Sprengstoffs wurde mit unterschiedlichen THz-Bildgebungssystemen erfolgreich demonstriert. Es besteht zwar noch Optimierungspotential der Technologien, die Probleme der THz-Sprengstofferkennung liegen aber größtenteils im Bereich der Streuung und Präparationsabhängigkeit der spektralen Fingerabdrücke.

6.4 Einschätzung des Potentials der THz-Sprengstofferkennung

Seit der erstmaligen Dokumentation von resonanten Absorptionen von Sprengstoffen im THz-Frequenzbereich vor 10 Jahren [12], ist die Vision der automatisierten Erkennung von Sprengstoffen ein großes Thema (vgl. z. B. [15, 18, 129, 130]). Eine Zukunftsvision der Personenkontrolle an Sicherheits-Kontrollpunkten, wie beispielsweise an Flughäfen, ist die Kombination von THz-Körperscannern mit einer automatisierten Sprengstofferkennung direkt am Menschen. Im Idealfall sollte dies auch aus der

Entfernung (Stand-Off) möglich sein. Derzeit sind derartige Systeme noch nicht verfügbar, da es noch zu viele Unsicherheiten im Bereich der THz-Sprengstofferkennung insbesondere für Stand-Off-Detektion gibt. In der wissenschaftlichen Community wird das Potential der THz-Erkennung von Sprengstoffen und auch anderen sicherheitskritischen Materialien zur Zeit intensiv diskutiert [13]. Dabei divergieren die Ansichten bezüglich der Machbarkeit der THz-Sprengstofferkennung stark.

In den letzten zehn Jahren gab es eine Vielzahl von Veröffentlichungen zum Thema THz-Sprengstoffspektroskopie (z. B. [14–17, 25–27, 131]). Von einigen Gruppen wurde suggeriert, dass es nur eine Frage der Zeit wäre, bis die Technologie zur THz-Sprengstofferkennung anwendungsreif wäre (vgl. z. B. [108, 130, 132, 133]). Dabei wurden mögliche Probleme oft vernachlässigt, bzw. die zukünftige Weiterentwicklung der THz-Technologie als deren Lösung angesehen. Beispielsweise zeigen Baker et al. zwar die Problematik der Streuung an Kleidung bei der Detektion verdeckter Sprengstoffe auf, gelangen allerdings zu der Schlussfolgerung, dass dies durch die Weiterentwicklung der THz-Technologie für zukünftige THz-Systeme unproblematisch sein wird [23].

Im Gegensatz dazu steht die Kritik von Kemp, der in seiner Veröffentlichung vom September 2011 propagiert, dass die erfolgreiche THz-Erkennung von verhüllten / verdeckten Sprengstoffen in einer realen Umgebung (ausserhalb des Labors) als sehr unwahrscheinlich einzustufen sei [13]. Um seine Behauptung zu stützen führt er mehrere Gründe an: Die Absorption durch die Atmosphäre (im wesentlichen Luftfeuchtigkeit), Dämpfung des Signals durch die Abdeckung sowie Streuung an der Abdeckung und an dem zu detektierenden Sprengstoff. Als zusätzliche Problematik führt er harmlose Materialien (z.B. Zucker) an, die ebenfalls Resonanzen im THz-Frequenzbereich besitzen und die möglicherweise zu Verwechslungen führen könnten. Er bezieht sich dabei auf das Szenario eines unter der Kleidung verdeckten Sprengstoffs, der von einer Person getragen wird und aus der Ferne (Stand-Off) direkt an der Person mittels spektroskopischer THz-Analyse identifiziert werden soll.

Bezüglich des Arguments der atmosphärischen Absorption kann festgehalten werden, dass im Bereich bis 3 THz die Absorption bei einigen 10 dB/km liegt [18]. In diesem Bereich sind viele Transmissionsfenster zu finden, in denen die Absorption unter 10 dB/km liegt [18]. Die Propagation über Strecken von 25 m bei 620 GHz [88] und 167 m im Bereich bis 1 THz mit einem SNR > 200 [134] wurde bereits erfolgreich demonstriert. Bleibt man folglich mit THz-Systemen zur Stand-Off-Detektion im Bereich von einigen Metern und nutzt die atmosphärischen Transmissionsfenster, ist die atmosphärische Absorption gering.

Im Fall der Detektion eines Sprengstoffs unter der Kleidung eines Menschen können mehrere Effekte zur Streuung des THz-Signals beitragen: Zum einen Streuung an der Kleidung und zum anderen Streuung an der potentiell rauen Oberfläche des Sprengstoffs. Liegt die Struktur des Gewebes eines Stoffs im Bereich der THz-Wellenlänge, wird durch die Streuung ein konstanter Abfall der Reflexion als Funktion der Frequenz verursacht (vgl. Kapitel 4.6). Ein Resonanzfeature, das eine Stufe im Reflexionsspektrum hervorruft, kann durch diese Streuung überdeckt werden. Die Streuung an der Oberfläche des zu detektierenden Sprengstoffs führt zu einer diffusen Reflexion

des THz-Signals. Diese enthält jedoch den spektralen Fingerabdruck des Sprengstoffs, der durch die Streuung beeinflusst ist. Gegenüber dem spekularen Reflex bietet das gestreute Signal den Vorteil, dass ein Objekt nicht senkrecht zum Empfänger ausgerichtet sein muss, um es detektieren zu können. In einem Szenario der Stand-Off-Sprengstoffdetektion direkt an einer Person, z. B. an einem Flughafen, wäre es Zufall, wenn ein spekularer Reflex den THz-Detektor erreicht. Ein gestreutes Signal breitet sich hingegen in einem großen Winkel aus. Möglich wäre die Nutzung mehrerer Detektoren, die aus unterschiedlichen Richtungen auf das zu untersuchende Objekt schauen, was für die Stand-Off-Detektion schwierig ist. Für Portalscanner ist dies jedoch eine einfache Option. Das detektierte Signal könnte auf diese Weise maximiert werden, da im diffus gestreuten Signal die Leistungsdichte sehr gering ist. Analysen der Streuung [116, 135, 136] können dazu beitragen, dass eine Modellierung der Streuung möglich ist, die eine Extraktion der Resonanzen erlaubt.

Ein weiteres von Kemp angeführtes Argument ist die potentielle Verwechslung der Spektren von Sprengstoffen mit Materialien, die ebenfalls THz-Resonanzen besitzen. Typische Materialien, die in der Spektroskopie auch als harmlose und leicht zu handhabende Ersatzstoffe für Sprengstoffe verwendet werden, sind beispielsweise Saccharose, ein harmloser Zucker, oder Weinsäure (engl.: tartaric acid), die in Weintrauben vorkommt. Die Resonanzen von Saccharose liegen bei ca. 1,8 THz, 2,6 THz und 3,4 THz [25]. Weinsäure besitzt Resonanzen bei ca. 1,09 THz, 2,6 THz und 3,1 THz [25]. Diese Resonanzen sind beispielsweise in der Nähe der THz-Resonanzen von PETN angesiedelt. Zu einer Verwechslung der Spektren kann es aber dennoch nicht kommen, denn ein THz-System zur Sprengstofferkennung würde mehrere Resonanzen von Sprengstoffen zur Erkennung nutzen. Darüber hinaus wurde anhand von THz-TDS-Messungen bereits demonstriert, dass eine Unterscheidung von Sprengstoffen und harmlosen Materialien möglich ist [108, 137].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Erkennung von Sprengstoffspektren im THz-Frequenzbereich Schwierigkeiten birgt, insbesondere die Detektion unter der Kleidung verborgener Sprengstoffe. Die Sprengstofferkennung ist nicht nur im THz-Frequenzbereich eine Herausforderung, auch in anderen Technologien mit dem Potential zur Sprengstofferkennung treten Schwierigkeiten auf [138]. Die von Kemp zusammengetragenen Problemstellungen, die derzeit noch nicht zufriedenstellend gelöst werden können, sind kein Ausschlusskriterium für Sprengstofferkennung mittels THz-Technologie. Diese Problemstellungen könnten allerdings als Ansatzpunkte für zukünftige Forschung positiv genutzt werden.

Kapitel 7

Fazit und Ausblick

Die Zielsetzung dieser Arbeit war die Evaluation geeigneter THz-Technologien zur Erkennung von energetischen Materialien anhand ihres spektralen Fingerabdrucks, sowie deren THz-Analyse zur Einschätzung des Potentials der THz-Sprengstofferkennung in der realen Anwendung. In dieser Arbeit wurden beide Aspekte durch breitbandige spektroskopische THz-Analysen von Sprengstoffen mittels THz-TDS, sowie Evaluation einiger interessanter Technologien zur THz-Bildgebung, eingehend untersucht.

