

# Terahertz-Computer-Tomographie mit Zeitbereichsspektroskopie-Systemen

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen-Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von M. Eng. Anika Brahm,  
geboren am 18.02.1985 in Jena.

**Gutachter:**

1. Prof. Dr. rer. nat. habil. Andreas Tünnermann, FSU Jena
2. Prof. Dr. rer. nat. habil. Richard Kowarschik, FSU Jena
3. Prof. Dr. rer. nat. habil. René Beigang, TU Kaiserslautern

**Tag der Disputation: 28.04.2015**

## Kurzzusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit dem optischen Verfahren der Terahertz (THz)-Computer-Tomographie (CT). Das Durchdringungsvermögen der langwelligen Strahlung für eine Vielzahl von Materialien und deren spektrale Sensitivität gegenüber dem THz-Frequenzbereich bieten ein völlig neues Potenzial für zerstörungsfreie dreidimensionale Bildgebung.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Überwindung einzelner physikalisch-technischer Herausforderungen zur Schaffung der Grundlagen für eine Übertragung dieser neuen Technologie in den Industrieinsatz. Hierbei galt es, alle Mehrinformationen von zeitaufgelösten Spektroskopie-Systemen zu nutzen, auftretende optische Effekte der langwelligen Strahlung zu untersuchen, Korrekturmaßnahmen zu finden sowie die bisherigen 1-Pixel-Systemtechnologien mittels photoleitender Detektorarrays zu erhöhen.

Ausgehend von der Verwendung gepulster Zeitbereichsspektroskopie (TDS) konnten im Rahmen der Arbeit neben den üblichen Absorptionsinformationen die zusätzlichen Informationen von Zeit und Spektrum kurzer THz-Pulse erfasst und für die volumetrische Rekonstruktion der inneren Strukturen und Eigenschaften verwendet werden. Hierbei wurden Substanzen sowohl räumlich lokalisiert als auch spektral identifiziert.

Des Weiteren wurde erstmals die THz-CT mit einem neuen mehrkanaligen TDS-System unter Verwendung von 15 Detektionskanälen aus LTG-InGaAs/InAlAs bei der Anregungswellenlänge von 1030 nm eines Ultrakurzpuls-Faserlasers demonstriert. Im Rahmen dieser Systementwicklungen entstanden neue Laser-generierte Antireflexstrukturen für hochbrechende THz-Optiken, welche die Signalqualitäten in Zukunft drastisch verbessern können.

Infolge der Langwelligkeit der Strahlung wurden mit den Kanten- und Brechungseffekten zwei optische Haupteffekte untersucht, klassifiziert und Lösungsstrategien bezüglich der Korrektur und Verbesserung ihrer Artefakte in Rekonstruktionsbilder aufgezeigt. Hierbei entstanden Methoden zur Detektion mehrerer Pulse im Zeitsignal, Entfaltungsoperationen zur Verbesserung der optischen Bildqualität als auch ein geometrisch-optisches Simulationswerkzeug für Analyseverfahren oder zukünftige Systementwicklungen bezüglich der Korrektur von Brechungseffekten.

## Abkürzungsverzeichnis

2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
a.u.	engl.: arbitrary unit, unskalierte Einheit
A/D	Analog/Digital
AR	Antireflex
BWO	engl.: backward wave oscillator, Rückwärtswellenoszillator
cw	engl.: continuous wave, kontinuierliche Strahlung
CCD	engl.: charge-coupled device
CWT	engl.: continuous wavelet transform, kontinuierliche Wavelet-Transformation
CT	Computer-Tomographie
C4	engl.: Composit Compound 4 (umgspr. Plastiksprengstoff)
DNA	Desoxyribonukleinsäure
DFT	Dichtefunktionaltheorie
EFL	engl.: effective focal length, effektive Fokusslänge
ESF	engl.: edge spread function, Kantenspreiz- bzw. Kantenbild-Verwachsungsfunktion
EPS	expandiertes Polystyrol
EPP	expandiertes Polypropylen
FBP	engl.: filtered back-projektion, gefilterte Rückprojektion
FFT	engl. fast Fourier transform, Schnelle Fourier-Transformation
FDTD	engl.: finite difference time domain, Finite-Differenzenmethode
FMCW	engl.: frequency modulated continuous wave, frequenzmodulierte kontinuierliche Strahlung
fs	Femtosekunde ( $1 \text{ fs} = 1 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ )
FWHM	engl.: full width at half maximum, Halbwertsbreite
GaAs	GalliumArsenid
Gap <sub>EM</sub>	Gap (photoleitende Lücke) des Emitters
Gap <sub>Det</sub>	Gap (photoleitende Lücke) des Detektors
HDPE	engl.: „high density“ Polyethylen
HHI	Heinrich-Hertz-Institut
HRFZ	engl.: high resistive float-zone silicium, hochohmiges Fließzonen-Silizium
InAs	IndiumArsenid
InGaAs	IndiumGalliumArsenid
InAlAs	IndiumAlluminiumArsenid
IOF	Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik

---

IR	Infrarot
keV	Kiloelektronenvolt, $1 \text{ eV} \approx 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
LF	Linienfokus
LIA	engl: Lock-in amplifier, Lock-In Verstärker
LP	Linienpaare
LSF	engl.: line spread function, Linienbild-Verwaschungsfunktion
LTG	engl.: low temperature grown, bei niedriger Temperatur $<200^\circ$ gewachsen
MDMA	3,4-Methylendioxy-N-methylamphetamin
MNLS	mesa-strukturierte Multi-Nanolayer Strukturen, Schichtsysteme
$\text{NaHCO}_3$	Natriumhydrogencarbonat
OSEM	engl.: ordered subsets expectation maximization
OSC	engl.: ordered subsets convex
PCA	engl.: principal component analysis, Hauptkomponentenanalyse
$P_{\text{EM}}$	Leistung auf dem Emitter
PEEK	Polyetheretherketon
$P_{\text{DET}}$	Leistung auf dem Detektor
PLS	engl.: partial least square, Regressionsalgorithmus
PMMA	Polymethylmethacrylat
POM	Polyoxymethylen
PP	engl.: peak-to-peak , Spitze zu Spitze
PS	Parabolspiegel
PSF	engl.: point spread function, Punktbild-Verwaschungsfunktion
PTFE	Polytetrafluorethylen
RDX	Research Department Explosive, Hexogen, Sprengstoff
RMSE	engl.: root mean square error, Wurzel aus mittleren quadratischen Fehler
RNA	Ribonukleinsäure
SA	synthetische Apertur
SART	engl.: simultaneous algebraic reconstruction technique
ST	Strahlteiler
STFT	engl.: short time fourier transform, Kurzzeit-Fourier-Transformation
TDS	engl.: time domain spectroscopy, Zeitbereichsspektroskopie
THz	Terahertz, $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$
TIA	engl.: transimpedance amplifier, Transimpedanzverstärker
TOF	engl.: time of flight , Laufzeit
TRMF	engl.: transmit and receive multiple frequency bands
TPX	Polymethylpenten
UP	Ultrapräzisionsbearbeitung

---

VRS	Verhältnis THz-Amplitude zu Systemnummer
VVE	Verhältnis THz-Amplitude zu vorherigen System
ZnTe	Zinktellurid
ZL	Zeonex <sup>®</sup> -Linsen
ZPL	engl.: Zemax programming language, Zemax Programmiersprache
ZylS	Zylinderspiegel

## Formelverzeichnis

$A_f$	spektrale Amplitude bei der Frequenz $f$ [a.u.]
$A_{\max}$	maximale THz-Amplitude [a.u.]
$A_{\min}$	minimale THz-Amplitude [a.u.]
$A_{pp}$	peak-to-peak (PP)-Amplitude des THz-Pulses [a.u.]
$A(f)$	Fourier-Transformierte von $a(x)$
$a$	Skalenparameter
$a(x)$	effektfreie Projektion entlang $x$
$\alpha$	Absorption [1/m]
$abs[j]$	Absorptionsspektren entlang $j$
$B(f)$	Fourier-Transformierte von $b(x)$
$b$	Positionsparameter
$b(x)$	Projektion entlang $x$
$\beta$	Aspekt-Verhältnis
$C$	zweidimensionale Matrix der Wavelet-Koeffizienten
$c$	Lichtgeschwindigkeit [m/s]
$d$	Dicke [m]
$d_{in}$	innerer Durchmesser [m]
$d_t$	Gittertiefe
$E_{ref}(\omega)$	Fourier-Transformierte des zeitlich abgetasteten Referenzpulses
$E_0$	Ausgangsamplitude des THz-Pulses [a.u.]
$e$	eulersche Zahl
$H(\hat{u})$	Übertragungsfunktion
$H(f)$	Fourier-Transformierte von $h(x)$
$h(x)$	Übertragungsfunktion entlang $x$
$j$	Index
$\delta$	Geradenfunktion
$F(u, v)$	2D Fourier-Transformierte von $f(x, y)$ im Koordinatensystem $u, v$
$f$	Brennweite [m]
$f$	Frequenz [Hz]
$f(t)$	Funktion entlang $t$
$f(x, y)$	Bildfunktion im Koordinatensystem $x, y$
$\kappa$	Extinktionskoeffizient
$l$	Länge [m]
$\lambda$	Wellenlänge [m]
$\lambda_0$	Vakuumwellenlänge [m]
$n$	Brechungsindex
$\tilde{n}$	komplexe Brechzahl

---

$n_{eff}$	effektive Brechzahl
$i$	imaginäre Einheit, $i^2 = -1$
$p$	Pearsonscher Korrelationskoeffizient
$\rho$	Abstand [m]
$R$	reelle Zahl
$R_\theta$	Radon-Transformierte
$R(f)$	Fourier-Transformierte von $r(x)$
$r$	Radius [m]
$r(x)$	Rauschterm entlang x
$T$	Transmission, transmittierte Anteile
$t_{max}$	Zeit der maximalen THz-Amplitude [s]
$t_{min}$	Zeit der minimalen THz-Amplitude [s]
$t_{pp}$	Zeit der PP THz-Amplitude [s]
$\omega$	Kreisfrequenz [Hz]
$ \omega $	Filterfunktion bzw. Filterfaktor
$\vec{X}$	Absorptionsvektor
$\vec{Y}$	Absorptionsspektrum
$\theta$	Winkel [°]
$\emptyset$	Durchmesser [m]
$\Lambda$	Periode [m]
$\Psi(t)$	Mutterwavelet
$\Psi_{a,b}(t)$	umgewandeltes und skaliertes Wavelet
$\Psi_{mex}$	„Mexikanischer Hut“-Funktion

# Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung .....	II
Abkürzungsverzeichnis .....	III
Formelverzeichnis .....	VI
Inhaltsverzeichnis .....	1
1 Einleitung .....	3
2 Stand der Technik .....	6
2.1 Terahertz-TDS-Technologien .....	6
2.2 Methoden der Terahertz-Tomographie .....	7
2.3 Computer-Tomographie mit THz-Strahlung .....	11
2.3.1 Bildparameter in THz-TDS-Systemen .....	12
2.3.2 Radon-Transformation .....	15
2.3.3 Rekonstruktion der Projektionen .....	16
2.3.4 Iterative Algorithmen .....	18
3 Messsysteme für die THz-CT .....	21
3.1 Kontinuierliches Messsystem .....	22
3.2 Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie-System .....	23
3.2.1 Aufbau .....	23
3.2.2 Charakteristische Parameter .....	25
3.3 Mehrkanaliges Zeitbereichsspektroskopie-System .....	28
3.3.1 Materialentwicklung für THz-Emitter und Detektor .....	29
3.3.2 Aufbau des mehrkanaligen THz-TDS-Systems .....	31
3.3.3 Charakterisierung des THz-Strahlengangs .....	34
3.3.4 Laser-generierte Antireflexstrukturen .....	38
4 Beispiele der THz-CT .....	42
4.1 Amplitudeninformationen .....	42
4.2 Zeitinformationen .....	44
5 Optische Effekte in TDS-Messungen .....	47
5.1 Auswirkungen der optischen Effekte auf Projektionen .....	48
5.2 Kanteneffekte .....	51
5.2.1 Trennung der THz-Pulse .....	55
5.2.2 Optimierung der Bildschärfe an Kanten .....	57
5.3 Brechungseffekte .....	61
5.4 THz-Systemanordnung .....	66
5.5 Resümee .....	68
6 Spektrale Terahertz-CT .....	70
6.1 Räumliche spektrale Identifikation .....	71
6.2 Wavelet-basierte Identifikation in der THz-CT .....	74
6.2.1 Experimentelle Anordnung .....	75
6.2.2 Ergebnisse der Pearson Korrelation .....	78

---

6.2.3	Spektrale Identifikation mit Wavelets.....	81
6.2.4	Optimierung der spektralen Wavelet-Analyse.....	85
6.3	Resümee.....	86
7	Zusammenfassung und Ausblick .....	89
	Literaturverzeichnis .....	92
	Danksagung .....	111
	Ehrenwörtliche Erklärung .....	113
	Eigene Veröffentlichungen .....	114

# 1 Einleitung

Die Terahertz (THz)-Strahlung beschreibt mit 0,1 bis 10 THz einen langwelligen Anteil (3 mm bis 30  $\mu\text{m}$ ) der Strahlung des elektromagnetischen Spektrums zwischen den Mikrowellen und der Infrarot-Strahlung. Das Interesse an diesem Wellenlängenbereich ist in den letzten 2 Jahrzehnten rasant gestiegen, da sich eine Vielzahl von neuen Anwendungen in der Bildgebung, Spektroskopie, Kommunikationstechnik abzeichnen sowie verschiedenste Technologien zur Erzeugung und Detektion von THz-Wellen demonstriert werden konnten [1-8].

Das große Interesse an den THz-Technologien geht vor allem aus ihren Eigenschaften hervor. So durchdringt die Strahlung zahlreiche Materialien wie Kunststoffe, Holz, Papier, Bekleidung, Keramiken, Verbundstoffe und Halbleiter zerstörungsfrei und wird damit für bildgebende Anwendungen in der Qualitätskontrolle und Defekterkennung verschiedenster Industriezweige attraktiv [4,9-11]. Durch ihre geringe Photonenenergie (wenige meV) wechselwirkt sie mit vielen Energiezuständen in Materialsystemen und kann damit für spektroskopische Untersuchungen verwendet werden [12]. Beispielsweise zeigen Drogen und Sprengstoffe eine typische Signatur im THz-Bereich, wodurch sich neue Anwendungsfelder in der Sicherheitstechnik ergeben [13-14]. Aber auch die Spektroskopie von Proteinen, Biomolekülen und Pharmazeutika [15-16] ermöglicht, trotz der hohen Sensitivität der Strahlung gegenüber Wasser, bestimmte Einsatzgebiete in der Biomedizintechnik [17] wie z.B. die Erkennung von Hautkrebs [18].

Ein relativ junges Forschungsgebiet stellt die optische 3D-Messtechnik unter Anwendung von THz-Strahlung dar. Die Computer-Tomographie (CT) ermöglicht hierbei die volumetrische Erfassung der inneren Strukturen von Objekten. Auch können durch die Wahl des Systemtyps viel mehr als reine Absorptionsinformationen über Proben gewonnen werden. So liefern gepulste Zeitbereichsspektroskopie-Systeme (engl. TDS) mit den Zeitkomponenten der elektrischen Feldstärken der THz-Pulse sowie deren Spektren über die Fourier-Transformation, den bisher größtmöglichen Informationsgehalt. Hiermit lassen sich die inneren und äußeren Eigenschaften bzw. Bestandteile von Objekten nicht nur lokalisieren und bestimmen, sondern auch spektral identifizieren, was diesem CT-Verfahren ein völlig neues Analysepotenzial verleiht [19].

Systemtechnisch gibt es gepulste TDS-Systeme mittlerweile nicht mehr nur als Laboraufbauten, sondern als fertige Kaufsysteme bei Anregungswellenlängen um die 800 nm und 1550 nm mit photoleitenden Antennen als Emitter und Detektoreinheiten [20-22]. Allerdings stehen diese nur als einkanalige Systeme mit nur einem Emitter und Detektor zur Verfügung und ermöglichen damit trotz

der Messgeschwindigkeiten von wenigen ms pro Bildpunkt noch lange nicht den vertretbaren Messgeschwindigkeiten für hunderttausende Pixel im Rahmen der THz-CT. Die Mehrinformationen des TDS-Prinzips wurden zu Beginn der Arbeit noch nicht voll ausgeschöpft [23]. So standen Strategien und weitere Anwendungsbeispiele für die Zeit- und spektralen Informationen im Rahmen der THz-CT aus. Weiterhin wird die Computer-Tomographie im THz-Bereich aber auch durch die Langwelligkeit der Strahlung und des zeitaufgelösten Detektionsprinzips in TDS-Systemen zum Spezialfall. Die Untersuchungsobjekte werden mit Brechzahlen größer 1 zu optischen Elementen und haben einen erheblichen Einfluss auf den THz-Strahlengang. Objektkanten können aufgrund der Systemauflösung nicht scharf abgebildet werden und im Zeitsignal befinden sich mehrere Pulse aufgrund von Mehrfachreflexionen an Grenzflächen oder zeitlichen Aufspaltungseffekten bei sich ändernden Materialübergängen [24]. Damit mindern diese optischen Effekte die Qualität der Rekonstruktionsbilder zum Teil sehr drastisch und erfordern Strategien zur Lösung und Optimierung.

Die Herausforderungen zur Überführung der THz-CT zur Praxistauglichkeit sind darum sehr vielseitig. Dem Potenzial dieser Technologie stehen bislang die hohen Kosten, die langsamen Messgeschwindigkeiten, die Komplexität der Messinformation, sowie die optischen Effekte aufgrund der Langwelligkeit entgegen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die physikalisch-technischen Grundlagen für die Anwendung außerhalb der Grundlagenforschung zu bilden und damit einzelne Hürden zur Überführung dieser Technologie in den Industrieinsatz zu überwinden. Es wird ein neuer mehrkanaliger Ansatz für schnellere TDS-Systeme vorgestellt, die Mehrinformationen der Zeitbereichsspektroskopie werden voll ausgeschöpft und die optischen Effekte im Rahmen der THz-CT untersucht sowie Strategien für deren Überwindung und Lösung aufgezeigt. Dementsprechend ist der Aufbau der Arbeit wie folgt gegliedert.

In Kapitel 2 wird der aktuelle Stand der Technik zur Computer-Tomographie mit THz-Strahlung wiedergegeben. Hierbei erfolgt eine kurze Einordnung der TDS-Technologie zu anderen Verfahren und zu bisherigen Arbeiten mehrkanaliger Systemansätze. Neben der Kurzdarstellung verschiedener tomographischer Verfahren mit THz-Strahlung wird die CT hinsichtlich der messtechnischen und mathematischen Grundlagen erläutert.

Die im Rahmen der Arbeit für die Computer-Tomographie verwendeten Systeme werden in Kapitel 3 vorgestellt. Hierbei kam ein elektronisches System mit kontinuierlicher Strahlung als Vergleichssystem zur TDS-Technologie zum Einsatz. Weiterhin wird ein einkanaliges TDS-System vorgestellt, mit welchem im Rahmen der Arbeit die Untersuchungen zu den optischen Effekten und die Verwertung der spektralen Informationen durchgeführt wurden. Außerdem wird

ein neues mehrkanaliges Zeitbereichsspektroskopie-System präsentiert, das durch die Anregungswellenlänge von 1030 nm eines Hochleistungs-Faserlasers schnellere THz-CT unter Verwendung eines Zeilendetektors ermöglicht.

In Kapitel 4 wird das Potenzial der THz-CT zunächst an 2 Anwendungsbeispielen unter Verwendung der Amplituden und Zeitinformationen vorgestellt. Danach werden in Kapitel 5 die Auswirkungen der optischen Effekte und ihr Einfluss auf die CT-Messungen mit TDS-Systemen erläutert. Hierbei wurden im Rahmen der Arbeit zwei Haupteffekte klassifiziert: die Kanteneffekte, welche durch verschiedene Strategien der Signalauswertung und Entfaltungsverfahren in den Rekonstruktionsbildern optimiert werden können sowie die Brechungseffekte, welche im Rahmen der Arbeit erstmals für verschiedene Frequenzen simuliert werden konnten und damit ein Entwicklungstool für zukünftige Systemanordnungen zur Detektion ihrer verursachten Verluste liefern.

Die spektrale Verwertung der TDS-Informationen wird in Kapitel 6 behandelt. Hierzu wurden nahezu effektfreie Proben aus niedrigbrechenden Polymer-schäumen mit verschiedenen Substanzen befüllt. Die Auswertung erfolgte über die Verwertung der Absorptionsspektren, wobei die Ergebnisse der Korrelation und eines neuen Wavelet-basierten Ansatzes zur Identifikation von Substanzen in Rekonstruktionsbildern der THz-CT dargestellt werden.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse in Kapitel 7 ab. Weiterhin folgen das Literaturverzeichnis, die Danksagung, die Eidesstattliche Erklärung zur Arbeit und die Liste der Publikationen im Rahmen der Arbeit.

## 2 Stand der Technik

Der systemtechnische Schwerpunkt der Arbeit lag für die Computer-Tomographie (CT) vor allem in der Verwendung des zeitaufgelösten TDS-Prinzips, da es mit Amplituden-, Zeit- und spektralen Informationen der THz-Pulse den größtmöglichen Informationsgewinn über Proben ermöglicht. Das bildgebende Verfahren kann aber auch mit anderen Systemtypen und Anordnungen realisiert werden, sodass in Abschnitt 2.1 alternative THz-Systemtechnologien sowie der aktuelle Stand mehrkanaliger TDS-Verfahren kurz vorgestellt werden.

Die Computer-Tomographie umschreibt hierbei nur eine einzelne Methode der Tomographie, dessen Begriff für eine Vielzahl von Messprinzipien steht. Diese sollen in Abschnitt 2.2 gerade auch mit Hinblick auf ihre Limitierungen zur CT mit TDS-Systemen vorgestellt werden. Das Verfahren der CT wird in Abschnitt 2.3 gesondert betrachtet. Hierbei werden die zur Verfügung stehenden Bildparameter erläutert (Abschnitt 2.3.1) als auch das rechnerische Prinzip der Rekonstruktion basierend auf der Radon-Transformation (Abschnitt 2.3.2) sowie der in dieser Arbeit verwendeten gefilterten Rückprojektion (Abschnitt 2.3.3). Der Abschnitt 2.3.4 umfasst eine kurze Abhandlung über neue iterative Methoden der THz-CT, die als Ausblick für zukünftige Forschungen zu sehen sind.

### 2.1 Terahertz-TDS-Technologien

Die CT mit Terahertz-Strahlung erfordert ein aktives Messprinzip bestehend aus einer THz-Quelle zur Durchstrahlung des Messobjektes und eines Detektors zur Erfassung der transmittierten THz-Strahlen. Aktive Systeme können hierbei mit gepulster oder kontinuierlicher Strahlung realisiert werden.

Die Erzeugung von kontinuierlicher THz-Strahlung wurde bereits mit verschiedensten Technologien demonstriert [25]. So gibt es optische Prinzipien, die beispielsweise auf dem Verfahren der Frequenzmischung [26-28] oder aber elektronische Verfahren [29] mit Verwendung von Höchsthfrequenzdioden wie IMPATT [30], GUNN, TUNNETT [31] oder Schottky-Dioden [32] basieren. Weitere Quellen sind z.B. Quantenkaskadenlaser [33], Freie-Elektronen-Laser (engl. FEL) [34] oder Rückwärtswellen-Oszillatoren (engl. BWO), um nur einige zu nennen [35].

Gepulste THz-Strahlung, wie sie auch in heutigen TDS-Systemen verwendet wird, wurde erstmals 1989 von Exter et al. in [36] unter Verwendung eines Femtosekunden-Lasers erzeugt und mittels photoleitender Antennen kohärent bzw. zeitaufgelöst detektiert. Die hierbei vorherrschenden physikalischen Prinzipien bzw. Methoden wurden bereits vielfach publiziert, sodass sich hierzu der Über-

sichtsartikel von Jepsen et. al. [12] oder mit [2,37] weitere Literatur empfiehlt. Ergänzend sei an dieser Stelle auf die neuen Forschungen im Bereich laser-induzierter gepulster Plasmaquellen für extrem breitbandige THz-Strahlung (>30 THz) hingewiesen [38]. Diese waren nicht Gegenstand dieser Arbeit, stellen aber eine Alternative zu den bisher bandbegrenzten TDS-Systemen (<5 THz [39]) dar.

Neben der inkohärenten Detektion der Amplitudeninformationen, wie sie beispielsweise mit Golay-Zellen, pyroelektrischen Detektoren, Bolometer-Technologie [40] oder neuartigen THz-Kameras [41] realisiert werden kann, liefert gerade die kohärente bzw. zeitaufgelöste Detektion der THz-Pulse durch Zeit und Spektrum den entscheidenden Mehrgewinn an Informationen. Letzteres Verfahren kann beispielsweise optoelektronisch mit photoleitenden Antennen oder elektrooptisch mit Kristallen (z.B. ZnTe, GaP [42]) realisiert werden.

Kommerziell haben sich photoleitende Antennen durchgesetzt. So können mittlerweile gepulste TDS-Systeme von Herstellern wie TeraView Ltd [22], TOPTICA Photonics AG [20] oder Menlo-Systems GmbH [21] für den Wellenlängenbereich um 800 nm und 1550 nm erworben werden. Trotz der steigenden Signal-/Rauschleistungen von >85 dB (z.B. TeraFlash, TOPTICA) und Scanraten von wenigen zehntel ms pro 50 ps Zeitfenster sind diese Systeme bislang nur als 1-Pixel-Systeme erhältlich und erfordern somit lange Messzeiten für CT-Messungen mehrere hunderttausend Pixel pro Messobjekt.

TDS-Systeme mit mehreren photoleitenden Detektionskanälen wurden zu Beginn der Arbeit nur von Herrmann et al. 2002 in [43] und Pradarutti et al. in [44] gezeigt. In [43] erfolgte eine mehrkanalige Messung mittels der Platzierung einer Detektorzeile aus 8 Detektionskanälen (LTG-GaAs) in den aufgeweiteten Strahlengang eines Parabolspiegel-Systems, das auf einkanalige Abbildung ausgelegt war. Pradarutti et al. zeigte erstmalig die Messung mit einer Detektorzeile von 16 Kanälen aus LTG-GaAs, angeregt bei der frequenzverdoppelten Wellenlänge von 530 nm eines Ultrakurzpuls-Faserlasers [44]. Auch hier wurde nur die Funktionalität im aufgeweiteten THz-Fokus eines einkanaligen Systems, aber keine Bildgebung, demonstriert. Ausgehend von diesen Ergebnissen folgten weitere Konzepte zu einem 128-Kanal-System zu Beginn der Arbeit [45-47], die allerdings aufgrund der schlechten Effizienz des photoleitenden Materials bei Faserlaser-Anregungswellenlänge von 1060/1030 nm scheiterten. Die Lösung dieser Problematik wird in Abschnitt 3.3 vorgestellt.

## 2.2 Methoden der Terahertz-Tomographie

Der Begriff Tomographie stammt aus dem Griechischem und setzt sich aus den Silben „tomé = Schnitt“ und „-graphía, zu: gráphein = schreiben“ zusammen

[48]. Damit kann diese Bezeichnung im Allgemeinen bei allen bildgebenden Verfahren eingesetzt werden, welche die Darstellung von Schnittbildern eines Körpers zur Identifikation von inneren räumlichen Strukturen ermöglicht. Bezogen auf das Feld der THz-Technologien und das Aufkommen gepulster Systeme entstanden im Laufe der Jahre eine Vielzahl von Verfahren zur Generierung dieser Schnittbilder und zum volumetrischen Informationsgewinn von Proben. Eine detaillierte Übersicht der verschiedenen tomographischen Verfahren findet sich in den Übersichtsartikeln von Wang et al. [49] und Guillet et al. [50]. Im Folgenden werden die wichtigsten Verfahren und ihre Grenzen kurz vorgestellt. Da die Arbeit auf der Methode der Computer-Tomographie basiert, wird diese in Abschnitt 2.3 gesondert betrachtet.

### **THz-Laufzeit-Tomographie (engl. time of flight TOF tomography)**

Mittleman et al. zeigten 1997 erstmals bildgebende Tomographie mittels der Laufzeitmessung von THz-Pulsen in Reflexionsgeometrie an einer Diskette [51]. Durch die verschiedenen Bestandteile der Probe und damit einhergehender Brechzahländerungen an den Grenzflächen entstanden im Zeitsignal reflektierte und dadurch verzögerte THz-Pulse, die zur Ortsauflösung verwendet werden konnten, ähnlich dem Verfahren der Puls-Echo-Methode mit Ultraschallwellen nach [52]. TDS-Systeme ermöglichen dieses Verfahren der Tomographie auch in Transmissionsanordnung, wobei neben der klassischen zweidimensionalen Bildgebung [53] zu jedem Pixel die Laufzeitinformationen der THz-Pulse vorliegen und in Form von Schnittbildern Auskunft über die räumliche Verteilung der Strukturen innerhalb der Probe liefern können. Die Limitierung besteht darin, dass die Beurteilung der Aufnahmen durch Dispersions- und Brechungseffekte erschwert wird und Mehrfachreflexionen bei unbekanntem Proben nicht immer eindeutig zuzuordnen sind. Mehrfachreflexe im Zeitsignal verursachen zusätzlich störende Oszillationen auf dem Spektrum. Auch setzt die Bestimmung von Dicke oder Brechungsindex der inneren Materialien Kenntnisse über jeweils eine der beiden Eigenschaften voraus, da sie sonst nur mit rechnerischen Methoden unter Annahme von homogenen Materialien iterativ bestimmt werden können [54-56]. Da viele Proben keine wohl definierten Grenzflächen oder Schichten besitzen, ist diese Methode in der Praxis nicht immer anwendbar.

### **THz-Beugungstomographie (engl. diffraction tomography)**

Die Methode der Beugungstomographie wurde erstmals von Wang et. al. in [57] mit einem TDS-System basierend auf elektrooptischem Detektionsprinzip und einer CCD-Kamera vorgestellt. Hierbei wurde die Probe über verschiedene Rotationswinkel mit einer ebenen THz-Welle vollständig bestrahlt und das durch Beugung beeinflusste Projektionssignal zeitlich aufgezeichnet. Mittels der Fou-

rier-Transformation konnten zu jedem Pixel die spektralen Informationen ausgelesen werden. Die mathematische Beschreibung und Rückrechnung erfolgte über die Born- [58] oder Rytov-Annäherung [59], sodass die räumliche Verteilung des Brechungsindex einer Probe bestimmt werden konnte. Nachteile zeigten sich im geringen Signal-/Rauschverhältnis und in der limitierten Probendimension bedingt durch die Strahlaufweitung des Systems. In [50] wird zudem auf die schlechte Qualität der rekonstruierten Bilder verwiesen, da die bestehenden Algorithmen optische Wechselwirkungen, wie beispielsweise Dispersion, ausschließen und generell nur als Näherungsrechnung verstanden werden können.

### **THz-Tomographie mit Fresnel'scher Zonenplatte**

In [60] wurde gezeigt, wie eine Fresnel'sche Zonenplatte für die THz-Tomographie verwendet werden kann. Aufgrund der linearen Proportionalität zwischen Fokallänge der Zonenplatte und Frequenz der einfallenden THz-Strahlung wurde das breite Spektrum (0,1 bis 2,5 THz) eines elektrooptischen TDS-Systems zur Erzeugung verschiedener Objektebenen bei gleichbleibender Detektorebene einer CCD-Kamera verwendet. Werden nun Proben an verschiedenen Positionen im Objektraum positioniert und die Bilddaten frequenzselektiv erfasst und ausgewertet, kann eine frequenzabhängige Tiefenauflösung im Objektraum wiedergegeben werden. Das Verfahren erfordert gegenüber anderen tomographischen Verfahren keine Rotation der Probe oder des Systems, ist aber durch die Beschaffenheit der Linse (Bandbreite der Fokallänge) limitiert und verliert durch die frequenzselektive Auswertung der Bilder die spektralen Informationen gegenüber einem klassischem TDS-System [57,60].

### **Digitale THz-Holographie**

Neben der weitverbreiteten „klassischen“ Bildgebung mit THz-Strahlung [3] bietet die digitale Holographie eine alternative Methode zur Erfassung räumlicher Informationen einer Probe. Hierzu werden häufig kontinuierliche THz-Quellen in einer interferometrischen Systemanordnung mit CCD-Empfängern eingesetzt [61]. Dadurch können nicht nur die Amplitudeninformationen von Bildern gespeichert werden, sondern auch deren Phaseninformationen, woraus sich die Geometrie von Objekten numerisch rekonstruieren lässt. Da THz-Strahlung eine Vielzahl von Materialien durchdringt, wird diese Methode vor allem für die zerstörungsfreie Materialprüfung interessant [49]. Allerdings unterliegt diese Technologie einigen Limitierungen bedingt durch die langwellige THz-Strahlung und Streu- sowie Beugungseffekte bei der Aufnahme der Hologramme. Die digitale Holographie ermöglicht keine Extraktion spektraler Informationen wie bei einem TDS-System [50]. Zudem wird die Bildgüte von der Qualität der Abbil-

dungsleistung des Systems, sowie des Empfängers und zugehöriger Rekonstruktionsalgorithmen bestimmt. Dennoch konnten von Li et al. in [62] eine laterale Auflösung von 0,245 mm eines cw-Systems bei 2,52 THz nachgewiesen werden.

### **THz-Synthetische-Apertur (SA)-Technik**

Die SA-Technik, welche bereits Anwendung in der Astronomie und Radar-Technologie, beispielsweise zur Vermessung der Oberflächenprofile der Erde findet [63], wurde vor einigen Jahren auf den THz-Bereich zur Erhöhung der Auflösung in Bildgebungssystemen übertragen [64]. Hierzu wird die effektive Apertur eines Messsystems durch die Neuordnung des Objektes, durch die Umverteilung des Detektors bzw. der Detektoren oder durch die Veränderung der Beleuchtungssituation variiert [65], sodass die verschiedenen Aufnahmen anschließend rechnerisch in ein hochaufgelöstes Bild der Abbildung fusioniert werden können. Im Gegensatz zu fokussierenden Systemen können unfokussierte oder divergente Strahlen verwendet werden [66]. Verschiedene 3D-Bildbeispiele und Oberflächen-Geometrien sind in [67-69] gegeben. Limitierende Faktoren dieser Technologie sind die Signal-/Rauschverhältnisse bedingt durch die Aufweitung des Strahlengangs und die Detektion der reflektierenden Anteile als auch die Komplexität der zu untersuchenden Probengeometrien. Diese können Streueffekte verursachen, die sich negativ auf die Rekonstruktionsalgorithmen auswirken. Die Auflösung ist zwar nicht mehr durch das Strahlprofil wie bei einem fokussierenden System begrenzt, dafür wird sie aber nun durch die Beschaffenheit und Anordnung des Detektors bzw. des Detektorarrays, welches gerade für TDS-Systeme kommerziell nicht erhältlich ist, limitiert [50]. THz-SA Technologien mit cw-Quellen hoher Leistungen (QCL, THz-Laser) sind bezüglich der spektralen Informationen durch ihre Bandbreite begrenzt. Kommerzielle breitbandige TDS-Systeme werden neben der Anzahl der Detektoren vor allem auch durch ihre Leistung beschränkt und erfordern dadurch immer noch, wie in [70] gezeigt, eine scannende Messung der Proben.

### **THz-Tomosynthese**

Die Tomosynthese entspricht in erster Linie dem Verfahren der Computer-Tomographie (CT) mit einer starken Einschränkung der Projektionswinkel bedingt durch die Probe bzw. des Messsystems. Im Röntgenbereich wird diese Technologie bereits sehr erfolgreich in der Mammographie zur Erkennung von Brustkrebs eingesetzt, da sich die Aufnahmezeiten verkürzen und mit weniger Strahlenbelastung gearbeitet werden kann [71]. Im THz-Bereich wurde die Tomosynthese erst 2009 von Sunaguchi et al. [72] an präparierten Papierproben durchgeführt. Recur et al. untersuchten mit ihr Verbundmaterial aus der Raum-

fahrt [73]. Meist ist sie nur für sehr dünne und breite Proben interessant, deren Geometrie bei der klassischen CT mit Vollwinkel (mind.  $180^\circ$ ) Artefakte mit sich ziehen würde [72]. Durch die limitierte Anzahl der Projektionswinkel ist die Messung i.d.R. schneller und es können Tiefeninformationen über die Probe gewonnen werden. Auch eignen sich dieselben Rekonstruktionsalgorithmen der CT [50], allerdings mit deutlich begrenzter Auflösung. Die geringere Anzahl an Projektionswinkeln fehlt zur Erfassung aller Informationen des Objektes. Insofern ist dieses Verfahren nur als abgeschwächte Variante der CT zu verstehen.

### 2.3 Computer-Tomographie mit THz-Strahlung

Die Computer-Tomographie beschreibt ein optisches bildgebendes Verfahren, bei dem die Untersuchungsobjekte aus verschiedenen Raumrichtungen durchstrahlt werden, sodass deren innere und äußere Merkmale rechnerbasiert volumetrisch rekonstruiert werden können [74]. Die CT mit Röntgenstrahlung ist bereits in der Medizintechnik zu Diagnose-Zwecken [75] als auch in der industriellen Messtechnik zur Qualität- und Defektkontrolle weit verbreitet [74]. Aufgrund der Strahlenbelastung durch die hochenergetische Röntgenstrahlung einiger keV kann sie für den Menschen schädlich werden. Darum sind Schutzmaßnahmen i.d.R. durch Abschirmung bzw. eine Minimierung der Bestrahlungsdauer und -leistung, für den Menschen erforderlich [76].

Die Überführung der Computer-Tomographie in den Spektralbereich der THz-Frequenzen wurde erstmals 2002 von Ferguson et. al. mit einem Pulssystem an einfachen Proben demonstriert [23]. Weitere Untersuchungen mit dem gleichen System erfolgten in [49] und [77], wobei sich die Datenauswertung auf Absorptions- und Zeitinformationen der THz-Pulse beschränkte. Die Amplitudeninformationen können wie auch bei der Röntgen-CT zur Bestimmung von Absorptionseigenschaften in Form von räumlichen Kontrastdarstellungen der inneren Strukturen genutzt werden. Die zeitlichen Informationen korrelieren mit dem Brechungsindex und damit mit den Dichte-Eigenschaften des Materials bzw. der Dicke der Probe. Somit liefern sie zusätzliche Parameter zur Überprüfung. Neben der Verwertung der zeitlichen und Amplitudeninformationen hat die THz-CT mit TDS-Systemen gegenüber der Röntgenstrahlung und den meisten anderen Verfahren der Tomographie (vgl. Abschnitt 2.3) allerdings noch einen weiteren Vorteil. Da zu jeder zeitaufgelösten Aufnahme eines THz-Pulses ein Spektrum rechnerisch extrahiert werden kann, ist nicht nur die räumliche volumetrische Rekonstruktion bzw. Lokalisation von Stoffen innerhalb der Untersuchungsobjekte möglich, sondern auch deren spektrale Identifikation. Dies wurde erstmals in [78] zu Beginn dieser Arbeit an Laktose und Glukose in einem Po-

lymerschaum-Körper demonstriert und zeigt das große Potenzial dieser neuen Technologie (vgl. Abschnitt 6.1).

In den folgenden Jahren begann eine Vielzahl neuer Forschungen auf dem Gebiet der THz-CT. So entstanden einerseits schnellere Scanverfahren [79-83], andererseits auch Untersuchungen des Einflusses und Wirkens der langwelligen Strahlung im Zusammenhang mit den Rekonstruktionsergebnissen der THz-Bilder und deren Korrekturmöglichkeiten [84-87].

Die Parameterauswahl zur Auswertung der THz-Pulse für die Bildgebung mit TDS-Systemen ist dabei sehr vielseitig und wird in Abschnitt 2.3.1 mit den wichtigsten Zusammenhängen vorgestellt. Die Abschnitte 2.3.2 und 2.3.3 erklären dabei die mathematische Beschreibung des Messverfahrens anhand des Prinzips der Radon-Transformation und der gefilterten Rückprojektion. Abschnitt 2.3.4 gibt hierbei einen Ausblick für Optimierungsmöglichkeiten der Bildqualität auf Basis iterativer Rekonstruktionsansätze für Projektions-limitierte CT-Aufnahmen.