Für die spektroskopischen Analysen wurde ein THz-TDS-System in Transmission mit einer Bandbreite von 0,2-6,6 THz, sowie ein System in Reflexion mit geringerer Bandbreite entworfen und aufgebaut. Mit dem THz-TDS-System in Transmission konnte u. a. eine Resonanz von RDX bei 4,2 THz erstmalig zweifelsfrei gemessen werden. Die spektroskopische THz-Analyse von energetischen Materialien umfasst eine Untersuchung der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke durch Additive und Präparation. Dabei wurde festgestellt, dass insbesondere die Präparationsabhängigkeit von spektralen Fingerabdrücken signifikant sein kann. Wie die in Unterkapitel 4.5 dargestellten Messungen zeigen, kann aufgrund von Polymorphie eine inhomogene Verbreiterung einer Resonanz entstehen, infolge dessen deren Amplitude sehr klein werden kann. Diese beobachtete Präparationsabhängigkeit stellt eine Herausforderung für die THz-Erkennung von Sprengstoffen dar.

Eine weitere Problematik bei der THz-Erkennung von verdeckten Materialien ist die Streuung. Die in Unterkapitel 4.6 durchgeführten THz-TDS-Messungen von Sprengstoffproben unter Textilstoff zeigen insbesondere in Reflexion einen starken Einfluss der Streuung in Form eines konstanten Abfalls der Reflexion als Funktion der Frequenz. In den Reflexionsmessungen von RDX unter einer und unter zwei Lagen von Textilgewebe ist die Resonanz nur noch undeutlich erkennbar. Durch geeignete Streuamodelle, die derzeit erforscht werden [116, 139], kann eine softwareseitige Extraktion der Resonanzen aus solchen THz-Reflexionsdaten zukünftig möglich werden. In einer realen Anwendung könnte der Einfluss der Streuung durch Korrelation von THz-Messungen aus verschiedenen Beleuchtungsrichtungen minimiert werden.

Im Bereich der THz-Bildgebung lag der Fokus dieser Arbeit auf Detektortechnologien. Im Speziellen wurden auf subharmonischen Mischern basierende Heterodyndetektoren und antennengekoppelte Thermoelemente untersucht. Ein echtzeitfähiges Heterodynsystem mit einer Zeile von 32 subharmonischen Mischern bei 800 GHz wurde

im Rahmen dieser Arbeit in Kooperation mit Projektpartnern entwickelt. Mit diesem System wurde eine hohe Sensitivität von bis zu $100 \text{ kV}/\sqrt{W}$ bei einer Bildwiederholrate von 12 Hz bei Raumtemperatur gemessen. In der Charakterisierung der Detektorzeile zeigte sich allerdings eine starke Inhomogenität, die in erster Linie auf die manuelle Platzierung der subharmonischen Mischer in den Hohlleitern zurückzuführen ist. Die manuelle Montage solcher THz-Detektoren für höhere Frequenzen ist auch derzeit noch Stand der Technik. Dadurch ist eine Integration von subharmonischen Mischern als Kilopixel-Array, abgesehen von den hohen Kosten dieser Technologie, derzeit nicht denkbar.

Die in Kooperation mit Projektpartnern entwickelten und charakterisierten antennengekoppelten Thermoelemente, die bei 800 GHz arbeiten, sind integrierbar und kostengünstig. Die Responsezeit dieser Detektoren von $22 \mu\text{s}$ ist um den Faktor 7 niedriger als vergleichbare zeitgleich entwickelte antennengekoppelte Thermoelemente [97]. Durch diese schnelle Responsezeit sind die Detektoren nicht nur echtzeitfähig, sondern erlauben darüber hinaus Multiplexing mehrerer Detektoren in einem Multipixel-Array. Die Leistungsgrenze dieser Detektoren liegt bei $170 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ und ist vergleichbar mit aktuellen CMOS-Transistoren zur THz-Detektion [71,74]. Im Vergleich mit den in dieser Arbeit ebenfalls charakterisierten Heterodyndetektoren liegt die Leistungsgrenze der Thermoelemente ca. um den Faktor 10^5 höher. Durch leistungsstärkere THz-Quellen und fortschreitende Entwicklung in Richtung niedrigerer Leistungsgrenzen thermischer Detektoren könnte diese Diskrepanz zukünftig in den Hintergrund rücken. Die hohe erreichbare Bandbreite prädestiniert Thermoelemente im Gegensatz zu auf subharmonischen Mischern basierenden Heterodyndetektoren für spektroskopische THz-Bildgebung.

Zur THz-Bildgebung von sicherheitskritischen Objekten dienten neben den beiden mitentwickelten THz-Systemen ein sequentielles Heterodynsystem mit einem subharmonischen Mischer als Detektor bei 600 GHz mit einer Bandbreite von 50 GHz, sowie ein THz-TDS-Rasterescansystem. THz-TDS im Rasterescanverfahren ermöglicht die Erkennung von Resonanzen in THz-Bildern mit hoher Bandbreite. Mit Hilfe des linearen Spectral Unmixing wurde eine semi-automatische Erkennung der Resonanz von RDX bei 800 GHz im THz-TDS-Bild der Probe demonstriert. Im Streudiagramm ist die Punktwolke der Bildpunkte auf der Probe deutlich von der auf dem Träger separiert. Darauf aufbauend könnte als nächster Schritt in Richtung der automatischen Erkennung von Sprengstoffen eine softwareseitige Klassifizierung (Clustering) erfolgen, um eine automatische Unterscheidung von Sprengstoff und Träger zu ermöglichen.

Die THz-Bildgebung mit den zwei Heterodynsystemen bei 600 GHz und 800 GHz wurde am Beispiel verschiedener Sprengstoffproben und einer Handfeuerwaffe durchgeführt. Das Bild der Handfeuerwaffe mit dem Echtzeit-Heterodynsystem bei 800 GHz entstand mit einer Leistungsdichte von nur einigen pWcm^{-2} , was die hohe Empfindlichkeit von Heterodynsystemen demonstriert.

Die antennengekoppelten Thermoelemente wurden in einem Reflexionsaufbau zur THz-Bildgebung im Rasterescanverfahren genutzt. Bilder einer RDX-Probe wurden bei verschiedenen Frequenzen um 800 GHz aufgenommen. In diesen Bildern ist die

Resonanz der RDX-Probe deutlich als Reflexionsänderung zu erkennen. Die Reflexion der Referenz ist konstant, während sich die Reflexion der RDX-Probe durch Erhöhen der Frequenz von 781 GHz auf 820 GHz um den Faktor 1,4 ändert. Dies stellt einen Machbarkeitsnachweis der THz-Erkennung von resonanten Absorptionen von Sprengstoffen mit Thermoelementen in Reflexionsanordnung dar und demonstriert weltweit erstmalig die Erkennung einer Resonanz eines Sprengstoffs mit einem integrierbaren THz-Leistungsdetektor in Reflexion. Mit einem Multipixel-Array von Thermoelementen und breitbandiger Beleuchtung kann mit diesen Detektoren ein THz-System zur Sprengstofferkennung in Echtzeit aufgebaut werden.

Aus technologischer Sicht kann die THz-Erkennung eines Sprengstoffs in der praktischen Anwendung entweder durch Messen eines kontinuierlichen breiten Spektrums oder vieler einzelner Frequenzbänder oder -punkte erfolgen. Da Heterodyndetektoren aufgrund der mit steigender Frequenz zunehmenden Konversionsverluste weniger zur spektroskopischen Bildgebung geeignet sind, werden kombinierte Ansätze mit THz-TDS angestrebt [140]. In der praktischen Anwendung ergeben sich allerdings einige Nachteile solcher kombinierten Systeme. Zur Fokussierung der THz-Strahlung im Bereich von einigen Metern sind große Optiken kombiniert mit mechanischer Schwenkung der Spiegel notwendig, wodurch ein solches THz-System sehr große Abmessungen erhält. Beim Scannen von Personen mittels THz-TDS führen die Atmung und andere Körperbewegungen zu Veränderungen der Propagationsstrecke und somit zu Laufzeitvariationen der THz-Pulse. THz-TDS basiert auf einer kontrollierten Laufzeitveränderung der THz-Pulse zur sequentiellen Messung entsprechend einem zeitlichen Sampling. Daher führen Laufzeitvariationen während eines Messvorgangs zu einer Verzerrung des rekonstruierten THz-Pulses und die Messung wird somit unbrauchbar. Die Kombination von Heterodyndetektoren zur THz-Bildgebung von Personen und THz-TDS zur Erkennung von Materialien in interessanten Bildbereichen erscheint folglich aus technischer Sicht nicht praktisch durchführbar.

Im Gegensatz dazu wird die Zukunft der spektroskopischen Bildgebung im THz-Bereich von integrierbaren Detektor-Technologien bestimmt sein. Mit thermischen Detektoren wurde bereits eine Bandbreite von 100 GHz bis 100 THz gemessen [32]. Ein Array aus antennengekoppelten Thermoelementen, die auf unterschiedliche Designfrequenzen angepasst sind, könnte durch simultane Messung vieler Frequenzbänder ein breites THz-Spektrum abdecken. In Hinblick auf die Realisierbarkeit der THz-Erkennung von Sprengstoffen liegen die größeren Herausforderungen derzeit insbesondere in der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke. Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse demonstrieren, dass eine reine Materialdatenbank mit den dielektrischen Materialgrößen von Sprengstoffen nicht ausreichend ist. Die THz-Erkennung von Sprengstoffen kann erst dann zuverlässig sein, wenn eine Modellierung der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke möglich ist. Das dazu notwendige grundlegende Verständnis der Variabilität kann beispielsweise aus statistischen Untersuchungen vieler Proben gewonnen werden. Darüber hinaus sind Streu-Modelle erforderlich, die eine Streuung des THz-Signals an einer rauen Oberfläche oder bei der Transmission durch ein Abdeckmaterial (z. B. Textilien) beschreiben. Erst eine intelligente Software, die ein gemessenes THz-Spektrum mit einer Materialdatenbank unter Zuhilfenahme von

Modellen für Streuung und Variabilität der spektralen Fingerabdrücke abgleichen kann, ermöglicht eine zuverlässige Identifizierung des gemessenen Stoffs in der realen Anwendung.

Die mit der THz-Technologie verbundenen Erwartungen bezüglich der Sprengstofferkennung können durch derzeitige Systeme nicht erfüllt werden. Weiterentwicklungen könnten mittelfristig zu THz-Systemen mit großflächigen Detektorarrays führen, die in geringem Abstand bei verschiedenen interessanten Frequenzbändern arbeiten. Geeignete Detektortechnologien zur spektroskopischen THz-Bildgebung, integrierbar als Kilopixel-Arrays, sind bereits erfolgreich erprobt [32, 74, 95, 97]. Diese Arbeit zeigt mit der erfolgreichen Erkennung eines Sprengstoffs mit einem integrierbaren Leistungsdetektor den Weg zur zukünftigen Entwicklung von Sprengstoff-erkennenden THz-Systemen auf und legt damit einen Grundstein für weiterführende Forschung.

Literaturverzeichnis

- [1] SINGH, S. and SINGH, M., *Explosives Detection Systems (EDS) for Aviation Security: A Review*, Signal Processing, 83, 31–55 (2003).
- [2] MARSHALL, M. and OXLEY, J., eds., *Aspects of Explosives Detection* (Elsevier, 2009).
- [3] MÄKINEN, M., NOUSIAINEN, M., and SILLANPÄÄ, M., *Ion spectrometric detection technologies for ultra-traces of explosives: A review*, Mass Spectrometry Reviews, 30, 940–973 (2011).
- [4] CAYGILL, J.S., DAVIS, F., and HIGSON, S.P.J., *Current trends in explosive detection techniques*, Talanta, 88, 14–29 (2012).
- [5] RHYKERD, C.L., HANNUM, D.W., MURRAY, D.W., and PARMETER, J.E., *Guide for the Selection of Commercial Explosives Detection Systems for Law Enforcement Applications - NIJ Guide 100-99*, Tech. rep., U.S. Department of Justice, Office of Justice Programs, National Institute of Justice (1999).
- [6] SUN, Y., *Field Detection Technologies for Explosives* (ILM Publications, 2010).
- [7] DIONNE, B.C., ROUNBEHLER, D.P., ACHTER, E.K., HOBBS, J.R., and FINE, D.H., *Vapor pressure of explosives*, Journal of Energetic Materials, 4, 447–472 (1986).
- [8] MOORE, D., *Instrumentation for trace detection of high explosives*, Review of Scientific Instruments, 75, 2499–2512 (2004).
- [9] FULGHUM, M.R., HARGATHER, M.J., and SETTLES, G.S., *Integrated Impactor/Detector for a High-Throughput Explosive-Trace Detection Portal*, IEEE Sensors Journal, 13, 1252–1258 (2013).
- [10] PAULUS, C., TABARY, J., PIERRON, N.B., DINTEN, J.M., FABIANI, E., MATHY, F., MOUGEL, F., RINKEL, J., and VERGER, L., *A multi-energy X-ray backscatter system for explosives detection*, Journal of Instrumentation, 8 (2013).
- [11] BREMER, M.T. and DANTUS, M., *Standoff explosives trace detection and imaging by selective stimulated Raman scattering*, Appl. Phys. Lett., 103 (2013).
- [12] KEMP, M.C., TADAY, P.F., COLE, B.E., CLUFF, J.A., FITZGERALD, A.J., and TRIBE, W.R., *Security applications of terahertz technology*, Proc. SPIE, 5070, 44–53 (2003).
- [13] KEMP, M.C., *Explosives Detection by Terahertz Spectroscopy - A Bridge Too Far?*, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., 1, 282–292 (2011).

- [14] CHEN, Y., LIU, H., DENG, Y., VEKSLER, D., SHUR, M., ZHANG, X.C., SCHAUKE, D., FITCH, M.J., OSIANDER, R., DODSON, C., and SPICER, J.B., *Spectroscopic characterization of explosives in the far infrared region*, Proc. SPIE, 5411, 1–8 (2004).
- [15] FEDERICI, J.F., SCHULKIN, B., HUANG, F., GALE, D., BARAT, R., OLIVEIRA, F., and ZIMDARS, D., *THz imaging and sensing for security applications - explosives, weapons and drugs*, Semic. Sci. Techn., 20, 266–280 (2005).
- [16] LEAHY-HOPPA, M.R., FITCH, M.J., ZHENG, X., HAYDEN, L.M., and OSIANDER, R., *Wideband terahertz spectroscopy of explosives*, Chem. Phys. Lett., 434, 227–230 (2007).
- [17] FAN, W.H., BURNETT, A., UPADHYA, P.C., CUNNINGHAM, J., LINFIELD, E.H., and DAVIES, A.G., *Far-Infrared Spectroscopic Characterization of Explosives for Security Applications Using Broadband Terahertz Time-Domain Spectroscopy*, Applied Spectroscopy, 61, 638–643 (2007).
- [18] LIU, H.B., ZHONG, H., KARPOWICZ, N., CHEN, Y., and ZHANG, X.C., *Terahertz spectroscopy and imaging for defense and security applications*, Proc. IEEE, 95, 1514–1527 (2007).
- [19] LO, T., GREGORY, I.S., BAKER, C., TADAY, P.F., TRIBE, W.R., and KEMP, M.C., *The very far-infrared spectra of energetic materials and possible confusion materials using terahertz pulsed spectroscopy*, Vib. Spectrosc., 42, 243–248 (2006).
- [20] FITCH, M.J., LEAHY-HOPPA, M.R., OTT, E.W., and OSIANDER, R., *Molecular absorption cross-section and absolute absorptivity in the THz frequency range for the explosives TNT, RDX, HMX and PETN*, Chem. Phys. Lett., 443, 284–288 (2007).
- [21] CHEN, J., CHEN, Y., ZHAO, H., BASTIAANS, G.J., and ZHANG, X.C., *Absorption coefficients of selected explosives and related compounds in the range of 0.1–2.8 THz*, Optics Express, 15, 12060–12067 (2007).
- [22] 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).
- [23] BAKER, C., LO, T., TRIBE, W.R., COLE, B.E., HOGGIN, M.R., and KEMP, M.C., *Detection of Concealed Explosives at a Distance Using Terahertz Technology*, Proc. IEEE, 95, 1559–1565 (2007).
- [24] LEAHY-HOPPA, M.R., FITCH, M.J., and OSIANDER, R., *Terahertz Reflection Spectroscopy for the Detection of Explosives*, Proc. SPIE, 6893, 689305–1 (2008).
- [25] KONEK, C., WILKINSON, J., ESENTURK, O., HEILWEIL, E., and KEMP, M., *Terahertz Spectroscopy of Explosives and Simulants - RDX, PETN, Sugar and L-Tartaric Acid*, Proc. SPIE, 7311, 73110K–1 (2009).
- [26] PALKA, N., *THz Reflection Spectroscopy of Explosives Measured by Time Domain Spectroscopy*, Acta Physica Polonica, A, 120, 713–715 (2011).