### 2.3.1 Bildparameter in THz-TDS-Systemen

Für die Bildgebung mit THz-Pulsen steht eine Vielzahl von Parametern zur Verfügung. In Abb. 1 sind dazu ein zeitaufgelöster THz-Puls (a) mit zugehörigem Spektrum (b) und die typischen Kenngrößen der Datenauswertung dargestellt. Das Spektrum wird aus der gefensterten Fourier-Transformation des THz-Pulses berechnet. Die Oszillationen im Zeitbereich entstehen aufgrund der Luftfeuchte in der Umgebungsluft, da die Wassermoleküle die Strahlung absorbieren und anschließend reemittieren, was sich auch im Spektrum anhand der charakteristischen Absorptionslinien um z.B. 0,558 THz, 0,752 THz und 0,989 THz zeigt [36].

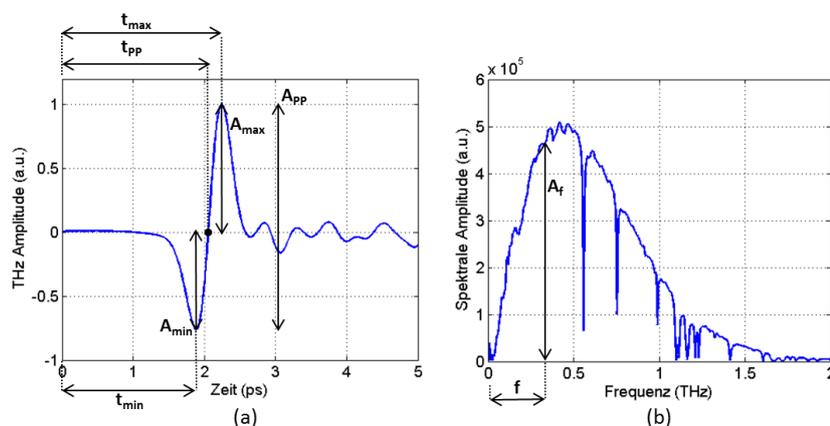


Abb. 1: Parameter des TDS-Systems: (a) THz-Puls mit typischen Kenngrößen der Amplitude und deren Zeitinformationen; (b) Spektrum des THz-Pulses mit markierter Einzelfrequenz.

Prinzipiell kann jeder Wert des Zeit- oder Frequenzbereichs für die Datenauswertung verwendet werden. Dennoch haben sich einige Kenngrößen bewährt

[88]. So werden häufig die maximalen oder minimalen Amplitudenwerte  $A_{\max}$  und  $A_{\min}$  des THz-Pulses sowie deren Differenz  $A_{PP}$  (engl.: peak-to-peak, PP) für die Beurteilung der Dämpfungsmechanismen in Proben verwendet. Hierzu lässt sich auch die Pulsenergie durch Integration aller Amplitudenwerte bestimmen. Für Untersuchungen zur Dicke oder dem Brechungsindex von Materialien geben die Werte der Zeitverzögerung im Zusammenhang mit den sich ändernden optischen Wegen innerhalb der Probe Aufschluss. Häufig werden die zugehörigen Zeitwerte  $t_{\max}$ ,  $t_{\min}$ , und  $t_{pp}$  der maximalen, minimalen oder PP-Amplitude beurteilt. Frequenzselektive Bilder können aus einzelnen Frequenzen  $f$  und deren zugehöriger spektraler Amplitude  $A_f$  des Spektrums (Abb. 1(b)) berechnet werden. Damit ist es möglich, Materialien mit einer unterschiedlichen Auflösung, je nach Frequenz, zu analysieren oder diese unter Verwendung von Vergleichsalgorithmen auf das spektrale Absorptionsverhalten mit einer Datenbank zu identifizieren.

Für die 2D oder 3D-Bildgebung ist es nicht immer notwendig, die Absolut-Werte der Absorption oder der Dicke bzw. des Brechungsindex zu bestimmen. Oftmals reicht es aus, nur deren Änderungen in Form von Amplitudenbildern oder Bildern der Zeitverzögerung der Probe darzustellen, um Aussagen über die Probe treffen zu können. Hierbei entsteht ein größtmöglicher Kontrast, wenn der Referenzbereich (ohne Probe) mit der Probe verglichen wird. Zahlreiche Beispiele wurden bereits in [3,37] gegeben.

Sollen aber die Absolut-Werte von Brechungsindex, Dicke und/oder Absorption bestimmt werden, können diese in TDS-Systemen durch die Verrechnung einer Probenmessung gegenüber einer Referenzmessung (ohne Probe) bestimmt werden. In Abb. 2 wird dieses Verfahren an einer Einzelpunkt-Messung verdeutlicht, wobei zu Demonstrationszwecken ein einlagiger Jeansstoff als Untersuchungsobjekt verwendet wurde.

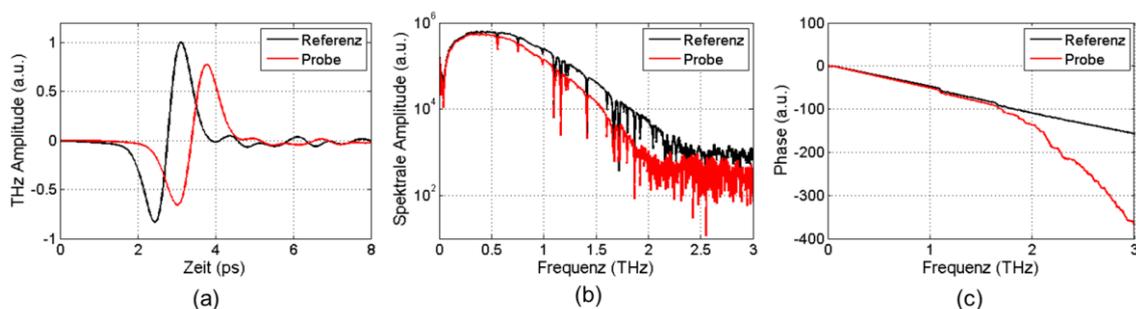


Abb. 2: Vergleich zwischen Referenzpuls und THz-Messung mit Probe (Jeansstoff): (a) Zeitbereich; (b) Spektren; (c) Phasendarstellung.

Aufgrund der erhöhten optischen Dichte bzw. Eigenschaften des Materials wird der THz-Puls durch Effekte wie beispielsweise Absorption und Reflexion gedämpft und zum anderen zeitlich verzögert (siehe Abb. 2(a)). Das zeigt sich

auch in Abb. 2 (b) anhand der veränderten Spektren und der Phasen (Abb. 2(c)). Die Amplitudenwerte sind unmittelbar mit der Absorption der Probe und die Zeitwerte mit der Dicke bzw. dem Brechungsindex der Probe verbunden. Die frequenzabhängigen Materialparameter des Brechungsindex  $n(\omega)$  und der Absorption  $a(\omega)$  sind über die spektrale Transferfunktion  $H(\omega)$  nach [89] gegeben:

$$H(\omega) = \frac{E_s(\omega)}{E_{ref}(\omega)} \quad (1)$$

Hierbei beschreibt  $E_s(\omega) = T \cdot E_0 \cdot e^{(-i\frac{n_2\omega}{c}d)}$  die Fourier-Transformierte des zeitlich abgetasteten Probenpulses und  $E_{ref} = E_0 \cdot e^{(-i\frac{n_1\omega}{c}d)}$  die Fourier-Transformierte des zeitlich abgetasteten Referenzpulses [90].  $E_0$  ist die Ausgangsamplitude der Feldstärke des THz-Pulses,  $T$  beschreibt die durch die Probe transmittierten Anteile,  $n_1$  den Brechungsindex in Luft,  $n_2$  den Brechungsindex der Probe,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $d$  die Dicke der Probe. Über den komplexen Brechungsindex mit  $\tilde{n} = n - i\kappa$  und [89] folgt für den Brechungsindex  $n_s$  und dem Extinktionskoeffizient  $\kappa_s$  der Probe:

$$n_s(\omega) = \frac{c}{\omega d} \left\{ \arg \left[ \frac{4n_1\tilde{n}_2}{(n_1 + \tilde{n}_2)^2} \right] - \arg[H(\omega)] \right\} + n_1 \quad (2)$$

$$\kappa_s(\omega) = \frac{c}{\omega d} \left\{ \ln \left| \frac{4n_1\tilde{n}_2}{(n_1 + \tilde{n}_2)^2} \right| - \ln|H(\omega)| \right\} \quad (3)$$

Der Absorption  $a(\omega)$  ergibt sich nach [91] mit dem Extinktionskoeffizient  $\kappa_s$  zu:

$$a(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \kappa(\omega) \quad (4)$$

Der Brechungsindex und die Absorption können nun anhand der Messwerte mit dem Startparameter  $(4n_1\tilde{n}_2)/(n_1 + \tilde{n}_2)^2 = 1$  iterativ bestimmt werden, was auch in [92] gezeigt wurde. Weiterhin folgt für die Absorptionsverluste  $H_{abs}(\omega)$  aus den Messsignalen mit  $H_{abs}(\omega) = E_{trans}(\omega)/E_{ref}(\omega)$  nach [93] und mit Gleichung (4):

$$-\ln\{H_{abs}(\omega)\} = a(\omega)d \quad (5)$$

wobei  $E_{trans}(\omega)$  die Transmission beschreibt. Die zugehörigen Reflexionskoeffizienten können in Abhängigkeit des Brechungsindex, der Polarisation, des Einfallswinkels und der Wellenlänge der Strahlung über die Fresnelschen Formeln bestimmt werden [91].

Die Komplexität der Messsignale nimmt bei TDS-Systemen schnell zu und erschwert damit die Berechnung der Materialparameter. Auch sind in der Praxis nicht immer alle Parameter und Probeneigenschaften bekannt (z.B. die Dicke oder Brechzahl). Durch die Grenzflächen in Proben, sowie mehrlagige Schichtsysteme, in Kombination mit der zeitlichen Abtastung der THz-Pulse werden

außerdem die Reflexionsvorgänge innerhalb der Probe gemessen [94]. Diese Mehrfachreflexionen, sogenannte Fabry-Pérot (FP) Echos, erschweren die Materialparameter-Bestimmung, da sie Oszillationen durch die Fourier-Transformation im Spektrum und damit in der Übertragungsfunktion  $H(\omega)$  hervorrufen. Eine Methode ist die rechnerische Entfernung der Mehrfachreflexionen [92], was allerdings bei dicken Proben eine Limitierung des Spektrums mit sich zieht und bei dünnen Proben, weniger hundert Mikrometer, durch Überlagerung der THz-Pulse nicht mehr funktioniert [95]. Eine andere Variante ist die Nutzung der Mehrfachreflexionen zur Rekonstruktion der Materialparameter, da sie auch zusätzliche Informationen über die Probe enthalten [56,96,97].

In der Bildgebung erschweren Mehrfachreflexionen in den gemessenen Zeitsignalen einerseits die Bestimmung der geeigneten Parameter für die Bildauswertung, gleichzeitig liefern sie aber auch zusätzliche Informationen über die Probe [98]. Damit sind sie für die THz-CT nicht zu vernachlässigen. In Kapitel 5 werden Methoden zur Detektion von Mehrfachpulsen im Zeitsignal und der Umgang mit diesen in CT-Messungen vorgestellt.

Die Nutzung der spektralen Informationen der THz-Pulse erfolgt über die Verrechnung von Referenz- und Probenspektrum zu Absorptionsspektren  $H_{abs}(\omega)$ . Ist die Dicke der Probe bekannt, kann die Absorption in  $\text{cm}^{-1}$  bestimmt werden [12]. Da das in der Praxis nicht immer der Fall ist, werden diese Spektren als Funktion der Absorption und Dicke, wie auch im Rahmen dieser Arbeit in unskalierten Einheiten (engl. a.u.) angegeben. Die Nutzung der Absorptionsspektren zur Identifikation von Substanzen wird in Kapitel 6 behandelt.

### 2.3.2 Radon-Transformation

Im Jahre 1917 publizierte J. Radon [99] eine Integraltransformation, welche später nach seinem Erfinder Radon-Transformation genannt wurde. Mit Aufkommen der Rechentechnik und der gerätetechnischen Entwicklung von Röntgen-Tomographen durch G.N. Hounsfield in den 70er Jahren fand sie erstmals Anwendung in der Praxis [100] und bildet bis heute die mathematische Grundlage für die Computer-Tomographie [101,102].

Nach Radon kann eine zweidimensionale Funktion  $f(x, y)$  einer Objekteigenschaft, z.B. der Absorption von Röntgenstrahlung, durch eine unendliche Anzahl ihrer Linienintegrale (1D-Projektionen) beschrieben werden [50,103]:

$$R_{\theta}(\rho) = \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} f(x, y) \delta(\rho - x \cos \theta - y \sin \theta) dx dy \quad (6)$$

Hierbei beschreibt der  $\delta$  Term eine Gerade im Winkel  $\theta$  mit Abstand  $\rho$  zum Bezugspunkt des Systems [50].  $R_{\theta}(\rho)$  ist die Radon-Transformierte und Summation der Information durch  $f(x, y)$  entlang dieser Geraden, was in Abb. 3(a) ver-

anschaulicht wird. Die Radon-Transformierten entlang  $\rho$  können nun über der Rotation  $\theta$  der Geraden dargestellt werden (siehe Abb. 3(b)). Diese Darstellung wird in der CT als Sinogramm bezeichnet, da jeder Punkt bei einer Entfernung  $\rho$  vom Koordinatenursprung des Systems und zusätzlicher Rotation der Geraden eine Sinus-Kurve beschreibt [103,104].

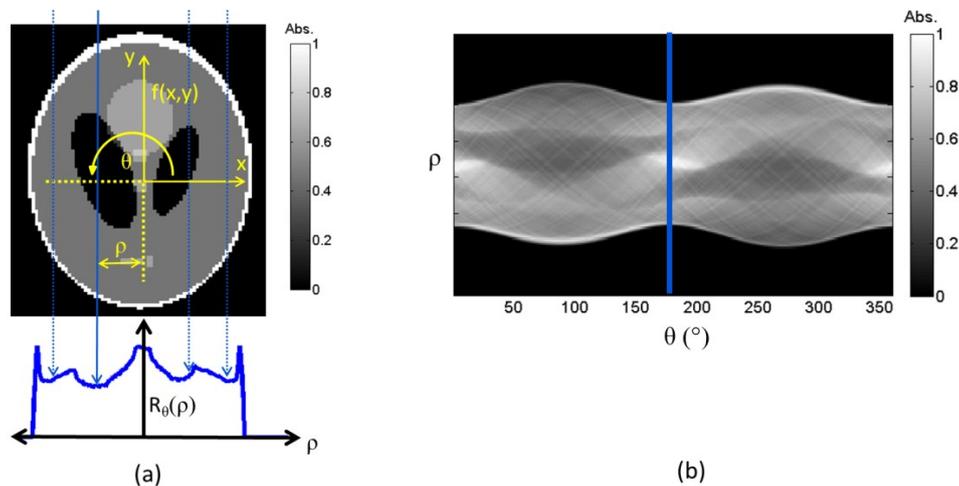


Abb. 3: Prinzipielle Darstellung der Radon-Transformation am  $f(x,y)$  Beispiel „head phantom“ der Image Processing Toolbox (MATLAB) nach [103]: (a) Darstellung der Radon-Transformierten (1D-Projektion) entlang  $\rho$  eines Winkels  $\theta$  durch  $f(x,y)$ ; (b) Sinogramm – normierte Darstellung aller Projektionen über der Rotation mit markierter Position der Projektion aus (a).

### 2.3.3 Rekonstruktion der Projektionen

Das Messprinzip der THz-CT basiert bei Verwendung von TDS-Systemen i.d.R. auf der Rotation des Objektes im THz-Fokus (siehe Abb. 4), da die Messsysteme in Form von Laboraufbauten oder aufgrund ihrer Komplexität weniger flexibel gestaltet sind. Durch die Rotation der Probe werden die Projektionsinformationen durch ein Messobjekt in Form von Sinogrammen bestimmt. Da herkömmliche TDS-Systeme meist nur mit einem Detektionskanal arbeiten, muss die Probe zur vollständigen dreidimensionalen Vermessung lateral entlang  $x$  (horizontal) und  $y$  (vertikal) zusätzlich zur Rotation verschoben und gescannt werden. Je nach Gestaltung des Messvorgangs kann die Probe schichtweise volumetrisch rekonstruiert werden.

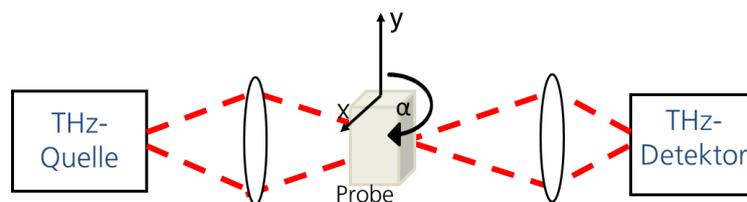


Abb. 4: Schematische Darstellung des Messprinzips der THz-CT.

Jeder Bildpunkt der Messung enthält einen zeitaufgelösten THz-Puls, der mit der Auswahl der entsprechenden Parameter (vgl. Abschnitt 2.3.1) bildgebend verwertet werden kann. So lassen sich beispielsweise die Absorptionsinformationen in Form von Sinogrammen für die jeweilige Schicht in x oder y-Richtung zusammenfassen [105] und rekonstruieren.

Die Rekonstruktion der Sinogramme muss aufgrund des Messprinzips mit dem inversen Prozess der Radon-Transformation realisiert werden. Hierzu wurden bereits zahlreiche Algorithmen entwickelt [101]. Der am meisten etablierte ist die gefilterte Rückprojektion (engl. filtered back-projection, FBP), die auch in kommerziellen CT-Scannern Anwendung findet. Aufgrund seiner Stabilität und vergleichsweise schnellen Rechnung über die schnelle Fourier-Transformation (engl. FFT) im Fourier-Raum wurde dieser Algorithmus im Rahmen der Arbeit verwendet.

Die FBP basiert auf dem Fourier-Scheiben Theorem (engl. Fourier-slice theorem) und der Einführung von Polarkoordinaten in den Fourier-Raum. Das Fourier-Scheiben Theorem besagt, dass „die 1D-Fourier-Transformierte einer Projektion  $R_\theta(\rho)$  eines Objektes  $f(x, y)$  unter dem Winkel  $\theta$  gleich der 2D-Fourier-Transformierten von  $f(x, y)$  entlang der Geraden unter demselben Winkel  $\theta$  im Fourier-Raum entspricht“ [101]. In Abb. 5 wird das Prinzip anschaulich dargestellt, wobei zum einen die Projektion  $R_\theta(\rho)$  des „phantom head“ Beispiels  $f(x, y)$  (a), als auch des Bildbeispiels selbst 1D-bzw. 2D-Fourier-transformiert wurden (b).

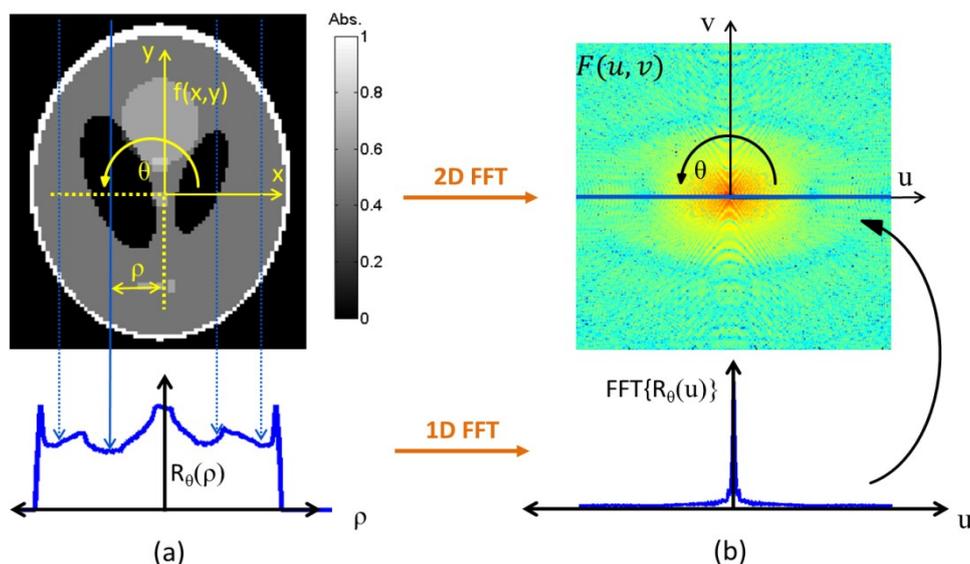


Abb. 5: Prinzipielle Darstellung des Fourier-Scheiben Theorems nach [103]: (a)  $f(x, y)$  Beispiel „head phantom“ mit Projektion (1D-Projektion) entlang  $\rho$  eines Winkels  $\theta$  durch  $f(x, y)$ ; (b) 1D-Fourier-Transformierte der Projektion und 2D-Fourier-Transformierte  $F(u, v)$  von  $f(x, y)$ .

Daher folgt für die Berechnung von  $f(x, y)$  der Zusammenhang über die inverse Fourier-Transformation [101]:

$$f(x, y) = \iint_{-\infty-\infty}^{\infty\infty} F(u, v) e^{i2\pi(ux+vy)} dudv \quad (7)$$

Da das Fourier-Scheiben Theorem aber durch die sich ändernden Koordinaten zwischen Orts- und Frequenzraum Fehler (z.B. Rauschen [106], Interpolationsfehler [101]) in der Rekonstruktion mit sich bringt, wurden Polarkoordinaten mit  $u = \omega \cos\theta$  und  $v = \omega \sin\theta$  in den Fourier-Raum eingeführt. Demnach ergibt sich für die gefilterte Rückprojektion nach Umformung [106]:

$$f(x, y) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} [F(\omega, \theta) |\omega| e^{i2\pi\omega(x\cos\theta+y\sin\theta)} d\omega] d\theta \quad (8)$$

$F(\omega, \theta)$  enthält hierbei die Fourier-Transformierten der gemessenen Projektionen ( $FFT\{R_\theta(\omega)\}$ ) über der Rotation  $\theta$ . Der durch die Umformung entstandene neue Term  $|\omega|$  stellt einen Filterungsfaktor im Fourier-Raum dar, woraus sich die Namensgebung der „gefilterten“ Rückprojektion ergibt. Dieser ermöglicht die Hochpass-Filterung der Rekonstruktionen und damit die Verstärkung der Bild-details (hohe Frequenzen). Einen Überblick über Filterfunktionen und ihr Wirken auf Rekonstruktionsbilder findet sich bereits in [107] und [106] und soll an dieser Stelle nicht näher erläutert werden.

#### 2.3.4 Iterative Algorithmen

Die Messung der Projektionen und anschließende Rekonstruktion erfolgt in der Realität mit diskreten und nicht wie in Abschnitt 2.3.3 dargestellten kontinuierlichen Werten. Sowohl die Rotation als auch die laterale Verschiebung der Probe wird in endlichen Schrittweiten realisiert und nimmt damit Einfluss auf die Rekonstruktionsergebnisse. In Abb. 6 wird dieser Sachverhalt beispielsweise an der Variation der Rotationsschritte einer CT-Messung von 0 bis 180° demonstriert. Hierbei ist zunächst zu erkennen, dass die Verwendung eines Filters ((c) bis (d)) die Auflösung der Strukturen des Originals (a) gegenüber der Rekonstruktion ohne Filter (b) drastisch erhöht. Wird die Probe allerdings mit größeren Winkelschritten ( $>5^\circ$  bei Rotation bis 180°) abgetastet, so steigen die Artefakte in den Rekonstruktionsbildern und es entstehen Streifeneffekte. Die Realisierung einer schnelleren Messung durch die Limitierung der Messpunkte verursacht demnach eine Reduzierung der Bildqualität. Bei den in dieser Arbeit vorliegenden Messungen wurde darauf geachtet die nötige Abtastung einzuhalten.

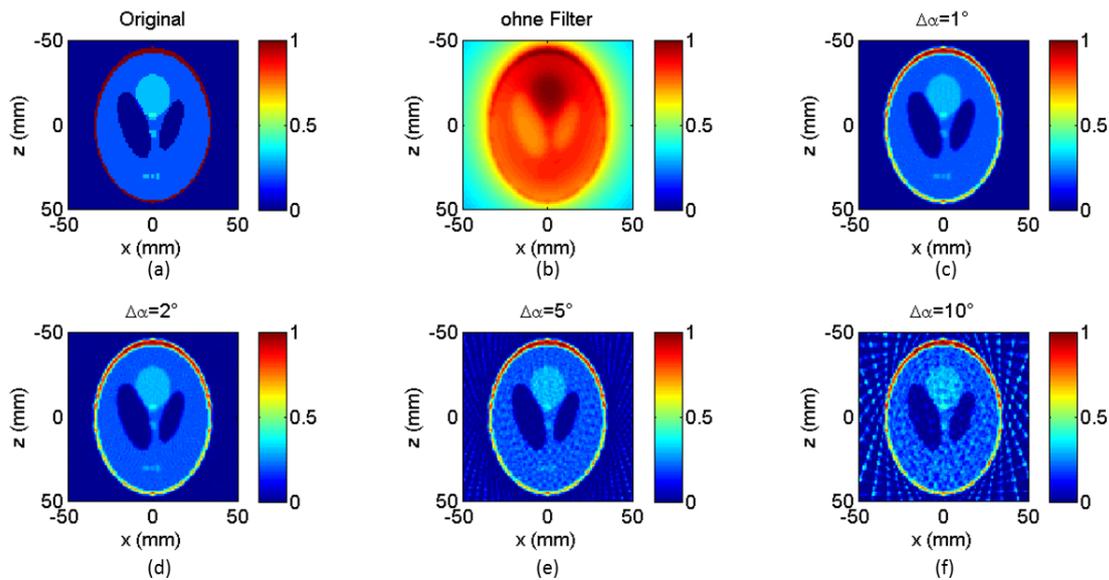


Abb. 6: Vergleich der Rekonstruktionsergebnisse an einem Beispielobjekt „head phantom“ über der Rotation von  $180^\circ$ : (a) Original; (b) Rekonstruktion über  $1^\circ$  Schritte ohne Filter; (c) Rekonstruktion mit einem Shepp-Logan (SL)-Filter in  $1^\circ$  Schritten; (d) SL Filter und  $2^\circ$  Schritte; (e) SL Filter und  $5^\circ$  Schritte; (f) SL Filter und  $10^\circ$  Schritte.

Seit Beginn der Röntgen-CT besteht dennoch das Bestreben, die Rekonstruktionsalgorithmen gerade für weniger Messinformationen, komplizierte Strukturen der Objekte oder auch für die Verringerung der Röntgenstrahlendosis zu verbessern [101,108]. So entstanden verschiedene rechnerbasierte iterative und/oder stochastische Methoden mit dem Ziel, die Bildqualität zu erhöhen. Eine gute Übersicht verschiedenster Methoden in der Röntgen-CT findet sich in [109]. Allerdings erhöhen diese Algorithmen die Rechenzeit, welche entsprechend der Iterationsschritte und des Datenumfangs exponentiell steigen kann. Für CT-Messungen mit THz-TDS-Systemen und vielen tausend bis hunderttausenden Bildpunkten sind drastische Prozesszeiten der Auswertung zu erwarten, sofern die Projektionsinformationen nicht verringert werden.

Die Entwicklung iterativer Rekonstruktionsalgorithmen war nicht Gegenstand dieser Arbeit. Aufgrund des steigenden Interesses und der Entwicklungen im Röntgen-Bereich [109], könnten sie allerdings auch für den THz-Bereich in Zukunft eine wichtige Rolle spielen. Im Bereich der THz-CT wurden sie bislang nur durch die Arbeiten der Forschungsgruppe um P. Mounaix der Bordeaux Universität (Frankreich) umgesetzt:

2011 wurden erstmals mit SART (engl. simultaneous algebraic reconstruction technique) [110] und OSEM (engl.: ordered subsets expectation maximization) [111] zwei iterative Methoden anhand der THz-CT Messungen eines cw-Systems bei 240 GHz mit der FBP verglichen [86]. Hierbei konnte gezeigt werden, dass OSEM und SART, vor allem bei einer drastischen Limitierung der Projektionsanzahl durch größere Rotationsschritte, eine deutliche Verbesserung

von Streifenartefakten in den Rekonstruktionsbildern mit sich bringen. Bei ausreichender Projektionsanzahl, z.B. Rotationen von 0 bis 180° mit bis zu 5° Schritten, waren die Unterschiede zur FBP allerdings so gering, dass der iterative Ansatz keinen Vorteil zeigte. Danach präsentierten Recur et al. 2012 die gleichen iterativen Algorithmen unter Berücksichtigung einer Gaußnäherung des Strahlprofils [112], wodurch sich die Rekonstruktionsbilder verbessern ließen. Weiterhin zeigten sie 2014 in [87] die Anwendung des OSC (engl. ordered subsets convex) Algorithmus [113] basierend auf einem Poisson-Verteilungsmodell für die transmittierende Strahlung, wodurch Rauschen und Streifeneffekte in den Rekonstruktionen für den anschließenden Prozess des Renderns<sup>1</sup> minimiert wurden.

---

<sup>1</sup> Bildgebungsprozess, Generierung von 3D-Modellen aus mehreren rekonstruierten Schichten

### 3 Messsysteme für die THz-CT

Im Rahmen der Arbeit galt es, alle Eigenschaften der THz-Strahlung für das Verfahren der Computer-Tomographie zu nutzen. Diese können durch die Verwendung eines gepulsten TDS-Systems abgedeckt werden, da sowohl die spektralen als auch die zeitlichen und Amplituden-Informationen zur Verfügung stehen. Die Nachteile der TDS-Technologie liegen neben den relativ hohen Kosten für die Ultrakurzpulstechnologie vor allem aber in ihrer Messgeschwindigkeit begründet. Ursachen hierfür sind beispielsweise die zeitliche Abtastung der THz-Pulse, welche meist durch motorisierte Verzögerungsstrecken endlicher Geschwindigkeit realisiert werden, zum anderen aber auch das scannende Verfahren der Bildgebung. Letzteres verursacht Messzeiten von vielen Stunden bis Tagen für einzelne Proben im mm-Bereich aufgrund fehlender photoleitender Arraydetektoren (vgl. Abschnitt 2.1) und hunderttausender Bildpunkten für eine einzelne CT-Messung.

Um überhaupt Messungen für größere Probendimensionen (cm-Bereich) mit THz-Strahlung realisieren zu können, wurde zu Beginn der Arbeit ein kontinuierliches (cw)-System als Vergleichstechnologie zum TDS-Prinzip für die reine Betrachtung der Amplitudeninformationen und der Rekonstruktion verwendet. Dieses wird in Abschnitt 3.1 kurz erläutert und ein Beispielergebnis in 4.1 vorgestellt.

Für die Verwertung der zeitlichen und spektralen Informationen stand ein einkanaliges TDS-System, was im Rahmen von [94] aufgebaut wurde, zur Verfügung. Dessen Aufbau und die wichtigsten optischen Merkmale des Strahlengangs für Folgeuntersuchungen der Arbeit werden in Abschnitt 3.2 dargestellt. Durch die langen Messzeiten beschränkten sich die tomographischen Messungen auf die Untersuchung und Rekonstruktion einzelner Schichten, statt kompletter 3D-Modelle. Dennoch wurden mit diesem System die Grundlagen für die optischen Effekte in Kapitel 5 und die spektrale THz-CT in Kapitel 6 erarbeitet.

Eine weitere Zielstellung der Arbeit war es, die Messgeschwindigkeit der THz-CT mit TDS-Systemen zu erhöhen. Hierbei wurde der Ansatz verfolgt, das bisherige 1-Pixel Prinzip einkanaliger Systeme durch Zeilen-/Arraydetektoren abzulösen. Im Ergebnis entstand das weltweit erste funktionstüchtige mehrkanalige TDS-System bei Faserlaser-Anregungswellenlänge von 1030 nm [80], dessen Aufbau, wichtigste Entwicklungsschritte und Charakteristiken in Abschnitt 3.3 vorgestellt werden.

### 3.1 Kontinuierliches Messsystem

Zu Beginn der Arbeit zählten die frequenz-modulierten (engl. FMCW<sup>2</sup>) Systeme der SynView GmbH mit wenigen  $\mu\text{s}$  pro Pixel zu den schnellsten verfügbaren aktiven Bildgebungssystemen im THz-Bereich. Ein solches System wurde auch für Untersuchungen der Amplitudeninformationen im Rahmen der Arbeit in Transmissionsanordnung verwendet (siehe Abschnitt 4.1) [79].

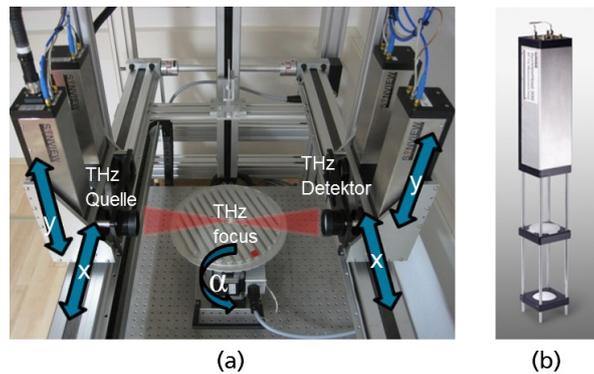


Abb. 7: (a) Voll-elektronisches Terahertz-System – SynViewScan TRMF bestehend aus THz-Quelle, Detektor und Rotationstisch; (b) Terahertz-Messkopf SynViewHead für die Erzeugung der THz-Strahlung [79].

Zwei wechselbare Messköpfe können eine relativ schmalbandige Strahlung von 70-110 GHz (Head100) und 230-320 GHz (Head 300) voll-elektronisch generieren. Diese wird frequenzmoduliert und mittels sphärischer Kunststoff-Linsen (PTFE<sup>3</sup>) zum Objektraum fokussiert. Laut Herstellerangaben beträgt das laterale Auflösungsvermögen für den Head100 3 mm (bei Optiksatz  $f=50$  mm) und für den Head 300 1 mm (bei Optiksatz  $f=50$  mm). Der maximale Scanbereich beträgt für dieses System 600 mm x 600 mm (x, y) und ca. 90 mm für die Dicke der Proben. Durch Erhöhung der Brennweiten des Optiksatzes auf beispielsweise  $f=200$  mm kann bezüglich der Dicke eine Messlänge von 380 mm realisiert werden.

Die am Messobjekt transmittierte Strahlung wird mit sphärischen Kunststoff-Linsen (PTFE) auf den Detektor projiziert und elektronisch erfasst. Es werden die Signalstärke und Differenzfrequenz zwischen Sender und Empfänger ermittelt, wobei eine Signalschwächung u.a. mit der Absorption bzw. Reflexion und eine erhöhte Signaldifferenz mit einer erhöhten optische Dichte des Messobjekts korreliert. Mit dem FMCW-System kann ein Objektpunkt (Pixel) in 100  $\mu\text{s}$  mit einem Dynamikbereich von größer 25 dB erfasst werden. Durch Erhöhung der Messzeit auf 10-100 ms pro Pixel erhöht sich der Dynamikbereich auf 50-70 dB [79,114].

<sup>2</sup> FMCW – engl.: frequency modulated continuous wave

<sup>3</sup> PTFE – Polytetrafluorethylen

## 3.2 Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie-System

Der Grundaufbau des verwendeten einkanaligen TDS-Systems entstand in [94] und wurde im Rahmen der Arbeit mehrfach variiert. Der finale Stand, welcher auch für die Simulationen in Abschnitt 5.3 des optischen Effekte Kapitels verwendet wurde, ist in Abschnitt 3.2.1 dargestellt. Abschnitt 3.2.2 beschreibt die charakteristischen Parameter des THz-Strahlengangs sowie das Auflösungsvermögen der THz-Optik, dessen Kenntnisse für die Rechnungen in Abschnitt 5.2 des optischen Effekte Kapitels notwendig waren.

### 3.2.1 Aufbau

Der Aufbau des einkanaligen TDS-Systems ist in Abb. 8 dargestellt.

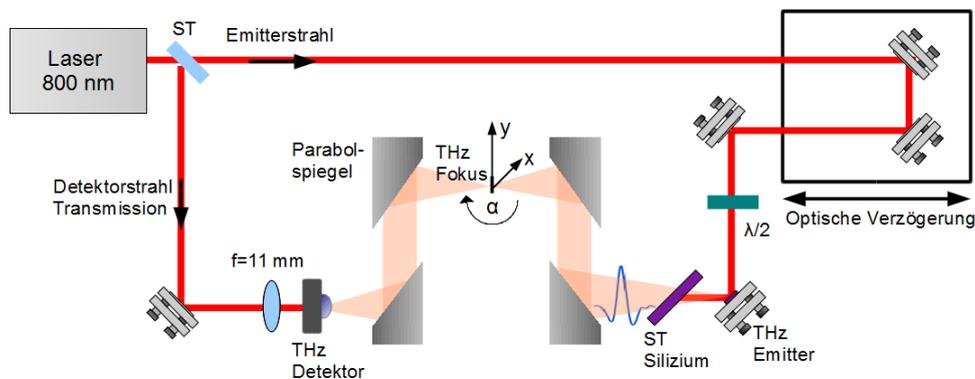


Abb. 8: Einkanaliges THz-Zeitbereichsspektroskopie-System (TDS) nach [125].

Es wird mit der Anregungswellenlänge von 800 nm eines Titan-Saphir Femtosekunden-Lasers (Mai Tai, Spectra Physics GmbH) betrieben (siehe Abb. 8). Dieser generiert ultrakurze Pulse mit einer Breite von ca. 100 fs, Repetitionsrate von 80 MHz und mittlerer Ausgangsleistung von 1 W. Mit einem Strahlteiler (ST) werden über 90% der Laserleistung (Strahldurchmesser  $\varnothing$  ca. 1,3 mm) über eine mechanische Verzögerungsstrecke zu einem Oberflächenemitter aus Zink-dotiertem IndiumArsenid (InAs) geführt. Eine Lambda-Halbe Platte dreht die Polarisation des Laserstrahls auf maximale Absorption am THz-Emitter [115] und es werden ultrakurze breitbandige THz-Pulse entsprechend der in [116,117] beschriebenen Ladungsträger-Effekte (Photo-Dember, Oberflächenfeld) erzeugt.

Die THz-Optik besteht aus Aluminium-Parabolspiegeln außeraxialer Apertur (off-axis) zur verlustfreien Fokussierung und Abbildung der THz-Strahlung in den Probenraum und auf den Detektor. Die Spezifikationen der Einzelkomponenten des Transmissions-Strahlengangs sind in Tabelle 1 dargestellt.

Komponenten	Abstand Emitter (mm)	Spezifikationen
THz-Quelle	0	0,3 x 0,3 mm <sup>2</sup> , gemessener halber Öffnungswinkel 9,2°
Silizium-Wafer	66	Durchmesser 76,2 mm, Dicke 5 mm
90° off axis PS 1	152,4	Durchmesser 2", EFL <sup>4</sup> 152,4 mm
90° off axis PS 2	307,4	Durchmesser 2", EFL 152,4 mm
90° off axis PS 3	426,8	Durchmesser 2,5", EFL 119,4 mm
90° off axis PS 4	581,8	Durchmesser 2,5", EFL 119,4 mm
Silizium Linse Detektor	676,8	sphärisch, Radius r= 10 mm, Dicke d= 6,5 mm, Kantenradius 4,5 mm
THz-Detektoren	683,3	0,2 x 0,2 mm <sup>2</sup>

Tabelle 1: Parameter der THz-Optik des einkanaligen TDS-Systems.

Die Einkopplung der THz-Strahlung in den Detektor wird mit einer hochohmigen (>10.000Ω) Siliziumlinse realisiert, da Silizium (Si) mit 3,417 [118] einen ähnlichen Brechungsindex zum photoleitenden Material LTG (low temperature grown)-GalliumArsenid (GaAs) mit einem Index von ca. 3,6 (bei 1 THz) [119] besitzt. Der Silizium-Wafer aus hochohmigem Fließzonen (HRFZ)-Silizium (Ma-teck GmbH) realisiert die Detektion der unter 0° reflektierten Anteile, die beispielsweise in [120] für Interferenz-Effekte verwendet wurden.