- [27] MICHALOPOULOU, Z.H., MUKHERJEE, S., HOR, Y.L., SU, K., LIU, Z., BARAT, R.B., GARY, D.E., and FEDERICI, J.F., *RDX Detection with THz Spectroscopy*, Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 31, 1171–1181 (2010).
- [28] WILKINSON, J., CAULDERA, S.M., and PORTIERI, A., *Manufacturing process effects on the terahertz spectra of RDX*, Proc. SPIE, 6949, 694904–1 (2008).
- [29] CHAMBERLAIN, J.M., *Where optics meets electronics: recent progress in decreasing the terahertz gap*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 362, 199–213 (2004).
- [30] ROGALSKI, A. and SIZOV, F., *Terahertz detectors and focal plane arrays*, Opto-Electronics Review, 19, 346–404 (2011).
- [31] 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., BOLIVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *THz Active Imaging Systems With Real-Time Capabilities*, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 1, 183–200 (2011).
- [32] ODA, N., LEE, A.W.M., ISHI, T., HOSAKO, I., and HU, Q., *Proposal for Real-Time Terahertz Imaging System, with Palm-size Terahertz Camera and Compact Quantum Cascade Laser*, Proc. SPIE, 8363, 83630A (2012).
- [33] SIMOENS, F., LALANNE-DERA, J., MEILHAN, J., POCAS, S., NGUYEN, D.T., OUVRIER-BUFFET, J.L., CATHABARD, O., GELLIE, P., and BARBIERI, S., *Active imaging with THz fully-customized uncooled amorphous-silicon microbolometer focal plane arrays*, in 36th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Houston, Texas (USA) (2011).
- [34] ABBOTT, D. and ZHANG, X.C., *Scanning the Issue: T-Ray Imaging, Sensing, and Retention*, Proc. of IEEE, 95, 1509–1513 (2007).
- [35] CHEUNG, K.P. and AUSTIN, D.H., *Excitation of Coherent Phonon Polaritons with Femtosecond Optical Pulses*, Physical Review Letters, 55, 2152–2155 (1985).
- [36] CHEUNG, K.P. and AUSTIN, D.H., *A novel technique for measuring far-infrared radiation*, Infrared Physics, 26, 23–27 (1986).
- [37] GRISCHKOWSKY, D., KEIDING, S., VAN EXETER, M., and FATTINGER, C., *Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors*, J. Opt. Soc. Am. B, 7, 2006 (1990).
- [38] ZOMEGA THZ, *mini-Z Terahertz Time Domain Spectrometer*, Tech. rep., Zomega Terahertz Corp. (2012).
- [39] HU, B.B., ZHANG, X.C., AUSTON, D.H., and SMITH, P.R., *Free-space radiation from electro-optic crystals*, Applied Physics Letters, 55, 506–508 (1990).
- [40] WU, Q. and ZHANG, X.C., *7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor*, Appl. Phys. Lett., 70, 1784 (1997).
- [41] HUBER, R., BRODSCHELM, A., TAUSER, F., and LEITENSTORFER, A., *Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz*, Appl. Phys. Lett., 76, 3191–3193 (2000).

- [42] WU, Q. and ZHANG, X.C., *Free-space electro-optic sampling of terahertz beams*, Appl. Phys. Lett., 67, 3523 (1995).
- [43] JEPSEN, P., JACOBSEN, R., and KEIDING, S., *Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas*, Journal of the Optical Society of America B - Optical Physics, 13, 2424–2436 (1996).
- [44] LÖFFLER, T., *Erzeugung intensiver Pulse im Terahertzbereich mittels laser-generierter Plasmen*, Ph.D. thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt am Main (2003).
- [45] NAHATA, A., AUSTON, D.H., HEINZ, T.F., and WU, C., *Coherent detection of freely propagating terahertz radiation by electro-optic sampling*, Appl. Phys. Lett., 68, 150 (1996).
- [46] WU, Q. and ZHANG, X.C., *Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses*, Appl. Phys. Lett., 71, 1285 (1997).
- [47] SPICKERMANN, G., *Terahertz-Bildgebung mit demodulierendem Detektorarray*, Ph.D. thesis, Universität Siegen (2012).
- [48] DUVILLARET, L., GARET, F., and COUTAZ, J.L., *A Reliable Method for Extraction of Material Parameters in Terahertz Time-Domain Spectroscopy*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2, 739–746 (1996).
- [49] DUVILLARET, L., GARET, F., and COUTAZ, J.L., *Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy*, Applied Optics, 38, 409–415 (1999).
- [50] PUPEZA, I., WILK, R., and KOCH, M., *Highly accurate optical material parameter determination with THz time-domain spectroscopy*, Optics Express, 15, 4336–4350 (2007).
- [51] NASHIMA, S., MORIKAWA, O., TAKATA, K., and HANGYO, M., *Measurement of optical properties of highly doped silicon by terahertz time domain reflection spectroscopy*, Applied Physics Letters, 79, 3923–3925 (2001).
- [52] JEPSEN, P.U. and FISCHER, B.M., *Dynamic range in terahertz time-domain transmission and reflection spectroscopy*, Optics Letters, 30, 29–31 (2005).
- [53] KINDT, J. and SCHMUTTENMAER, C., *Far-infrared dielectric properties of polar liquids probed by femtosecond terahertz pulse spectroscopy*, Journal of Physical Chemistry, 100, 10373–10379 (1996), Northeast Regional ACS Meeting on Structure and Dynamics of Liquids, Rochester, NY, OCT 24-25, 1995.
- [54] SCHMIDT, W., *Optische Spektroskopie* (Wiley-VHC, 2000).
- [55] TAN, Z., *MatLab-Implementierung eines Algorithmus zur Berechnung des komplexen Brechungsindex von Proben im Terahertz Bereich*, Master's thesis, Universität Siegen (2010).
- [56] THOMSON, M., *Note on dynamic range and units for heterodyne / elektro - optic THz measurements*, unveröffentlichte technische Notiz, AG Roskos, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main (Email 24.03.2011).

- [57] SIEGEL, P.H., *Terahertz Technology*, Trans. Microw. Theory Tech., 50, 910–928 (2002).
- [58] JANSEN, C., WIETZKE, S., PETERS, O., SCHELLER, M., N.VIEWEG, SALHI, M., KRUMBHOLZ, N., JÖRDENS, C., HOCHREIN, T., and KOCH, M., *Terahertz imaging: applications and perspectives*, Applied Optics, 49, 48–57 (2010).
- [59] BÄCHTHOLT, W., *Mikrowellentechnik* (Vieweg, 1999).
- [60] ZINKE, O. and BRUNSWIG, H., *Hochfrequenztechnik I* (Springer-Lehrbuch, 1993).
- [61] CHATTOPADHYAY, G., *Technology, Capabilities, and Performance of Low Power Terahertz Sources*, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., 1, 33–53 (2011).
- [62] HENNEBERGER, R., *Abschlussbericht BMBF-Verbundvorhaben TeraCam*, Tech. rep., RPG Radiometer Physics GmbH (2011).
- [63] MAAS, S.A., *Microwave Mixers* (Artech House Inc., 1986).
- [64] COHN, M., DEGENFORD, J.E., and NEWMAN, B.A., *Harmonic mixing with antiparallel diode pair*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 23, 667–673 (1975).
- [65] POZAR, D.M., *Microwave engineering* (Wiley, 2005).
- [66] CHEW, W. and FRETTERMAN, H.R., *Millimeter-wave imaging using FET detectors integrated with printed circuit antennas*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 10, 565–578 (1989).
- [67] KNAP, W., TEPPE, F., MEZIANI, Y., DYAKONOVA, N., LUSAKOWSKI, J., BOEUF, F., SKOTNICKI, T., MAUDE, D., RUMYANTSEV, S., and SHUR, M.S., *Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors*, J. Appl. Phys., 85, 675–677 (2004).
- [68] TAUKE, R., TEPPE, F., BOUBANGA, S., COQUILLAT, D., KNAP, W., MEZIANI, Y.M., GALLON, C., BOEUF, F., SKOTNICKI, T., SKOTNICKI, T., FENOUILLET-BERANGER, C., MAUDE, D.K., RUMYANTSEV, S., and SHUR, M.S., *Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power*, Appl. Phys. Lett., 89, 253511 (2006).
- [69] DYAKONOV, M. and SHUR, M., *Detection, Mixing, and Frequency Multiplication of Terahertz Radiation by Two-Dimensional Electronic Fluid*, IEEE Trans. Electron. Devices, 43, 380 – 387 (1996).
- [70] SCHUSTER, F., COQUILLAT, D., VIDELIER, H., SAKOWICZ, M., TEPPE, F., DUSOPT, L., GIFFARD, B., SKOTNICKI, T., and KNAP, W., *Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors*, Optics Express, 19, 7827–7832 (2011).
- [71] BOPPEL, S., LISAUSKAS, A., MUNDT, M., SELIUTA, D., MINKEVICIUS, L., KASALYNAS, I., VALUSIS, G., MITTENDORFF, M., WINNERL, S., KROZER, V., and ROSKOS, H.G., *CMOS Integrated Antenna-Coupled Field-Effect Transistors for the Detection of Radiation From 0.2 to 4.3 THz*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 60, 3834–3843 (2012).