Im Detektorstrahlengang wird die Laserleistung mit einem Filter auf ca. 10 mW geschwächt. Eine asphärische Linse der Brennweite von 11 mm dient der Fokussierung des Laserstrahls (Strahldurchmesser Ø ca. 1,2 mm) in die Lücke der photoleitenden Detektor-Antennen (Gap). Treffen die Femtosekunden-Pulse zeitgleich mit der THz-Strahlung auf den Detektor, so werden die in der photoleitenden Antenne generierten freien Ladungsträger durch das THz-Feld beschleunigt und es entsteht ein Photostrom proportional zur Feldstärke des THz-Pulses. Mit der optischen Verzögerungsstrecke können die THz-Pulse, wie in [37,121] beschrieben, zeitlich abgetastet werden.

Die am Detektor generierten Photoströme werden mit Transimpedanzverstärkern (Modell 564, HMS Elektronik) in Spannungen umgewandelt und phasensensitiv mit einem Lock-In Verstärker erfasst [122]. Dazu wird der Emitter-Strahlengang mit einem mechanischen Chopper<sup>5</sup>-Rad frequenzmoduliert (ca. 1 kHz). Die programmtechnische Datenerfassung wird mit einem A/D Wandler

<sup>4</sup> EFL – engl.: effective focal length, effektive Fokuslänge

<sup>5</sup> Chopper – Optischer Lichtzerhacker

(BNC 2111, National Instruments NI) und einer Datenerfassungskarte (PCI 6221, NI) in LabVIEW<sup>6</sup> realisiert.

Für die Vermessung der Proben stehen mechanische Verschiebe-/Rotationstische zur Verfügung. Untersuchungen in Stickstoff-Atmosphäre [36] können mit einer flutbaren Kunststoff-Kammer realisiert werden, die den kompletten THz-Strahlengang, einschließlich der Detektoren und der Emitter, abdeckt.

### 3.2.2 Charakteristische Parameter

Die Messung eines THz-Pulses im TDS-System unter Laboratmosphäre (22°C, 30% Luftfeuchte) ist in Abb. 9(a) dargestellt. Mittels der Fourier-Transformation wurde das Amplituden- und Phasenspektrum bestimmt (Abb. 9(b)) [1]. Die zeitliche Halbwertsbreite des THz-Pulses beträgt ca. 0,5 ps, wodurch das einkanalige THz-TDS-System eine spektrale Breite von 0,1 bis ca. 3 THz erreicht. Die Signalstärken der THz-Pulse erreichen ein Signal-/Rauschverhältnis von bis zu 79 dB in der maximalen THz-Amplitude bei Lock-In-Mittelungszeiten von 300 ms und 67 dB bei 30 ms (berechnet über 5000 Messwerte). Unter Einschränkung der spektralen Breite bis 1,4 THz kann ein Messfenster (z.B. 20 ps) mit 200  $\mu$ s auch schneller gemessen werden. Sind aber alle Frequenzen bis 3 THz für Untersuchungen von Interesse, dauert die Messung eines Fensters in Abhängigkeit der Parameter üblicherweise einige Sekunden.

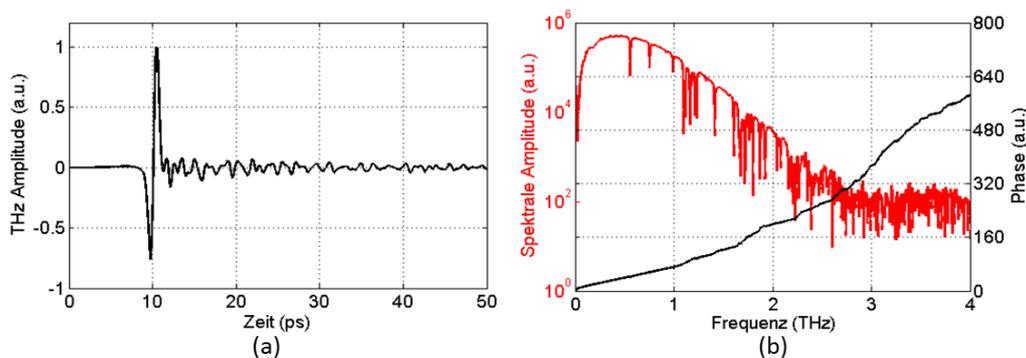


Abb. 9: (a) Zeitaufgelöster THz-Puls; (b) Amplitudenspektrum (rot) und Phase (schwarz) des THz-Pulses.

Zur Bestimmung des Strahlprofils wurde die „Knife-edge“ Methode nach [123] verwendet, wobei eine dünne Metallschneide (<200  $\mu$ m) schrittweise horizontal (x) und vertikal (y) entlang des THz-Fokus über verschiedene Punkte der optischen Achse (z) geführt wurde. Nach Extraktion der entsprechenden Informationen (z.B. maximale Pulsamplitude, spektrale Amplitude) kann an den Messkurven die Integration einer Gauß-Kurve simuliert werden, aus denen sich der

<sup>6</sup> LabVIEW – Software zur graphischen Programmierung und Steuerung von Messsystemen

Strahlradius ( $1/e$ -Abfall) bestimmen lässt [124]. Die Ergebnisse sind in Abb. 10 graphisch dargestellt.

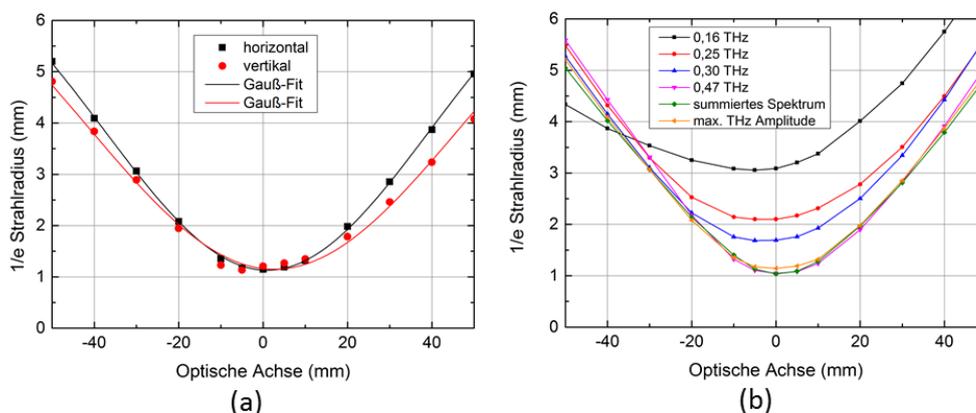


Abb. 10: (a) Horizontale und vertikale Strahlradien im Probenraum des einkanaligen TDS-Systems; (b) horizontale Strahlradien für verschiedene Frequenz- und Amplitudeninformationen, ohne Gauß-Fit.

Ausgehend aus den  $1/e$ -Werten der Strahlradien wurden die FWHM (Full Width at Half Maximum) Breiten sowie die Länge des Fokusbereichs (Rayleigh-Länge) für definierte Frequenzen nach [24] bestimmt und in Tabelle 2 dargestellt.

Parameter	0,16 THz	0,25 THz	0,3 THz	0,47 THz	Summiertes Spektrum	Max. THz Amplitude
FWHM Strahltaile horizontal - x (mm)	5,09	3,49	2,79	1,75	1,73	1,93
Fokusslänge (mm) horizontal - x	75	52	40	27	26	30
FWHM Strahltaile vertikal - y (mm)	5,64	3,75	3,08	1,93	1,93	1,88
Fokusslänge (mm) vertikal - y	80	53	45	30	30	30

Tabelle 2: Strahltaillen (FWHM Durchmesser) und Fokusslängen (Rayleigh-Länge) für ausgewählte THz-Frequenzen nach [24].

Das Auflösungsvermögen bzw. die Abbildungseigenschaften des einkanaligen TDS-Systems wurden mit einer metallischen Spaltprobe mit Breiten von 5 mm bis 100  $\mu\text{m}$  und einem Siemensstern anhand der maximalen THz-Pulsamplituden untersucht. Die Beschaffenheit der Spaltprobe und die Ergebnisse für eine scannende Messung bei horizontaler (x) und vertikaler (y) Verschiebung der Probe mit Schrittweite von jeweils 100  $\mu\text{m}$  im THz-Fokus des Strahlengangs ist in Abb. 11 dargestellt.

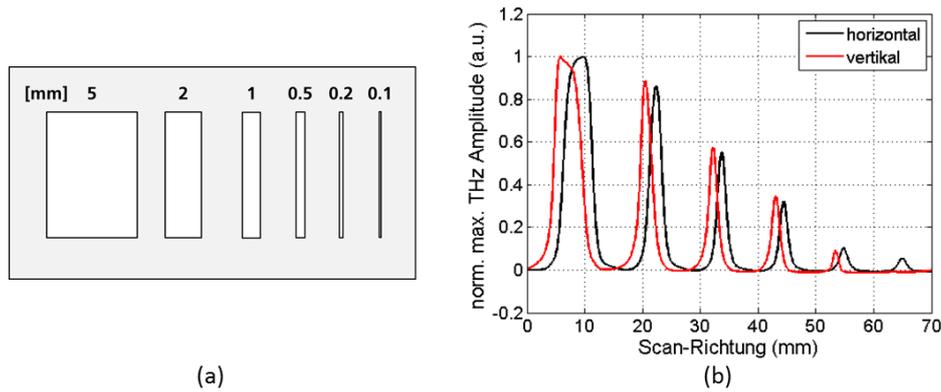


Abb. 11: (a) Spaltprobe aus Metall mit Breiten von 5 mm bis 100  $\mu\text{m}$ ; (b) Auswertung der maximalen THz-Pulsamplitude für die horizontale und vertikale Messung der Spaltprobe.

Aufgrund der zeitaufgelösten Messung können Strukturen kleiner der Strahlteile des THz-Fokus anhand der sich ändernden THz-Amplitude erkannt werden. Aus Abb. 11 wird deutlich, dass in horizontaler Richtung (x) die Spaltbreite bis 100  $\mu\text{m}$  mit einem Kontrast von 5,5% der maximalen THz-Amplitude auflösbar ist. Dieses Ergebnis gilt für den Frequenzbereich von 0,2 bis 1,5 THz, wobei sich der Kontrast hin zu kleineren Frequenzen (größeren Wellenlängen) verschlechtert. In vertikaler Richtung können Spaltbreiten trotz kleinerer Strahlteile (vgl. Tabelle 3) nur bis 200  $\mu\text{m}$  (Kontrast 9,2%) aufgelöst werden. Dies gilt für den Frequenzbereich von 0,2 bis ca. 1,3 THz, wobei ab 1,3 THz die Spaltbreite von 100  $\mu\text{m}$  mit ca. 2,5% wieder auflösbar wird. Ursache sind Subwellenlängen-Phänomene, welche durch die Wechselwirkung der  $\mu\text{m}$ -Strukturbreiten mit dem elektromagnetischen Feld der einfallenden THz-Strahlung auftreten [125], so dass die Transmission für die horizontale Scan-Richtung bzw. vertikale Orientierung der Spalte in der Messung leicht verstärkt wurde und es für die vertikale Scan-Richtung bzw. horizontale Orientierung der Spalte zu Auslöschungseffekten kam.

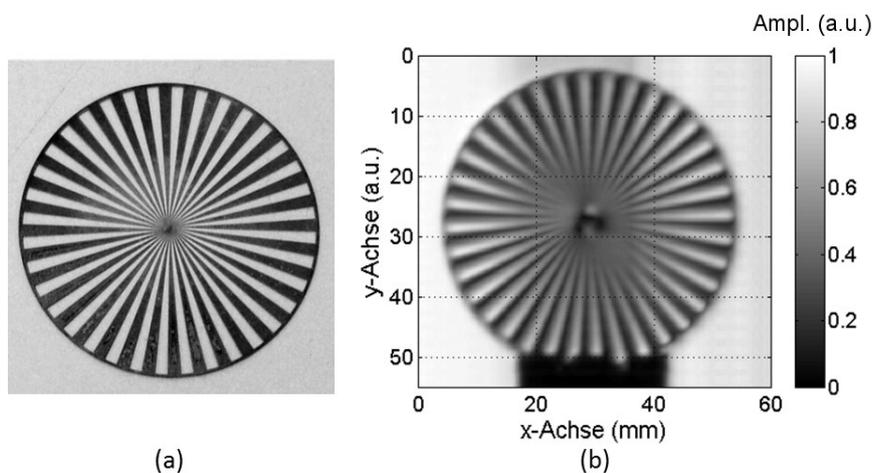


Abb. 12: (a) Siemensstern aus Metall (Dicke 250  $\mu\text{m}$ ); (b) Bild der Auswertung der normierten maximalen THz-Amplitude.

Zur Bestimmung des lateralen Auflösungsvermögens des THz-Systems, anhand der für die Bildgebung häufig genutzten maximalen THz-Pulsamplitude, wurde ein Siemensstern (Durchmesser  $D=50,8$  mm) aus Metall mit 36 hellen und 36 dunklen Elementen vermessen. Für die laterale Auflösung wurde der innere gerade noch auflösbare Durchmesser  $d_{in}$  bestimmt. In horizontale Richtung (x) ergibt sich mit dem Innendurchmesser von  $d_{in}=11,6$  mm eine laterale Auflösung von 0,51 mm, was nach [126] der Ortsfrequenz von 0,98 Linienpaaren (LP)/mm entspricht. Für die vertikale Richtung (y) beträgt der Innendurchmesser ca. 14,0 mm, wodurch die laterale Auflösung mit 0,61 mm und der Ortsfrequenz von 0,81 LP/mm etwas schlechter ist. Ein leicht erhöhtes Transmissionsverhalten in der Mitte des Bildes (Abb. 12(b)) kann auf die bei der Spaltproben-Messung erwähnten Wechselwirkungen zwischen dem THz-Feld und der  $\mu\text{m}$ -Struktur zurückgeführt werden.

Eine detailliertere Charakterisierung des einkanaligen TDS-Systems bezüglich des Lasersystems, der Emitter- und Detektoren (z.B. Leistungskennlinien) findet sich in [94].

### 3.3 Mehrkanaliges Zeitbereichsspektroskopie-System

Die Verwendung von Ultrakurzpulslasern (z.B. Titan-Saphir Laser) um die 800 nm gehört seit einigen Jahren zum Stand der Technik für zeitaufgelöste TDS-Spektroskopie mit Labor- oder Kaufsystemen (siehe Abschnitt 2.1) [21,20]. Fasergekoppelte Systemvarianten mit Anregungswellenlänge um 1550 nm und neuen Materialien aus Vielfachschicht-Systemen (InGaAs/InAlAs) haben sich in den letzten Jahren bewährt [127,128]. Pradarutti et al. zeigten aber in [44,129,130] noch einen weiteren vielversprechenden Wellenlängenbereich um 1060 nm (1,17 eV) für die Arbeit mit gepulsten TDS-Systemen. Diese basieren auf der Verwendung kompakter Ultrakurzpuls-Faserlaser hoher mittlerer Ausgangsleistungen und besitzen damit das Potenzial für die Ausleuchtung großflächiger Detektor- oder Emitterarrays. Beispielsweise konnte in [131] bereits eine mittlere Ausgangsleistung von 400 kW, bei 250 fs Pulsbreite, Wellenlänge von 1040 nm und Repetitionsrate von 250 MHz gezeigt werden. Das demonstriert die hohe Skalierbarkeit dieser Lasersysteme gegenüber den Wellenlängen ähnlicher Ultrakurzpuls-Systeme um 800 nm mit einigen W (z.B. Titan-Saphir Laser, Spectra-Physics [132]) und 1550 nm mit einigen hundert Milliwatt (z.B. FemtoFerb, Toptica Photonics AG [20]).

Vor Beginn der Arbeit gab es allerdings wenig effiziente photoleitende Materialien für diesen Wellenlängenbereich, weswegen erste Versuche zur Mehrkanaligkeit [44] mit dem Antennenmaterial LTG-GaAs (Bandgap 1,45 eV – 855 nm) und der frequenzverdoppelten Anregung bei 530 nm erfolgten. Später wurden

Untersuchungen mit LTG-In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As [46] durchgeführt, die jedoch aufgrund der geringen Signalleistungen (<μW) nicht zielführend waren.

Dennoch ergaben sich im Rahmen dieser Arbeiten neue Ansätze zur Überwindung dieser Materiallücke, welche in Abschnitt 3.3.1 vorgestellt werden. Ausgehend von diesen Ergebnissen entstand das erste mehrkanalige TDS-System bei Faseranregungswellenlänge von 1030 nm [80], dessen Aufbau in Abschnitt 3.3.2 erläutert wird. In Abschnitt 3.3.3 erfolgt die Charakterisierung des Systems anhand einer mehrkanaligen Messung der THz-Pulse, sowie der Bestimmung der optischen Eigenschaften des THz-Strahlengangs mit den Strahlprofilen einzelner Frequenzen und dem Auflösungsvermögen des Systems.

Ein Ansatz zur Systemoptimierung bietet eine neue Technologie zur Entspiegelung der meist hochbrechenden THz-Optik, die im Rahmen der Arbeit entstand. Dieses patentierte Verfahren [133] wird in Abschnitt 3.3.4 vorgestellt und bietet ein großes Potenzial zur Verbesserung der Signalqualitäten in THz-Systemen und damit auch für die THz-CT.

### 3.3.1 Materialentwicklung für THz-Emitter und Detektor

Die Optimierung der Licht-THz Konversions-Effizienz für die Faserlaser-Anregungswellenlänge um die 1030 nm erfolgte im Rahmen eines fraunhoferinternen Projektes zwischen dem Heinrich-Hertz-Institut (HHI, Berlin) und dem Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik (IOF, Jena). Die Grundlage bildete die Entwicklung von photoleitenden Halbleitermaterialien für THz-Emitter und Detektoren aus Vielschichtsystemen von IndiumGalliumArsenid (InGaAs)/IndiumAluminiumArsenid (InAlAs) NanoFilm-Strukturen [127,134]. Im Rahmen mehrerer Entwicklungsstufen wurden verschiedenste Materialtypen auf die Wellenlänge von 1030 nm angepasst und messtechnisch in [135-138] verifiziert. Die wichtigsten Schritte wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit in Tabelle 3 zusammengefasst. Das Bewertungskriterium der Optimierung war jeweils die Differenz zwischen maximaler und minimaler THz-Amplitude ( $A_{PP}^7$ -Amplitude) im Vergleich zum Startsystem Nr. 1. Dieses wurde zu Beginn der Arbeit mit einem Oberflächenemitter aus InAs (p-dotiert) und Detektormaterial aus LTG-In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As in einem einkanaligen TDS-Testsystem (siehe [137]) und Parabolspiegeln als THz-Optik realisiert.

---

<sup>7</sup> PP – engl.: peak-to-peak

System	Emitter Typ	Gap <sub>EM</sub> (μm)	P <sub>EM</sub> (mW)	Detektor Typ	Gap <sub>Det</sub> (μm)	P <sub>DET</sub> (mW)	A <sub>PP</sub> (a.u.)	VRS	VVE
1	OE InAs		3000	LTG-InGaAs	20	5	3,8	1	1
2	OE InAs		3000	Typ A	10	5	87,6	23	23
3	Typ A	25	15	Typ A	10	5	79,2	21	0,9
4	Typ A	400	75	Typ A	10	3	1230,8	326	15,5
5	Typ A	400	75	Typ C	10	3	2410,0	634	2
6	Typ A	400	75	Typ C	5	3	3673,0	966	1,5
7	Typ B	400	75	Typ C	5	3	5750,1	<b>1513</b>	<b>1,5</b>
8	Typ D	400	75	Typ D	10	3	434,4	114	-

Tabelle 3: Entwicklungsschritte des Antennenmaterials nach [137,138]:

Gap<sub>EM</sub>-Gap-Größe des Emitters

P<sub>EM</sub> - Laserleistung am Emitter;

Gap<sub>DET</sub>-Gap-Größe des Detektors

P<sub>DET</sub>-Laserleistung auf den Detektor

A<sub>PP</sub>-THz-Amplitude (Differenz Maximum – Minimum)

VRS – Verhältnis THz-Amplitude zu Systemnr. 1

VVE – Verhältnis THz-Amplitude zu vorherigem System.

Bei den Materialien handelte es sich um folgende Typisierungen, bei deren Entwicklungen die Wachstumsparameter von Schichtdicke, Temperatur und Dotierungskonzentrationen variiert wurden.

- Typ A LTG-InGaAs/InAlAs (T=130°C)  
mesa-strukturierte Multi-Nanolayer-Struktur (MNLS)  
100 Perioden aus je 8 nm InAlAs und 12 nm InGaAs, Beryllium (Be)-Dotierung.
- Typ B InGaAs/InAlAs (T=400°C) MNLS  
100 Perioden: 8 nm InAlAs und 12 nm InGaAs
- Typ C LTG-InGaAs/InAlAs (T=130°C) MNLS  
100 Perioden: 8 nm InAlAs und 18 nm InGaAs, Be-Dotierung
- Typ D LTG InGaAs/InAlAs (T=130°C) MNLS  
400 Perioden: 4 nm InAlAs und 3 nm InGaAs, Be-Dotierung

Die Optimierungsschritte des Emitter-Materials (Typ B) hin zu hohen THz-Feldstärken erfolgte mit dem Fokus auf Absorption und Ladungsträgerbeweglichkeit nach dem Ansatz von Dietz et al. [134]. Bei den Detektoren entstanden zwei Varianten, deren Fokus einerseits auf die Signalstärke (Typ C) und andererseits auf die Bandbreite (Typ D) gelegt wurde. In Abb. 13 und Abb. 14 sind die Signalstärken und Spektren der Materialkombinationen nach Tabelle 3 dar-

gestellt. Die Messungen erfolgten mit einem einkanaligen TDS-Testsystem, welches in [137] beschrieben ist.

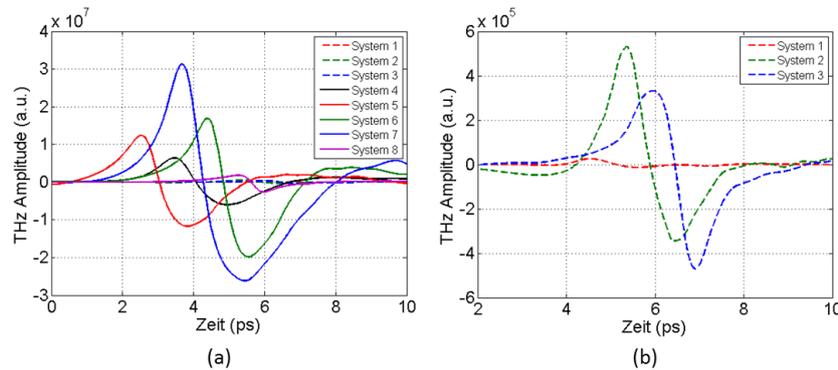


Abb. 13: Vergleich der THz-Signalstärken für verschiedene Materialsysteme nach Tabelle 3: (a) Systeme 1 bis 8; (b) Systeme 1 bis 3 in vergrößerter Darstellung.

Im Ergebnis konnte mit der Materialkombination (Typ B und C) von System 7 die THz-Signalstärke  $A_{pp}$  um Faktor 1513 im Bezug zum Startsystem gesteigert werden. Die spektrale Breite beträgt 0,1 bis 2,5 THz. Mit dem Material verkürzter Ladungsträgerlebensdauer des Systems 8 (Typ D) konnte die spektrale Breite auf bis zu 4 THz erhöht werden. Dabei betrug die Signalsteigerung immer noch Faktor 114 im Bezug zum Startsystem 1. Weitere Informationen zu den physikalischen Zusammenhängen dieser Entwicklung finden sich in [135]. Ausgehend von diesen Ergebnissen stand für die Faserlaser-Anregungswellenlänge von 1030 nm erstmalig ein effizientes photoleitendes Material zur Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung als Grundlage eines mehrkanaligen TDS-Systems zur Verfügung.

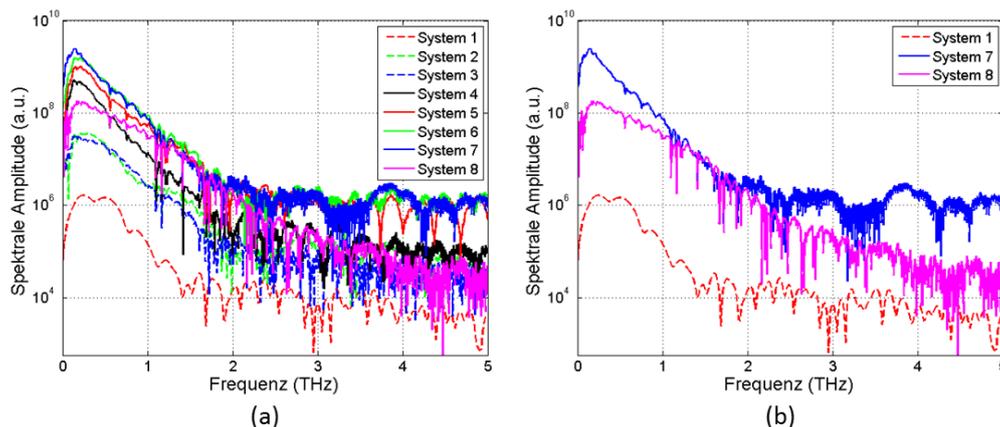


Abb. 14: Vergleich der Spektren für verschiedene Materialsysteme nach Tabelle 3 in logarithmischer Darstellung: (a) alle Systeme; (b) Systeme 1, 7 und 8.

### 3.3.2 Aufbau des mehrkanaligen THz-TDS-Systems

Der Aufbau des Mehrkanal-Systems ist in Abb. 15 dargestellt. Kernkomponente ist ein Faserlasersystem der Ausgangswellenlänge von 1030 nm, mit Puls wiederholungsraten von 20 MHz und Pulsdauern von ca. 94 fs. Die mittlere Aus-

gangsleistung beträgt 5 W, bei Pulsspitzenleistungen von 2,4 MW und Pulseenergien von ca. 223 nJ.

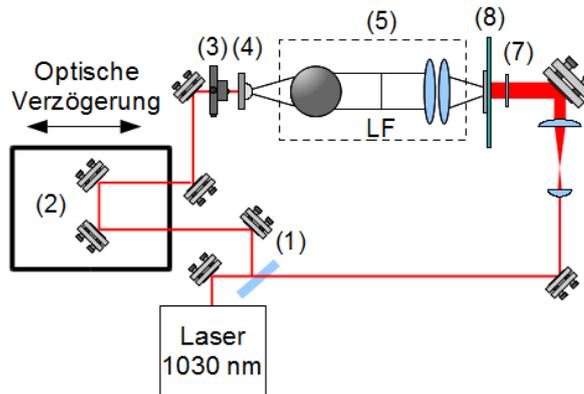


Abb. 15: Aufbau des mehrkanaligen THz-TDS-Systems [80]: (1) Strahlteiler (90:10), (2) mechanische Verzögerungsstrecke, (3) Asphäre, (4) THz-Emitter, (5) THz-Optik, (6) IR-Teleskop-Optik, (7) Zylinderlinse, (8) mehrkanaliger THz-Detektor.

Die Laserstrahlung wird mit einem Strahlteiler (1) im Verhältnis von 90:10 geteilt, sodass 90% der Laserstrahlung für den Detektorstrahlengang zur Verfügung stehen. Polarisationsfilter und Strahlfallen werden für die Regulierung der Laserleistung eingesetzt. Die optische Verzögerung wird mit einem mechanischen Translationstisch realisiert und dient der zeitlichen Abtastung der THz-Pulse. Eine asphärische Linse der Brennweite  $f=15.29$  mm fokussiert ca. 80 mW der Laserstrahlung (Strahldurchmesser  $\varnothing$  1,3 mm) in das 400  $\mu\text{m}$ -Gap der mesa-strukturierten THz-Emitter-Antenne (4) [127]. Diese besteht aus MBE<sup>8</sup> gewachsenem InGaAs/InAlAs MNLS [134,139] (Typ B, vgl. Tabelle 3) und wird mit einer Sinus-Spannung von  $\pm 125$  V beschaltet und der Frequenz von 1,1 kHz moduliert. Die THz-Pulse werden über eine hyper-hemisphärische Linse aus hochohmigem Silizium mit Radius von 6 mm und der Dicke 3,45 mm ausgekoppelt und über die THz-Optik (5) zum Detektor geführt.

In Abb. 16 ist der Strahlengang der THz-Optik im Detail- (a) und als Originalansicht (b) dargestellt. Die Beleuchtungsoptik besteht aus einem 90° off-axis Parabolspiegel (PS, Aluminium) mit einer effektiven Fokusslänge (EFL) von 127 mm der die THz-Strahlung kollimiert und aus einem Zylinderspiegel (ZyIS, Aluminium) der Brennweite von 127 mm, welcher einen THz-Linienfokus (LF) im Strahlengang erzeugt. Zur Abbildung des Linienfokus auf die THz-Detektorzeile werden zwei asphärische Kunststofflinsen (ZL) aus Zeonex480R<sup>®</sup> verwendet. Das Material hat einen Brechungsindex von ca. 1,515 von 0,2 bis 1,5 THz und einen Absorptionskoeffizienten von ca.  $0,2 \text{ cm}^{-1}$  bei 1 THz [140]. Die Linsen wurden für ein Feld von 63,5 mm beugungsbegrenzt bis 600  $\mu\text{m}$ , mit einer numerischen Apertur von 0,36 optimiert und mittels Ultrapräzisions-

<sup>8</sup> MBE – Molekular-Strahl(Beam) Epitaxie, Gasphasenabscheideverfahren



1 mm. In Abhängigkeit des Optik-Konzepts können die Detektorzeilen auch mit anderer Skalierung der Abstände gefertigt werden.

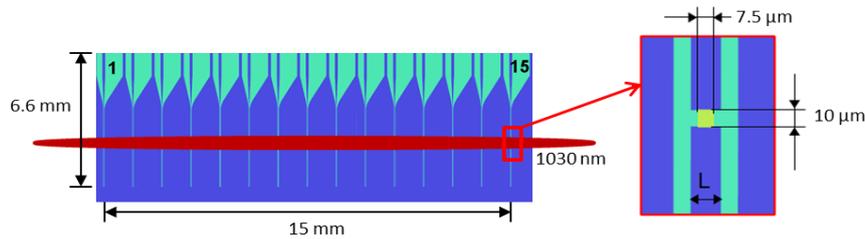


Abb. 17: Horizontale (x) Ausleuchtung einer Detektorzeile mit 15 Dipol-Antennen im Abstand von 1 mm (grün): Der Abstand der Leiterbahnen eines Dipols beträgt  $40\ \mu\text{m}$  [80].

Der Zeilendetektor ist mit einer Elektronikeinheit verbunden, die jeden Photostrom eines Kanals durch Transimpedanz-Verstärker (MTI04CQ, Mazet GmbH) mit Faktor  $5 \cdot 10^{-8}\ \text{V/A}$  in Spannungen umwandelt und verstärkt. Die analogen Signale werden mit einem 128-kanaligen Lock-In Verstärker (LIA) verbunden, der in [142] entwickelt und gebaut wurde. Dieser basiert auf Multiplexer-Technologie, die es ermöglicht jeweils 8 Signale von 8 Antennen in einer Baugruppe zeitgleich zusammenzufassen und mittels A/D Wandler (BNC 2111, National Instruments NI) und einer Datenerfassungskarte (PCI 6221, NI) softwaretechnisch in LabVIEW auszulesen [143].

### 3.3.3 Charakterisierung des THz-Strahlengangs

In [137] wurde der THz-Linienfokus mit einem fasergekoppelten Detektor in einem Abstand von 106 mm (statt  $EFL=127\ \text{mm}$ ) zum Zylinderspiegel charakterisiert. Die Distanz wurde aufgrund der Silizium-Linse des Detektors gewählt, da diese den Strahlengang optisch verkürzt. Für jeden Bildpunkt wurde ein THz-Puls gemessen, dessen Pulsamplitude und zeitliche Position im Messfenster bestimmt wurde. Die Ergebnisse sind in Abb. 18 dargestellt. Die FWHM des THz-Linienfokus beträgt in horizontaler Richtung (x) ca. 37 mm und in vertikaler Richtung (y) 10 mm. Die zeitliche Verzögerung ist über den mittleren Scanbereich in horizontaler Richtung ca.  $\pm 0,13\ \text{ps}$  ( $\pm 0,039\ \text{mm}$ ).

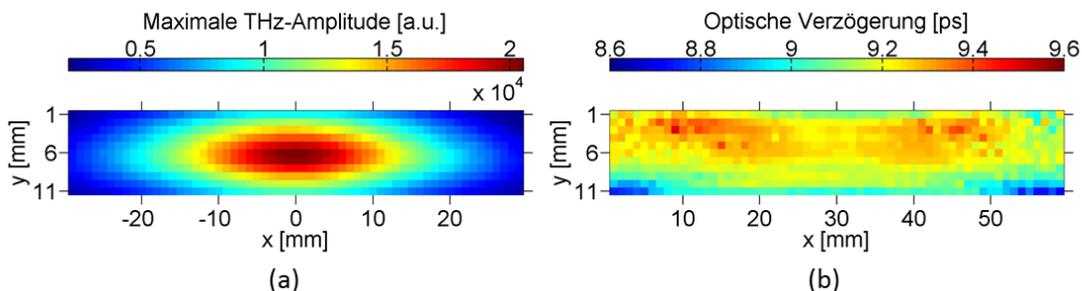


Abb. 18: Strahlprofil im THz-Linienfokus: (a) Auswertung der maximalen THz-Pulsamplitude, (b) Auswertung der Zeitverzögerung der maximalen THz-Pulsamplitude; aus [137].

Die simultane Messung von 15 THz-Pulsen einer 15-kanäligen Detektorzeile ist in Abb. 19 dargestellt. Zur Übersichtlichkeit wurden die Pulse nachträglich um jeweils 2 ps verschoben. Die Messung erfolgte über ein Zeitfenster von 40 ps, eine optische Verzögerung von 1 ps/s und LIA Mittelungszeit von 10 ms. Jeder THz-Puls repräsentiert ein Signal eines Kanals der Detektorzeile aus Abb. 17. Das Signal-/Rauschverhältnis der maximalen THz-Amplituden beträgt in der Mitte (Kanal8) ca. 39 dB und am Rand des Zeilenarrays (Kanal 1) ca. 35 dB, was jeweils über eine LIA Mittelungszeit von 30 ms bestimmt wurde [137].

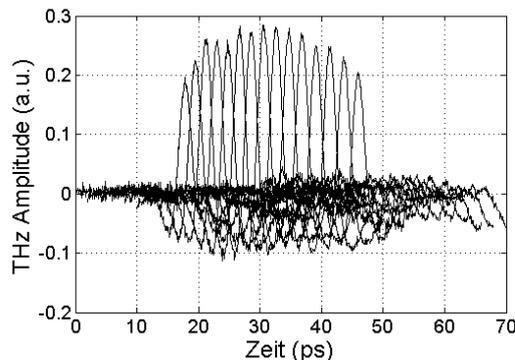


Abb. 19: Simultane Messungen von 15 THz-Pulsen im mehrkanaligen TDS-System: Die Pulse wurden nachträglich zur Übersichtlichkeit um jeweils 2 ps verschoben, aus [80].

Die THz-Pulsamplituden, als auch deren zeitliche Position, variieren über den Zeilendetektor, was nach Abb. 18 bereits erwartet wurde. Die Auswertung der maximalen THz-Pulsamplituden, als auch deren zeitliche Position sind in Abb. 20 dargestellt. Zum Vergleich wurden die Erwartungswerte in Zemax an der THz-Optik (vgl. Abb. 16(a)) im Rahmen der Arbeit simuliert und an die Messwerte normiert [80]. Dazu erfolgte die Auswertung des horizontalen Intensitätsprofils direkt hinter der zylindrischen Siliziumlinse im Optik-Design.

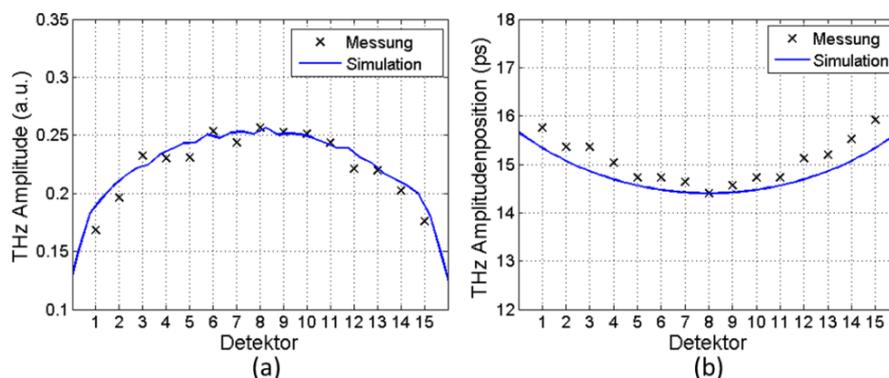


Abb. 20: (a) Vergleich der maximalen THz-Pulsamplituden mit der Simulation des Intensitätsprofils in Zemax; (b) Vergleich der zeitlichen Verzögerungen der THz-Pulse von Messung und Simulation in Zemax aus [80].

Der Vergleich von Messung und Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung. Der Signalverlust der Amplitude zum Rand beträgt ca. 35%, was unmittelbar mit

der FWHM des Linienfokus zusammenhängt, als auch mit dem Strahlprofil des Emitters. Des Weiteren wurden die Zeitverzögerungswerte der maximalen THz-Pulsamplituden verglichen. Die beiden Randkanäle 1 und 15 sind bezüglich der Mitte (Kanal 8) um ca. 1,5 ps verzögert, wohingegen die Differenz der Simulation ca. 0,93 ps beträgt. Die leichte Diskrepanz zwischen Messung und Simulation könnte einerseits justagebedingt entstanden sein, als auch durch Aberration an THz- und IR-Optik.

Zur Bewertung der Signalqualität des mehrkanaligen TDS-Systems wurden stellvertretend der THz-Puls und das Spektrum von Kanal 8 mit einer Messung eines einkanaligen TDS-Systems (vgl. System 7 Tabelle 3) ohne Kunststoff- und Zylinderlinsen verglichen. System 7 verdeutlicht die maximal erreichbare Signalstärke und Breite des Spektrums mit dieser verwendeten Materialkombination (siehe Abb. 21). Im Ergebnis sind die gemessenen THz-Signale des Mehrkanal-Systems um Faktor 500 schwächer. Die spektrale Breite erreicht nur noch ungefähr 0,8 THz.

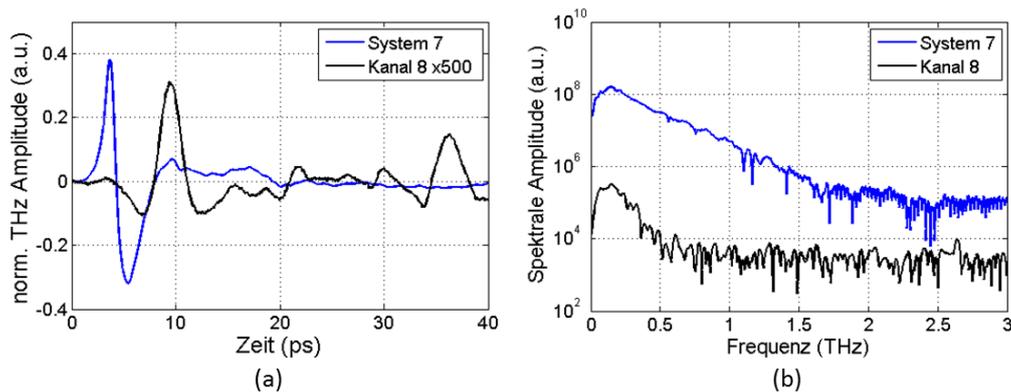


Abb. 21: (a) THz-Puls von Kanal 8 (Faktor 500 vergrößerte Darstellung) im Vergleich zur einkanaligen Pulsmessung von System 7 (vgl. Tabelle 3); (b) Vergleich der Spektren, nach [80].

Das kann durch mehrere Faktoren begründet werden. Einerseits erreicht aufgrund der THz-Strahlformung nur ein Bruchteil der Strahlung des Emitters den 8. Detektionskanal, andererseits absorbieren die 2 Zeonex<sup>®</sup>-Linsen Teile der Strahlung, was mit zunehmender Frequenz verstärkt wird [140]. Der Brechungsindex von Zeonex<sup>®</sup> und Silizium sorgt für Reflexionsverluste an den Grenzflächen und das zylindrische Optik-Design der Detektor-Linse limitiert die THz-Signalstärke und das Spektrum zusätzlich.