- [72] PFEIFFER, U.R., OJEFORS, E., LISAIKAS, A., GLAAB, D., VOLTOLINA, F., NZOGANG, V.M.F., BOLIVAR, P.H., and ROSKOS, H.G., *A CMOS focal-plane array for terahertz imaging*, in 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2008).
- [73] LISAIKAS, A., PFEIFFER, U., OJEFORS, E., BOLIVAR, P.H., GLAAB, D., and ROSKOS, H.G., *Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors*, J. Appl. Phys., 105, 114511 (2009).
- [74] AL HADI, R., SHERRY, H., GRZYB, J., ZHAO, Y., FOERSTER, W., KELLER, H.M., CATHELIN, A., KAISER, A., and PFEIFFER, U.R., *A 1 k-Pixel Video Camera for 0.7-1.1 Terahertz Imaging Applications in 65-nm CMOS*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, 47, 2999–3012 (2012).
- [75] SMITH, R.A., JONES, F.E., and CHASMAR, R.P., *The Detection and Measurement of Infra-Red Radiation* (Oxford University Press, 1960).
- [76] DILLNER, U., KESSLER, E., and MEYER, H.G., *Responsivity and detectivity modelling of thermal radiation sensors based on a biased thermocouple*, J. Phys. D: Appl. Phys., 44, 305102 (2011).
- [77] SEEBECK, T.J., *Ueber den Magnetismus der galvanischen Kette*, Abhandlung der Königlichen Akademie der Wissenschaften Berlin (1822).
- [78] GRAF, A., ARNDT, M., SAUER, M., and GERLACH, G., *Review of micromachined thermopiles for infrared detection*, Meas. Sci. Technol., 18, R59–R75 (2007).
- [79] DILLNER, U., *Leistungsparameter und -grenzen thermischer IR-Sensoren*, Tech. rep., Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) Jena (2010).
- [80] HOOGE, F.N., KLEINPENNING, T.G.M., and VANDAMME, L.K.J., *Experimental studies on 1/f noise*, Rep. Prog. Phys., 44, 479–532 (1981).
- [81] KÖHLER, R., TREDICUCCI, A., BELTRAM, F., BEERE, H., LINFIELD, E., DAVIES, A., RITCHIE, D., IOTTI, R., and ROSSI, F., *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*, Nature, 417, 156–159 (2002).
- [82] TONOUCHI, M., *Cutting-edge terahertz technology*, Nature Photonics, 1, 97–105 (2007).
- [83] HEINZ, E., MAY, T., ZIEGER, G., BORN, D., ANDERS, S., THORWIRTH, G., ZAKOSARENKO, V., SCHUBERT, M., KRAUSE, T., STARKLOFF, M., KRÜGER, A., SCHULZ, M., BAUER, F., and MEYER, H.G., *Passive Submillimeter-wave Stand-off Video Camera for Security Applications*, Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 31, 1355–1369 (2010).
- [84] KARASIK, B.S. and CANTOR, R., *Demonstration of high optical sensitivity in far-infrared hot-electron bolometer*, Appl. Phys. Lett., 98, 193503 (2011).
- [85] MAY, T., ZIEGER, G., ANDERS, S., ZAKOSARENKO, V., STARKLOFF, M., MEYER, H.G., THORWIRTH, G., and E.KREYSA, *Passive stand-off Terahertz imaging with 1 Hertz frame rate*, Proc. SPIE, 6949, 69490C–1 (2008).

- [86] LUUKANEN, A., HELISTÖ, P., LAPPALAINEN, P., LEIVO, M., RAUTIAINEN, A., TOIVANEN, H., SEPPÄ, H., TAYLOR, Z., DIETLEIN, C.R., and GROSSMAN, E.N., *Stand-off passive THz imaging at 8-meter stand-off distance: results from a 64-channel real-time imager*, Proc. SPIE, 7309, 73090F (2009).
- [87] HELLICAR, A.D., DU, J., HANHAM, S.M., and LI, L., *Application of a high temperature superconducting detector to terahertz imaging*, Proc. SPIE, 7311, 73110G-1 (2009).
- [88] COOPER, K.B., DENGLER, R.J., CHATTOPADHYAY, G., SCHLECHT, E., GILL, J., SKALARE, A., MEHDI, I., and SIEGEL, P.H., *A High-Resolution Imaging Radar at 580 GHz*, IEEE Microwave and wireless components letters, 18, 64-66 (2008).
- [89] COOPER, K.B., DENGLER, R.J., LLOMBART, N., BRYLLERT, T., CHATTOPADHYAY, G., SCHLECHT, E., GILL, J., LEE, C., SKALARE, A., MEHDI, I., and SIEGEL, P.H., *Penetrating 3-D Imaging at 4- and 25-m Range Using a Submillimeter-Wave Radar*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 56, 2771-2778 (2008).
- [90] COOPER, K.B., DENGLER, R.J., LLOMBART, N., THOMAS, B., CHATTOPADHYAY, G., and SIEGEL, P.H., *THz Imaging Radar for Standoff Personnel Screening*, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 1, 169-182 (2011).
- [91] KAHL, M., KEIL, A., PEUSER, J., LOEFFLER, T., PAETZOLD, M., KOLB, A., SPRENGER, T., HILS, B., and BOLIVAR, P.H., *Stand-off real-time synthetic imaging at mm-wave frequencies*, Proc SPIE, 8362, 836208 (2012).
- [92] DING, J., KAHL, M., LOFFELD, O., and BOLIVAR, P.H., *THz 3-D Image Formation Using SAR Techniques: Simulation, Processing and Experimental Results*, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 3, 606-616 (2013).
- [93] PÄTZOLD, M., KAHL, M., KLINKERT, T., KEIL, A., LÖFFLER, T., BOLIVAR, P.H., and KOLB, A., *Simulation and Data-Processing Framework for Hybrid Synthetic Aperture THz Systems Including THz-Scattering*, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 3, 625-634 (2013).
- [94] LEE, A.W.M., WILLIAMS, B.S., KUMAR, S., HU, Q., and RENO, J.L., *Real-Time Imaging Using a 4.3-THz Quantum Cascade Laser and a 320 x 240 Microbolometer Focal-Plane Array*, IEEE Photonics Technology Letters, 18, 1415-1417 (2006).
- [95] SIMOENS, F., MEILHAN, J., DELPLANQUE, B., GIDON, S., LASFARGUES, G., DERRA, J.L., NGUYEN, D., OUVRIER-BUFFET, J., S. POCASA, T.M., CATHABARD, O., and BARBIERI, S., *Real-time imaging with THz fully-customized uncooled amorphous-silicon microbolometer focal plane arrays*, Proc. SPIE, 8363, 83630D (2012).
- [96] NGUYEN, D.T., SIMOENS, F., OUVRIER-BUFFET, J.L., MEILHAN, J., and COUTAZ, J.L., *Broadband THz Uncooled Antenna-Coupled Microbolometer Array-Electromagnetic Design, Simulations and Measurements*, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2, 299-305 (2012).