In Abb. 22 und Tabelle 4 sind analog zu Abschnitt 3.2.2 die 1/e-Strahlradien, die FWHM-Durchmesser und die daraus berechneten Fokusslängen stellvertretend für Kanal 8 des Mehrkanal-Detektors dargestellt. Die Extraktion sinnvoller Werte für 0,47 THz war aufgrund des hohen Rauschens (siehe Abb. 21(b), bei 0,5 THz) nicht möglich.

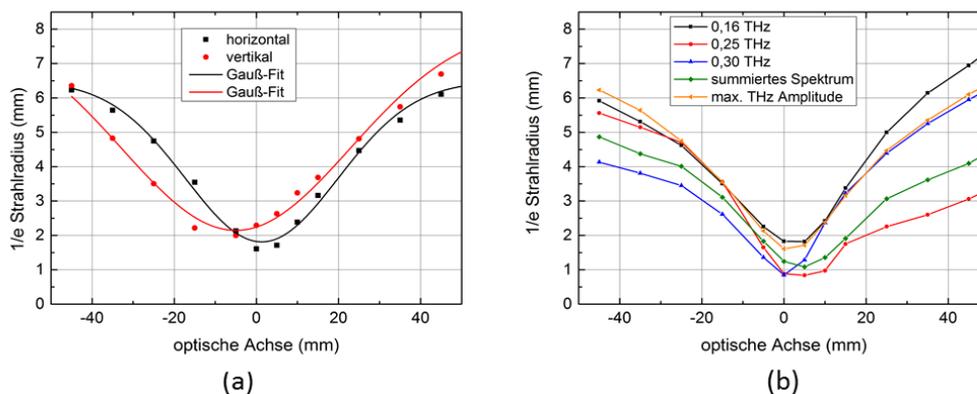


Abb. 22: (a)  $1/e$  Strahlradien von Kanal 8, stellvertretend für das Multikanal-Systems; (b) horizontale Strahlradien von Kanal 8 für verschiedene Frequenz- und Amplitudeninformationen ohne Gauß-Fit.

Parameter Kanal 8	0,16 THz	0,25 THz	0,3 THz	Summiertes Spektrum	Max. THz Amplitude
FWHM Strahltaille horizontal (mm)	3,0 mm	1,39 mm	1,40	1,8 mm	2,67 mm
Fokusslänge (mm) horizontal	18,0 mm	17,5 mm	10,5 mm	15,5 mm	17,6 mm
FWHM Strahltaille vertikal (mm)	2,6 mm	2,3 mm	1,7 mm	2,36 mm	3,3 mm
Fokusslänge (mm) vertikal	26,3 mm	20,5 mm	20,0 mm	23,0 mm	26,5 mm

Tabelle 4: Strahltaillen (FWHM Durchmesser) und Fokusslängen (Rayleigh-Länge) für ausgewählte THz-Frequenzen des 8. Kanals vom Mehrkanal-Detektor.

Die Beurteilung des Auflösungsvermögens bzw. der Abbildungseigenschaften anhand der maximalen THz-Amplitude wurde mit der Messung der Spaltprobe und dem Siemensstern aus Abschnitt 3.2.2 (Abb. 11(a) und Abb. 12(a)) für alle Kanäle in [137] durchgeführt. Hierzu wurde die Spaltprobe mit einer Schrittweite von 100  $\mu\text{m}$  und der Verschiebung in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung gescannt. Die Auswertung der maximalen THz-Pulsamplitude des 8. Kanals ist stellvertretend für die mehrkanalige Detektorzeile in Abb. 23 dargestellt. Es kann gezeigt werden, dass die Auflösung in horizontaler Richtung etwas höher ist als in vertikaler Richtung, da ein Spalt von 100  $\mu\text{m}$  mit 6,4% der maximalen THz-Amplitude auflösbar ist (0,2 bis 0,8 THz), wohingegen in vertikaler Richtung die Strukturen nur bis 500  $\mu\text{m}$  aufgelöst wurden (0,2 bis 0,5 THz). Das liegt zum einen an dem etwas kleineren Fokusdurchmesser in horizontaler Richtung (vgl. Abb. 22). Wahrscheinlicher sind aber die bereits in Abschnitt 3.2.2 genannten Subwellenlängen-Phänomene [125] der kleinen Strukturen in Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld der THz-Strahlung. Dadurch werden

Teile der Strahlung in Transmission entsprechend der Ausrichtung der Spalte verstärkt oder ausgelöscht.

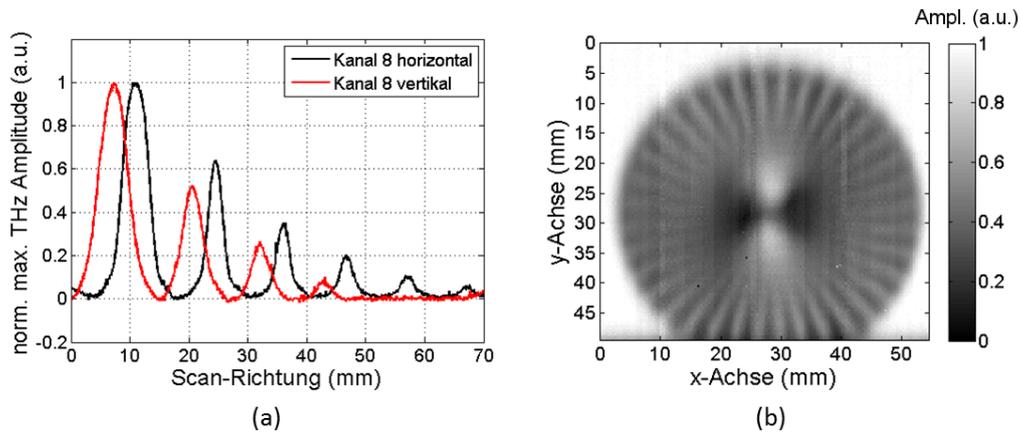


Abb. 23: (a) Messergebnis der Spaltprobe für die maximale THz-Pulsamplitude des Kanals 8; (b) mehrkanalige bildgebende Messung eines Siemenssterns mit Pixelauflösung von  $0,25 \mu\text{m}$  [80].

Der Siemensstern wurde mit einem Bildfeld von  $60 \times 50 \text{ mm}^2$  mit einer Auflösung von  $250 \mu\text{m}$  gemessen, was 48.000 Messpunkten entspricht. Hierzu wurde jeweils ein Messfenster von 7 ps mit einer optischen Verzögerung von 3,3 ps und LIA Mittelungszeit von 10 ms gemessen. Die Messzeit betrug 1,8 Stunden und war damit um Faktor 15 schneller als eine vergleichbare Messung mit einem einkanaligen TDS-System, dessen Messung ca. 28 Stunden gedauert hätte.

Die Auswertung der maximalen THz-Pulsamplitude ist in Abb. 23(b) dargestellt. Hierbei konnten die Strukturen bis zu einem inneren Durchmesser von 24 mm in horizontaler Richtung (x) und 26 mm in vertikaler Richtung (y) aufgelöst werden. Das entspricht einer räumlichen Auflösung von 1,05 mm in x und 1,13 mm in y-Richtung, was wiederum mit einer Frequenz von 0,47 LP/mm (x) und 0,44 LP/mm (y) korreliert. Weiterhin zeigt die Mitte des Siemenssterns in vertikaler Messrichtung ein Transmissions- (70-80%), anstatt eines erwarteten Absorptionsverhaltens. Das kann wie auch in Abb. 12 und Abb. 23(a) auf Wechselwirkungsmechanismen zwischen THz-Feld und  $\mu\text{m}$ -Struktur zurückgeführt werden. Die Transmission wird in vertikaler Richtung mit der senkrechten Orientierung der Stege verstärkt.

Eine detailliertere Charakterisierung der Laser-, Emitter- und Detektor-Komponenten (Kennlinien etc.) findet sich in [136-138].

### 3.3.4 Laser-generierte Antireflexstrukturen

Die Signalqualität eines THz-TDS-Systems wird unter anderem durch die Eigenschaften der THz-Optik bestimmt. Mehrkanalige THz-TDS-Systeme erfordern anspruchsvollere Optik-Konzepte, die sich durch die alleinige Verwendung

von Parabolspiegel-Optiken nicht mehr realisieren lassen. Für THz-Linsen stehen wasserfreie Kunststoffe (z.B. Zeonex®, TPX, HDPE) mit Brechungsindizes von ca. 1,5 [140] bis 1,9 und 2 bei Metalldotierung [144] sowie hochbrechende Materialien, wie hochreines Silizium, zur Verfügung. Eine weitere Übersicht der Materialien wird in [92] vorgestellt.

Neben der Absorptionseigenschaften der Kunststoffe im THz-Frequenzbereich verursacht der relativ hohe Brechzahlprung zwischen Luft und Linse Reflexionsverluste. Diese wirken sich dämpfend auf die Signalstärke der THz-Pulse aus. Die Grenzflächen erzeugen außerdem Reflexionseffekte (z.B. Fabry-Perot (FP)-Effekte [145]), welche die Signalqualität der zeitaufgelösten THz-Pulse zusätzlich stören können. Es entstehen Vielfach-Reflexionen an den Grenzflächen der THz-Optiken, die sich als Fabry-Pérot (FP) Echos im Messsignal bemerkbar machen. Die Auswertung tomographischer Messungen wird damit gestört (siehe Abschnitt 5.2).

Abhilfe schaffen neue im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Laser-generierte Antireflex (AR)-Strukturen [146], die in Form von Mottenaugen-Strukturen mit einem patentierten Verfahren [133] auf beliebige THz-Linsenoberflächen aufgebracht werden können. Dabei ist das Verfahren durch die Verwendung eines Ultrakurzpulslasers bezüglich der Oberflächengeometrie und Prozessparameter flexibel, es arbeitet berührungslos und ist frei von zusätzlichen Chemikalien, wie sie bei bisherigen Ätztechnologien eingesetzt werden [147].

Die Mottenaugen-Strukturen [148] erzeugen einen sich ändernden effektiven Brechungsindex auf der Oberfläche der Linse [149]. Bei entsprechend kleinen Periodenstrukturen gegenüber der einfallenden Wellenlänge breitet sich nur die nullte Beugungsordnung aus [147]. Hierbei definiert die kleinste Wellenlänge  $\lambda_{min}$  des zu entspiegelnden Spektralbereichs die Periode  $\Lambda$  der Struktur [150]. Für einen Einfallswinkel von  $0^\circ$  folgt für den Übergang Luft-Silizium:

$$\Lambda \leq \frac{\lambda_{min}}{n_{Si}} \quad (9)$$

wobei  $n_{Si}$  der Brechungsindex von Silizium ist. Für eine minimale Wellenlänge von beispielsweise  $100 \mu\text{m}$  (3 THz) folgt eine erforderliche Periode  $\Lambda$  von  $30 \mu\text{m}$ . Die Effektivität der Struktur wird außerdem von der Gittertiefe  $d_t$  bestimmt [151]:

$$d_t \geq \frac{\lambda_{max}}{4n_{eff}} \quad (10)$$

wobei  $n_{eff}$  der effektive gemittelte Brechungsindex ist, der durch den Füllfaktor der Gitterstruktur bestimmt wird. Für Silizium wurde in [147] beispielsweise 1,85 angenommen. Mit der maximalen Wellenlänge von 3 mm, die mit 0,1 THz die

untere Grenze des zu entspiegelnden Spektrums beschreibt, werden Gitter-/Strukturiefen von bis zu  $400\ \mu\text{m}$  für die Entspiegelung erforderlich. Das entspricht einem relativ hohen Aspekt-Verhältnis  $\beta$  ( $d/\lambda$ ) von 13:1.

Unter Verwendung eines Ultrakurzpulslasers (Trumpf, TruMicro 5050,  $1030\ \text{nm}$ , max. Repetitionsrate  $400\ \text{kHz}$ , FWHM Pulsbreite  $8\ \text{ps}$ ) konnten für stochastische Gitterstrukturen (Typ A) der Periode  $30\ \mu\text{m}$  Tiefen von bis zu  $260\ \mu\text{m}$  ( $\beta=8:1$ ) und für homogene Strukturen (Typ B) Tiefen von bis zu  $120\ \mu\text{m}$  ( $\beta=4:1$ ) erreicht werden. In Abb. 24 sind die homogenen Antireflexstrukturen auf einem hochohmigen Silizium-Wafer dargestellt.

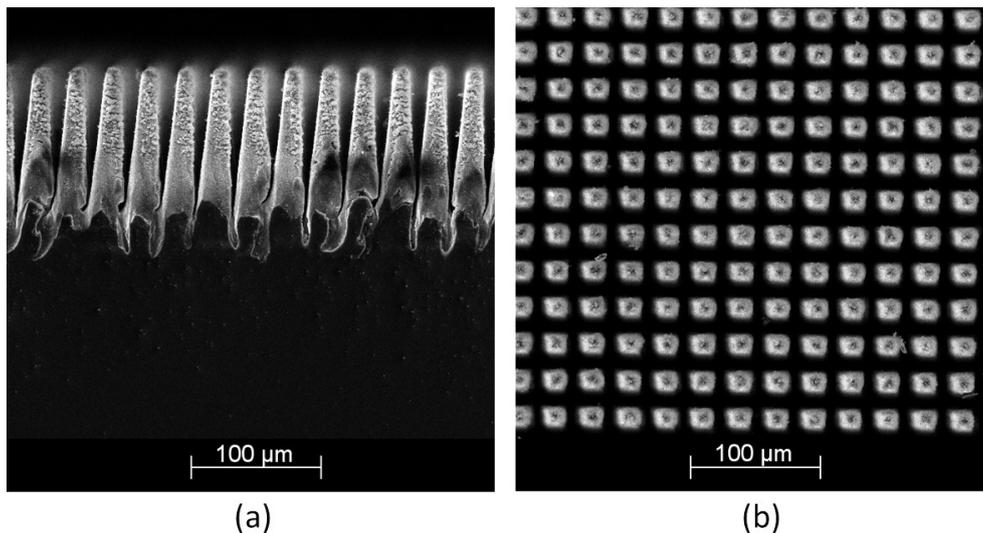


Abb. 24: Rasterelektronen-Mikroskop-Aufnahmen der homogenen AR-Struktur (Typ B) auf einem Silizium-Wafer [146]: (a) Seitenansicht; (b) Draufsicht.

Für die homogene Struktur wurde der Spektralbereich von  $0,14$  bis  $1,55\ \text{THz}$  entspiegelt. Die Signalstärke von Einzelfrequenzen erhöhte sich um bis zu  $26\%$  ( $0,4\ \text{THz}$ ) und die peak-to-peak (PP) Amplitude (Maximum zu Minimum) des THz-Pulses um bis zu  $15\%$ . In Abb. 25 ist der spektrale Vergleich zwischen einem entspiegelten (AR-Struktur) und einem nicht entspiegelten (Referenz) Silizium-Wafer dargestellt.

Weiterhin wird die gewünschte dämpfende Wirkung der AR-Struktur auf die entstanden Nachpulse (FP-Echo – 1. Ordnung) verdeutlicht (Abb. 25(b)). Für die stochastische AR-Struktur (Typ A) konnte die PP-Amplitude des Nachpulses innerhalb des Silizium-Wafers (Dicke  $10\ \text{mm}$ ) um  $76\%$  und für die homogene AR-Struktur (Typ B) um ca.  $70\%$  gedämpft werden.

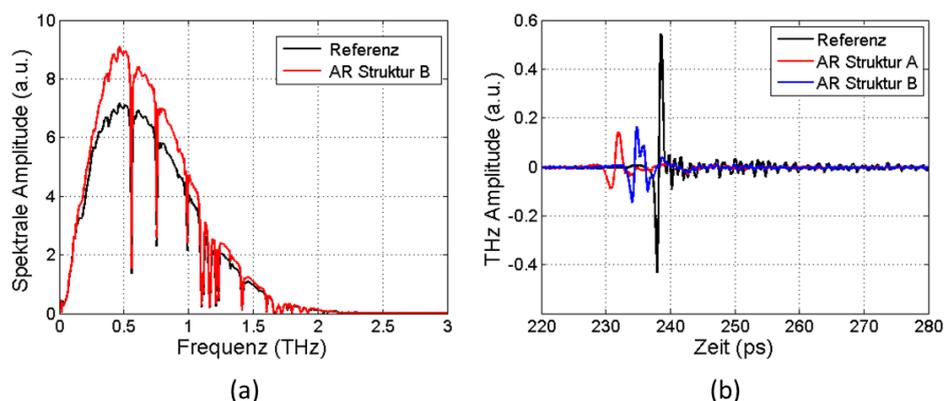


Abb. 25: (a) Spektren-Vergleich – Silizium-Wafer ohne AR-Struktur (Referenz) und mit homogener AR-Struktur (B); (b) Aufnahme der Nachpulse im Silizium, entstanden durch die Reflexion an der Rückfläche des Wafers; nach [146].

In Abb. 26 wurde das Verfahren mit der AR-Struktur B an einer sphärischen Einkoppel-Linse aus Silizium demonstriert. In einem einkanaligen TDS-System (siehe [146]) wurde die Wirkung der Entspiegelungsschritte messtechnisch erfasst und ausgewertet. Die Referenzmessung beschreibt das System ohne AR-Strukturen.

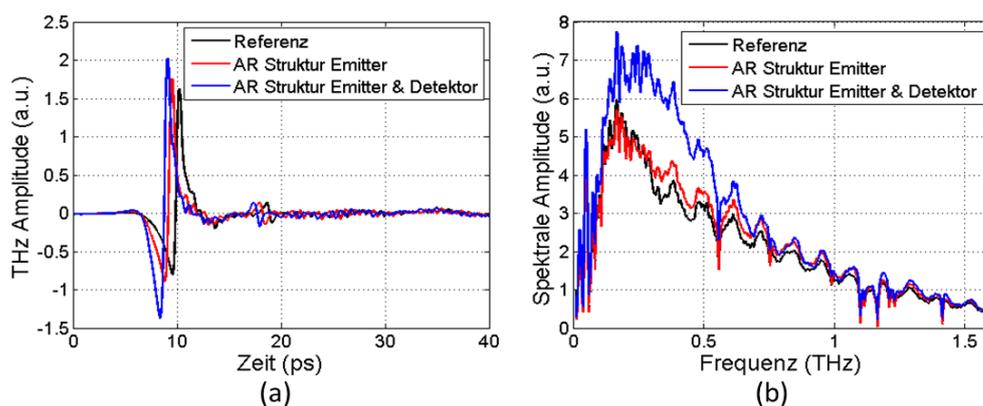


Abb. 26: (a) Vergleich der THz-Pulse zwischen den entspiegelten Systemen zur Referenz (ohne AR-Strukturen); (b) spektraler Vergleich der entspiegelten Systeme zur Referenz; nach [146].

Im Ergebnis erreichte das voll-strukturierte System mit AR-Struktur auf Emitter- und Detektorlinse die größten Leistungssteigerungen. Für den Bereich von 0,25 bis 1,5 THz konnten die spektralen Amplituden teilweise bis zu 58% (0,2 – 0,5 THz) erhöht und die PP-Amplitude des THz-Pulses um ca. 28,5% verbessert werden.

## 4 Beispiele der THz-CT

In diesem Kapitel soll das Potenzial der THz-CT gegenüber der Röntgen-CT an zwei realen Beispielen demonstriert werden. Dazu wurde zum einen das schnelle Messsystem aus Abschnitt 3.1 zur Vermessung einer relativ großen Probe mit Schwerpunkt auf der Erkennung innerer Strukturen verwendet. Die Ergebnisse der Amplitudenauswertung sind in Abschnitt 4.1 vorgestellt.

Des Weiteren war für ein Bauteil aus schwarzem expandiertem Polypropylen (EPP) die lokale Dichteverteilung interessant, sodass in Abschnitt 4.2 das TDS-Prinzip mit dem mehrkanaligen System aus Abschnitt 3.3 zur Anwendung kam. Der Schwerpunkt der Auswertung wurde auf die Zeitinformatoren gelegt, da diese mit den Dichte-Eigenschaften der Probe korrelieren.

Die Verwertung der THz-Spektren wird in Kapitel 6 gesondert betrachtet.

### 4.1 Amplitudeninformationen

Im Jahr 2011 wurde erstmals von Abraham et al. ein vergleichsweise schnelles inline THz-CT Verfahren präsentiert [82]. Dieses war aber durch den THz-Strahlengang limitiert, sodass die Probendimension auf bis zu 20 mm in horizontaler Richtung für die simultane Erfassung einer Schicht ohne Scanvorgang begrenzt war. In [79] konnte im Rahmen der Arbeit erstmals ein alternatives elektronisches System für die schnelle THz-CT verwendet werden (siehe Abschnitt 3.1), welches die Vermessung des bisher größten THz-CT-Objektes in vertretbarer Messzeit ermöglichte.

Bei der Probe handelte es sich um einen Karton (siehe Abb. 27) der Größe  $35,5 \times 26,5 \times 16,0 \text{ cm}^3$  (Länge x Höhe x Breite) mit einer Kunststoffflasche, eingefasst in Schaumstoff-Kugeln, im Inneren. Der Karton wurde in den Fokus des elektronischen cw-Systems platziert und über die Rotation von 0 bis  $360^\circ$  in  $3^\circ$  Schritten mit einer 100 und 300 GHz Quelle durchstrahlt. Das Messfeld betrug 410 mm in horizontaler (x) und 384 mm in vertikaler Richtung (y), mit einer Schrittweite von 1 mm entlang x und 3 mm entlang y. Trotz der Messfähigkeit von wenigen hundert Mikrosekunden pro Pixel dauerte die Messung ca. 12 Stunden. Ein einkanaliges TDS-System hätte vergleichsweise mehrere Wochen benötigt.

Für die Rekonstruktion wurden die Amplitudeninformationen unter Verwendung der FBP und eines Shepp-Logan-Filters [152] zu einzelnen Schichtbildern rekonstruiert (vgl. Abschnitt 2.3.3). Die Ergebnisse einer Schicht durch die Mitte des Kartons ( $y/2$ ) bei 100 und 300 GHz sind in Abb. 27 dargestellt. Die unterschiedliche Orientierung der Schnittbilder basiert auf den unterschiedlichen Startparametern der Messungen.

Es ist zu sehen, dass die Frequenzen verschieden stark vom Objekt absorbiert werden. So sind in Abb. 27(c) die inneren Strukturen gegenüber der 100 GHz-Messung deutlicher erkennbar.

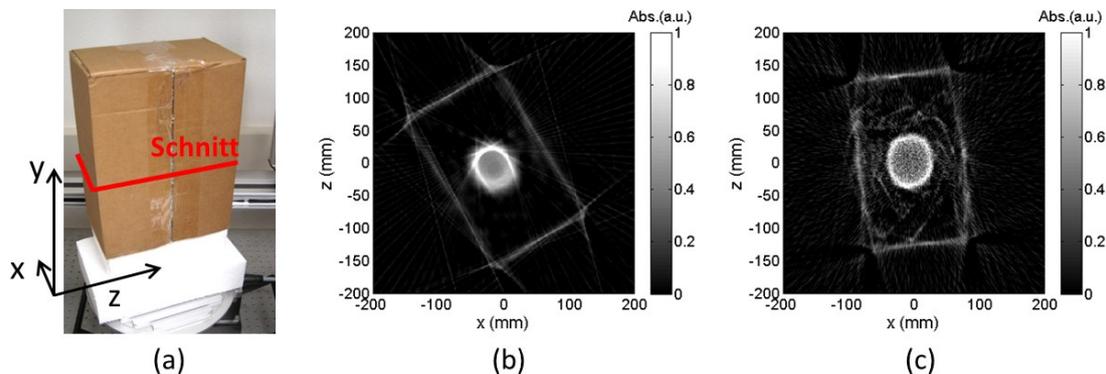


Abb. 27: Kartonprobe: (a) Foto; (b) Schnittbild durch die Mitte entlang  $y$  mit 100 GHz; (c) Schnittbild durch die Mitte entlang  $y$  mit 300 GHz.

Anschließend erfolgte die Zusammenführung aller Schichten der jeweiligen Messung über die Software „Volume Graphic“, sodass in Abb. 28 die dreidimensionalen, gerenderten Rekonstruktionsbilder der 100 (a) und 300 GHz (b) Messung dargestellt sind. In beiden Fällen konnte das innere Objekt als Flasche im Karton zerstörungsfrei und ohne jegliche Strahlenschutzmaßnahmen identifiziert werden. Aufgrund der geringen Dichte und Absorption des Füllmaterials aus Schaumstoff gegenüber 100 GHz und 300 GHz wird dieses in den Bildern der Amplitudeninformationen nicht aufgelöst. Nur in Abb. 28(b) kann es aufgrund der veränderten Absorptionseigenschaften registriert werden.

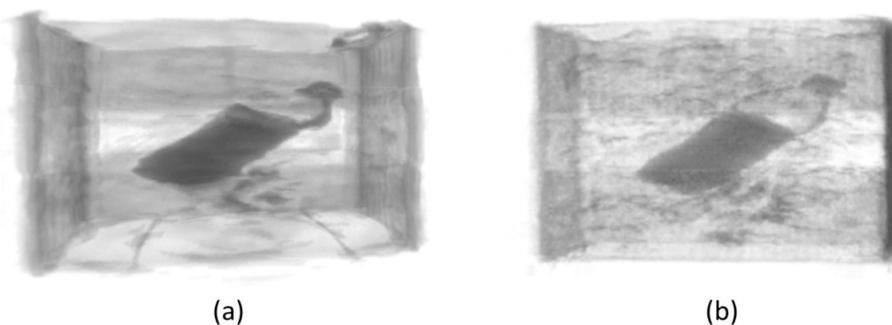


Abb. 28: 3D-Rekonstruktionen der THz-CT mit: (a) 100 GHz; (b) 300 GHz.

Des Weiteren wird deutlich, dass die Auflösung der 300 GHz ( $\lambda \approx 1$  mm) Messung gegenüber der 100 GHz ( $\lambda \approx 3$  mm) Messung höher ist. Mit der 100 GHz-Quelle wirken die Ränder des Kartons und der Flasche verschwommen und wellig. Das liegt zum einen an dem verminderten Auflösungsvermögen, andererseits aber auch an vermehrt auftretenden optischen Effekten (z.B. Beugung, Kanteneffekte) im Zusammenhang mit der Langwelligkeit der THz-Strahlung. Aufgrund des dünnwandigen Materials von Flasche und Karton sind diese nur schwach in den Rekonstruktionsbildern vertreten. Dennoch können sie, gerade

in fülligeren Materialien oder bei zylindrischen Formen höherer optischer Dichte (bzw. Brechzahl), deutliche Rekonstruktionsfehler in den Bildern verursachen. Eine Betrachtung der optischen Effekten erfolgt in Kapitel 5.

## 4.2 Zeitinformationen

Im Folgenden galt es die lokale Dichteverteilung in einem Formteil aus schwarzem EPP zu bestimmen. Polymerschäume können beispielsweise für Lost-Foam<sup>10</sup> Gießverfahren oder wie in diesem Fall für die Automobilindustrie als Dämpfungsmaterial in Stoßfängersystemen oder anderen Bereichen des Autos [153] eingesetzt werden. Ihre Funktionalität wird über die Homogenität bzw. Dichtebeschaffenheit des Bauteils definiert. Diese ist aber wiederum durch den Herstellungsprozess bestimmt und kann Schwankungen unterliegen, welche später die Funktion des Bauteils und damit die Anwendung beeinträchtigen. Bisherige Prüfungen erfolgten zerstörend durch das Zersägen des Bauteils und wiegender Gewichtsbestimmung der Einzelteile. Eine zerstörungsfreie Messung mit der Röntgen-CT ist aufgrund der geringen Dichte dieser Materialien nicht möglich, da in den Bildern kein Kontrast entsteht.

Eine Alternative bietet die zerstörungsfreie Messung mit TDS-Systemen [154], denn nach Abschnitt 2.3.1 korrelieren die Zeitverzögerungswerte der THz-Pulse mit der Dicke und Brechzahl des Materials. Im Rahmen der Arbeit entstand ein patentiertes Verfahren [155], das mit den Änderungen der zeitlichen Verzögerungswerte, entsprechenden Kalibrierkurven zum Material und aus Kenntnis der Soll-Geometrie (z.B. in Form von CAD-Daten), für die Bestimmung der absoluten Dichtewerte in g/l verwendet werden kann.

Für die THz-CT wurde die EPP-Probe in den Fokus des mehrkanaligen TDS-Systems (vgl. Abschnitt 3.3) gestellt und über die Rotation von 0 bis 180° in 2° Schritten gescannt. Das horizontale Messfeld (x) betrug 128 mm und das vertikale Messfeld (y) 80 mm, jeweils mit einem Bildpunktabstand von 1 mm. Jeder Bildpunkt wurde über ein Messfenster von 15 ps mit 10 ps/s und Lock-In Mittelungszeit von 3 ms gescannt. Durch die Mehrkanaligkeit belief sich die absolute Messzeit auf ca. 24 h, statt 2 Wochen mit einem einkanaligen TDS-System und gleichen Scanparametern. In Abb. 29 sind zunächst die 2D-Bilder der maximalen Pulsamplituden und deren Position bei einem Rotationswinkel von 45° dargestellt. Die Durchstrahlung der Probe erfolgte entlang der optischen Achse z.

---

<sup>10</sup> Lost foam – engl. verlorener Schaum, Gießverfahren zur Herstellung komplexer Gussteile aus Polymerschäummodellen

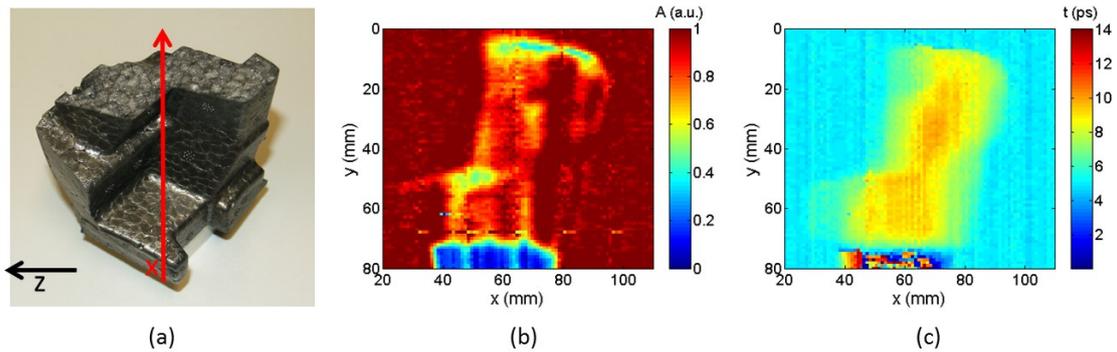


Abb. 29: Schwarzer EPP-Schaum: (a) Foto mit Schnittachse  $x$  der 2D-Messungen; (b) Darstellung der maximalen Amplitudenwerte bei Rotationswinkel  $45^\circ$ , (c) Zeitinformationen der maximalen Amplitudenwerte aus (b).

Anhand der Amplitudeninformationen (Abb. 29(b)) kann die Probengeometrie nicht eindeutig erfasst werden, da die geringe Absorption von EPP bei dünneren Teilstücken zu verrauschten Werten führt. Erst in Abb. 29(c) wird der Umriss der Probe deutlicher, sowie mögliche Dichteschwankungen durch die Änderungen der Zeitverzögerungswerte. Allerdings können diese bei 2D-Bildern auch auf den sich ändernden Dicken der Proben beruhen. Zur Bestimmung einer „geometrisch unabhängigen“ Dichteschwankung muss die Dicke des Bauteils bekannt sein und verrechnet werden [154]. Dieser Fall ist in der Praxis nicht immer gegeben, wie auch bei dieser schwarzen EPP-Probe. Allerdings liefert das CT-Verfahren automatisch die volumetrische 3D-Erfassung der Bauteilgeometrie und erspart damit die geometrische Korrektur.

Das rekonstruierte 3D-Bild mit den Zeitverzögerungswerten der maximalen Pulsamplituden ist in Abb. 30 (Schnitt durch die Mitte entlang  $y$ ) dargestellt. Für den Rechenschritt des Renders wurde die „isosurface“-Funktion der Image Processing Toolbox (MATLAB) verwendet. Es ist zu sehen, wie die Zeitverzögerungen im Inneren des dreidimensionalen Rekonstruktionsbildes mit der sich ändernden Dichte des Bauteils korrelieren, vor allem in einzelnen lokalen Bereichen, als auch an den Rändern der Probe. Die Zeitwerte sind in unskalierten Einheiten (a.u.) angegeben, weil aufgrund fehlender Herstellerangaben keine Verrechnung mit der Kalibrierkurve zu g/l erfolgte.

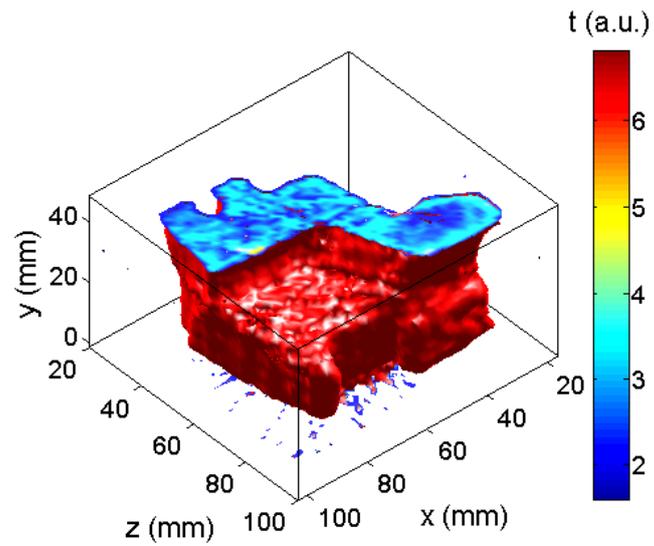


Abb. 30: 3D-Rekonstruktionsbild der Zeitinformationen des EPP-Schaums aus Abb. 29(a) – durch den Schnitt (Höhe  $y/2$ ) werden die Zeitinformation  $t$  und damit die Dichteschwankungen im Bauteil visualisiert.

## 5 Optische Effekte in TDS-Messungen

Die Qualität von THz-Bildern wird durch zwei grundsätzliche Faktoren bestimmt: die optische Auflösung des Messsystems, welche durch die optische Abbildungsleistung des Messsystems im Zusammenhang mit den relativ langen Wellenlängen ( $300\ \mu\text{m} - 3\ \text{mm}$ ) bestimmt wird, zum anderen aber auch durch die messtechnische Auflösung, welche von der geeigneten Wahl der Messparameter abhängt, wie beispielsweise der Länge des Zeitfensters, den Bildpunktabständen oder den Mittelungszeiten und Messgeschwindigkeiten.

Hinzu kommt aber noch ein weiterer Einfluss, bedingt durch die langwellige Strahlung und ihre Interaktion mit dem Messobjekt. Hierbei handelt es sich um sogenannte optische Effekte, welche zu Signalschwankungen und Verlusten und damit zur Verschlechterung der Bildgüte, als auch zu Artefakten in den Rekonstruktionsbildern führen können.

Bezogen auf die THz-Computer-Tomographie mit TDS-Systemen konnten im Rahmen der Arbeit zwei Haupteffekte klassifiziert werden. Das ist zum einen der Kanteneffekt, der sich wiederum durch die Wechselwirkung von Beugung, zeitlicher Pulsaufspaltung und der optischen Übertragungsfunktion des THz-Systems auf die Schärfe von Bildern/Bildkanten auswirkt, zum anderen aber auch der Effekt der Brechung, der zu Signalverlusten oder -störungen in den Projektionen der THz-CT führt. Letzterer entsteht durch die optischen Wirkung von Proben, die zu Strahlablenkungen im System führen, sodass die anschließende THz-Optik Teile der Strahlung nicht mehr erfassen kann [24,85,156].

Die optischen Effekte wirken sich in Abhängigkeit der Geometrie und des Materials eines Messobjektes unterschiedlich stark auf die gemessenen Projektionen der tomographischen Messungen aus. Sind die Projektionen aber schon im Vorfeld artefaktbehaftet, so sind im Rahmen der Rekonstruktion der gemessenen Schichten Artefakte in den Rekonstruktionsbildern zu erwarten.

Aus diesem Grund widmet sich dieses Kapitel der Untersuchung von Kanten- und Brechungseffekten, um einerseits den Einfluss und ihr Wirken auf die THz-CT abschätzen und andererseits Lösungsansätze zur Korrektur zu finden. In Abschnitt 5.1 werden zunächst die Auswirkungen der Effekte an einfachen Probengeometrien von Kunststoff-Quadern und Zylindern vorgestellt. Abschnitt 5.2 befasst sich vorrangig mit den Effekten an Kanten, wobei Lösungsstrategien für die zeitliche Pulsaufspaltung in TDS-Systemen (Abschnitt 5.2.1) und eine Optimierungsmöglichkeit basierend auf der Entfaltung für die Bildschärfe an Kanten gezeigt (Abschnitt 5.2.2) werden. Der Abschnitt 5.3 widmet sich den Brechungseffekten, die mittels einer geometrisch-optischen Simulation an verschiedenen Materialien und einfachen Geometrien untersucht werden. Ausge-

hend von den Erkenntnissen zur Problematik der durch Brechung verursachten Signalverluste, wird in Abschnitt 5.4 ein Konzept zum Umgang mit zukünftigen mehrkanaligen TDS-Systemen vorgestellt. Abschnitt 5.5 gibt eine kurze Zusammenfassung des Kapitels.

## 5.1 Auswirkungen der optischen Effekte auf Projektionen

Zur Veranschaulichung der generellen Auswirkung von optischen Effekten auf die Projektionsmessungen für die THz-CT werden im Folgenden die Schicht- bzw. Projektionsmessungen von einfachen Kunststoffprobekörpern aus POM (Polyoxymethylen) vorgestellt. Die Messungen erfolgten an einer Zylinder- und Würfelform im Fokus des einkanaligen TDS-Systems (vgl. Abschnitt 3.2). Die Probekörper (Abb. 31) wurden jeweils in der Mitte und in horizontaler Richtung (x) mit einer Schrittweite von 0,5 mm scannend vermessen. In Abb. 32 sind die normierten maximalen Pulsamplituden über der Verschiebung x dargestellt.

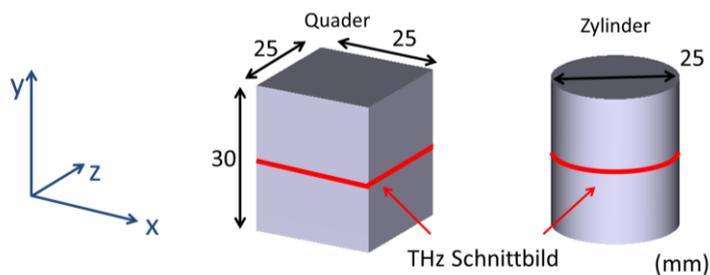


Abb. 31 Skizze der Probekörper mit Bemaßung [24].

Zur Abschätzung der Wirkung von optischen Effekten auf die Projektionen wurden die Messungen mit simulierten Soll-Projektionen in Abb. 32 verglichen. Die Simulationskurven basieren auf einer geometrisch-optischen Strahlensimulation, welche in Abschnitt 5.3 näher erläutert wird. Dazu wurden die Absorptionsdaten des Probenmaterials unter Annahme einer Brechzahl von 1 verwendet, um eine nahezu „effektfreie“ Projektion zu simulieren.