- [97] COX, J.A., HIGASHI, R., NUSSEIBEH, F., NEWSTROM-PEITSO, K., and ZINS, C., *Uncooled MEMS-based detector arrays for THz imaging applications*, Proc. SPIE, 7311, 73110R (2009).
- [98] TADAY, P.F., *Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 362, 351–364 (2004).
- [99] FISCHER, B.M., HELM, H., and JEPSEN, P.U., *Chemical Recognition With Broadband THz Spectroscopy*, Proc. IEEE, 95, 1592–1604 (2007).
- [100] CAR, R. and PARRINELLO, M., *Unified Approach for Molecular Dynamics and Density-Functional Theory*, Phys. Rev. Lett., 55, 2471–2474 (1985).
- [101] FISCHER, B., HOFFMANN, M., HELM, H., MODJESCH, G., and JEPSEN, P.U., *Chemical recognition in terahertz time-domain spectroscopy and imaging*, Semiconductor Science and Technology, 20, 246–253 (2005).
- [102] HUANG, L., SHABAEV, A., LAMBRAKOS, S.G., and MASSA, L., *THz Dielectric Properties of Molecular Clusters of PETN and TNT Calculated by Density Functional Theory*, Journal of Materials Engineering and Performance, 21, 1620–1636 (2012).
- [103] HUANG, L., SHABAEV, A., LAMBRAKOS, S.G., and MASSA, L., *Ground-state spectral features of molecular clusters RDX excited at THz frequencies*, Vibrational Spectroscopy, 64, 62–67 (2013).
- [104] YAMAMOTO, K., YAMAGUCHI, M., MIYAMARU, F., TANI, M., HANGYO, M., IKEDA, T., MATSUSHITA, A., KOIDE, K., TATSUNO, M., and MANAMI, Y., *Noninvasive Inspection of C-4 Explosive in Mails by Terahertz Time-Domain Spectroscopy*, Japanese Journal of Applied Physics, 43, L414–L417 (2004).
- [105] KITTEL, C., *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenburg Verlag, 2006).
- [106] KOPITZKI, K. and HERZOG, P., *Einführung in die Festkörperphysik* (Vieweg & Teubner, 2007).
- [107] GORENFLO, S., *A Comprehensive Study of Macromolecules in Composites using Broadband Terahertz Spectroscopy*, Ph.D. thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau (2006).
- [108] SHEN, Y., LO, T., TADAY, P., COLE, B., TRIBE, W., and KEMP, M., *Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging*, Appl. Phys. Lett., 86 (2005).
- [109] MEYER, R., KÖHLER, J., and HOMBURG, A., *Explosives* (Wiley-VCH, 2007).
- [110] HOBBS, J.R., *Analysis of Semtex Explosives*, in *Advances in Analysis and Detection of Explosives*, edited by J. Yinon (Kluwer Academic Publishers, 1993).
- [111] URBANSKI, T., *Chemistry and Technology of Explosives* (Pergamon Press, 1967).
- [112] GALLAGHER, H.G. and SHERWOOD, J.N., *Polymorphism, twinning and morphology of crystals of 2,4,6-trinitrotoluene grown from solution*, J. Chem. Soc., Faraday Trans., 2, 2107–2116 (1996).

- [113] ROMAN, C., ICHIM, O., SARGER, L., VIGNERAS, V., and MOUNAIX, P., *Terahertz dielectric characterisation of polymethacrylimide rigid foam: The perfect sheer plate?*, Electron. Lett., 40, 1167–1169 (2004).
- [114] WITKO, E.M., BUCHANAN, W.D., and KORTER, T.M., *Terahertz Spectroscopy and Solid-State Density Functional Theory Simulations of the Improvised Explosive Oxidizers Potassium Nitrate and Ammonium Nitrate*, J. Phys. Chem. A, 115, 12410–12418 (2011).
- [115] VRCELJ, R.M., SHERWOOD, J.N., KENNEDY, A.R., GALLAGHER, H.G., and GELBRICH, T., *Polymorphism in 2-4-6 Trinitrotoluene*, Crystal Growth & Design, 3, 1027–1032 (2003).
- [116] ZURK, L.M., SUNDBERG, G., SCHECKLMAN, S., ZHOU, Z., CHEN, A., and THORSOS, E.I., *Scattering Effects in Terahertz Reflection Spectroscopy*, Proc SPIE, 6949, 694907 (2008).
- [117] AM WEG, C., *Simulation, Optimierung und Realisierung quasioptischer Scansysteme für aktive THz-Kameras*, Ph.D. thesis, Johann Wolfgang Goethe Universität (2011).
- [118] HENNEBERGER, R., *TeraCam Status-Meeting*, Vortrag (2009).
- [119] *Technik - kurz und bündig: Maxon Sensor Istwertgeber*, Tech. rep., Maxon Motor GmbH (2009).
- [120] VÖLKLEIN, F. and KESSLER, E., *Thermoelectric Properties of Bi(1-x)Sb(x) Films with $0 < x < 0.3$* , Thin Solid Films, 155, 197–208 (1987).
- [121] KESSLER, E. and DILLNER, U., *Abschlussbericht BMBF-Verbundvorhaben TeraCam*, Tech. rep., Institut für Photonische Hochtechnologie (IPHT) (2011).
- [122] *Ansoft High Frequency Structure Simulator v10 User's Guide*, Ansoft Corporation (2005).
- [123] VÖLKLEIN, F. and KESSLER, E., *Thermal Conductivity and Thermoelectric Figure of Merit of Bi(1-x)Sb(x) Films with $0 < x < 0.3$* , Phys. Stat. Sol. B, 143, 121–130 (1987).
- [124] VÖLKLEIN, F. and KESSLER, E., *Thermal Conductivity and Thermoelectric Figure of Merit of Thin Antimony Films*, Phys. Stat. Sol. B, 158, 521–529 (1990).
- [125] LÖFFLER, T., SIEBERT, K., CZASCH, S., BAUER, T., and ROSKOS, H.G., *Visualization and classification in biomedical terahertz pulsed imaging*, Phys. Med. Biol., 47, 3847–3852 (2002).
- [126] PLAZA, A., MARTINEZ, P., PEREZ, R., and PLAZA, J., *Spatial / spectral end-member extraction by multidimensional morphological operations*, IEEE Trans on Geoscience and Remote Sensing, 40, 2025–2041 (2002).
- [127] LABITZKE, B. and KOLB, A., *Efficient and Accurate Linear Spectral Unmixing*, in IEEE Workshop on Hyperspectral Imaging and Signal Processing: Evolution in Remote Sensing (WHISPERS) (2013).
- [128] SALEH, B.E.A. and TEICH, M.C., *Fundamentals of Photonics* (Wiley - Interscience, 1991).

- [129] COOK, D., ALLEN, M., DECKER, B., WAINNER, R., HENSLEY, J., and KINDLE, H., *Detection of high explosives with THz radiation*, in The Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics (IRMMW-THz), vol. 1, 7–8 (2005).
- [130] GALODA, S. and SINGH, G., *Fighting terrorism with terahertz*, Potentials, IEEE, 26, 24–29 (2007).
- [131] TRIBE, W., NEWNHAM, D., TADAY, P., and KEMP, M., *Hidden object detection: security applications of terahertz technology*, in Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics III, edited by Hwu, R. J., *Proc. SPIE*, vol. 5354, 168–176 (2004), Conference on Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics III, San Jose, CA, JAN 25–26, 2004.
- [132] ZIMDARS, D., WHITE, J., STUK, G., CHERNOVSKY, A., FICHTER, G., and WILLIAMSON, S.L., *Time Domain Terahertz Detection of Concealed Threats in Luggage and Personnel*, *Proc SPIE*, 6212, 62120O (2006).
- [133] ZHANG, L., ZHONG, H., DENG, C., ZHANG, C., and ZHAO, Y., *Terahertz wave reference-free phase imaging for identification of explosives*, *Appl. Phys. Lett.*, 92 (2008).
- [134] YANG, Y., MANDEHGAR, M., and GRISCHKOWSKY, D.R., *Broadband THz Pulse Transmission Through the Atmosphere*, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1, 264–273 (2011).
- [135] LIU, H.B., CHEN, Y., BASTIAANS, G.J., and ZHANG, X.C., *Detection and identification of explosive RDX by THz diffuse reflection spectroscopy*, *Optics Express*, 14, 415–423 (2006).
- [136] ZHOU, Z., CHEN, A., ZHANG, J., ZURK, L.M., ORLOWSKI, B., THORSOS, E., WINEBRENNER, D., and R.DALTON, L., *Impacts of terahertz scattering on the reflection spectrum for explosive detection*, *Proc SPIE*, 6772, 67720T (2007).
- [137] USAMI, M., YAMASHITA, M., FUKUSHIMA, K., OTANI, C., and KAWASE, K., *Terahertz wideband spectroscopic imaging based on two-dimensional electro-optic sampling technique*, *Applied Physics Letters*, 86, 141109 (2005).
- [138] WALLIN, S., PETTERSSON, A., ÖSTMARK, H., and HOBRO, A., *Laser-based standoff detection of explosives: a critical review*, *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 395, 259–274 (2009).
- [139] ORTOLANI, M., LEE, J.S., SCHADE, U., and HÜBERS, H.W., *Surface roughness effects on the terahertz reflectance of pure explosive materials*, *Applied Physics Letters*, 93, 081906 (2008).
- [140] KLIER, J., MOLTER, D., ZOUAGHI, W., THEUER, M., and JONUSCHEIT, J., *Terahertz-Echtzeit-Kamera (zweidimensional) für Anwendungen in der Sicherheitstechnik (TEKZAS), Teilvorhaben: Optisch parametrischer Oszillator im Terahertz-Spektralbereich mit Injection-Seeding*, Tech. rep., Fraunhofer IPM (2010).

Abdruckgenehmigungen

Abbildung 2.4a: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung des IEEE Verlags, © 2011 IEEE.

Abbildungen 2.4b, 2.5 und 5.5: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung von [62].

Abbildung 2.7: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung des IEEE Verlags, © 1975 IEEE.

Abbildungen 2.12 und 2.13: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung von [83].

Abbildung 2.14: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung des IEEE Verlags, © 2011 IEEE.

Abbildung 2.15a: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung von [91].

Abbildung 2.15b: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung von [93], © 2013 IEEE.

Abbildungen 2.16 und 2.17: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung von [74], © 2012 IEEE.

Abbildung 2.18: Ins Deutsche übersetzt, abgedruckt mit freundlicher Genehmigung der Society of Photo Optical Instrumentation Engineers, © 2012 Society of Photo Optical Instrumentation Engineers.

Abbildung 2.19: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung der Society of Photo Optical Instrumentation Engineers, © 2012 Society of Photo Optical Instrumentation Engineers.

Abbildungen 3.3 und 3.4b: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung der Optical Society of America, © 2007 Optical Society of America.

Abbildung 3.4a: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung des Elsevier Verlags, © 2007 Elsevier.

Abbildung 5.6: Abgedruckt mit freundlicher Genehmigung von [118].

Abbildung 5.7: Frei zum Abdruck.

Abkürzungsverzeichnis

a. u.	beliebige Einheiten, engl.: arbitrary units
AN	Ammonium Nitrat
BiSb	Bismut-Antimon-Legierung
C4	Composition 4 (ein Plastiksprengstoff)
CW	Continuous Wave
DFT	Density functional theory
dll	dynamic link library
DR	Dynamikbereich, engl.: Dynamic Range
DRO	Dynamic Resonance Oscillator
EO	elektrooptisch
FET	Feld Effekt Transistor
FMCW	Frequency-Modulated Continuous-Wave
FPA	Focal Plane Array
GaAs	Gallium-Arsenid
GaP	Gallium-Phosphit
HEMT	High Electron Mobility Transistor
HF	Hochfrequenz
ITO	Indium-Zinn-Oxid
LO	Lokaloszillator
NA	Numerische Apertur
NEP	Äquivalenten Rauschleistung, engl.: Noise Equivalent Power
NI	National Instruments
PBS	Strahlteilermembran (engl.: Pellicle Beam Splitter)
PE	Polyethylen
PETN	Pentaerythrittetranitrat, auch: Nitropenta
PTFE	Polytetrafluorethylen, auch: Teflon
QCL	Quanten-Kaskaden-Laser
RDX	Research Demolition Explosive / Royal Demolition Explosive (Cyclotrimethylentrinitramin)

Abkürzungsverzeichnis

REM	Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme
RF	Radio Frequenz
RMSE	mittlere quadratische Abweichung, engl.: Root Mean Square Error
Sb	Antimon
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis, engl.: Signal to Noise Ratio
TES	Transition Edge Sensoren
THz	Terahertz
THz-TDS	THz Zeitbereichs-Spektroskopie
TNT	2,4,6-Trinitrotoluol
VCO	Voltage Controlled Oscillator
XRD	Pulver-Röntgendiffraktometrie, engl.: X-Ray Diffraction
ZF	Zwischenfrequenz
ZnTe	Zink-Tellurid

Anhang A

Phasenverlauf an einer starken Resonanz

Die korrekte Berechnung des Brechungsindex als Funktion der Frequenz aus THz-TDS-Messdaten erfordert die Kenntnis der Phasenlage des gemessenen THz-Signals mit Probe im Verhältnis zur Phasenlage der Referenzmessung. Besitzt die gemessene Probe resonante Absorptionen, die die Dynamik des Messsystems übersteigen, fällt das gemessene THz-Signal bei diesen Frequenzen ins Rauschen ab. Dies führt zu einem Verlust der Phasenbeziehung zwischen Referenz und Proben-Messung. Dadurch kann der Brechungsindex der Probe bei Frequenzen, die oberhalb dieser Resonanz liegen nicht korrekt bestimmt werden.

Der Realteil des komplexen Brechungsindex ruft eine Zeitverzögerung der Transiente der Probenmessung gegenüber der Transiente der Referenzmessung hervor. Diese Zeitverzögerung entspricht einer Phasenverschiebung im Frequenzbereich. Aus diesem Grund ist der Einfluss der Phasenbeziehung zwischen Referenz- und Probenmessung auf die Bestimmung des Realteils des komplexen Brechungsindex groß. Der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex, der Extinktionskoeffizient, verursacht eine Absorption, was zu einer Dämpfung der Amplitude des THz-Signals im Zeit- und Frequenzbereich führt. Wie bereits erwähnt, zeigt sich eine Resonanz in der Absorption als Peak. Die Phasenbeziehung zwischen Referenz- und Probenmessung hat einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf die Berechnung der Absorption. Folglich ist der Fehler bei der Berechnung des Extinktionskoeffizienten für Frequenzen oberhalb einer Resonanz, an der die Absorption die Dynamik übersteigt vernachlässigbar.

In Abbildung A.1 ist der Extinktionskoeffizient mit einer Resonanz, deren Absorption die Dynamik des Messsystems übersteigt dargestellt. Der Extinktionskoeffizient wurde mit Hilfe eines Berechnungsalgorithmus ermittelt, der auf [48–50] basiert. Die schwarze Kurve in Abbildung A.1 basiert auf der Phasendifferenz zwischen Referenz- und Probenmessung, die der Berechnungsalgorithmus ermittelt hat. Für die Berechnung der roten Kurve wurde die Phasendifferenz um 2π verschoben, an der Frequenz, wo die Absorption die Messdynamik übersteigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Einfluss der Phasendifferenz auf die Berechnung des Extinktionskoeffizienten (und somit des Absorptionskoeffizienten) eines Materials vernachlässigbar ist. Folglich kann der Absorptionkoeffizient oberhalb einer Resonanz, deren Absorption die Messdynamik übersteigt korrekt berechnet werden.

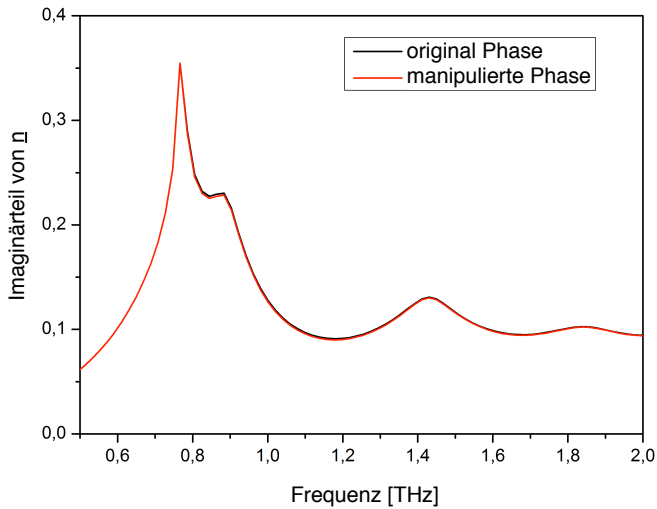


Abb. A.1: Extinktionskoeffizient mit einer Resonanz, die die Messdynamik übersteigt. Die schwarze Kurve basiert auf dem vom Berechnungsalgorithmus ermittelten Phasenverlauf, für die rote Kurve wurde die Phasendifferenz zwischen Referenz- und Probenmessung um 2π verschoben. Der Unterschied zwischen beiden Kurven ist vernachlässigbar.

Anhang B

Analyse mit Lorentz Kurvenanpassung

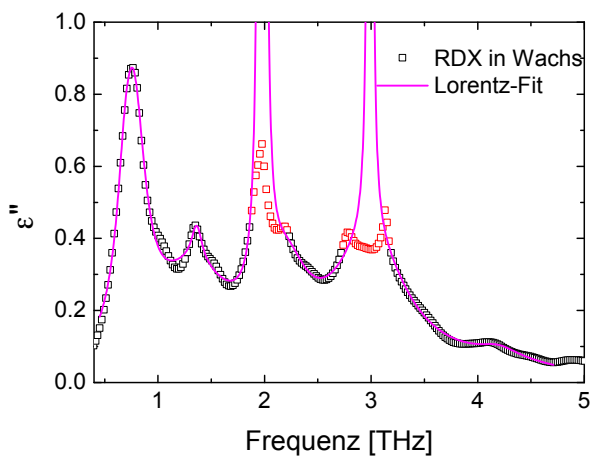


Abb. B.1: Lorentz Kurvenanpassung an das THz Spektrum von RDX in Wachs.