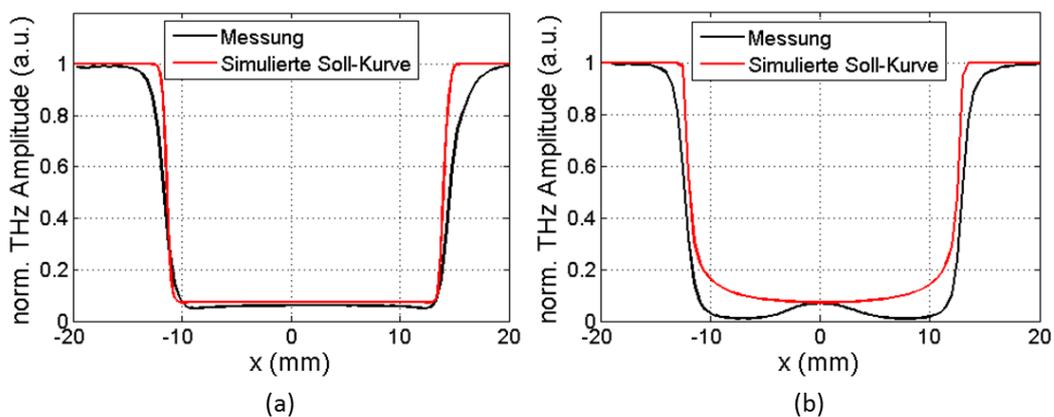


Abb. 32 Vergleich der gemessenen Projektion mit der simulierten Soll-Projektion ohne optische Effekte: (a) POM Quader; (b) POM Zylinder.

Unter Annahme von homogenen Probekörpern können aus Abb. 32 Rückschlüsse auf den Einfluss von optischen Effekten auf die Projektionen gezogen werden, denn die Messkurven von Quader und Zylinder unterscheiden sich deutlich von den simulierten Soll-Projektionen. Am Beispiel des Quaders (Abb. 32(a)), dessen Oberfläche bei der Messung senkrecht zur optischen Achse des THz-Systems stand, wird deutlich, dass vor allem im Kantenbereich Unterschiede auftreten. Diese sorgen gegenüber der erwarteten Simulation für ein flach fallendes Signal an den Kanten und in den mittleren Grenzbereichen zur Probe ( $x=12$  mm,  $x=-10$  mm) für Signaldifferenzen. Ursache hierfür können zum einen Beugungseffekte sein, die innerhalb der geometrisch-optischen Simulationen nicht wiedergegeben werden können (Abschnitt 5.3), als auch eine Diskrepanz zwischen dem simulierten und gemessenen Strahlprofil. Letzteres wird wiederum durch die Beugung beeinflusst und bestimmt damit die optische Übertragungsfunktion des THz-Systems (siehe Abschnitt 5.2.2). Auch der Effekt der zeitlichen Pulsaufspaltung (Abschnitt 5.2.1) wird in der Simulation nicht beachtet.

Am Beispiel des Zylinders (Abb. 32(b)) wird, neben den Kanteneffekten, noch ein weiterer optischer Effekt sehr deutlich: Die Projektion des Zylinders zeigt innerhalb der Probe Bereiche ( $x=-8$ ,  $x=9$ ), in denen kein Signal vom THz-System detektiert wurde. Nur in der Mitte des Zylinders konnte ein THz-Signal am Detektor erfasst werden. Dieser optische Effekt beruht auf der Brechung der THz-Strahlung am Probekörper und wirkt besonders bei Proben-Geometrien mit gekrümmter Oberflächen oder Flächen, die nicht senkrecht zur optischen Achse des THz-Strahlengangs angeordnet sind. Durch die Brechzahl von POM mit ca.  $n \approx 1.67$  im THz-Bereich zw. 0,1 - 0,6 THz (messtechnisch bestimmt) wirkt der Zylinder wie eine Linse und kann damit die THz-Strahlung, je nach Position im Strahlengang, vom THz-System ablenken. Im Ergebnis entstehen durch den Brechungseffekt verursachte Signalschwankungen in den Projektionen.

Die Auswirkungen dieser Kanten- und Brechungseffekte auf die Rekonstruktionsbilder der CT sind in Abb. 33(a) und Abb. 34(a) dargestellt. Hierzu wurden die Proben von Quader und Zylinder tomographisch über eine Rotation von  $180^\circ$  mit  $1^\circ$  Schritten vermessen. Die Messung der Projektionen erfolgte in der Mitte der Probekörper in horizontaler Richtung ( $x$ ) mit einer Schrittweite von jeweils 1 mm für die Messung einer Schicht. Zur Auswertung wurden die maximalen THz-Pulsamplituden verwendet. Für die Beurteilung der Ergebnisse hinsichtlich der optischen Effekte dienen die in Abb. 33(b) und Abb. 34(b) erzeugten Rekonstruktionsbilder, basierend auf einer effektfreien Simulation unter Verwendung der gleichen Scan-Parameter der Messung. Sowohl die Rekonstruktion der Messung, als auch die Simulation wurden mit der inversen Radon-

Transformation (Abschnitt 2.3.3) und einem Shepp-Logan-Filter [152] durchgeführt.

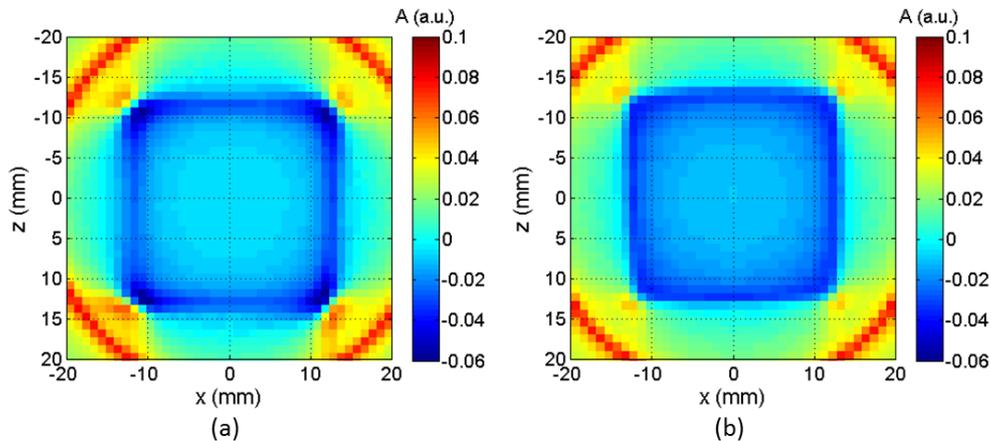


Abb. 33: Tomographische Rekonstruktionsbilder einer Schicht eines POM-Quaders (Maße vgl. Abb. 31): (a) Messung; (b) Simulation ohne Brechungseffekt.

In Abb. 33 zeigt sich bezüglich der Kantenschärfe ein recht deutlicher Unterschied zwischen Simulation und Messung. Die Kanten des Quaders werden gegenüber der Simulation breiter und die Ecken mit erhöhter Dämpfung der Amplitude dargestellt. Die Auswirkungen basieren einerseits auf den Kanteneffekten durch die Grenzflächen von Probe zu Luft, andererseits treten aber auch Brechungseffekte auf. Diese entstehen dadurch, dass die Flächen des Quaders bei Rotation der Probe nicht mehr senkrecht zur optischen Achse des Strahlengangs stehen und damit für Signalauskopplungen aus dem THz-Strahlengang verantwortlich sind. Die rote Ringstruktur in den Rekonstruktionsbildern ist ein Artefakt der gefilterten Rückprojektion und kann für die Betrachtungen vernachlässigt werden.

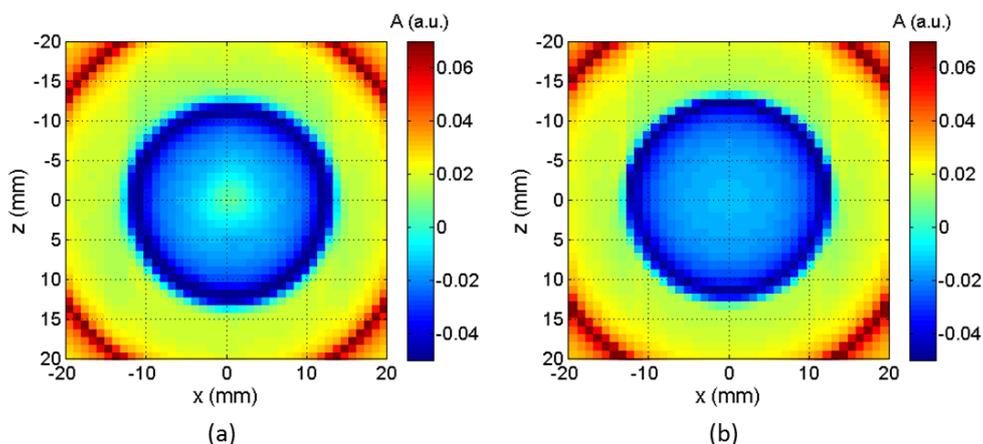


Abb. 34: Tomographische Rekonstruktionsbilder einer Schicht eines POM-Zylinders ( $\varnothing$  25 mm): (a) THz-Messung; (b) Simulation ohne Brechungseffekt.

Die Auswirkung der verstärkt wirkenden Brechungseffekte des POM-Zylinders auf die Rekonstruktionsbilder ist in Abb. 34 dargestellt. Die durch Brechung entstehenden Signalschwankungen (Abb. 32(b)) erzeugen in dem eigentlich ho-

mogenen Kunststoff-Zylinder eine Art Dämpfungsring, da die Amplitudenwerte in der Mitte der Projektion zu einem Ring mit erhöhter Signalstärke rekonstruiert wurden. Abb. 34(b) zeigt das Erwartungsbild der Simulation ohne diesen Effekt zum Vergleich.

Ausgehend von diesen Ergebnissen stellt sich die Frage, ob und wie die Effekte der Unschärfe und Brechung kompensiert werden können. Dies soll im Abschnitt 5.2 für die Kanteneffekte und in Abschnitt 5.3 sowie Abschnitt 5.4 für die Brechungseffekte diskutiert werden.

## 5.2 Kanteneffekte

Der Begriff Kanteneffekt umfasst die Wirkung mehrerer Effekte der THz-Pulse an den Kanten von Proben, die damit die Projektionen tomographischer Messungen beeinflussen. Trifft ein THz-Puls auf die Kante einer Probe, so treten z.B. Beugungseffekte [157,158] und Effekte der zeitlichen Pulsaufspaltung auf [159]. In [88] konnten von Herrmann et al. auch Interferenzeffekte an einer PTFE-Platte beobachtet werden. Aufgrund der langwelligen Strahlung wird die Qualität der Projektionsmessungen und damit der Rekonstruktionsbilder aber vor allem auch durch die optische Abbildungsleistung des THz-Systems selbst bestimmt, die sich in der Faltung der Punktbild-Verwaschungsfunktion (PSF<sup>11</sup>) des THz-Systems mit dem Messobjekt widerspiegelt (siehe Abschnitt 5.2.2) [160].

Für die Projektionsmessungen der THz-CT bedeuten alle diese Effekte eine Minderung der Bildqualität, da die Objektkanten in THz-Projektionen und damit in Rekonstruktionsbildern mit einer gewissen Unschärfe dargestellt werden (vgl. Abb. 33(a), Abb. 34(a)). Die Unschärfe selbst resultiert vor allem aus einem flach abfallenden bzw. steigenden Signalstärken über den Probenkanten innerhalb der Projektionsmessungen, was wiederum das Resultat aller optischen Effekte an dieser Kante ist, je nach gewählten Parametern der Auswertung. Zur genaueren Betrachtung dieser Kanteneffekte werden im Folgenden die Projektionsmessungen von zwei Quadern aus Aluminium und PTFE vorgestellt.

In Abb. 35 sind die Ergebnisse der Projektionsmessung an einem Aluminium-Quader (Querschnitt 6x6 mm<sup>2</sup>) dargestellt, der in der Mitte mit einer Schrittweite von 100 µm im Fokus des einkanaligen THz-Systems abgetastet wurde. Es wird deutlich, dass die Flankensteilheit hauptsächlich durch die Wellenlänge bzw. Frequenz bestimmt wird. Bei 0,1 THz (3 mm) erreichen noch ca. 35% der Signalamplitude den THz-Detektor, obwohl der Aluminium-Quader im Fokus des Systems die THz-Strahlung vollständig abschirmen sollte (x=0 mm). Für das

---

<sup>11</sup> PSF – engl.: point-spread function

THz-Pulsmaximum, welches in erster Näherung mit den Ergebnissen um ca. 0,4 THz, korreliert erreichen noch ca. 5% der Signale den THz-Detektor. Erst ab Frequenzen von größer 0,6 THz und damit Wellenlängen kleiner 500  $\mu\text{m}$ , werden die Signale vernachlässigbar (<1%). Anhand der bildgebenden Visualisierung aller Projektionen für einen Frequenzbereich bis 1,5 THz (Abb. 35(b)) ist dieser Effekt bei spektralen Amplitudenwerten um  $x=0$  mm von 0,1 bis 0,3 THz noch deutlich sichtbar. Die horizontal (x) ausgebildeten Absorptionslinien beruhen auf den Absorptionseigenschaften von Wasser in der Umgebungsluft [36].

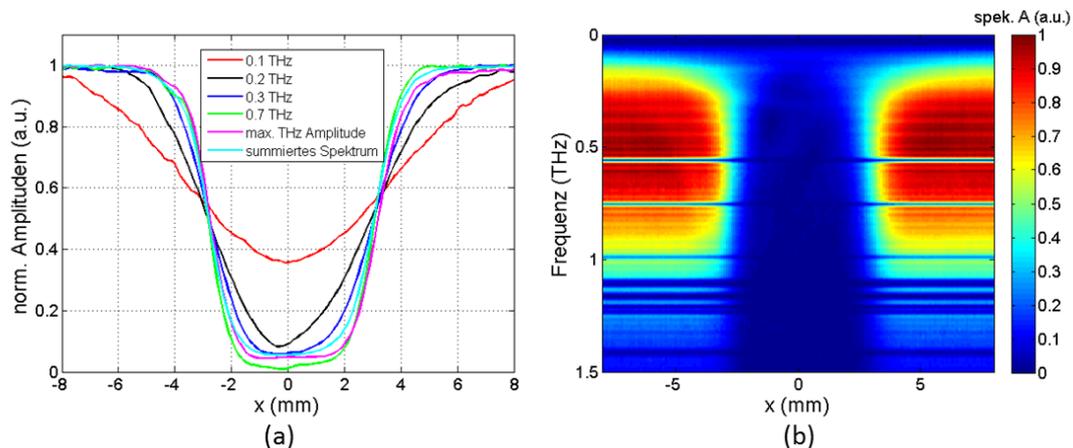


Abb. 35: Projektionen eines Quaders aus Aluminium – Messung in der Mitte (Querschnitt  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ , Oberflächen senkrecht zur optischen Achse: (a) Amplitudendarstellung ausgewählter Parameter; (b) spektrale Darstellung aller Projektionen bis 1,5 THz.

Die Ursache für messbare THz-Signale, trotz intransparenten Proben (z.B. Metalle), liefert das Strahlprofil des THz-Systems im THz-Fokus (vgl. Tabelle 2) zusammen mit der Dimension der Probe (Kantenlänge 6 mm). Das breite Spektrum der THz-Pulse erzeugt mit der Abbildungsleistung der Parabolspiegel unterschiedlich große Strahltaillen, die mit kleineren Frequenzen (größeren Wellenlängen) deutlich größer sind. Für die maximale Pulsamplitude beträgt die FWHM in horizontaler Richtung ca. 1,93 mm. Zusammen mit unbestimmten Beugungseffekten können kleinere THz-Signale am Detektor erwartet werden. Für 0,1 THz beispielsweise ist die FWHM-Strahltaille (>5 mm) ca. so groß wie die Kantenlänge des Quaders und demnach zur scharfen Darstellung der Kante bzw. Rekonstruktion völlig ungeeignet.

In Abb. 36 sind die Ergebnisse der Projektionsmessung in der Mitte eines PTFE-Quaders (Querschnitt  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ) dargestellt. Auch dieser wurde im einkanaligen THz-System mit einer Schrittweite von 100  $\mu\text{m}$  in x-Richtung im THz-Fokus vermessen und stand senkrecht zur optischen Achse (z). Für die Auswertung wurde jeweils der Wert der maximalen Amplitude im Zeit- und Frequenzbereich verwendet.

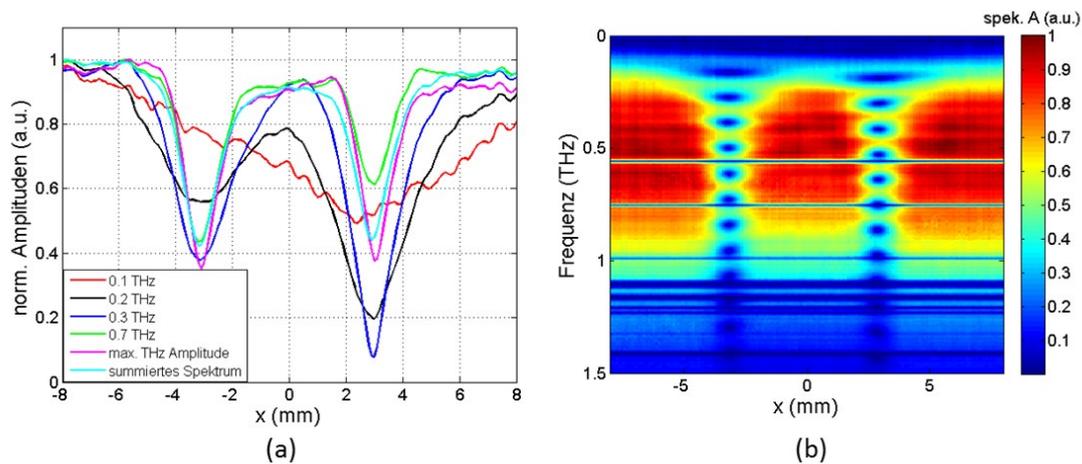


Abb. 36: Projektionen eines Quaders aus PTFE – Messung in der Mitte (Querschnitt  $6,1 \times 6,1 \text{ mm}^2$ , Oberflächen senkrecht zur optischen Achse: (a) Amplitudendarstellung ausgewählter Parameter; (b) spektrale Darstellung aller Projektionen bis 1,5 THz.

Durch die geringe Absorption von PTFE ( $0,5 \text{ cm}^{-1}$  @1 THz [161]) transmittiert ein Großteil der THz-Strahlung durch die Probe, sodass die Signalamplituden um  $x=0 \text{ mm}$  gegenüber dem Bereich ohne Probe ( $x < -6 \text{ mm}$ ,  $x > 6 \text{ mm}$ ) nicht stark abfallen. Die Ursache für die Flankensteilheit der Kanten wurde bereits an Abb. 35 erläutert. An diesem Beispiel soll deswegen noch ein weiterer Kanten effekt vorgestellt werden, der vorwiegend bei transmittierenden Proben auftritt. Es handelt sich hierbei um die zeitliche Aufspaltung der THz-Pulse an Kanten, die durch die zeitaufgelöste Messung von TDS-Systemen mitgemessen wird (vgl. Abb. 38).

Trifft die THz-Strahlung mit ihrem endlichen Fokus auf die Kante einer Probe, so laufen Teile der Strahlung an der Probe vorbei und Teile der Strahlung transmittieren durch die Probe. Je nach der Position des THz-Fokus auf der Kante und dem Absorptionsverhalten des Probenmaterials überwiegt entweder die Signalstärke der Amplitude des Referenzpulses (ohne Probe) oder die Amplitude des Probenpulses. Anhand des Parameters der maximalen THz-Pulsamplitude ist dieses Verhalten in Abb. 37 dargestellt. Wird nun das globale Maximum im Zeitsignal extrahiert, kann eine Projektion (Abb. 37(a)) berechnet werden. Zu jedem Messwert existiert aber auch ein Zeitfenster. Werden bestimmte Messwerte entlang der Projektion bzw. der Kante des PTFE-Quaders genauer betrachtet, kann die Pulsaufspaltung im Zeitsignal veranschaulicht werden (Abb. 37(b)). Da der Referenzpuls gegenüber dem Probenpuls erst dann eine geringere Amplitude hat, wenn der THz-Fokus i.d.R. weit im Material liegt ( $x = -3,1 \text{ mm}$ ), werden die falschen Extremstellen bei der Suche nur eines globalen Maximums für die Projektion extrahiert. Die Probengeometrie wird zu klein gemessen. Zusätzlich ist die spektrale Auswertung im Kantenbereich nur mit großen Fehlern möglich (siehe Abb. 36 (a)), da sich eine Oszillation auf der

spektralen Amplitude ausbildet, die durch die Fourier-Transformation von zwei THz-Pulsen im Zeitsignal entstanden ist [162].

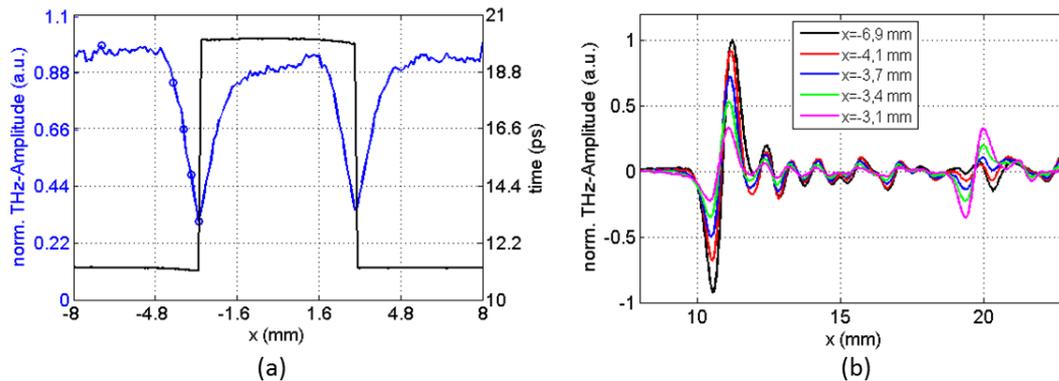


Abb. 37 Pulsaufspaltung an der Kante eines PTFE-Quaders: (a) Projektion vom THz-Pulsmaximum und dessen Zeitwerte – die Projektion enthält markierte Stellen, dessen Zeitsignale in (b) wiedergegeben werden; (b) zeitaufgelöste THz-Pulse für verschiedene Positionen ( $x$ ) auf der Projektion von (a).

Es stellt sich nun die Frage, wie aus diesen Kenntnissen die Bildschärfe und die Auswertung der Pulsaufspaltung und damit die Qualität der Rekonstruktionsbilder verbessert werden können. Denn einerseits resultiert die Unschärfe der Bilder aus den flachen Signalflanken an den Kanten in den Projektionen, andererseits werden durch die Mehrfachpulse im Zeitsignal die falschen Messwerte für die Projektionen extrahiert.

Die Lösung dieser Probleme soll in Abschnitt 5.2.1 anhand einer Methode zur zeitlichen Pulstrennung im Messsignal und in Abschnitt 5.2.2 an einer Bildoptimierung durch Entfaltung mit dem Strahlprofil vorgestellt werden. Zu diesem Zweck wurde eine Schicht eines PTFE-Quaders in der Mitte (Querschnitt  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) tomographisch über eine Rotation von  $180^\circ$  mit  $1^\circ$  Schritten im einkanaligen TDS-System vermessen. Die horizontale Schrittweite betrug  $150 \mu\text{m}$ . Zu jedem Pixel wurde ein THz-Puls mit einem Zeitfenster von 50 ps, mit 10 ps/s und LIA-Mittelungszeit von 10 ms aufgenommen.

Beide Verfahren der Abschnitte 5.2.1 und 5.2.2 setzen im Bezug zur Bildgebung die geeignete Wahl der Pulsparameter (vgl. Abschnitt 2.3.1) voraus. Letztere werden im Rahmen dieser Arbeit auf den Frequenzbereich von 0,3 bis 1 THz für die Einzelfrequenz-Auswertung im einkanaligen TDS-System begrenzt sowie auf die Verwendung der maximalen Pulsamplituden im Zeitsignal. Diese Werte wurden in [98] messtechnisch bestimmt und für jegliche Bildgebung mit dem einkanaligen TDS-System vorgeschlagen. Unter 0,3 THz (1 mm) dominieren die Beugungseffekte die Abbildung der Probenkanten/-Strukturen von kleiner 1 mm, wodurch diese im Rahmen der Abbildungsleistung des THz-Systems nicht mehr scharf abgebildet werden können. Über 1 THz ( $300 \mu\text{m}$ ) nimmt das Rauschen aufgrund der geringeren THz-Signale (vgl. Abb. 9(b)) und

durch Absorptionsverluste in den Materialien stark zu, so dass sich die Messung trotz erhöhter Auflösung bedingt durch die Wahl kürzerer Wellenlängen nur verrauscht auswerten lässt.

### 5.2.1 Trennung der THz-Pulse

Die bisherigen Auswerteverfahren zu Beginn der Arbeit basierten auf der Bestimmung nur einer globalen Extremstelle im Zeitsignal, z.B. in der Auswertung des THz-Pulsmaximums, -Minimums, der PP-Amplitude oder Einzelfrequenzen des THz-Spektrums (vgl. Abschnitt 2.3.1). Diese wurden bislang über einen simplen Suchalgorithmus (z.B. „max“- oder „min“-Funktion nach [163]) oder Indizierung von bestimmten Zeitsignalen oder Frequenzen extrahiert. In [94] wurde erstmals eine Möglichkeit zur Detektion mehrerer Pulse im Zeitsignal auch innerhalb der Wasseroszillationen vorgestellt. Basierend auf der Kurzzeit-Fourier-Transformation (engl. STFT) [164] werden Ausschnitte des Zeitsignals mit einem Blackman-Fenster [165] Fourier-transformiert und anschließend nach den spektralen Kenngrößen eines THz-Pulses analysiert. Wird nun das gemessene Zeitsignal „gefenstert“, können die Extremstellen aller THz-Pulse detektiert werden. In [98] wurde diese Methode algorithmisch für die Analyse von klassischen 2D-THz-Bildern umgesetzt und in [85] erstmals für die THz-Tomographie verwendet.

Eine weitere Methode der Pulstrennung arbeitet gegenüber der STFT im Zeitbereich mit der Extraktion der Extremstellen über der Mittelung mehrerer gemessener THz-Signale [98]. Hierdurch können keine THz-Pulse innerhalb der Wasseroszillationen detektiert, dafür aber die Rechenzeit um Faktor 5000 reduziert werden, was bezüglich der hunderttausend Pixel einer tomographischen Messung erhebliche Vorteile mit sich bringt.

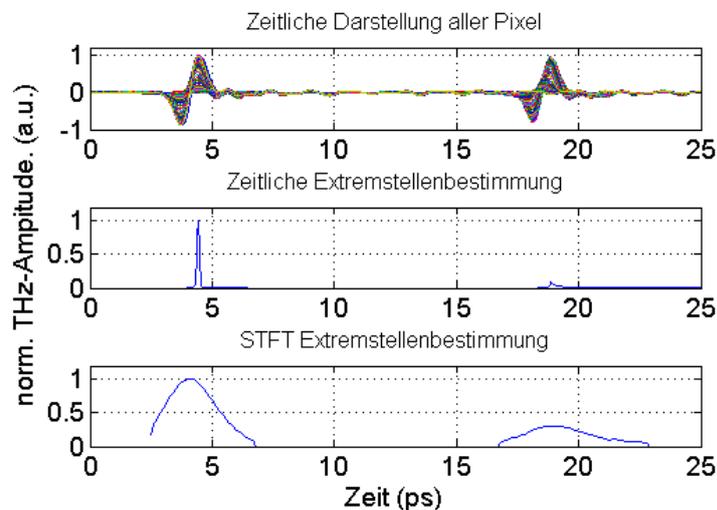


Abb. 38: Extremstellenbestimmung der tomographischen Schichtmessung des PTFE-Quaders.

In Abb. 38 wurden beide Methoden auf die tomographische Messung der Schicht eines PTFE-Quaders (Abschnitt 5.2) angewandt. Das Diagramm zeigt hierbei alle Zeitinformationen der Pixel in einer überlagernden Darstellung. Bei der einfachen Geometrie eines Quaders ohne Einschlüsse sind mit Referenzpuls (Bereiche ohne Probe) und Probenpuls nur maximal 2 Pulse im Zeitfenster zu erwarten, bedingt durch die Pulsaufspaltung an der Kante. Des Weiteren sind die lokalisierten Extremstellen mittels der zeitlichen Extraktionsmethode und mit der STFT-Methode dargestellt. Anhand dieser Informationen kann die THz-CT mit getrennten Zeitbereichen ausgewertet werden (siehe Abb. 39), was unter anderem für die Bildoptimierung von Vorteil ist (siehe Abschnitt 5.2.2).

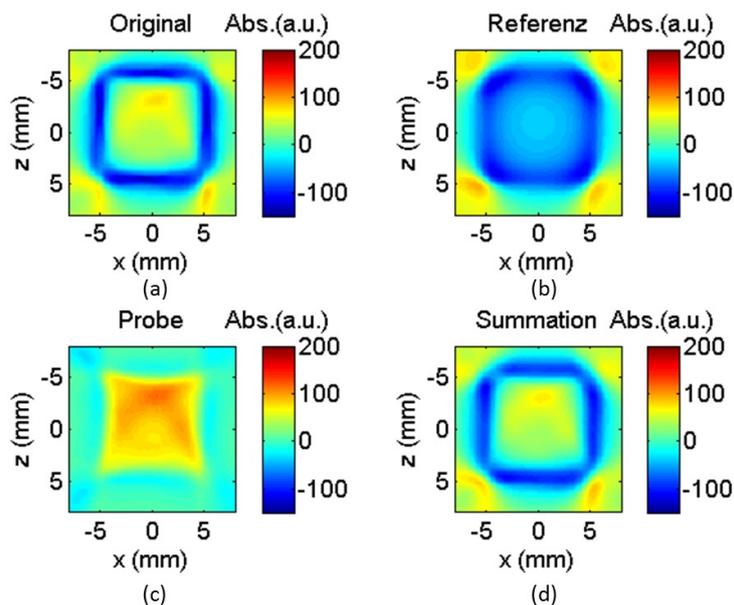


Abb. 39: Rekonstruktionsbilder einer tomographischen Schichtmessung am PTFE-Quader (Querschnitt  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ): (a) Rekonstruktion ohne Pulstrennung; (b) Rekonstruktion der Referenzpulse; (c) Rekonstruktion der Probenpulse; (d) Summation von (b) und (c).

In Abb. 39(a) ist das Rekonstruktionsbild der maximalen THz-Amplitude des PTFE-Quaders dargestellt. Die Bezeichnung „Original“ umschreibt hier die Auswertung mit der bisherigen Extremstellensuche nur eines globalen Maximums pro zeitaufgelöster Messung bzw. Bildpunkt. Aus Abb. 38 konnten 2 Pulspositionen ermittelt werden, die für die zeitliche Trennung der Signale verwendet wurden. Demnach kann ein Rekonstruktionsbild aus den Referenzpulsen (Abb. 39(b)) und aus den Probenpulsen Abb. 39(c) gewonnen werden. Die Summation (Abb. 39(d)) ergibt das Originalbild mit kleineren Abweichungen von der Kantengeometrie, die auf die Minimierung des in Abb. 37 beschriebenen Fehlers durch Pulsaufspaltung zurückzuführen ist.

Im Ergebnis kann die getrennte lokale Auswertung der Extremstellen durch die STFT oder der zeitlichen Bestimmung für die Rekonstruktion verschiedener Probeninformationen verwendet werden. Es entsteht dann nicht mehr nur ein,

sondern mehrere Rekonstruktionsbilder, die für die Analyse gezielter Bereiche inner- oder außerhalb der Probe verwendet werden können (siehe [98]). Neben der getrennten Bildanalyse können nun auch Optimierungsalgorithmen getrennt angewendet werden (Abschnitt 5.2.2).

### 5.2.2 Optimierung der Bildschärfe an Kanten

In Abschnitt 5.1 wurde bereits gezeigt, dass Kanteneffekte in Projektionen die Bildschärfe in tomographischen Rekonstruktionsbildern mindern. Im Folgenden soll am gleichen Beispiel des PTFE-Quaders (vgl. Abschnitt 5.2.1) erläutert werden, wie die Bildschärfe erhöht und damit die Bildqualität optimiert werden kann. Ansatz ist hierbei die Entfaltung (Dekonvolution) der gemessenen Projektion  $b(x)$  mit der Übertragungsfunktion  $h(x)$  des optischen Systems zur Berechnung einer effektfreien Projektion  $a(x)$ , wie sie bereits zur Bildrestauration eingesetzt wird [166-168]. In [169] wurde diese Methode erstmals auf die THz-Bildgebung unter Verwendung einer gaußförmigen Näherung für die Übertragungsfunktion (PSF) angewendet. In [86] zeigten Recur et al. erstmalig die Wiener-Dekonvolution an Sinogrammen für die THz-Tomographie mit einem simulierten Gaußprofil als Übertragungsfunktion. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Methode der Entfaltung unter Beachtung der in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Pulstrennung und unter Verwendung gemessener Übertragungsfunktionen statt simulierter Gaußkurven nochmals erweitert werden [85].

Mathematisch ist die gemessene Projektion  $b(x)$  mit der Faltung der zwei Funktionen  $a(x)$  und  $h(x)$  mit dem Rauschterm  $r(x)$  wie folgt gegeben [170,171]:

$$b(x) = a(x) * h(x) + r(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(x_1) h(x - x_1) dx_1 + r(x) \quad (11)$$

Die Fourier-Transformation, hier mit Großbuchstaben über den Frequenzraum  $f$  dargestellt, ergibt sich zu:

$$B(f) = A(f)H(f) + R(f) \quad (12)$$

wobei  $B(f)$ ,  $A(f)$ ,  $H(f)$  und  $R(f)$  die Fourier-Transformierten von  $b(x)$ ,  $a(x)$ ,  $h(x)$  und  $r(x)$  bilden. Da weder das Originalbild  $a(x)$  noch die Übertragungsfunktion  $h(x)$  bekannt sind, sondern nur die Projektionsmessung  $b(x)$  wird das Problem nach [172] als blinde Entfaltung (engl. blind deconvolution) bezeichnet und bildet ein lineares inverses Problem [173]. Das heißt die Originalprojektion  $a(x)$  kann mit den Kenntnissen zu  $b(x)$ ,  $h(x)$  und  $r(x)$  auf Basis einer Entfaltungsrechnung nur iterativ bestimmt werden [170,174]. Somit muss dieser Prozess als Näherung verstanden werden, da es immer unbestimmte Größen im Bildgebungsprozess gibt [175]. Bezogen auf die Projektionsmessung im THz-System sind es vor allem das Rauschen  $r(x)$  und die genaue Kenntnis der

Übertragungsfunktion  $h(x)$ . Folglich ist die Originalprojektion  $a(x)$  niemals exakt bestimmbar.

Für die Schärfung von Bildern mittels Entfaltungsoperationen stehen mit der Software MATLAB bereits viele Funktionen im Rahmen der Image Processing und Signal Processing Toolbox zur Verfügung. Hierbei zeigte die Verwendung des Lucy-Richardson Algorithmus [168] die besten Optimierungserfolge [85,98], da er beispielsweise keine Bereitstellung der additiven Rauschinformationen  $r(x)$  benötigt [176]. Zur Entfaltung wird das gemessene Bild, in diesem Fall die Projektion  $b(x)$  pro Winkel, sowie die Übertragungsfunktion  $h(x)$  benötigt. Die Funktion  $h(x)$  ist hierbei die Punktbild-Verwaschungsfunktion (engl. PSF), welche nur näherungsweise über die „Knife-edge“ Methode [123,124] aus dem Kantenprofil (engl. ESF<sup>12</sup>) bestimmt und im Rahmen der Arbeit zur Bildoptimierung von Projektionen und damit von Rekonstruktionsbildern verwendet wurde. Näherungsweise deshalb, weil durch die ESF eigentlich die Linienbild-Verwaschungsfunktion (engl. LSF<sup>13</sup>) entlang einer Richtung (z.B.  $x$ ) über die Ableitung der ESF ( $dESF(x)/dx$ ) bestimmt wird. Die LSF entspricht aber wiederum der Integration der PSF entlang einer Richtung ( $x$ ) und hat dadurch keine Nullstellen bzw. ist weniger moduliert als die PSF [160].

Die messtechnische Bestimmung der exakten PSF war mit dem feststehenden Freistrahldetektor des einkanaligen oder mehrkanaligen TDS-Systems im Rahmen der Arbeit nicht möglich, sodass für die Bildoptimierung die LSF als Übertragungsfunktion  $h(x)$  entlang der optischen Achse  $z$  für die Scan-Richtung der Projektion (hier  $x$ ) bestimmt und in erster Näherung verwendet wurde. Zur Minimierung der Fehler durch das Rauschen wurden die Funktionen  $h(x)$  zusätzlich geglättet.

Die Ergebnisse der Dekonvolution angewandt auf das Beispiel des PTFE-Quaders, zusammen mit der in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Umsetzung der Pulstrennung sind in Abb. 40 dargestellt.

---

<sup>12</sup> ESF – engl.: edge spread function

<sup>13</sup> LSF – engl.: line spread function

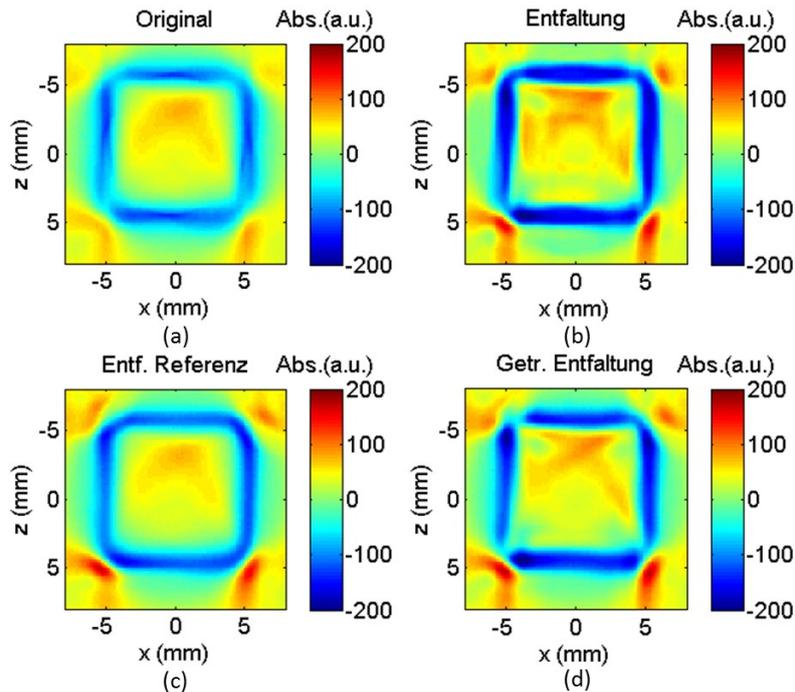


Abb. 40: Rekonstruktionsbilder des PTFE-Quaders (Querschnitt  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ): (a) Rekonstruktion mit Standardverfahren der globalen Extremstellensuche; (b) Entfaltung der Projektionen von (a); (c) Entfaltung der Projektion des Referenzpulses; (d) Entfaltung der Projektionen des Referenzpulses und des Probenpulses.

Abb. 40(a) zeigt hierbei das Original und ist gleichzusetzen mit den Parametern des Rekonstruktionsbildes aus Abb. 39(a) in Abschnitt 5.2.1. Einzig die negative Skale der Amplitudenwerte wurde aus Gründen der Darstellungsqualität erweitert, sodass die Unschärfe im Bereich der Kanten und Ecken des PTFE-Quaders deutlicher zu sehen ist. In Abb. 40(b) wurde die Entfaltungsoperation auf das Sinogramm des Originals angewandt. Hierzu wurde die „deconvlucy“-Funktion der Image Processing Toolbox in MATLAB mit 10 Iterationen verwendet. Durch die Entfaltung konnten die Kontraste der Kanten erhöht werden, gleichzeitig werden sie aber auch breiter dargestellt. Da nicht zwischen Referenz- und Probenpuls unterschieden wird, sind die unsymmetrischen Effekte des Probenpulses (Kissenform, vgl. Abb. 39(c)) mit verstärkt, was zu einer Deformation und damit zur Veränderung der inneren Informationen des Probekörpers führt.

Eine deutlich bessere Variante bietet die Entfaltung der getrennten Informationen des Zeitbereichs. Hierzu wurden die lokalen maximalen Pulsamplituden im Zeitbereich mittels des STFT-Verfahrens bestimmt (siehe Abb. 38). Damit können aus Referenz- und Probenpuls jeweils zwei Sinogramme gewonnen werden, welche die Projektionen entlang der Scan-Richtung  $x$  über der Rotation enthalten. Anschließend wurden die Sinogramme auch mit getrennt gemessener LSF-Funktion, entsprechend der räumlichen Ausdehnung der Probe um den THz-Fokus, entfaltet.

Die Entfaltung des Sinogrammes des Referenzpulses und die anschließende Summation mit den Original-Informationen des Probenpulses ist in Abb. 40(c) dargestellt. Die Entfaltung der Sinogramme von Proben und Referenz mit getrennten Übertragungsfunktionen sowie anschließender Summation der Rekonstruktionsbilder ist in Abb. 40(d) gezeigt. Abb. 40(c) zeigt gegenüber dem Original und auch gegenüber (d) visuell gesehen eine deutliche Verbesserung der Unschärfe der äußeren Kanten und Ecken, ohne die inneren Informationen des Probenpulses mit zu verstärken. Der homogenere Kantenverlauf erzeugt nicht nur eine optische Erhöhung der Bildschärfe, er erleichtert auch nachfolgende Prozesse, wie beispielsweise das Rendern von Schnittbildern zu 3D-Bildern. In Abb. 40(d) wird wie auch in (b) die Probeninformation (Kissenform) der inneren Informationen mitverstärkt. Dies kann in Zukunft durch den Grad der Schärfung des Entfaltungsalgorithmus variiert und damit minimiert werden.

Bezüglich der Messgenauigkeit der Probengröße erfolgte durch die Entfaltung allerdings noch keine großen Verbesserungen zum Bild (a). Die mittige Extraktion der Probendicke (Minimum) ergab für Bild (a) einen Querschnitt von  $10,35 \times 10,30 \text{ mm}^2$  (Höhe, Breite) und für (c)  $10,35 \times 10,15 \text{ mm}^2$ . Der Längenfehler entspricht hierbei mindestens der lateralen Abtastung von  $\pm 150 \text{ }\mu\text{m}$ . Die taktile Messung der PTFE-Probe ergab den Querschnitt von  $10,03 \times 10,01 \text{ mm}^2 \pm 0,02 \text{ mm}$  Längenfehler, was damit deutlich von der Messung abweicht.

Im Ergebnis ist die Dekonvolution der zeitlich getrennten Pulsinformationen gegenüber der Entfaltung der globalen Gesamtinformationen vorzuziehen. Durch die Einzelentfaltung der Projektionen des Referenzpulses wird vor allem die optische Schärfe der Probenkanten optimiert. Für die Schärfung von Strukturen innerhalb der Probe muss die Entfaltung zusätzlich auf die Projektionen des Probenpulses angewandt werden. Hierbei können aber auch innere Artefakte, die beispielsweise durch Brechung verursacht wurden, mitverstärkt werden. So ist der Grad der Schärfung mit der Entfaltungsfunktion immer abzuwägen bzw. entsprechend der Probe anzupassen.

Weiterhin handelt es sich bei den hier gezeigten Schritten der Entfaltung bislang nur um ein Verfahren, mit welchem die Steigerung der optischen Bildschärfe demonstriert werden konnte. Ob sich mit diesem Ansatz auch quantitativ Verbesserungen erzielen lassen, steht noch offen und bedarf weiterer Untersuchungen.

Optimierungsspielraum bieten z.B. der Rauschterm  $r(x)$ , sowie die exaktere Bestimmung der PSF. Alternative Methoden bieten hierbei iterative Rechenalgorithmen oder Messtechniken, welche beispielsweise in [177-181] vorgestellt werden.

### 5.3 Brechungseffekte

Im Rahmen der Arbeit wurden die Brechungseffekte in Abhängigkeit verschiedener Geometrien und Probenmaterialien sowie unterschiedlicher THz-Frequenzen untersucht und erstmals in [24] vorgestellt. Die Untersuchungen erfolgten mit einer geometrisch-optischen Strahlensimulation unter Verwendung der Software Zemax und unter Ausschluss einer wellenoptischen Betrachtung. Hierzu wurden die Daten der THz-Optik des einkanaligen TDS-Systems (vgl. Tabelle 1) in den nicht-sequentiellen Modus von Zemax übertragen. Abb. 41 zeigt den implementierten Simulationsaufbau des THz-Strahlengangs mit zugehöriger Definition der Achsen bezüglich des THz-Fokus.

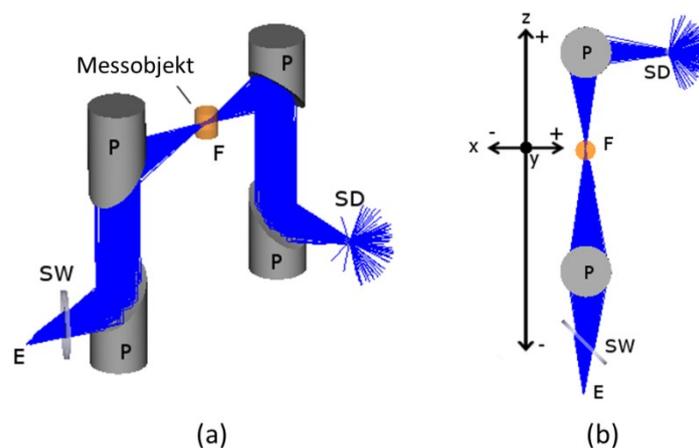


Abb. 41: Zemax-Setup des THz-Strahlengangs vom einkanaligen TDS-System: E – Emitter, SW – Siliziumwafer, P – Parabolspiegel, F – Fokus, SD – Siliziumlinse und Detektor [24].

Der Vergleich von Messung und Simulation erfolgte an verschiedenen Probekörpern aus PEEK (Polyetheretherketon), POM (Polyoxymethylen) und PMMA (Polymethylmethacrylat). Hierzu wurden die Materialparameter der Kunststoffe nach [89] bestimmt und in die Materialdatenbank der Simulation übertragen. Generell ist die Simulation auf jedes Probenmaterial anwendbar, wenn die entsprechenden Parameter vorab bestimmt und der Datenbank zugeführt werden. In Abb. 42 sind die Brechungsindizes und die normierten Transmissionen über den Wellenlängenbereich von  $3000\ \mu\text{m}$  ( $0,1\ \text{THz}$ ) bis  $500\ \mu\text{m}$  ( $0,6\ \text{THz}$ ) dargestellt, da die Simulation nur mit den Parametern der Wellenlängen arbeitet. Ab Frequenzen von  $>0,6\ \text{THz}$  bzw. Wellenlängen  $<500\ \mu\text{m}$  betrug die Transmission der Kunststoffe weniger als  $0,1\%$ .

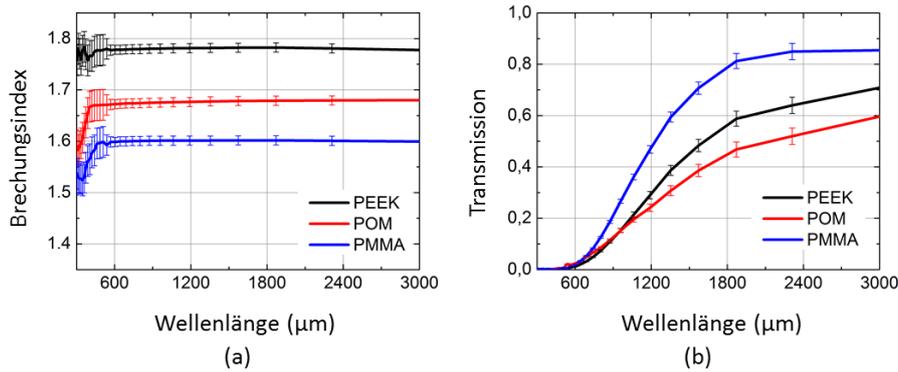


Abb. 42: Materialparameter von PEEK, POM, PMMA: (a) Brechungsindex über der Wellenlänge, (b) normierte Transmission bestimmt durch die jeweilige Materialplatte der Dicke von 25 mm.

Zum Vergleich von Messung und Simulation wurden verschiedene Frequenzen sowie ein nach dem Referenzspektrum (vgl. Abb. 9(b)) gewichteter Summationsparameter für das komplette Spektrum, bestehend aus 24 Wellenlängen des abgetasteten Referenzspektrums, verwendet. Bei der Frequenz 0,16 THz beträgt die spektrale Amplitude des Referenzspektrums gerade 50%, bei 0,25 THz 75% und 0,47 THz ist das spektrale Maximum. Zur besseren Abtastung wurde weiterhin die Frequenz von 0,3 THz (85%) ausgewählt. Für die Simulationen ist außerdem die Kenntnis über die Abstrahlcharakteristik der THz-Quelle notwendig. Dazu wurde der Oberflächenemitter des einkanaligen THz-Systems mit dem in [182] entwickelten Goniometer-System charakterisiert und das Strahlprofil der maximalen THz-Pulsamplitude in die Simulation übertragen.

Stellvertretend für die in [24] untersuchten Proben werden die Simulationsergebnisse im Folgenden an einem Quader aus PEEK (Abb. 43) und einem Zylinder aus PMMA (Abb. 44) mit den Projektionen der THz-Messungen verglichen. Die Projektionen wurden in horizontaler Richtung (x) in der Mitte der Probekörper mit einer Schrittweite von 0,5 mm bestimmt. Die Geometrie der Messanordnung ist in Abb. 31 dargestellt. Für die Messungen wurden die maximale THz-Pulsamplitude sowie die spektrale Amplitude der Einzelfrequenzen und das summierte Spektrum ausgewertet. Die Simulation erfolgte mit den gleichen Scan-Parametern der Messung unter Verwendung der Einzelfrequenzen und des summierten Spektrums. Die Ausgabe der Amplitudeninformationen wurde mit ZPL (engl. Zemax programming language)-Makros realisiert. Zur Vergleichbarkeit sind die Projektionen von Messung und Simulation normiert.

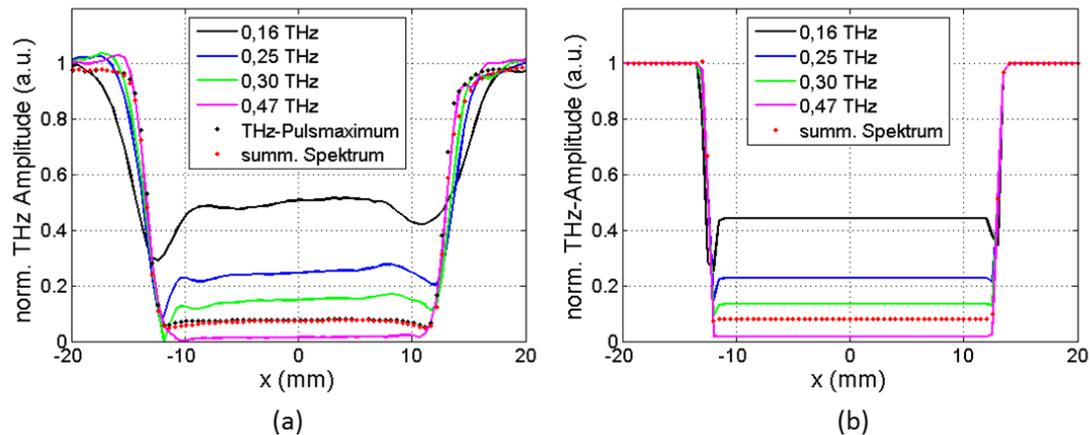


Abb. 43: Messung (a) und Simulation (b) einer Projektion eines Quaders aus PEEK (vgl. Maße und Messanordnung der Probe Abb. 31).

Aus Abb. 43 geht hervor, dass die grundsätzlichen Signalstärken der Simulation in der Mitte des Quaders mit der Messung recht gut übereinstimmen (vgl. Transmission Abb. 42). Da die Simulation von einer homogenen Kunststoffprobe ausgeht, unterliegt sie nicht den Schwankungen, die in der Projektion der THz-Messung enthalten sind. Weiterhin wird deutlich, dass der Wert der max. THz-Pulsamplitude ((a), schwarz gepunktet) mit dem Wert des summierten Spektrums vergleichbar ist. Demzufolge kann der Wert des simulierten summierten Spektrums als Referenz des gemessenen Pulsmaximums in Betracht gezogen werden. Das prinzipielle Dämpfungsverhalten der Effekte an den Kanten bei  $x=12$  mm und  $x=-12$  mm in der gemessenen Projektion, wird in der Simulation wiedergegeben. Hierbei verstärkt sich der Signaleinbruch der Amplitude hinzu größeren Wellenlängen (kleineren Frequenzen), was auf die größeren Strahlradien (vgl. Tabelle 2) zurückgeführt werden kann. Bei den Projektionen der Messung treten leichte Schwankungen auf, die z.B. mit Mehrfachpulsen im Zeitsignal und der globalen Extremstellensuche begründet werden können (siehe Abschnitt 5.2). Die Mehrfachpulse erzeugen durch die Fourier-Transformationen Oszillationen auf dem THz-Spektrum und verfälschen die spektralen Amplitudenwerte je nach Ausprägung der Mehrfachpulse im Zeitsignal. Der flachere Signalverlauf der gemessenen Kanten, der mit niedrigeren Frequenzen deutlich stärker ausgeprägt ist, wurde bereits in Abschnitt 5.2 an Abb. 32 mit dem Strahlprofil im THz-Fokus und der optischen Abbildungsleistung des THz-Systems begründet. Letztere nimmt mit niedrigen Frequenzen und damit größeren Wellenlängen ab.

Hier kommt die Simulation derzeit an ihre Grenzen, was vor allem daran liegt, dass nur das Strahlprofil der maximalen THz-Amplitude für die THz-Quelle eingesetzt werden konnte und dieses mangels wellenoptischer Betrachtungen nicht exakt mit der THz-Messung korreliert. Eine messtechnische Charakterisie-

zung des Strahlprofils für die erforderlichen Einzelfrequenzen war aufgrund der Signalqualität des Goniometer-Systems [182] im Zusammenhang mit Pulsdeformationen und Mehrfachpulsen im Zeitsignal nicht möglich. Die Optimierung kann nur durch die genauen Kenntnisse der Abstrahlcharakteristiken der Einzelfrequenzen von der THz-Quelle realisiert werden. Entweder durch eine Verbesserung bzw. Erweiterung des Goniometer-Systems oder durch Anwendung alternativer Messtechnologien, beispielsweise mit frequenz-selektiven Kameras [41,183].

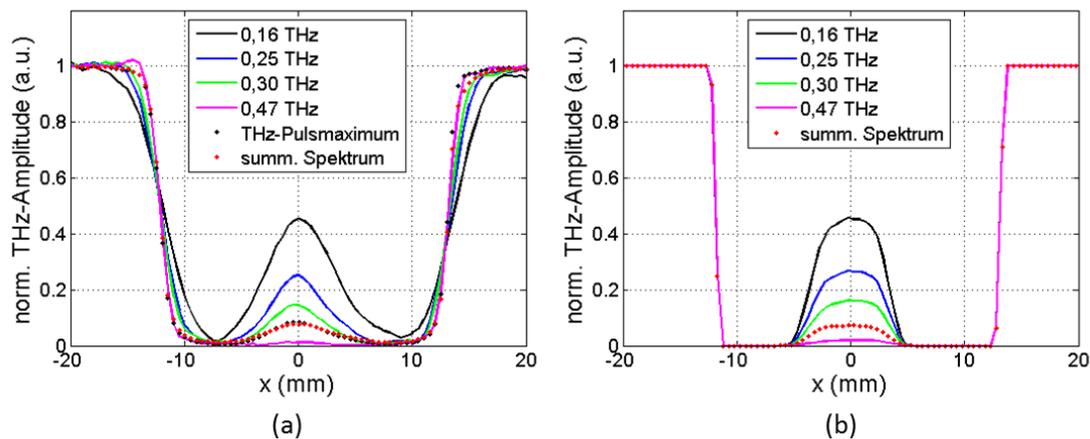


Abb. 44: Messung (a) und Simulation (b) einer Projektion durch die Mitte eines Zylinders aus PMMA (vgl. Maße der Probe Abb. 31).

In Abb. 44 ist der Vergleich der Projektionen von Messung und Simulation an einem Kunststoffzylinder dargestellt. Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt, kommt es bei der lateralen scannenden Vermessung von gekrümmten Oberflächen durch die Brechung zur Strahlauskopplung im System. Durch den Brechungseffekt entstehen sogenannte „blinde“ Bereiche [159], in denen die THz-Strahlung den Detektor nicht erreicht. Die Simulation gibt diese Bereiche deutlich wieder und ist in der Lage den Effekt zu reproduzieren.

Mit der in Abb. 45 dargestellten Stab-Probe verschiedener Zylinder-Durchmesser aus PMMA wurde beispielsweise versucht die Dominanz der Brechungseffekte gegenüber denen der Kanteneffekte für den Parameter der maximalen THz-Amplitude abzuschätzen [85]. Die Messung und Simulation erfolgten im THz-Fokus in horizontaler Richtung ( $x$ ) mit einer Schrittweite von 100  $\mu\text{m}$ . Die Messung wurde in der Mitte der Zylinder durchgeführt.

Da die Pulsaufspaltung (Abschnitt 5.2) an den Kanten auftritt, wurde der Referenzpuls vom Zeitsignal der THz-Messung mittels STFT-Methode getrennt und die maximale Amplitude des Probenpulses ausgewertet (Cut-off-Auswertung). Anhand der Projektion des Probenpulses (blau) ist erkennbar, dass der Brechungseffekt, definiert durch die verstärkte Dämpfung um die Mitte des Zylinders, bis zu einem Durchmesser von 1,5 mm deutlich sichtbar ist. Erst ab klei-

neren Geometrien dominiert nur noch der Kanteneffekt, u.a. bedingt durch die vergleichsweise große FWHM-Strahltaile von 1,93 mm (horizontal). Die Simulation gibt die Brechungseffekte bis knapp 1,5 mm mit weniger Kontrast wieder. Im Ergebnis bedeutet dies, dass die Geometrie von Proben und damit auch von Störstellen, die Stärke der optischen Effekte von Brechung und Kante bestimmen. Erreichen die zu untersuchenden Strukturen die Größenordnung der Strahltaile und damit die Abbildungsleistung des Systems, dominieren Kanteneffekte die THz-Projektionen.

Auch hier trifft die Simulation zum Teil auf ihre Grenzen, da sie mit den Signalstärken der Messung nicht mehr übereinstimmt. Eine zukünftige Optimierung bzw. Ergänzung zur Simulation wäre der Einbezug wellenoptischer Betrachtungen von Kanteneffekten, beispielsweise auf Basis von FDTD-Methoden [184], die aber im Rahmen der Arbeit nicht mehr umgesetzt wurden.

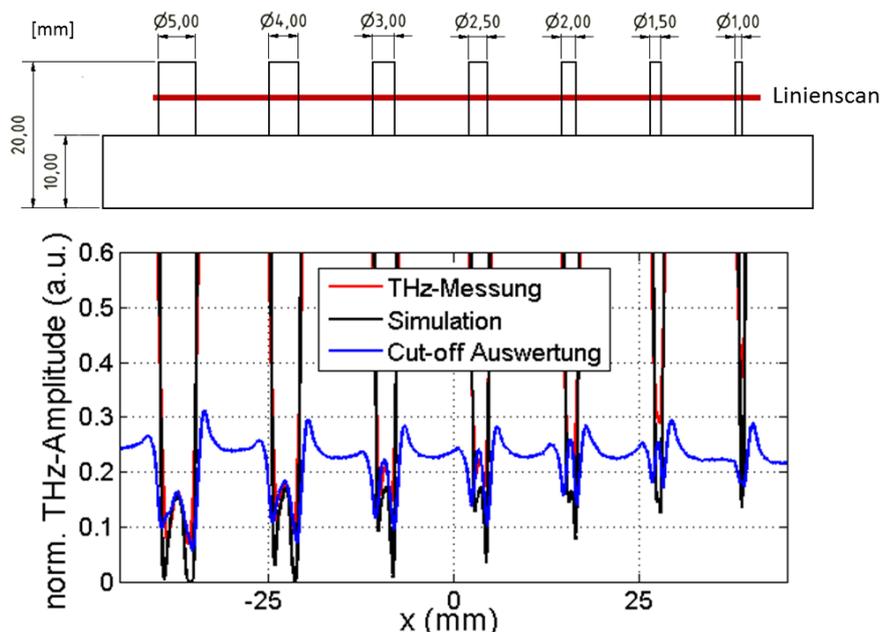


Abb. 45: Stabprobe mit Bemaßung und Auswertung der THz-Projektion über die Scan-Richtung ( $x$ ); Vergleich von Messung, Simulation.

Zusammenfassend kann die geometrisch-optische Simulation die Brechungseffekte in THz-Messungen (Bildgebung, Tomographie) reproduzieren, vorausgesetzt die Probengeometrien sind größer als die Abbildungsleistung des Systems. Die Ergebnisse der Simulation können einerseits dazu verwendet werden die gemessenen Projektionen zu beurteilen und beispielsweise Rückschlüsse auf die Proben bzw. Defekte und Inhomogenitäten zu ziehen. Andererseits können effektfreie Simulationskurven für Korrektur-Rechnungen verwendet werden, um die Projektionen und damit Rekonstruktionsbilder der tomographischen Messung zu verbessern (siehe z.B. [84]). Weiterhin gibt es durch die geometrisch-optische Simulation, neben der bisherigen Variante des System-Designs

nach der optischen Abbildungsleistung [140], nunmehr die Möglichkeit komplexe TDS-Systeme auch hinsichtlich des Effektes der Brechung zu planen. Dies kann vor allem bezüglich der zukünftigen Entwicklung von mehrkanaligen THz-Systemen sinnvoll sein, um die ausgekoppelten Signale zu erfassen und durch Rückrechnung zu kompensieren (siehe Abschnitt 5.4).

## 5.4 THz-Systemanordnung

Der Effekt der Brechung ist in der THz-CT aufgrund der Beschaffenheit der Probenmaterialien ständig präsent und beeinflusst damit die Qualität der Rekonstruktionsbilder. Nur bei der Messung von Proben mit geringer optischer Dichte und Brechzahlen nahe 1 kann der Effekt der Brechung vernachlässigt werden. Dazu zählen zum Beispiel Schaumstoffe, wie expandiertes Polystyrol (EPS) oder EPP (expandiertes Polypropylen), die je nach Herstellungsverfahren einen Brechungsindex von 1,01 -1,02 (0,2 – 4 THz) [185] oder 1,007 [186] besitzen können. Die meisten Materialien haben allerdings einen deutlich größeren Brechungsindex: z.B. Holz je nach Art um  $n \approx 1,3-1,7$  [187,188], Kunststoffe wie Polyamid  $n=1,74$  (0,1 – 1 THz), HDPE mit  $n \approx 1,5$  (@ 1 THz) [92] oder Halbleiter wie HRFZ Silizium mit  $n \approx 3,4$  [118], um nur einige zu nennen.

Des Weiteren wird der Brechungseffekt durch die Proben-Geometrie (siehe Abschnitt 5.3) beeinflusst. Im Rahmen der Rotation der Probe bei CT Messungen stehen Flächen nicht mehr nur senkrecht zur optischen Achse (z) des THz-Strahlengangs sondern lenken die Strahlung als Strahlteiler-Elemente ab. Oder gekrümmte Oberflächen erzeugen eine Fokussierung oder Zerstreuung der Strahlung, die in jeder Projektion zu brechungs-bedingten Signalverlusten führt. Bisherige TDS-Systeme als Laboraufbauten oder kommerzielle Systeme sind derzeit nur als einkanalige Systeme mit Punkt-Emitter und Punkt-Detektor erhältlich (vgl. Abschnitt 2.1). Der Effekt der Brechung führt hier zwangsläufig zu Signalverlusten, da der meist feststehende Detektor gegenüber der Probe nicht bewegt wird und damit nicht in der Lage ist, die ausgekoppelte THz-Strahlung zu erfassen. Auch fasergekoppelte Detektoreinheiten, welche in der Detektorebene bewegt werden können, schaffen durch die einkanalige Ausrichtung der THz-Optik (Punkt-Abbildung) keine Abhilfe. In Abb. 46 ist dieses Problem graphisch dargestellt. Die Probe (Zylinder) lenkt die THz-Strahlung (blau) am Parabolspiegel (P) vorbei, sobald sie entlang der Richtung x (horizontal) verschoben wird. Der Auskoppelwinkel zur optischen Achse kann je nach Geometrie der Probe entsprechend groß (z.B.  $>45^\circ$ ) sein.

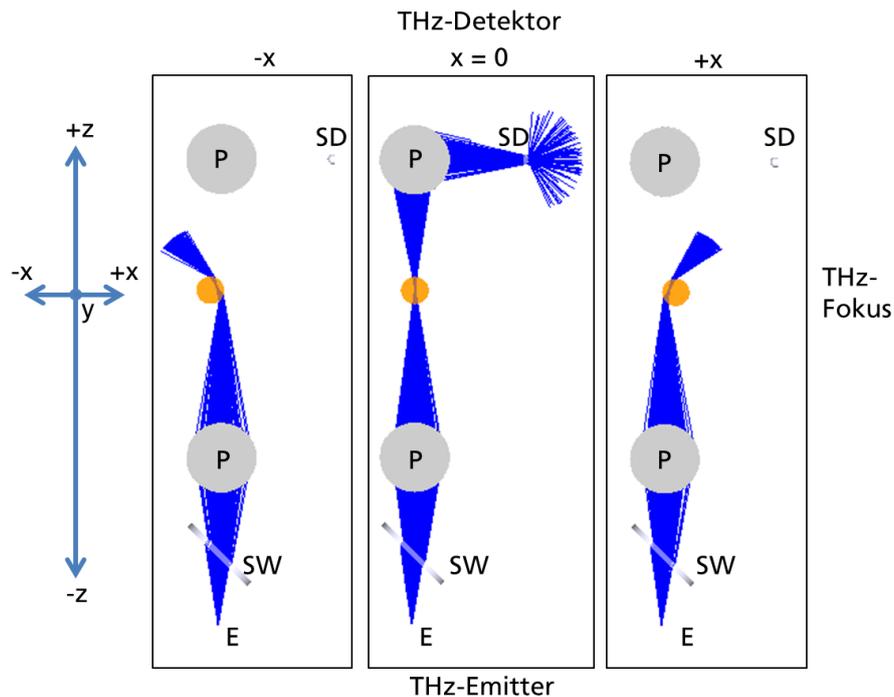


Abb. 46 Brechungseffekt im einkanaligen TDS-System gezeigt an einem PMMA-Zylinder bei Verschiebung im THz-Fokus entlang  $x$  – nach Abschnitt 5.3: E – Emitter, SW – Siliziumwafer, P – Parabolspiegel, SD – Siliziumlinse und Detektor.

Fehlen Teile der THz-Signale in den Projektionsmessungen, ist es zwar möglich diese durch Simulationen auf die gemessenen Projektionen wie in [84] beschrieben zu korrigieren und damit das Rekonstruktionsbild zu verbessern. Dennoch lösen diese nicht das prinzipielle Problem der Signalverluste. Weiterhin kann diese Art der Simulation nur als Näherung verstanden werden, denn zum einen ist die genaue Kenntnis der Geometrie des Probekörpers erforderlich, zum anderen gehen Simulationen i.d.R., wie auch in Abschnitt 5.3 beschrieben, von homogenen Materialien ohne Defekte oder Störstellen aus.

Abhilfe für die Problematik der Brechungseffekte könnten in naher Zukunft mehrkanalige TDS-Systeme (vgl. Abschnitt 3.3) schaffen. Im Zusammenhang mit einem auf dem Effekt der Brechung optimierten Systemdesigns, welches auf den in Abschnitt 5.3 vorgestellten Simulationen beruht, wären neue Systemanordnungen zur Detektion der durch Brechung verursachten Signalverluste denkbar. In Abb. 47 ist ein mögliches Systemkonzept vorgestellt. Mit der Realisierung von größeren Öffnungswinkeln seitens der THz-Optik und einer mehrkanaligen Detektorzeile könnte ein Teil der Signalverluste aufgefangen und auf die Projektionen zurückgerechnet werden. Dies ist nicht nur auf eine Zeile limitiert, sondern wäre auch für Flächendetektoren denkbar. Diese Umsetzung dient als Ausblick zukünftiger THz-Systeme und ist nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit.

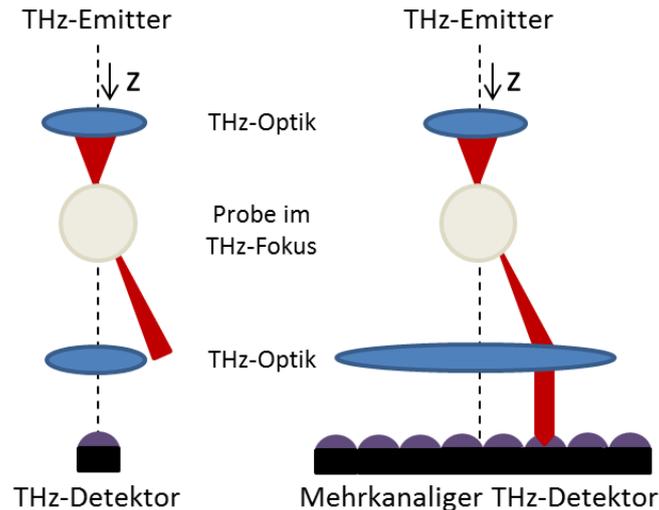


Abb. 47 Systemkonzept zur Detektion der durch Brechung verursachten Signalverluste an einer Probe.

## 5.5 Resümee

Die optischen Effekte entstehen aufgrund der langwelligen THz-Strahlung und ihrer Interaktion mit den Messobjekten und wirken je nach Material und Geometrie des Probekörpers unterschiedlich stark. Prinzipiell können zwei Haupteffekte bezüglich der Projektionsmessungen klassifiziert werden. Zum einen der Kanteneffekt, der eine Zusammensetzung aus Auswertalgorithmen, Beugungseffekten, zeitlicher Pulsaufspaltung und optischer Abbildungsleistung des THz-Systems darstellt. Zum anderen die Brechung, welche im Rahmen der Rotation des Probekörpers zu Signalverlusten in den Projektionen und damit zu Artefakten in den Rekonstruktionsbildern führt. Beide Effekte lassen sich durch die Langwelligkeit der Strahlung nicht verhindern, konnten aber im Rahmen der Arbeit analysiert und zum Teil kompensiert werden.

Bezüglich der Kanteneffekte, die den Schärfegrad der Kanten in Projektionen bzw. Rekonstruktionsbildern bestimmen, ist die Wahl eines geeigneten Auswerteparameters sinnvoll. Im Rahmen der Arbeit wurden für die Auswertung der Projektionen meist das THz-Pulsmaximum oder Frequenzen größer 0,3 THz (<1 mm) verwendet, sodass die Beugungseffekte ihre Dominanz gegenüber anderen optischen Effekten verloren. Dies ist stark von der Größenordnung der Proben abhängig, die gegenüber dem Strahlprofil des Auswerteparameters mehrere Millimeter bis Zentimeter größer zu wählen sind. Zukünftige Forschungen sollten sich mit dem Phänomen der Beugung stärker auseinandersetzen, beispielsweise mittels der Simulation über FDTD-Methoden.

Durch die Auswertung aller lokalen Pulse im Zeitsignal mittels verschiedener Pulstrennungsmethoden (siehe Abschnitt 5.2.1) konnten die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Probleme der Pulsaufspaltung behoben werden. Zusätzlich ist

damit eine getrennte Optimierung der Rekonstruktionsbilder von beispielsweise Referenz- und Probenpulsen möglich.

Die Entfaltung der getrennten Informationen der Projektionsmessungen mit dem gemessenen Strahlprofil im bzw. entlang des THz-Fokus konnte den visuellen Schärfegrad in den Rekonstruktionsbildern deutlich erhöhen (siehe Abschnitt 5.2.2), wodurch beispielsweise nachfolgende Rendering-Prozesse zur Generierung dreidimensionaler Bilder erleichtert werden. Eine quantitative Beurteilung der Bildschärfe bzw. der Abbildungsleistung des THz-Systems durch Entfaltungsalgorithmen steht aus und bedarf weiterer Untersuchungen.

In Abschnitt 5.3 wurden die Brechungseffekte verschiedener Frequenzen erstmals mit einer geometrisch-optischen Simulation basierend auf der Software Zemax simuliert und mit THz-Messungen verglichen. Die hierbei entstehenden Signalverluste können durch die Rotation bei CT-Messungen letztlich aber bei jeder Probe mehr oder minder stark auftreten, je nach Probenmaterial und dessen frequenzabhängige Brechzahl. Sind die Geometrien/Strukturen der zu untersuchenden Messobjekte kleiner oder gleich der Größenordnung des Strahlprofils des Auswerteparameters, dominieren Kanteneffekte über den Brechungseffekten.

Anhand der geometrischen-optischen Simulation ergeben sich neue Möglichkeiten zur Analyse oder Korrektur von Projektionsdaten. Des Weiteren ist damit erstmals ein Simulations-Tool gegeben, mit welchem THz-Systeme nicht nur bezüglich ihrer Abbildungsleistungen, sondern auch bezüglich des Brechungseffektes von Proben optimiert werden können. Damit ist es im Vorfeld möglich, Systeme bezüglich ihrer Kompensation von Brechungseffekten auszulegen. Dies ist vor allem für mehrkanalige Systemkonzepte mit Hinblick auf die Detektion und Rückrechnung, der durch Brechung erzeugten Signalverluste, sinnvoll (siehe Abschnitt 5.4).

## 6 Spektrale Terahertz-CT

Die Spektroskopie mit gepulster Terahertz-Strahlung ist bereits seit einigen Jahren etablierter Bestandteil von TDS-Untersuchungen einer Vielzahl verschiedenster Substanzen [189]. Drogen, Chemikalien und Sprengstoffe können anhand ihrer charakteristischen Absorptionsmerkmale im Terahertz-Bereich erkannt und identifiziert werden. In [190] wurden zum Beispiel Proben aus Laktose und RDX<sup>14</sup> untersucht. Weitere Analysen von Sprengstoffen und Drogen erfolgten in [192-194] an Substanzen wie C4<sup>15</sup>, Kokain, Methamphetamine (Crystal) oder MDMA<sup>16</sup>. Auch biologische Untersuchungen von RNA<sup>17</sup>, DNA<sup>18</sup> oder Proteinen erfolgten beispielsweise in [197-199]. In der Datenbank des Forschungszentrums Riken [200] findet sich zudem eine große Übersicht von Absorptionsspektren einer Vielzahl von Stoffen und Substanzen, was das Potenzial dieser Technologie verdeutlicht.

Bezogen auf die THz-CT zur Analyse der räumlichen Verteilung von Materialien oder Stoffen innerhalb eines Versuchsobjektes, besteht durch die Kombination mit den zusätzlichen Parametern des TDS-Prinzips nun die Möglichkeit zur spektralen THz-CT. Neben der herkömmlichen räumlichen Lokalisation klassischer CT-Verfahren, wird es anhand der THz-Spektren nun erstmals möglich die stoffliche Zusammensetzung volumetrisch zu identifizieren.

Wie bereits in Kapitel 4 und vorherigen Arbeiten auf dem Gebiet der THz-CT gezeigt [23,57,77,201,202], wurden vorrangig die Amplituden oder Zeitinformationen sowie einzelne Frequenzen [203] für die Rekonstruktionsbilder verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit galt es nun die spektralen Informationen der TDS-Technologie für die THz-CT aufzubereiten und für die Identifikation von Substanzen innerhalb der Rekonstruktionsbilder zu nutzen.

In [19,204] konnte dies erstmalig für die Substanzen Laktose und Glukose gezeigt werden, sodass das Experiment in Abschnitt 6.1 näher erläutert wird. Ausgehend von diesen Ergebnissen wird in Abschnitt 6.2 ein neuer auf der Wavelet-Transformation basierender Ansatz [205] vorgestellt, wodurch die spektrale Identifikation in den Rekonstruktionsbildern verbessert werden konnte. Hierzu wurde eine Probe mit 4 Substanzen angefertigt, die in Abschnitt 6.2.1 beschrieben wird. Zur Bewertung des Wavelet-basierten Ansatzes werden in Abschnitt 6.2.2 die Rekonstruktionsbilder zunächst mit den Korrelationswerten zwischen

---

<sup>14</sup> RDX – Cyclotrimethylenetrinitramine, Sprengstoff [191]

<sup>15</sup> C4 – engl.: Composit Compound 4, Plastiksprengstoff [191]

<sup>16</sup> MDMA – 3,4-Methylenedioxy-N-methylamphetamin, Inhaltstoff Extasy [195]

<sup>17</sup> RNA – Ribonukleinsäure [196]

<sup>18</sup> DNA – Desoxyribonukleinsäure [196]

Datenbank und Messung verglichen. Anschließend werden die Ergebnisse der Wavelet-Transformation in Abschnitt 6.2.3 gezeigt und mit der ursprünglichen Korrelationsrechnung bewertet. Da bei der spektralen THz-CT relativ große Datenmengen entstehen, wird in Abschnitt 6.2.4 ein Ansatz zur Minimierung der Rechenzeiten dargestellt. Abschnitt 6.3 gibt eine kurze Zusammenfassung des Kapitels.

## 6.1 Räumliche spektrale Identifikation

Das erste Experiment zur spektralen Identifikation im Rahmen der THz-CT wurde mit den Substanzen Laktose und Glukose in einem Behälter aus EPS (Durchmesser 25 mm) im Rahmen von [104] durchgeführt (siehe Abb. 48(a)). Laktose zeigt bei 0,53 THz eine charakteristische Absorptionslinie [206]. Die pulverförmigen Substanzen wurden gleichmäßig in die Löcher (Durchmesser jeweils 6 mm) des EPS-Körpers gefüllt. Einzelne Schnittbilder der Röntgen-CT-Aufnahmen der Probe sind in Abb. 48(b) und (c) dargestellt und dienen zum Vergleich. Diese wurden mit der CT-Anlage  $\nu\text{tome|x}$  (GE Measurement & Control) des Fraunhofer IOFs aufgenommen. Es zeigt sich zum einen, dass größere Partikel innerhalb der Probe auftreten, welche die Messung beeinflussen können. Gleichzeitig wird deutlich, dass trotz der hohen Voxel-Auflösung ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) der Pulverstruktur die Substanzen in den Bildern nicht nur anhand ihrer Grauwerte identifiziert werden können. Das EPS-Material konnte aufgrund der geringen optischen Dichte (vgl. Abschnitt 5.4) mit keinem ausreichenden Kontrast dargestellt werden.

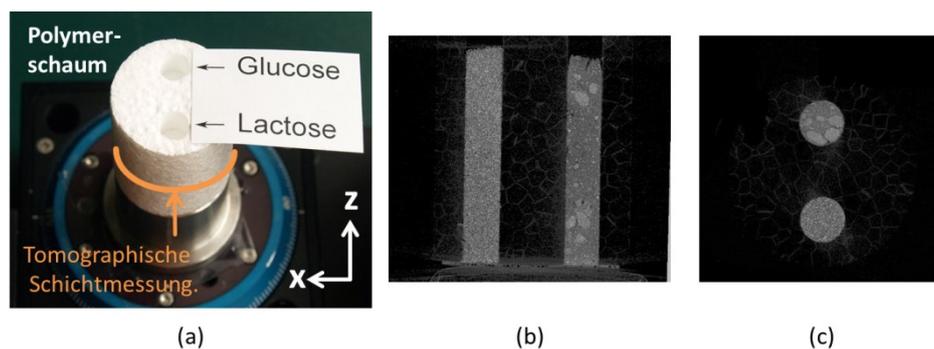


Abb. 48: Polymerschaum-Probe aus EPS ( $\varnothing$  25 mm) befüllt mit Glukose und Laktose ( $\varnothing$  jew. 6 mm) [204]: (a) Foto der Probe; (b) Röntgen-CT-Aufnahme durch die Mitte des Körpers – Seitenansicht (x,y); (c) Röntgen-CT-Aufnahme durch die Mitte des Körpers – Draufsicht (x,z).