Tab. B.1: Kurvenanpassung mit Lorentz Oszillator an ϵ'' von RDX in Wachs.

	Resonanzfrequenz f_c	Breite β
I	$0,76 \pm 0,002$	$0,28 \pm 0,007$
II	$1,34 \pm 0,009$	$0,55 \pm 0,04$
III	$2,05 \pm 0,006$	$0,26 \pm 0,079$
IV	$2,96 \pm 0,01$	$1,067 \pm 0,081$
V	$4,19 \pm 0,057$	$0,45 \pm 0,05$

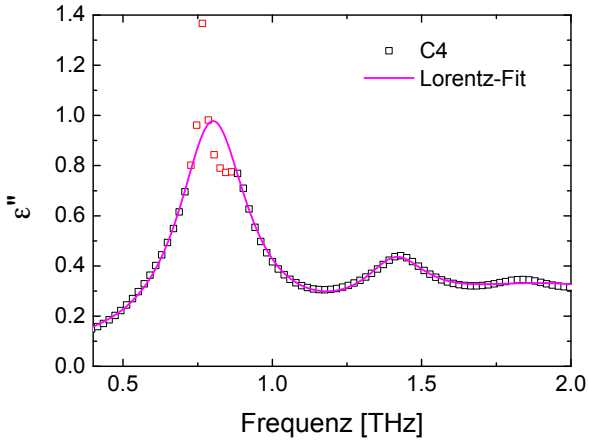


Abb. B.2: Lorentz Kurvenanpassung an das THz Spektrum von C4.

Tab. B.2: Kurvenanpassung mit Lorentz Oszillator an ϵ'' von C4.

	Resonanzfrequenz f_c	Breite β
I	$0,8 \pm 8 \cdot 10^{-4}$	$0,28 \pm 0,007$
II	$1,41 \pm 0,0027$	$0,25 \pm 0,017$

Anhang C

HFSS Modell der Thermoelement-Antennenanordnung

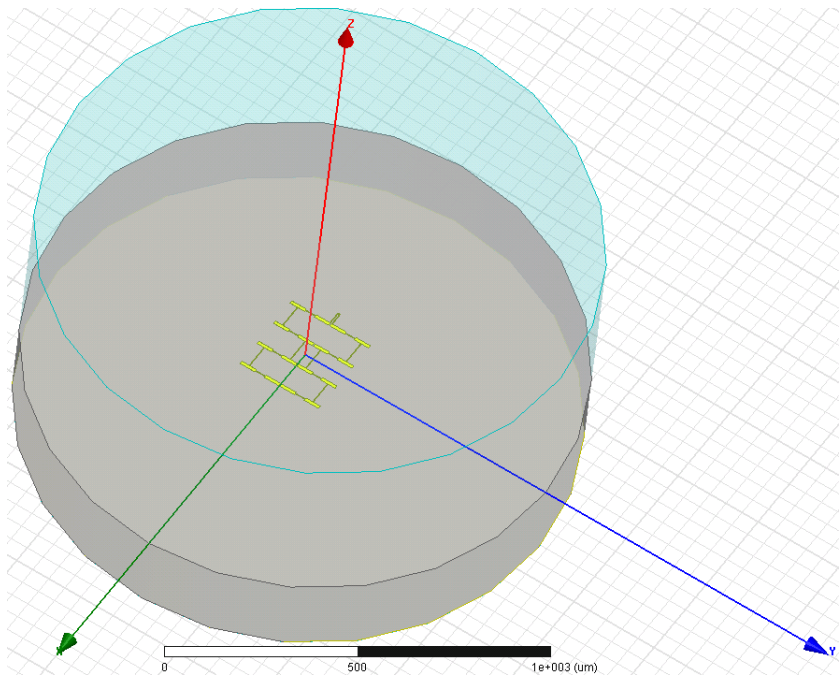


Abb. C.1: HFSS-Modell der Thermoelement-Antennenanordnung.

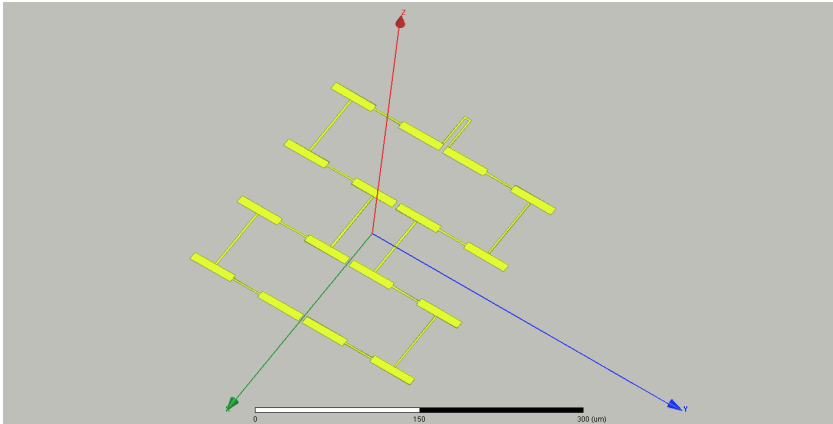


Abb. C.2: vergrößerte Ansicht des HFSS-Modells der Thermoelement-Antennenanordnung.

Tab. C.1: Eingabeparameter des HFSS-Modells der Thermoelement-Struktur

Umgebendes Medium:	Luft
Randbedingung:	unendlich ferne Hülle
Anregung:	Stromquelle
Frequenz:	812 GHz
Diplomaterial:	Gold
Dipolbreite:	9 µm
Dipollänge:	45 µm
Dipolhöhe:	0,13 µm
Brückenlänge:	30 µm
Brückenmaterial:	Gold
Substratmaterial:	Silizium
Substratdicke:	500 µm
Material Rückreflektor:	Gold
Material Rückreflektor:	0,13 µm
Durchmesser Substrat:	750 µm



Anna Katharina Huhn studierte nach dem Abitur am Berufskolleg Technik des Kreises Siegen-Wittgenstein im Jahr 2001 Elektrotechnik mit Schwerpunkt Mikroelektronik und Halbleitertechnik an der Universität Siegen. Für ihre Diplomarbeit "Breitbandige THz-Spektroskopie" erhielt sie 2009 den Studienpreis des Kreises Altenkirchen. Nach Abschluss des Studiums arbeitete sie als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Höchstfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität Siegen. Von 2009 bis 2012 war sie Stipendiatin im DFG-geförderten Graduiertenkolleg 1564 "Imaging new Modalities". Ihre Promotion schloss sie 2014 mit ihrer Dissertation mit dem Titel "THz-Erkennung energetischer Materialien" ab.

Der Terahertz Frequenzbereich, der im elektromagnetischen Spektrum zwischen Infrarot und Mikrowellen angesiedelt ist, bietet durch seine einzigartige Kombination von Eigenschaften das Potential zum Auffinden und Identifizieren versteckter sicherheitskritischer Objekte und Materialien (z.B. Sprengstoffe). Die THz-Sprengstofferkennung basiert auf den sogenannten spektralen Fingerabdrücken (resonanten Absorptionen) von Sprengstoffen im THz-Bereich. Bis zum heutigen Zeitpunkt konnten die mit dieser Technologie verbundenen Versprechungen und Hoffnungen, u.a. das schnelle Auffinden und Identifizieren von unter der Kleidung versteckten Sprengstoffen direkt am Menschen, nicht zufriedenstellend erfüllt werden. Gründe dafür liegen in der Variabilität der spektralen Fingerabdrücke, die bisher nur sehr unzureichend untersucht wurde, sowie im Mangel an echtzeitfähigen breitbandigen THz-Bildgebungssystemen.

Im Rahmen dieser Dissertation wird ein ganzheitlicher Ansatz zur THz-Sprengstofferkennung verfolgt, von der Entwicklung und Charakterisierung verschiedener THz-Technologien auf Detektorebene, über die spektroskopische THz-Analyse von Sprengstoffen bis hin zum Gesamtsystem-Aufbau und der Systemevaluation. Die Abhängigkeiten der spektralen Fingerabdrücke verschiedener Sprengstoffe von Präparation, Additiven und Inhomogenitäten werden analysiert. Einige interessante THz-Technologien zur echtzeitfähigen THz-Bildgebung werden charakterisiert und die Erkennung eines Sprengstoffs anhand seines spektralen Fingerabdrucks wird mit verschiedenen THz-Bildgebungssystemen demonstriert. Weltweit erstmalig gelang die Erkennung eines Sprengstoffs anhand seines spektralen Fingerabdrucks mit einem THz-Bildgebungssystem basierend auf einem echtzeitfähigen Thermoelement.