Für die THz-Tomographie wurde die Probe in den Fokus des einkanalen THz-TDS-Systems platziert und eine Schicht in der Mitte der Probe über die Rotation von  $180^\circ$  in  $2^\circ$  Schritten entlang der horizontalen Richtung (x) in 1 mm Schritten gescannt. Die Auswertungen der Amplitudeninformation des Zeitbereichs werden in [104] gezeigt und deshalb nicht näher erläutert. Zu jedem Bildpunkt kön-

nen die Zeitinformationen über der Rotation (siehe Abb. 49(b)) und das Spektrum mittels der Fourier-Transformation bestimmt werden. Die Transmissionspektren der Bildpunkte wurden anschließend normiert und über das Skalarprodukt mit den Datenbanksubstanzen Laktose und Glukose verglichen [104,204]. Im Ergebnis entstand ein Sinogramm mit einer spektralen Zuordnung (siehe Abb. 49a) der gemessenen Substanzen in der Probe. Da es sich um 2 Substanzen handelte, konnte der Skalenbereich von -1 (Übereinstimmung mit Glukose), 0 (keine Übereinstimmung mit der Datenbank) und 1 (Übereinstimmung mit Laktose) für die Falschfarbendarstellung verwendet werden. Der Vergleich zeigt die eindeutige Zuordnung von Laktose und Glukose. EPS ähnelt keiner Substanz und wird folglich grün (0) dargestellt. Trotzdem gibt es einzelne Artefakte, die durch optische Effekte an der Probe (vgl. Kapitel 5) oder Materialfehler und Dichteschwankungen entstanden sein können.

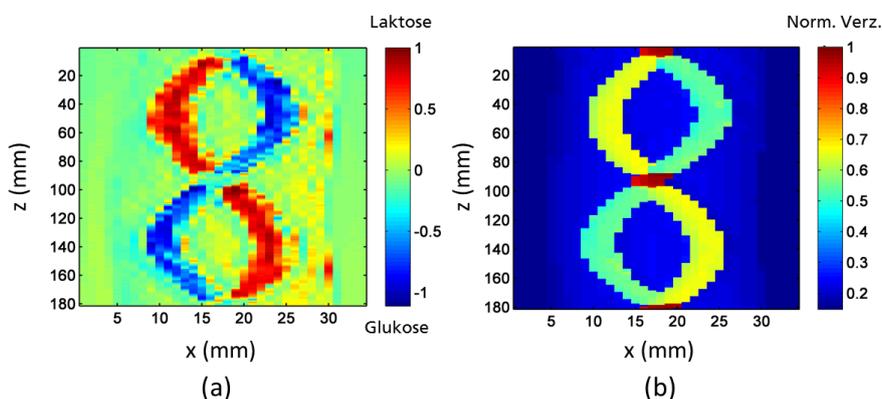


Abb. 49: Sinogramme der tomographischen Schichtmessung: (a) nach spektraler Identifikation; (b) Information der normierten Zeitverzögerung [204,207].

Aus den Sinogrammen der Abb. 49(a) und (b) wurden mit der inversen Radon-Transformation die Rekonstruktionsbilder unter Verwendung des Shepp-Logan-Filters erstellt (vgl. Abschnitt 2.3.3). Abb. 50(a) zeigt die spektrale Zuordnung der Substanzen Laktose und Glukose in einem rekonstruierten Schnittbild der THz-CT [204].

Bei den Skalenwerten handelt es sich nicht um die Absolut-Werte der Korrelation aus dem Sinogramm von Abb. 49(a), sondern um normierte Korrelationswerte, da sich diese durch die Verwendung des Shepp-Logan-Filters geändert haben [107]. Demnach werden auch die Werte der Zeitverzögerungsinformationen in unskalierten Einheiten angegeben (Abb. 50(b)). Diese können für die Generierung einer Maske (siehe Abb. 50(c)) verwendet werden, die sich zur Filterung der Rekonstruktion der spektralen Informationen (siehe Abb. 50(d)) eignet. Artefakte des EPS-Halter werden ausgeblendet.

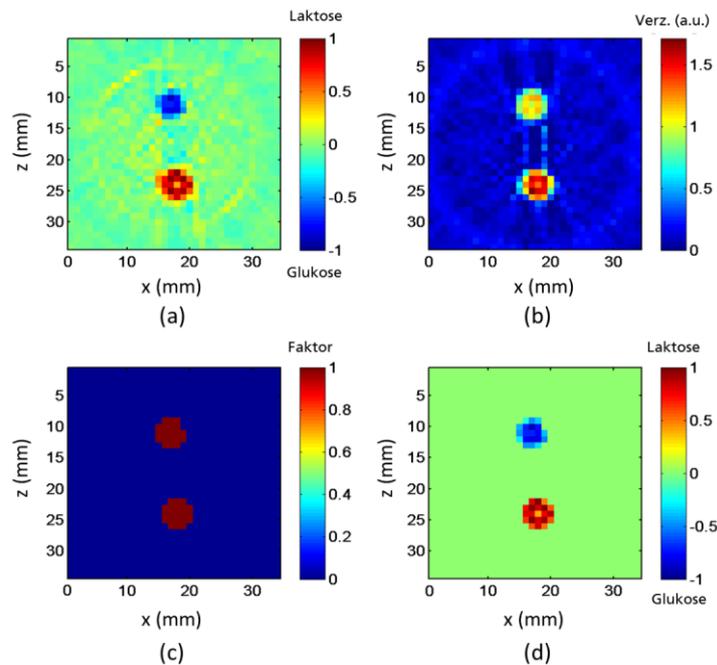


Abb. 50: Spektrale Schnittbilder der Schichtmessung: (a) Rekonstruktion der identifizierten Substanzen – Skale normiert; (b) Rekonstruktion der Zeitverzögerungsinformationen; (c) Maske aus den Zeitverzögerungsinformationen; (d) gefilterte Rekonstruktion der identifizierten Substanzen [204].

Zusammenfassend konnte mit diesem relativ vereinfachten Experiment die spektrale Identifikation von Substanzen in Rekonstruktionsbildern der THz-CT erstmalig demonstriert werden. Vereinfacht deshalb, weil es sich um 2 Substanzen handelte, die anhand ihrer Transmissionsspektren eindeutig unterschieden werden konnten, z.B. durch die Laktose-Linie bei 0,53 THz. Probleme können aber auftreten, wenn Substanzen ein ähnliches Absorptionsverhalten oder keine charakteristischen Absorptionslinien zeigen und beim Datenbankabgleich nicht mehr eindeutig zu unterscheiden sind.

Des Weiteren erfolgte die Vergleichsrechnung an Transmissionsspektren mit jeweiliger Normierung. Das funktioniert zwar, bezogen auf das Experiment, allerdings setzt es auch voraus, dass alle folgenden Messungen unter gleichbleibenden System- und Umgebungsbedingungen erfolgen müssen, um vergleichbare Spektren zur Datenbank zu erhalten. Darum wird in der Praxis der Vergleich bzw. die Beurteilung der Substanzen an Absorptionsspektren durchgeführt [208], was im folgenden Abschnitt 6.2 umgesetzt wird. Zudem wurde die bisherige Vergleichsmethode, basierend auf der Kosinus-Ähnlichkeit zweier Vektoren [204], um den Pearsonschen Korrelationskoeffizienten ergänzt. Die Unterschiede zwischen beiden Methoden sind nur marginal [209,210], da die Pearsonsche Korrelation auch als „*Cosinus-Winkel zweier normierter Vektoren im Sinne eines Skalarproduktes*“ [211] verstanden werden kann. Dennoch ist sie in die Methoden der multivariaten Statistik eingebettet [210] und wird damit bevorzugt verwendet.

## 6.2 Wavelet-basierte Identifikation in der THz-CT

Die Charakteristiken der THz-Spektren des TDS-Prinzips führen dazu, dass die bestehenden Methoden der Chemometrie<sup>19</sup> aus anderen Teildisziplinen des elektromagnetischen Spektralbereichs nicht immer die geeignete Wahl der Datenanalyse darstellen. Der Review-Artikel von Haddad et al. [213] gibt hierzu einen breiten Überblick über die bisher in der THz-Spektroskopie angewandten Methoden. Er beschreibt und nennt verschiedenste analytische Verfahren und ihre Wirkmechanismen bezüglich qualitativer oder quantitativer Aussagen von THz-Spektren, beispielsweise Software auf Basis der Dichtefunktionaltheorie (DFT) zur Simulation, die Hauptkomponenten-Analyse (PCA<sup>20</sup>) zur Identifikation und die multiple lineare Regression (MLR) oder Partial-Least-Square (PLS)-Regression für die quantitative Beurteilung von THz-Spektren.

Gerade die PCA ist ein häufig verwendeter Ansatz der spektralen Identifikation und wurde bereits im Terahertz-Bereich eingesetzt [213]. Ihr Vorteil liegt darin begründet, dass die mehrdimensionalen Merkmale der Originaldaten mittels der Überführung in niederdimensionale Räume zum einen komprimiert, zum anderen aber auch leichter interpretiert oder visualisiert werden können [214]. Somit können in komplexen Datensätzen versteckte Muster gefunden werden. In [215] wurden mit der PCA Laktose, Saccharose und RDX bildgebend unterschieden. Pei et al. zeigten z.B. PCA-Bilder eines Vogelkopfes sowie von Drogen in unterschiedlicher Farbcodierung [216]. In [190] untersuchten Watanabe et al. Substanzen wie Aspirin oder Riboflavin.

Ein großer Nachteil der PCA ist, dass mit ihr auch immer ein Verlust der Originaldaten einhergeht [214] und dadurch keine quantitative Beurteilung der THz-Spektren mehr zulässt [213]. Des Weiteren ist sie störanfällig für verrauschte Signale [217] und bedarf zuvor einer Aufbereitung der Daten z.B. in Form von Filterung zur Rauschunterdrückung oder Entfernung der Basislinie (engl. base line) des Absorptionsverhaltens. In [217] werden noch weitere rechnerische Argumente angebracht.

Aus diesem Grund wurde nach einer alternativen Methode zur spektralen Identifikation in tomographischen Schnittbildern gesucht. Ansatz bildete hierbei die vielversprechende Methode der Wavelet-Transformation. In [218,219] wurden Wavelets erstmals erfolgreich zur Rauschunterdrückung auf Terahertz-Signale angewendet. Yin et al. zeigten in [77] sogar einen auf der Wavelet-Transformation basierenden Segmentierungsansatz für die THz-Tomographie

---

<sup>19</sup> Chemometrie – wiss. Teildisziplin unter Anwendung verschiedener mathematische und statistische Verfahren zur Datenanalyse [212]

<sup>20</sup> PCA – engl.: principal component analysis

und in [220] einen Schärfungsalgorithmus für Teilbereiche der Rekonstruktionsbilder. Wavelets zur spektralen Identifikation im Terahertz-Bereich, über die bisherigen Schritte der Rauschunterdrückung in den Zeitsignalen von THz-Pulsen oder -Spektren [221-223] hinaus, wurden in der Arbeit von Stephanie [217] mittels der Wavelet-Zerlegung auf Koeffizienten der 4. oder 5. Ordnung mit anschließender Clusteranalyse<sup>21</sup> gezeigt.

Ausgehend von den Vorteilen der Wavelet-Transformation zur Datenanalyse wurde diese im Rahmen der Arbeit erstmalig zur spektralen Identifikation von Substanzen für die THz-CT verwendet [205]. Hierbei hebt sich die Methodik der Arbeit gegenüber [217] dahingehend ab, dass nicht die diskreten Koeffizienten der 4. und 5. Ordnung der Wavelet-Zerlegung, sondern alle Koeffizienten der kontinuierlichen Wavelet-Transformation (CWT<sup>22</sup>) in Form von zweidimensionalen Bildern verwendet wurden. Ersterer Ansatz reduziert die THz-Spektren auf wenige Koeffizienten und ist damit nur für Substanzen mit charakteristischen Absorptionslinien anwendbar, wie sie in [217] unter Entfernung der „base line“ untersucht wurden. Andernfalls fehlen die nötigen Informationen der Originaldaten zur Identifikation von Substanzen, die keine charakteristischen Absorptionslinien besitzen. Der Wavelet-Ansatz dieser Arbeit berücksichtigt das in den CWT-Bildern (siehe Abschnitt 6.2.3).

### 6.2.1 Experimentelle Anordnung

Die Verifikation des Wavelet-basierten Ansatzes erfolgte an 4 verschiedenen Substanzen: Chinosol<sup>®</sup> (Chinolinolsulfat-Kaliumsulfat), Natriumhydrogenkarbonat ( $\text{NaHCO}_3$ ), Schwefel und Laktose. Zur Bestimmung der spektralen Informationen für die Datenbank wurden die Substanzen als Pulverform zunächst in EPS-Haltern der Gesamtdicke von 15 mm mit Löchern der Breite von 7 mm gefüllt und unter Laboratmosphäre (22,5°C, 35% Luftfeuchte) im einkanaligen TDS-System vermessen. Die Auswahl dieser Substanzen erfolgte deshalb, weil sie bis auf Laktose keine starken charakteristischen Absorptionslinien im THz-Bereich zeigen und nur durch ihren ansteigenden Absorptionsverlauf bei höher werdender Frequenz definiert sind. Weiterhin ähneln sie sich in ihrem spektralen Verlauf, was die Anforderungen für den Wavelet-basierten Ansatz erhöht. Jede Substanz wurde über mehrere Positionen und mit der Mittelung von 20 THz-Pulsen vermessen. Das Zeitfenster betrug jeweils 47 ps, bei einer LIA-Mittelungszeit von 10 ms und optischen Verzögerung von 3,5 ps/s. Die Ergebnisse der THz-Pulse und zugehöriger Absorptionsspektren, berechnet nach

---

<sup>21</sup> Clusteranalyse – Methodik zur Ordnung/Unterteilung von ähnlichen Objekten zu Klassen (Clustern), die sich gegenüber anderen Klassen möglichst stark unterscheiden [224]

<sup>22</sup> CWT – engl.: continuous wavelet transform

[208], sind in Abb. 51 dargestellt und wurden der Datenbank zugeführt. Hierbei zeigt sich, dass der leere EPS-Halter keinen großen Einfluss auf die THz-Messungen hat. Die Verzögerung zum Referenzpuls (ohne Probe) beträgt gerade 0,4 ps und die Absorption wird erst ab ca. 1,5 THz relevant.

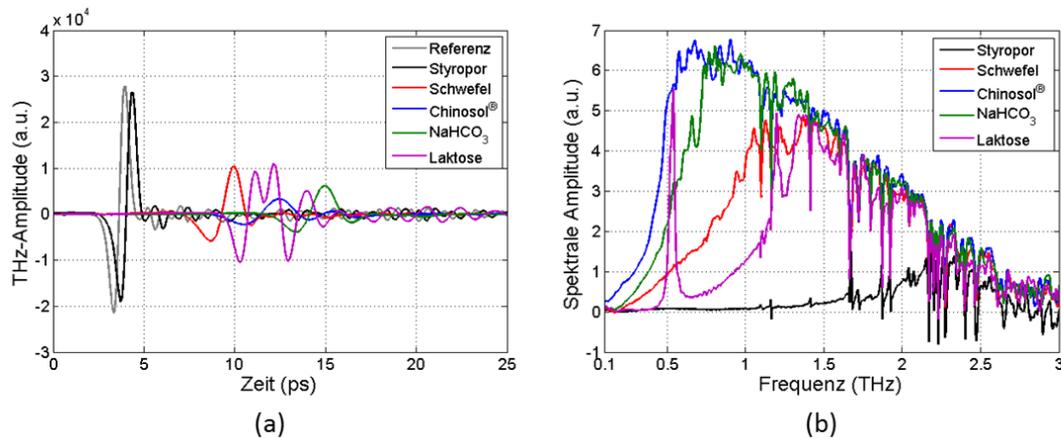


Abb. 51: THz-TDS-Messung verschiedener Substanzen: (a) zeitaufgelöste Messung der THz-Pulse; (b) Absorptionsspektren der THz-Pulse berechnet durch den spektralen Vergleich mit dem Referenzspektrum [125].

Aufgrund der pulverförmigen Verteilung innerhalb des EPS-Halters war die genaue Stoffmengenkonzentration im Rahmen des Versuchs unbekannt. Aus diesem Grund basieren die Vergleiche auf relativen Absorptionswerten unter Vernachlässigung der Reflexion. Es sei noch zu bemerken, dass sich die Absorptionseigenschaften mit einer variierenden Pulvermenge (z.B. andere Dicke) oder Konzentrationsschwankungen ändern, was wiederum den Absorptionsverlauf beeinflusst und damit die Datenbank-Werte stark limitiert. Die Diskussion zu verschiedenen Konzentrationen und deren Einfluss auf die Absorption wurde bereits in [225,226] geführt und soll für die Überprüfung des Algorithmus nicht Gegenstand dieser Arbeit sein. Dies würde zukünftig aber weitere Versuche zur Anpassung der Datenbank erforderlich machen.

Zur näherungsweisen Umgehung der Konzentrationsproblematik wurde ein EPS-Halter für die tomographische Messung hergestellt, der sich zunächst an den Dimensionen des Probenhalters der Datenbankmessung orientiert. Hierzu wurden das gleiche EPS-Material, Lochdurchmesser von 7 mm und der gleiche Pulver-Füllprozess verwendet. In Abb. 52(a) ist eine Skizze der Probe mit Bemessung und in Abb. 52(b) die Anordnung der Substanzen innerhalb der Probe dargestellt. Letztere wird für alle folgenden Rekonstruktionsbilder und Vergleiche der Übersichtlichkeit wegen beibehalten.

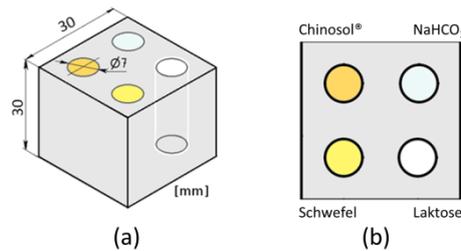


Abb. 52: Tomographische Probe mit 4 Substanzen: (a) Zeichnung mit Bemaßung; (b) Draufsicht mit den Substanzen Chinosol<sup>®</sup>, NaHCO<sub>3</sub>, Schwefel und Laktose – Anordnung gilt für alle folgenden Rekonstruktionsbilder der Probe [125].

Die EPS-Probe wurde in den Fokus des einkanaligen THz-Systems platziert und für die Messung einer Schicht in der Mitte der Probe um 180° in 1° Schritten rotiert. Die laterale Verschiebung erfolgte mit einer Auflösung von 500 µm in horizontaler Scan-Richtung (x). Das Zeitfenster wurde mit 47 ps, LIA Mittelungszeit von 10 ms und optischer Verzögerung von 3,5 ps/s aufgenommen, um die Vergleichbarkeit zur Datenbank zu gewährleisten. Zu jedem Pixel wurden die maximale THz-Amplitude und dessen zeitliche Position extrahiert. Die Ergebnisse der Projektionen über der Rotation sind in Form von Sinogrammen in Abb. 53 dargestellt.

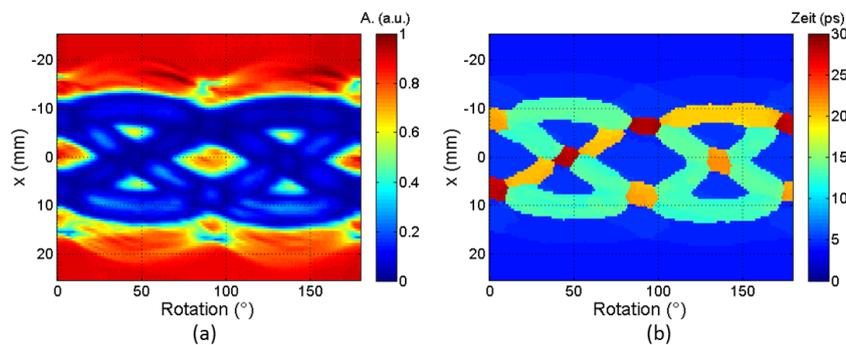


Abb. 53: Sinogramme der tomographischen Messung einer Schicht: (a) Auswertung der max. THz-Pulsamplituden pro Pixel; (b) Auswertung der zugehörigen Zeitinformationen.

Aus der Beurteilung der Amplitudeninformationen in Abb. 53(a) ist es nicht möglich, eine spektrale Zuordnung umzusetzen. Die zeitlichen Informationen liefern aber die Identifikation der Substanz NaHCO<sub>3</sub>, da diese in Abb. 51(a) die größte Verzögerung zu Chinosol<sup>®</sup>, Laktose und Schwefel zeigte. Da die zeitliche Verzögerung aber von Faktoren wie Dichte und Dicke abhängt, ist sie kein ideales Bewertungskriterium.

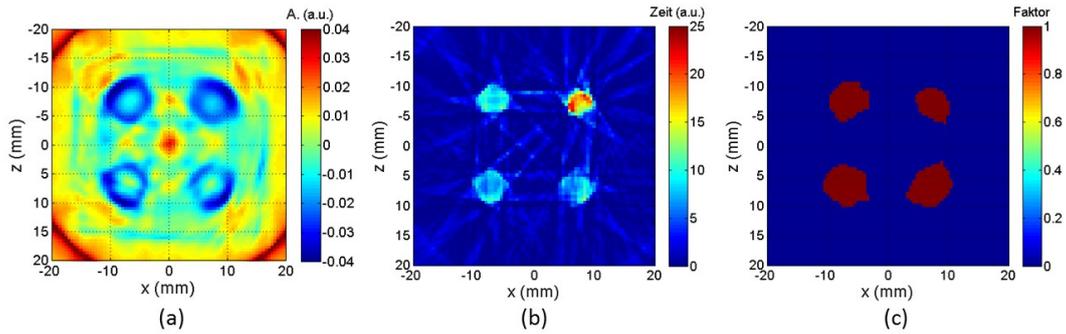


Abb. 54: Rekonstruktionsbilder der tomographischen Schichtmessung: (a) Auswertung der max. THz-Pulsamplitude; (b) Zeitinformationen der max. THz-Pulsamplituden; (c) Maskenfilter aus Zeitinformationen [125].

In Abb. 54 sind die Rekonstruktionsbilder aus den Werten der maximalen THz-Pulsamplitude (a) und den Zeitverzögerungswerten (b) dargestellt. In unskalierten Einheiten deshalb, weil für die Rekonstruktion der Shepp-Logan-Filter verwendet wurde. Dieser verändert die physikalischen Absolut-Werte und erweitert die Skala ins Negative [107]. In dem Amplitudenbild (a) können der EPS-Halter, sowie die Dämpfung im Bereich der Substanzen erkannt werden. Die Ringstruktur um die Substanzen folgt aus dem Brechungseffekt (siehe Kapitel 5) der für EPS, nicht aber für die 4 Substanzen selbst vernachlässigt werden kann. Aus den Zeitbereichswerten der maximalen THz-Pulsamplituden wurde, wie auch in Abb. 50(c), eine Maske zur Filterung der Rekonstruktionsbilder generiert (Abb. 54(c)).

### 6.2.2 Ergebnisse der Pearson Korrelation

Zunächst erfolgte der spektrale Vergleich der Bildpunkte mit den Werten der Datenbank. Dazu wurden die Zeitinformationen der Bildpunkte Fourier-transformiert und die Absorptionsinformationen mittels der Referenz (Bildbereiche ohne Probe) für den Bereich von 0,1 bis 2 THz bestimmt [208]. Im Ergebnis entstand eine Absorptionsmatrix, bestehend aus Absorptionsvektoren  $\vec{X}$  der Länge  $l$ , die mit den Absorptionsspektren  $\vec{Y}$  der Einzelsubstanzen der Datenbank mittels des Pearsonschen Korrelationskoeffizienten [227]  $p$  verglichen werden konnten. Die Umsetzung erfolgte in MATLAB mit der „corrcoef“-Funktion [163]:

$$p = \frac{\sum_{j=1}^l (X_j - \bar{X})(Y_j - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{j=1}^l (X_j - \bar{X})^2} \sqrt{\sum_{j=1}^l (Y_j - \bar{Y})^2}} \quad (13)$$

Prinzipiell ist die Pearsonsche Korrelation als „*rein mathematisches Verfahren, das auf keinerlei spektroskopisch-chemischen Wissen*“ [228] basiert, nicht die beste Wahl zur Detektion von charakteristischen Merkmalen innerhalb einer relativ großen spektralen Bandbreite. Eine Wichtung und Kennung von charak-

teristischen Merkmalen innerhalb der Spektren wäre für den Vergleich sinnvoller. Dadurch wird aber wiederum eine Vorbehandlung der spektralen Informationen notwendig, die zu Fehlern führen kann, beispielsweise durch die subjektive Entscheidung bei der Signalauswahl oder wichtiger Kenngrößen [228]. Für die Beurteilung des in Abschnitt 6.2.3 beschriebenen Ansatzes der Wavelet-Transformation, soll die Pearsonsche Korrelation in erster Näherung genügen. Die Korrelationskoeffizienten über der Rotation und horizontaler Scan-Richtung ( $x$ ) sind in Abb. 55 dargestellt. Abb. 55(a) zeigt hierbei den Vergleich aller Pixel mit der Datenbank-Substanz Chinosol<sup>®</sup>, (b) mit NaHCO<sub>3</sub>, (c) mit Schwefel und (d) mit Laktose. Für die Auswertung war nur der positive lineare Zusammenhang von Interesse, sodass die Skalen den Wertebereich von 0 (keine Korrelation/Zusammenhang) bis 1 (vollständige Übereinstimmung) wiedergeben. Die negativen Werte beschreiben i.d.R. einen gegensätzlichen Zusammenhang, der im Rahmen der Auswertung allerdings keine Informationen lieferte.

Aus Abb. 55 geht hervor, dass die Substanzen generell hohe Korrelationskoeffizienten ( $>0,5$ ) gegenüber der Datenbank-Substanz zeigen. In Abb. 55(a) treten z.B. 2 Linien hervor, die jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit um 90% zur Substanz Chinosol<sup>®</sup> korrelieren. Abb. 55(c) zeigt ein ähnliches Ergebnis für den Vergleich der Messung mit NaHCO<sub>3</sub>. Eine eindeutige Trennung oder Identifikation ist in dem Fall nicht möglich. In Abb. 55(d) konnten zwei Substanzen mit Werten um 0,85 für die Datenbank-Substanz Laktose identifiziert werden und das, obwohl Laktose eine eindeutige charakteristische Absorptionslinie bei 0,53 THz (vgl. Abb. 51(b)) besitzt. In diesem Fall zeigt das Absorptionsverhalten von Schwefel gegenüber Laktose, über den in der Auswertung gewählten THz-Bereich, zu große Ähnlichkeiten.

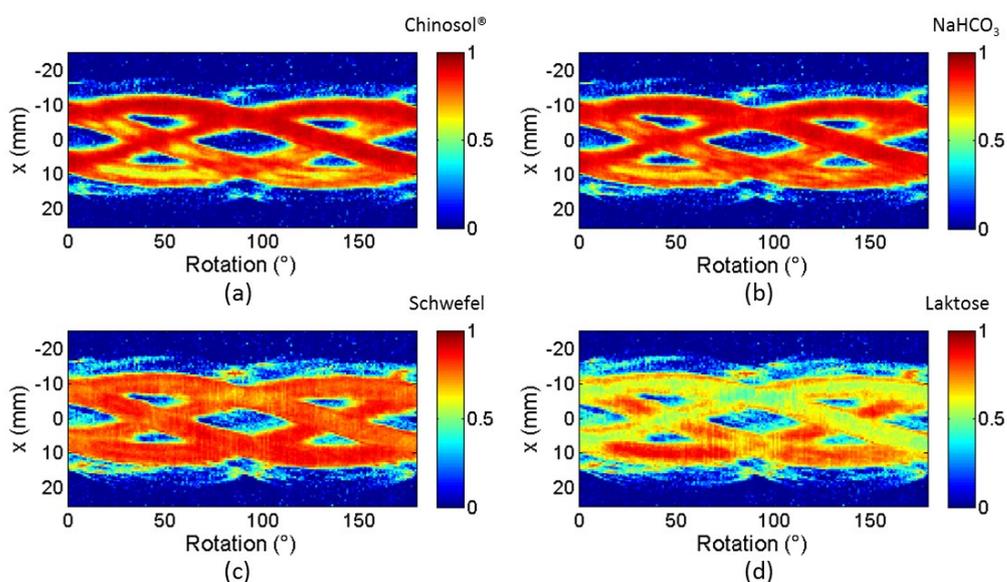


Abb. 55: Sinogramme der Korrelationsrechnung: Vergleich der Messdaten mit der Datenbank-substanz (a) Chinosol<sup>®</sup>; (b) NaHCO<sub>3</sub>; (c) Schwefel; (d) Laktose.

Aus den Sinogrammen wurden die Rekonstruktionsbilder berechnet (siehe Abb. 56). Die Anordnung der Substanzen in den Rekonstruktionsbildern entspricht der Anordnung in Abb. 52(b). Die Bilder (a) bis (d) zeigen hierbei die Rekonstruktionsergebnisse ohne integrierten Filter während der inversen Radon-Transformation. Hierbei bleiben die gemittelten Absolut-Werte der Korrelation auf Kosten der erhöhten Unschärfe im Bild erhalten. Deshalb wurde für die Bewertung der Substanzbereiche, die in Abb. 54(c) erzeugte Maske, verwendet. Zur Erzeugung der Rekonstruktionsbilder von Abb. 56(e) bis (h) wurde ein Shepp-Logan-Filter verwendet. Hierdurch können die Substanzbereiche sowie die Geometrie des EPS-Halters erkannt werden, dafür haben sich aber die Korrelationswerte verändert.

Grundsätzlich wird wie auch bereits an den Sinogrammen aus Abb. 55 deutlich, dass die Substanzen von Chinosol<sup>®</sup> und NaHCO<sub>3</sub>, sowie Schwefel und Laktose nicht eindeutig unterschieden werden können. Die spektrale Identifikation am Beispiel von Abb. 56(a) basiert auf Korrelationswerten um 0,996 bei Chinosol<sup>®</sup> und 0,981 bei NaHCO<sub>3</sub>. Kleinere Schwankungen durch beispielsweise Rauschen, optische Effekte und/oder Konzentrationsschwankungen der Substanzen können zu Fehlern führen. Eine Gesamtauswertung der gemittelten Korrelationswerte für die verschiedenen Positionen der Substanzen in Abb. 56(a) bis (d) ist in Tabelle 5 des Abschnitts 6.2.3 dargestellt.

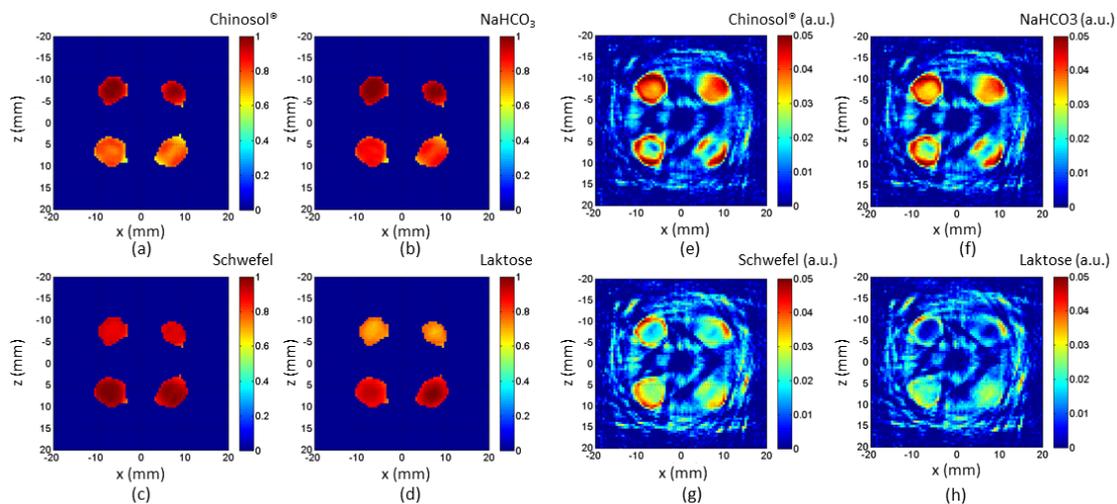


Abb. 56: Rekonstruktionsbilder aus den Sinogrammen der Korrelationsrechnung: (a) bis (d) wurden ohne Rekonstruktionsfilter erstellt, aber mit der Maske aus Abb. 54(c) verrechnet; (e) bis (h) wurden unter Verwendung eines Shepp-Logan-Filters erzeugt [125].

Zusammengefasst zeigen die Ergebnisse der Korrelationsrechnung, dass die Substanzen mit ähnlichem Absorptionsverhalten nur schwer zu unterscheiden sind, da in der Regel meist keine weiteren Informationen über die Probe vorliegen und lediglich auf Datenbank-Werte zurückgegriffen wird. Selbst charakteristische Absorptionslinien in Spektren erzeugen keine eindeutigeren Ergebnisse,

wenn andere Stoffe ein ähnliches Absorptionsverhalten über einen relativ breiten Spektralbereich besitzen (hier 0,1 bis 2 THz). Erst wenn kleinere Ausschnitte des Spektralbereichs miteinander verglichen werden, würde deren Wertigkeit steigen. Dies bedarf aber immer auch einer gewissen Kenntnis über die zu untersuchende Probe bzw. des Spektralbereichs, sodass im folgenden Abschnitt 6.2.3 eine alternative Methode vorgestellt wird.

### 6.2.3 Spektrale Identifikation mit Wavelets

Die kontinuierliche Wavelet-Transformation (CWT) kann, ähnlich wie die STFT dazu verwendet werden, einen Ausschnitt eines Signals mit einer Analysefunktion zu vergleichen. In diesem Fall handelt es sich bei der Analysefunktion um ein Wavelet  $\Psi$ , anstelle einer gefensterten Exponentialfunktion  $w(t)e^{j\omega t}$ , wobei  $w(t)$  ein Zeitfenster und  $e^{j\omega t}$  eine Sinuskurve der Kreisfrequenz  $\omega$  beschreibt. Die CWT ist damit eine Technik der Fensterung<sup>23</sup>, allerdings mit skalierbaren Werten für Größe und Position des Fensters [230] [231]. Mathematisch kann sie wie folgt beschrieben werden [232]:

$$C(a, b, f(t), \Psi(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\Psi_{a,b}(t)dt \quad (14)$$

$$\Psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}}\Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \text{ with } a \in R^+; b \in R \quad (15)$$

Hierbei ist  $f(t)$  das zu untersuchende Zeitsignal,  $a$  die Skale,  $b$  der Positionsparameter,  $\Psi(t)$  der Mutter-Wavelet,  $\Psi_{a,b}(t)$  der umgewandelte und skalierte Wavelet und  $C$  die zweidimensionale Matrix der Wavelet-Koeffizienten mit zugehörigen Skalenwerten.

Die Größe des Wavelet-Fensters wird mit dem Parameter  $a$  bestimmt und die Position über dem zu untersuchenden Signal mit dem Parameter  $b$ , sodass es möglich wird verschiedene Bereiche und Frequenzen des Signals zu analysieren. Ein gestrecktes Fenster kann mit einem hohen Skalenparameter  $a$  erzeugt werden. Damit lassen sich z.B. kleinere Frequenzen im Signal untersuchen, da sich diese meist durch schwach ändernde bzw. breitere Signalverläufe oder Eigenschaften auszeichnen. Mit einem kleinen Skalenparameter  $a$  wird die Fensterfunktion gestaucht und erleichtert so die Analyse von hohen Frequenzen, da diese durch schnelle oder abrupte Änderungen im Signal erkennbar sind. Folglich agiert das Wavelet-Fenster als ein sich ändernder Bandpass-Filter und ermöglicht damit die Detektion von verschiedenen Informationen, entsprechend der Wahl des Skalenparameters  $a$  [230,231].

<sup>23</sup> Fensterung – engl.: windowing; Begriff der Signalverarbeitung zur Abtastung eines Signals mit einer Fensterfunktion [229]

Im Rahmen der Arbeit wurden diese Eigenschaften der CWT erstmals für die spektrale Aufbereitung der Absorptionsspektren für die THz-CT verwendet [205]. Eine vormals übliche Entfernung des Absorptionsverlaufs (baseline) zum alleinigen Vergleich von charakteristischen Absorptionslinien oder ein Filter- bzw. Glättungsprozess für die Spektren ist hiermit nicht mehr notwendig [233]. Durch den variierenden Skalenparameter können sowohl kleinere/scharfe Absorptionslinien von Substanzen, als auch deren typisches Absorptionsverhalten (vgl. Anstiege Abb. 51(b)) automatisch erkannt und für die Analyse verwendet werden.

Für die Untersuchungen wurde eine diskrete Version der CWT mithilfe der Wavelet-Toolbox in MATLAB verwendet. Diese berechnet die Wavelet-Koeffizienten für die Absorptionsspektren als Vektor  $abs[j]$  der Länge  $l$  [231]:

$$C_a[b] = \sum_{j=0}^{l-1} abs[j] \Psi_a[b - j] \quad (16)$$

Als Mutter-Wavelet  $\Psi_{a,b}$  wurde der Mexikanische Hut  $\Psi_{mex}$  [232] mit einer Skala  $a$  von 1 bis 50 über ein Spektrum von 0,1 bis 2 THz verwendet:

$$\Psi_{mex} = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi^{1/4} \cdot (1 - x^2) \cdot e^{-\frac{x^2}{2}} \quad (17)$$

Dieser zeigte bereits in Voruntersuchungen [234] gute Resultate. Prinzipiell können aber auch andere Wavelet-Funktionen verwendet werden, solange diese symmetrisch sind und damit in der Form charakteristischen Absorptionslinien ähneln.

In Abb. 57 sind die CWT-Bilder der Datenbank-Substanzen Chinosol<sup>®</sup> (a), NaHCO<sub>3</sub> (b), Schwefel (c) und Laktose (d) unter Verwendung der „cwt“-Funktion aus MATLAB dargestellt. Da es sich hierbei um eine kontinuierliche Funktion handelt, die das Fenster kontinuierlich entsprechend der Abtastung des Messsignals verschiebt, muss der Parameter  $b$  nicht definiert werden. Die Werte der CWT-Koeffizienten sind in unskalierten Einheit definiert. Wie zuvor beschrieben, zeigen die großen Skalenparameter die Darstellung breiterer Signalverläufe in den Absorptionsspektren und kleinere Skalenparameter, am Beispiel von Laktose (Abb. 57(d)), die Auflösung der schmalbandigen Absorptionslinie bei 0,53 THz. Des Weiteren ist durch die visuelle Beurteilung der CWT-Bilder eine Unterscheidung der Einzel-Substanzen im Vergleich zur alleinigen Verwendung der Absorptionsspektren aus Abb. 51(b) erkennbar.

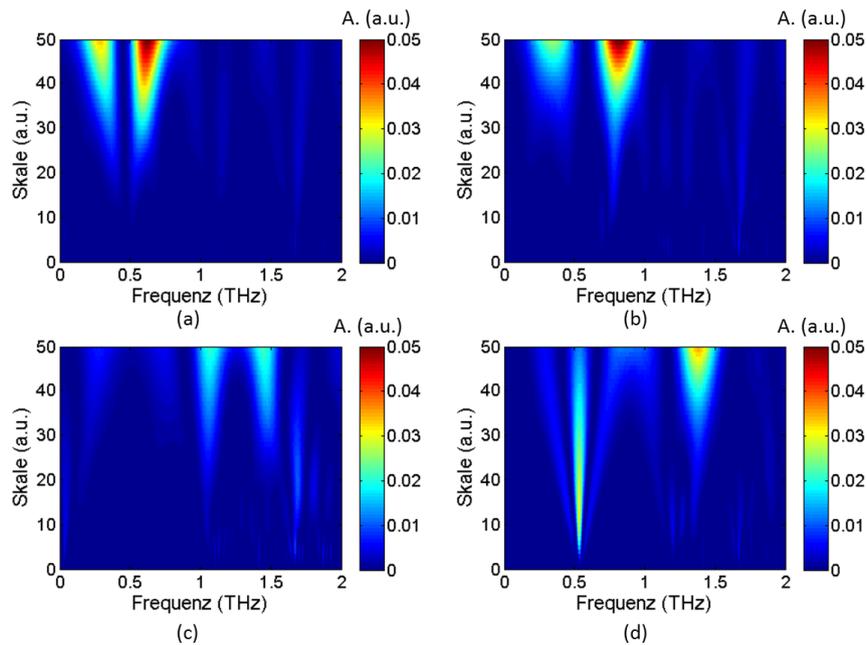


Abb. 57: CWT-Bilder der Datenbanksubstanzen: (a) Chinosol<sup>®</sup>; (b) NaHCO<sub>3</sub>; (c) Schwefel; (d) Laktose [125].

Nach der THz-CT-Messung wurden aus jedem Bildpunkt die CWT-Koeffizienten des Absorptionsspektrums unter Verwendung der gleichen Parameter der Datenbank-Bilder (Abb. 57) berechnet. Der Vergleich zwischen Messung und Datenbank erfolgte dann mit der Pearsonschen Korrelation der Bild-Matrizen (siehe Gleichung (13)), aus Gründen der Vergleichbarkeit zu den Ergebnissen aus Abschnitt 6.2.2.

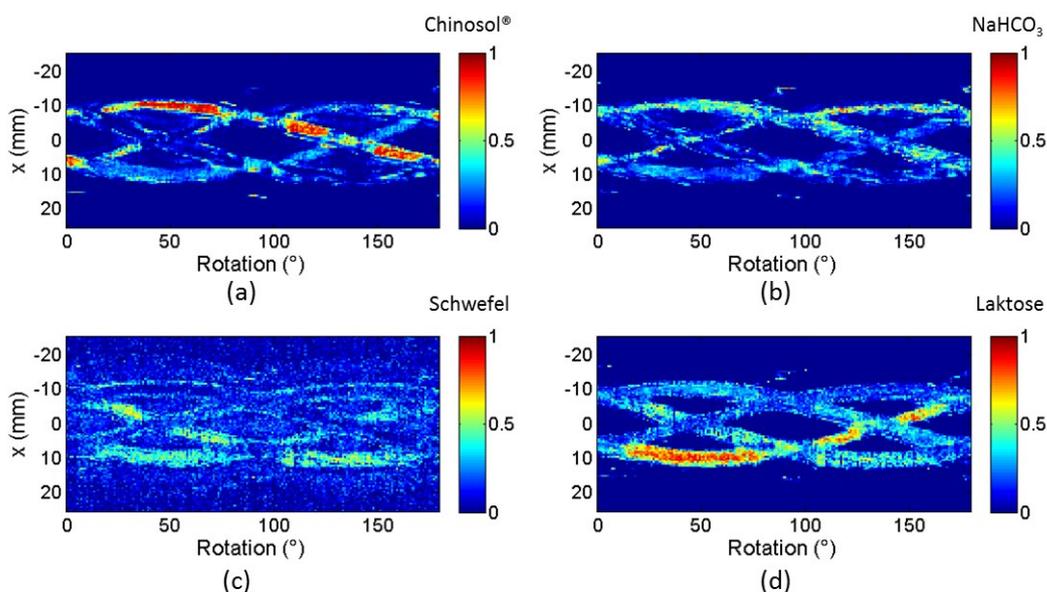


Abb. 58: Sinogramme der Korrelation zwischen den CWT-Bildern der Messung und den CWT-Bildern der Datenbank von (a) Chinosol<sup>®</sup>; (b) NaHCO<sub>3</sub>; (c) Schwefel; (d) Laktose [125].

Die Ergebnisse des Vergleichs mit den Einzelsubstanzen der Datenbank sind in Form von Sinogrammen mit Korrelationswerten in Abb. 58 dargestellt. Der Wert

0 bezeichnet keine Übereinstimmung, der Wert 1 absolute Übereinstimmung. Die negativen Werte wurden ausgeblendet, da sie keine Zusatzinformationen liefern.

Im Vergleich zu den Sinogrammen ohne Wavelet-Ansatz aus Abb. 55 sind die Unterschiede deutlicher ausgeprägt. Die Substanz Chinosol<sup>®</sup> in Abb. 58(a) kann nun visuell eindeutig von NaHCO<sub>3</sub> getrennt werden. Auch Laktose in Abb. 58(d) ist gegenüber Schwefel zu unterscheiden. Einzig NaHCO<sub>3</sub> ist rein visuell gegenüber Chinosol<sup>®</sup> in Abb. 58(b) mit den gewählten Parametern nicht eindeutig bestimmt. Optimierungsspielraum ist durch die Wahl anderer Skalenparameter  $\alpha$  oder durch die Änderung der spektralen Breiten der Absorptionsspektren für das CWT-Verfahren gegeben. Weiterhin zeigen Bereiche, in denen sich die Substanzen während der Messung spektral addieren eine verminderte bzw. keine Übereinstimmung mit den CWT-Bildern der Datenbank und können damit die Informationen in den Rekonstruktionsbildern beeinflussen. Dieser Umstand bedarf in Zukunft weiterer Optimierungsverfahren.

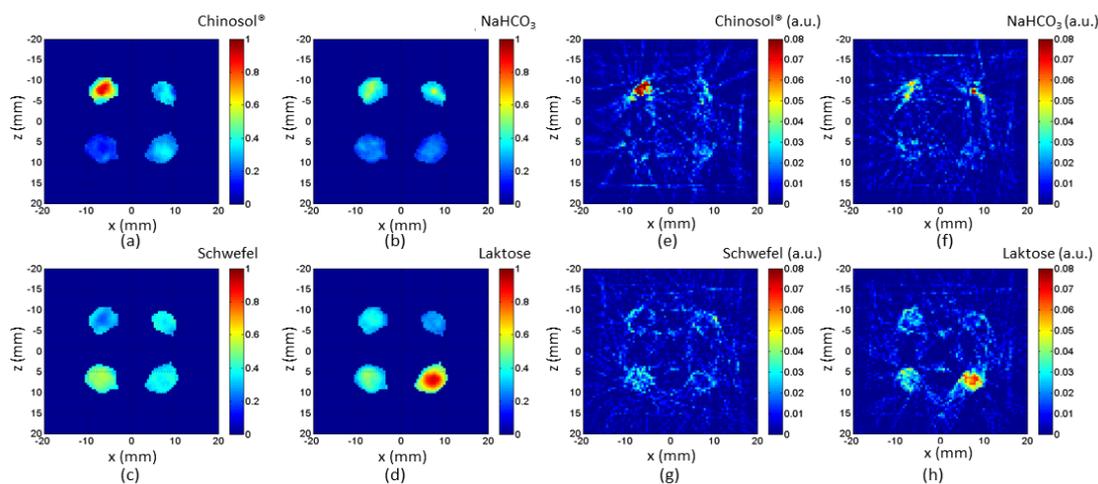


Abb. 59: Rekonstruktionsbilder des CWT-Bildvergleichs mit den Datenbanksubstanzen: (a) bis (d) wurden ohne Rekonstruktionsfilter erstellt, aber mit der Maske aus Abb. 54(c) verrechnet; (e) bis (h) Rekonstruktionsbilder mit der Verwendung des Shepp-Logan-Filters [125].

Die Rekonstruktionsergebnisse der Sinogramme des Wavelet-Ansatzes werden in Abb. 59 dargestellt. Die Bilder (a) bis (d) zeigen die Ergebnisse ohne Verwendung eines Rekonstruktionsfilters mit anschließender Verrechnung mit der Maske aus Abb. 54(c). Die Bilder (e) bis (h) zeigen die Ergebnisse unter Verwendung eines Shepp-Logan-Filters bei der Rekonstruktion. Im Vergleich zu den Ergebnissen ohne CWT (Abb. 56) wird deutlich, wie sich die Wahrscheinlichkeiten der Zuordnung zu den Datenbank-Substanzen verbessert haben. In Abb. 59(a) kann Chinosol<sup>®</sup> mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,889 sehr deutlich von NaHCO<sub>3</sub> mit 0,378 unterschieden werden. Selbst in Abb. 59(b) zeigen nach der Rekonstruktion einzelne Bereiche von NaHCO<sub>3</sub> Korrelationswerte um 0,565 zur Datenbank-Substanz NaHCO<sub>3</sub>. Die Korrelationswerte von

Chinosol<sup>®</sup> liegen um 0,527 und sind somit noch trennbar. In Abb. 59(c) kann Sulfur mit Werten um 0,530 von Laktose mit 0,361 und von NaHCO<sub>3</sub> mit 0,337 deutlich unterschieden werden. Laktose ist mit Korrelationswerten um 0,898 in Abb. 59(d) eindeutig identifiziert. Auch die Ergebnisse der gefilterten Rückprojektion in den Bildern (e) bis (h) veranschaulichen gegenüber Abb. 56(e) bis (h) eine verbesserte Identifikation der Substanzen unter gleichzeitiger Minimierung des Einflusses des EPS-Halters. In Tabelle 5 sind die gemittelten Korrelationswerte mit und ohne CWT-Ansatz aus den Rekonstruktionsbildern der Abb. 56(a) bis (d) und Abb. 59(a) bis (d) aus Gründen der Übersichtlichkeit zusammengefasst dargestellt. Kritische Ähnlichkeiten sind rot markiert.

Messung	DB-Substanz	DB Chinosol <sup>®</sup>	DB NaHCO <sub>3</sub>	DB Schwefel	DB Laktose
Korrelation Chinosol <sup>®</sup>		0,996	0,999	0,883	0,688
Korrelation NaHCO <sub>3</sub>		0,981	0,995	0,897	0,688
Korrelation Schwefel		0,748	0,862	0,998	0,934
Korrelation Laktose		0,729	0,810	0,975	0,997
CWT-Rekonstruktion Chinosol <sup>®</sup>		0,889	0,527	0,204	0,399
CWT-Rekonstruktion NaHCO <sub>3</sub>		0,378	0,565	0,337	0,274
CWT-Rekonstruktion Schwefel		0,104	0,241	0,530	0,473
CWT-Rekonstruktion Laktose		0,363	0,272	0,361	0,898

Tabelle 5: Vergleich der Korrelationswerte zwischen den Rekonstruktionsbildern ohne und mit CWT-Ansatz aus Abb. 56(a) bis (d) und Abb. 59(a) bis (d) – kritische Korrelationswerte sind rot markiert [125].

#### 6.2.4 Optimierung der spektralen Wavelet-Analyse

Die CWT kann mit heutiger Rechentechnik in wenigen Millisekunden Rechenzeit pro Bildpunkt umgesetzt werden. Da CT-Messungen für 3D-Objekte allerdings schnell die Größenordnung von hunderttausend Bildpunkten erreichen, kommt die Datenauswertung in zeitliche Dimensionen, die Lösungsstrategien für die Datenkomprimierung erforderlich machen. Für die Schicht der Probe aus Abschnitt 6.2 beispielsweise dauerte die Bestimmung der CWT für 18.000 Pixel einige Minuten. Weiterhin wurden die gesamten Informationen der CWT-Bilder für einen Korrelationsvergleich mit der Datenbank herangezogen. Es ist also wie zu überlegen, ob nur bestimmte Komponenten aus den CWT-Bildern für den Datenbank-Vergleich verwendet werden.

Im Falle der CWT könnten diese Komponenten die lokalen maximalen Koeffizienten-Werte der Signale über der Frequenz entlang des Skalenparameters  $\alpha$  sein, wie in Abb. 60 graphisch dargestellt. Diese Amplitudenlinien, engl. ridge lines [19,234], minimieren die Anzahl der Daten drastisch und enthalten gleich-

zeitlich die Positionen der charakteristische Merkmale von Absorptionslinien und Amplitudenverlauf über den Skalenparameter  $a$ .

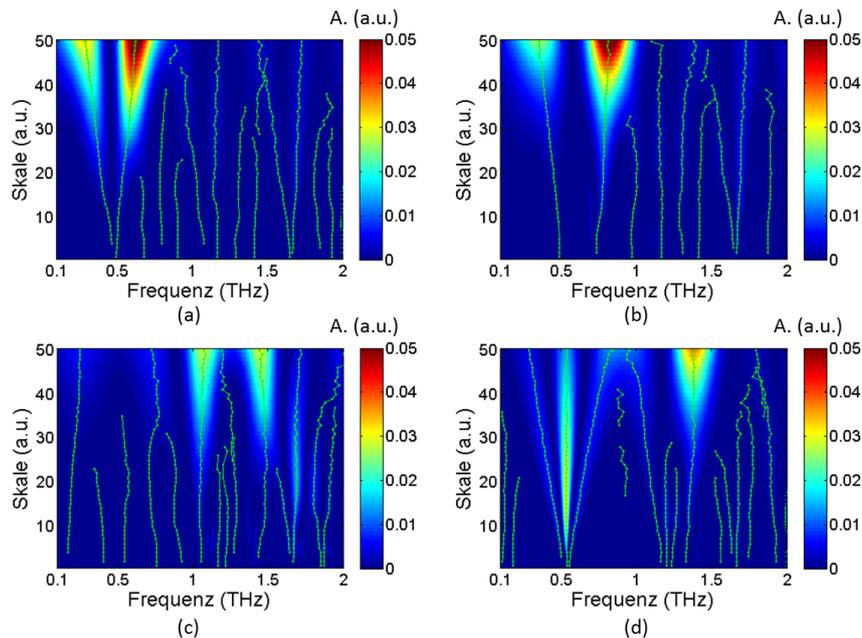


Abb. 60: CWT-Bilder der Datenbanksubstanzen mit der Markierung der maximalen Amplitudenlinien: (a) Chinosol<sup>®</sup>; (b) NaHCO<sub>3</sub>; (c) Schwefel; (d) Laktose [125].

Der Vergleich dieser Amplitudenlinien mit der Datenbank gestaltet sich aufgrund der Vielzahl an Freiheitsgraden bei der Wertigkeit der Parameter wie Frequenz, Skale, Amplitude und Länge als schwierig und bedarf weiterer Untersuchungen und Vergleichsstrategien. Erste Analysen wurden bereits mit Korrelationsmethoden unter Wichtung der Parameter (Gleichung (13)) durchgeführt [234], zeigten aber bezüglich der Erstellung spektral getrennter Sinogramme noch keine verwertbaren Ergebnisse. Diesbezüglich ist die Weiterentwicklung und Verifizierung des Wavelet-basierten Ansatzes durch Verwendung alternativer Verfahren der multivariaten Statistik, z.B. Clusteranalyse, wie in [217], oder RSME<sup>24</sup>-Ansätze, notwendig. Diese sind aber nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit.

### 6.3 Resümee

Die spektrale Identifikation in den Bildern der THz-CT kann mit dem TDS-Prinzip realisiert werden. Hierzu sind die Absorptionsspektren der Bildpunkte mit einer Datenbank zu vergleichen und die zugehörigen Ähnlichkeitswerte z.B. in Form von Korrelationskoeffizienten in den Sinogrammen wiederzugeben. Die einzelnen Schritte zur Gewinnung dieser Ähnlichkeitswerte zwischen Messung und Datenbank sind in Abb. 61 zusammengefasst dargestellt.

<sup>24</sup> RMSE – engl. root mean square error

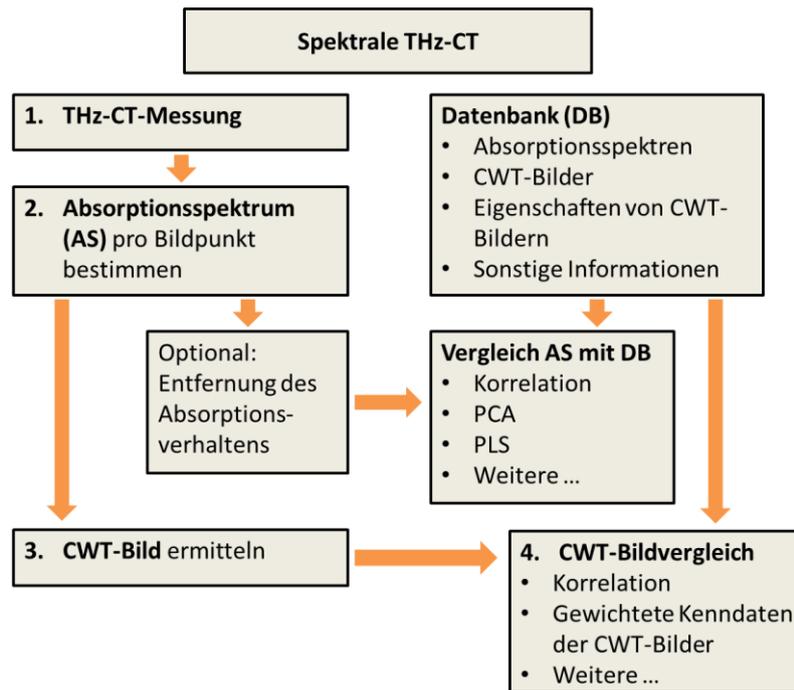


Abb. 61: Schritte der spektralen Identifikation im Rahmen der THz-CT

Mittels der inversen Radon-Transformation können die Ähnlichkeitswerte nun zu Schnittbildern der Untersuchungsobjekte rekonstruiert werden. Der Informationsgehalt der Rekonstruktionsbilder basiert dann auf Werten, die entweder das absolute (ohne Rekonstruktionsfilter) oder relative (mit Rekonstruktionsfilter) Ähnlichkeitsmaß zu einer Substanz in der Datenbank darstellen.

In Rahmen der Arbeit wurde in Abschnitt 6.1 die spektrale Identifikation von Glukose und Laktose in einer tomographischen Schichtmessung demonstriert. Der Vergleich erfolgte hierbei über die Kosinus-Ähnlichkeit mit anschließender rechnerischer Sortierung der Korrelationswerte auf einen Skalenbereich von -1 bis 1. Dadurch konnten die Substanzen innerhalb der Probe nicht nur lokalisiert, sondern auch optisch identifiziert werden. Bei der Verwendung von mehr als 2 Substanzen muss aber entweder der Skalenbereich erweitert werden oder die Betrachtung an Einzelrekonstruktionsbildern zur Datenbank-Substanz erfolgen. Letztere Variante wurde für die in Abschnitt 6.2 durchgeführte tomographische Untersuchung einer Probe mit 4 Substanzen, deren Absorptionsspektren sich zum Teil ähnelten und keine charakteristischen Absorptionslinien zeigten, angewandt. Dabei wurde einer neuer auf der CWT-basierender Ansatz vorgestellt, der mit den Ergebnissen der Pearsonschen Korrelation über das relative breite Spektrum von 0,1 bis 2 THz verglichen wurde. Die Korrelationsrechnung ohne CWT konnte schnell und einfach berechnet werden, allerdings wurden mit dieser Methode die charakteristischen Absorptionslinien von Substanzen nicht mit entsprechender Wichtung beachtet sowie ähnliches spektrales Verhalten auch

mit ähnlichen Korrelationskoeffizienten bewertet. Im Ergebnis war keine eindeutige Identifikation der Substanzen gegeben.

Abhilfe schaffte der rechnerische Zwischenschritt über die CWT, welche die Absorptionsspektren mit einer in der Größe skalierten Wavelet-Funktion als Bandpass-Filter abtastet. Die so entstanden CWT-Bilder enthalten sowohl die charakteristischen Merkmale bestimmter Absorptionslinien, als auch das gefensterte Anstiegsverhalten der Absorption, welches vor allem für Substanzen ohne Absorptionslinien ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal darstellt. Durch die Korrelation der CWT-Bilder mit den Bildern der Datenbank wurde die spektrale Identifikation im Vergleich zur Rechnung ohne CWT verbessert, so dass sich die Korrelationswerte der Einzelsubstanzen pro Bild nun deutlich unterscheiden ließen (siehe Tabelle 5).

Aufgrund der großen Datenmengen der tomographischen Messungen und aus Gründen der Optimierung des Datenbank-Abgleichs wurde ein weiterer Ansatz zur Verwertung charakteristischer Merkmale in den CWT-Bildern vorgestellt (Abschnitt 6.2.4). Allerdings bedarf es weiterer Untersuchungen der Vergleichsmöglichkeiten und Bewertung dieser charakteristischen Merkmale. Zum einen könnte das rein-mathematische Verfahren der Korrelation durch andere Methoden der Statistik (z.B. Clusteranalyse, RMSE) erfolgen, sodass sich die Wertigkeit der spektralen Zuordnung erhöht. Andererseits sind aber auch Untersuchungen zur quantitativen Beurteilung von Substanzen hinsichtlich ihrer Konzentration denkbar, da die CWT-Methode durch den Grunderhalt der spektralen Informationen, im Gegensatz zur PCA oder Wavelet-Zerlegung, noch ausreichend Merkmale zur Bewertung enthält.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Realisierung des optischen Verfahrens der Computer-Tomographie (CT) mit Terahertz (THz)-Strahlung und die Überwindung einzelner damit einhergehenden Herausforderungen für die Überführung dieser Technologie in praxistaugliche Systeme. Ausgehend von der Verwendung gepulster Zeitbereichsspektroskopie (TDS)-Systeme, galt es die zusätzlichen Informationen von Zeit- und spektralen Informationen, gegenüber klassischer CT mit kontinuierlicher Strahlung, für die volumetrische Rekonstruktion der inneren Eigenschaften von Objekten zu verwenden. Die Langwelligkeit der Strahlung und das zeitaufgelöste Messprinzip erzeugen hierbei optische Effekte, die zu Artefakten in den Projektions- und damit in den Rekonstruktionsbildern führen können. So wurden diese im Rahmen der Arbeit untersucht, klassifiziert und Lösungsstrategien zur Korrektur gefunden. Eine weitere Hürde der THz-CT mit TDS-Systemen liegt in der hohen Messzeit des scannenden Verfahrens, bedingt durch den aktuellen Stand bisheriger 1-Pixel-Systeme. Diese galt es durch die Demonstration eines mehrkanaligen Systemansatzes mittels photoleitender Arraytechnologie und Faserlaser-Anregungswellenlänge zu überwinden.

Zunächst wurde der aktuelle Stand von TDS-Systemtechnologien und tomographischen Verfahren im Vergleich zur CT vorgestellt. Anschließend erfolgten die messtechnische und mathematische Beschreibung der CT, basierend auf der gefilterten Rückprojektion sowie die kurze Erläuterung von alternativen iterativen Rechnungen. Erstere wurden im Rahmen der Arbeit aufgrund ausreichender Abtastungsschritte während der Messung verwendet, iterative Methoden könnten aber für zukünftige Messungen mit weniger Projektionsaufnahmen eine wichtige Rolle spielen.

Anschließend wurden der Aufbau und die charakteristische Merkmale von drei THz-Systemen, welche für die CT-Messungen der Arbeit verwendet wurden, dargestellt. Hierbei handelte es sich um ein elektronisches System mit kontinuierlicher Strahlung bei 100 und 300 GHz als Vergleichssystem zur TDS-Technologie. Mit diesem wurde erstmals die seinerseits schnellste Vermessung einer größeren Probe der Dimension von  $35,5 \times 26,5 \times 16,0 \text{ cm}^3$  sowie die Auswertung der Amplitudeninformation demonstriert. Des Weiteren kam ein einkanaliges TDS-System bei Anregungswellenlänge von 800 nm unter Verwendung eines Oberflächenemitters aus InAs als THz-Quelle und einer photoleitenden Antenne aus LTG-GaAs als Detektor zum Einsatz. Dieses erreichte eine spektrale Breite von 0,1 bis 3 THz, Signalstärken bis zu 79 dB und wurde für die Untersuchungen der optischen Effekte und die Verwertung der spektralen Informationen der THz-Pulse eingesetzt. Außerdem entstand erstmals ein neues mehr-

kanaliges TDS-System mit 15 Detektionskanälen einer photoleitenden Antennezeile aus neuen Vielfachschichtsystemen von LTG-InGaAs/InAlAs bei der Anregungswellenlänge von 1030 nm eines Ultrakurzpuls-Faserlasers. Die Materialentwicklungen ergaben hierbei gegenüber dem Ausgangsmaterial von LTG-InGaAs eine Signalsteigerung um Faktor 1500. Das Mehrkanal-System erreichte damit Signalstärken von bis zu 39 dB für die maximale THz-Pulsamplitude in der Mitte der Detektorzeile und eine spektrale Breite von 0,1 bis 0,8 THz. Da bislang maximal 15% der gesamten mittleren Ausgangsleistung des Faserlasers zur Anregung verwendet wurden, gibt es bei dem Zeilendetektor Optimierungsspielraum, zum Beispiel hinsichtlich der Skalierbarkeit zu mehreren Detektionskanälen oder der Herstellung eines Arrays. Des Weiteren können in Zukunft die durch THz-Optik verursachten Signalverluste und –Artefakte in Messsignalen mit neuen Laser-genierten Antireflexstrukturen, wie sie im Rahmen der Arbeit entwickelt wurden, minimiert werden. Es erfolgte die Entspiegelung von sphärischen Linsen aus hochohmigem Silizium für den Spektralbereich von 0,25 bis 1,5 THz, wobei sich die spektrale Amplitude einzelner Frequenzen um bis zu 58% und die PP-Amplitude des THz-Pulses bis zu 28,5% steigern ließen. Mit dem mehrkanaligen TDS-System war es dann auch erstmal möglich, dreidimensionale Messungen von Proben mit Faktor 15 verkürzter Messzeit zu realisieren. Hierzu wurde mit der Vermessung einer EPP-Probe aus der Automobilindustrie ein Beispiel gegeben. Ausgehend von dem im Rahmen der Arbeit entwickelten patentierten Verfahren zur Bestimmung der absoluten Dichte in Schaumteilen konnten anhand der rekonstruierten Zeitinformationen Aussagen über die volumetrische Dichteverteilung innerhalb des Bauteils getroffen werden.

Im Rahmen der Untersuchung der optischen Effekte wurden zwei Haupteffekte klassifiziert. Hierbei handelte es sich zum einen um den Kanteneffekt, welcher sich wiederum aus den Effekten von zeitlicher Pulsaufspaltung durch den endlichen THz-Fokus, sowie den Beugungseffekten, die sich in der Abbildungsleistung des THz-Systems niederschlagen, zusammensetzt. Ersterer konnte beispielsweise mittels der selektiven Detektion von Pulsen im Zeitsignal (z.B. STFT) und anschließender Rekonstruktion der getrennten THz-Pulse zu mehreren Einzelbildern umgangen werden. Letzterer konnte durch Anwendung von Entfaltungs-Operationen (z.B. Lucy-Richardson) auf die Projektionsmessungen mittels der gemessenen, optischen Übertragungsfunktion des THz-Systems, bezüglich der optischen Schärfe in Rekonstruktionsbildern, verbessert werden. Eine qualitative Beurteilung der Schärfe steht aus und bedarf weiterer Untersuchungen.

Der andere optische Haupteffekt ist die Brechung, welche aufgrund des Brechungsindex der Untersuchungsobjekte ( $>1$ ) im Rahmen der Rotation der Pro-

bekörper zu Signalverlusten in den Projektionen und damit zu Artefakten in den Rekonstruktionsbildern führt. Diese konnten in der Arbeit geometrisch-optisch für verschiedene Frequenzen und Kunststoffkörper simuliert werden, sodass nun ein starkes Simulationswerkzeug für künftige Systemkonzepte gegeben ist. Unter der Prämisse von mehrkanaligen Detektorarrays könnten THz-Systeme in Zukunft nicht nur hinsichtlich ihrer optischen Abbildungsleistung, sondern auch bezüglich des Brechungsverhaltens von Proben optimiert werden, wodurch sich die Signalverluste messtechnisch erfassen und rechnerisch kompensieren lassen.

Im Rahmen der Arbeit wurde außerdem erstmals die spektrale Verwertung der TDS-Informationen im Rahmen der THz-CT demonstriert. Hierbei wurden nahezu effektfreie Proben aus niedrigbrechenden Polymerschäumen mit verschiedenen Substanzen befüllt. Diese besaßen zum Teil keine charakteristischen Absorptionslinien, sodass die Korrelation als ein mögliches Verfahren der Chemometrie zwischen den Absorptionsspektren der Messung und Datenbank nicht immer die eindeutige Identifizierung zuließ. Dennoch konnte im Rahmen der Arbeit ein neues Wavelet-basiertes Verfahren als Alternative zur bisherigen Hauptkomponentenanalyse (PCA) entwickelt werden. Dieses behielt ohne Beschränkung der Informationen die Charakteristiken von Absorptionsspektren, mit und ohne eindeutige Absorptionslinien, bei. Dadurch verbesserte sich die Qualität der spektralen Identifikation und ähnliche Substanzen waren in den Rekonstruktionsbildern gegenüber der Korrelationsrechnung für den Spektralbereich von 0,1 bis 2 THz eindeutig zu unterscheiden.

Im Ergebnis konnte das optische Verfahren der THz-CT an verschiedenen Beispielen demonstriert werden. Es entstanden systemtechnische Konzepte und Lösungen zur Verbesserung der Signalqualitäten und Messgeschwindigkeiten für zukünftige TDS-Systeme. Auch wurden Strategien zur Handhabung und Überwindung der optischen Effekte vorgestellt, die sich im Rahmen der langwelligeren Strahlung in bildgebenden Verfahren nicht vermeiden lassen. So kann unter dem aktuellen Standpunkt heutiger und zukünftiger Entwicklungen davon ausgegangen werden, dass sich die THz-CT in der Industrie etablieren wird. Hierbei bietet das Verfahren in einigen Bereichen und Branchen eine Alternative zur Röntgentechnologie, da viele Materialien und Stoffe optisch zerstörungsfrei durchdrungen werden können und gleichzeitig keine Strahlenschutzmaßnahmen erforderlich sind. Die zusätzlichen Informationen bei der Verwendung von THz-Pulsen liefern zudem das Potenzial für vielfältige neue Anwendungen.

## Literaturverzeichnis

- [1] MITTLEMAN, D.: *Sensing with Terahertz Radiation*. Berlin-Heidelberg: 1. Aufl. Springer Verlag, 2003. - ISBN 978-3-540-45601-8
- [2] SAKAI, K.: *Terahertz optoelectronics*. 1. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2005. - ISBN 978-3-540-20013-0
- [3] JANSEN, C.; WIETZKE, S.; PETERS, O.; SCHELLER, M.; VIEWEG, N.; SALHI, M.; KRUMBHOLZ, N.; JÖRDENS, C.; HOCHREIN, T.; KOCH, M.: Terahertz imaging: applications and perspectives. *In: Appl. Opt.* 49 (2010), Nr. 19, S. E48-E57
- [4] KOCH, M.; HUNSCHE, S.; SCHUMACHER, P.; NUSS, M. C.; FELDMANN, J.; FROMM, J.: THz-imaging: a new method for density mapping of wood. *In: Wood Sci. Technol.* 32 (1998), Nr. 6, S. 421-427
- [5] FEDERICI, J.; MOELLER, L.: Review of terahertz and subterahertz wireless communications. *In: J. Appl. Phys.* 107 (2010), Nr. 11, S. 1-22
- [6] HU, B.; NUSS, M. C.: Imaging with terahertz waves. *In: Opt. Lett.* 20 (1995), Nr. 16, S. 1716-1718
- [7] ZHANG, X. C.: Terahertz wave imaging: horizons and hurdles. *In: Phys. Med. Biol.* 47 (2002), S. 3667-3677
- [8] LIU, G.: Visualization of patents and papers in terahertz technology: a comparative study. *In: Scientometrics* 94 (2013), Nr. 3, S. 1037-1056
- [9] STOIK, C. D.; BOHN, M. J.; L., J.; BLACKSHIRE,: Nondestructive evaluation of aircraft composites using transmissive terahertz time domain spectroscopy. *In: Opt. Express* 16 (2008), Nr. 21, S. 17039-17051
- [10] WIETZKE, S.; KRUMBHOLZ, N.; VIEWEG, N.; KOCH, M.; HOCHREIN, T.; KRETSCHEMER, K.; BASTIAN, M.: Terahertz-Forschung begegnet Kunststofftechnik. *In: tm - Tech. Mess.* 75 (2008), Nr. 1, S. 31-36
- [11] GERTH, C.; BRAHM, A.; REICHMANN, V.; NOTNI, G.: *Investigation of spectral properties of textile*. In: Proc. of 37th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2012, Wollongong, Australia. <http://dx.doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2012.6380095>
- [12] JEPSEN, P. U.; COOKE, D. G.; KOCH, M.: Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications. *In: Laser und Photonics Reviews* 5 (2011), Nr. 1, S. 124-166
- [13] FEDERICI, J. F.; SCHULKIN, B.; HUANG, F.; GARY, D.; BARAT, R.; OLIVEIRA, F.; ZIMDARS, D.: THz imaging and sensing for security applications - explosives, weapons and drugs. *In: Semicond. Sci. and Technol.* 20 (2005), Nr. 7, S. 266-280

- [14] LIU, H.; ZHONG, H.; KARPOWICZ NICHOLAS CHEN, Y.; ZHANG, X.: Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications. *In: Proc. of IEEE 95* (2007), Nr. 8, S. 1514-1527
- [15] MOLTER, D.; THEUER, M.; JONUSCHEIT, J.; TOROSYAN, G.; BEIGANG, R.: Terahertz-Spektroskopie - Messung von Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern. *In: GIT Labor-Fachzeitschrift 6* (2012), S. 446-448
- [16] SIEGEL, P. H.: *Terahertz technology in biology and medicine*. *In: Proc. of IEEE MTT-S Intern. Microwave Symposium Digest, 2004, Pasadena, CA, USA.* <http://dx.doi.org/10.1109/MWSYM.2004.1338880>
- [17] PICKWELL, E.; WALLACE, V. P.: Biomedical applications of terahertz technology. *In: J. Phys. D Appl. Phys.* 39 (2006), Nr. 17, S. R301-R310
- [18] NAKAJIMA, S.; HOSHINA, H.; YAMASHITA, M.; OTANI, C.; MIYOSHI, N.: Terahertz imaging diagnostics of cancer tissues with a chemometrics technique. *In: Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), Nr. 4, S. 041102-1 - 041102-3
- [19] BRAHM, A.; TÜNNERMANN, A.; WICHMANN, F.; GERTH, C.; TYMOSHCHUK, M.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.: Terahertz computed tomography helps ID chemical substances. *In: Photon. Spectra* 45 (2011), Nr. 12, S. 40-43
- [20] TOPTICA Photonics AG: URL [http://www.toptica.com/products/terahertz\\_generation/fs\\_packages.html](http://www.toptica.com/products/terahertz_generation/fs_packages.html), - Zugriff 01.10.14
- [21] Menlo Systems GmbH: URL <http://www.menlosystems.com/products/?families=78>, - Zugriff 01.10.14
- [22] Teraview Ltd: URL <http://www.teraview.com/>, - Zugriff 01.10.2014
- [23] FERGUSON, B.; WANG, S.; GRAY, D.; ABBOT, D.; ZHANG, X. C.: T-ray computed tomography. *In: Opt. Lett.* 27 (2002), Nr. 15, S. 1312-1314
- [24] BRAHM, A.; WILMS, A.; TYMOSHCHUK, M.; GROSSMANN, C.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Optical Effects at projection measurements for Terahertz tomography. *In: Opt. Laser Technol.* 62 (2014), S. 49-57
- [25] NAGATSUMA, T.: Terahertz technologies: present and future. *In: IEICE Electron. Expr.* 8 (2011), Nr. 14, S. 1127-1142
- [26] WILK, R.; BREITFELD, F.; MIKULICS, M.; KOCH, M.: Continuous wave terahertz spectrometer as a noncontact thickness measuring device. *In: Appl. Optics* 47 (2008), Nr. 16, S. 3023-3026
- [27] SCHELLER, M.; BAASKE, K.; KOCH, M.: Multifrequency continuous wave terahertz spectroscopy for absolute thickness determination. *In: Appl. Phys. Lett.* 96 (2010), Nr. 15, S. 151112-1 –151112-3
- [28] SCHELLER, M.; PAUL, J. R.; LAURAIN, A.; YOUNG, A.; KOCH, S. W.; MOLONEY, J. V.: *Terahertz generation by difference frequency conversion of two single-frequency VECSELS in an external resonance cavity*. 2014, <http://dx.doi.org/10.1117/12.2040399>

- [29] EISELE, H.: State of the art and future of electronic sources at terahertz frequencies. *In: Electron. Lett.* 46 (2010), Nr. 26, S. 8-11
- [30] MUKHERJEE, M.; MAZUMDER, N.; ROY, S. K.; GOSWAMI, K.: GaN IMPATT diode: a photo-sensitive high power terahertz source. *In: Semicond. Sci. Tech.* 22 (2007), Nr. 12, S. 1258-1267
- [31] EISELE, H.; RYDBERG, A.; HADDAD, G. I.: Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above. *In: IEEE T. Microw. Theory* 48 (2000), Nr. 4, S. 626-631
- [32] WARD, J.; SCHLECHT, E.; CHATTOPADHYAY, G.; MAESTRINI, A.; GILL, J.; MAIWALD, F.; JAVADI, H.; MEHDI, I.: *Capability of THz sources based on Schottky diode frequency multiplier chains*. In: IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2004, <http://dx.doi.org/10.1109/MWSYM.2004.1338884>
- [33] WILLIAMS, B. S.: Terahertz quantum-cascade lasers. *In: Nat. Photonics* 1 (2007), Nr. 9, S. 517-525
- [34] GAVRILOV, N. G.; KNYAZEV, B. A.; KOLOBANOV, E. I.; KOTENKOV, V. V.; KUBAREV, V. V.; KULIPANOV, G. N.; MATVEENKO, A. N.; MEDVEDEV, L. E.; MIGINSKY, S. V.; MIRONENKO, L. A.; ET AL.: Status of the Novosibirsk high-power terahertz FEL. *In: Nucl. Instrum. Meth. A* 575 (2007), Nr. 1, S. 54-57
- [35] HOFFKNECHT, A.; HOLTMANNSPÖTTER, D.; ZWECK, A.: *Die Terahertz-Technologie und ihre möglichen Anwendungen*. VDI Technologiezentrum, Zukünftige Technologien Nr. 64, ISSN 1436-5928, 2006.
- [36] EXTER, M. v.; FATTINGER, C.; D. GRISCHKOWSKY,: Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *In: Opt. Lett.* 14 (1989), Nr. 20, S. 1128-1130
- [37] B. Pradarutti: *Mehrkanaldetektion ultrakurzer Terahertz Pulse*. Friedrich-Schiller-Universität, Jena, Dissertation, 2008
- [38] DAI, J.; LIU, J.; ZHANG, X.: Terahertz wave air photonics: terahertz wave generation and detection with laser-induced gas plasma. *In: IEEE J. Sel. Top. Quant.* 17 (2011), Nr. 1, S. 183-190
- [39] DIETZ, R. J. B.; ROEHLE, H.; STANZE, D.; MONTANARO, V.; HENSEL, H. J.; SCHELL, M.; SARTORIUS, B.: *Mesa structured photoconductive antennas for 1.5 $\mu$ m: All-fibre THz-TDS spectroscopy beyond 4 THz*. In: Proc. of. Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2010, <http://dx.doi.org/10.1109/ICIMW.2010.5612633>
- [40] JONUSCHEIT, J.; HERRMANN, M.; BEIGANG, R.: Transparente Analyse: Photonische Terahertz-Technologie für Grundlagen und Anwendungen. *In: Physik-Journal* 8 (2009), Nr. 1, S. 31-36

- [41] Terasense Development Labs LLC: URL <http://terasense.com/products/sub-thz-imaging-cameras/>, - Zugriff 01.08.2014
- [42] LEITENSTORFER, A.; HUNSCHE, S.; SHAH, J.; NUSS, M. C.; KNOX, W. H.: Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory. *In: Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), Nr. 11, S. 1516-1518
- [43] HERRMANN, M.; TANI, M.; SAKAI, K.; WATANABE, M.: *Multi-channel signal recording with photoconductive antennas for THz imaging*. In: Proc. of IEEE Tenth International Conference on Terahertz Electronics, 2002, <http://10.1109/THZ.2002.1037581>
- [44] PRADARUTTI, B.; MÜLLER, R.; FREESE, W.; MATTHÄUS, G.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: Terahertz line detection by a microlens array coupled photoconductive antenna array. *In: Opt. Express* 16 (2008), Nr. 22, S. 18443-18450
- [45] BRAHM, A.; SCHARNOWSKI, S.; PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOLTE, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *128 channel THz ultrashort pulse system*. In: Proc. of the Europ. Quant. Electron. Conf. in Lasers and Electro-Optics, 2009, Munich, Germany. <http://dx.doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2009.5191953>
- [46] BRAHM, A.; PRADARUTTI, B.; SCHARNOWSKI, S.; BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOLTE, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *128 channel THz ultrashort pulse system*. In: Proc. of 34th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2009, Busan, South Korea. <http://dx.doi.org/10.1109/ICIMW.2009.5324661>
- [47] BRÜCKNER, C.; PRADARUTTI, B.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Design of a THz optics for a 128 channel THz imaging system*. In: Proc. of 34th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2009, Busan, South Korea. <http://dx.doi.org/10.1109/ICIMW.2009.5324964>
- [48] Duden: URL <http://www.duden.de/rechtschreibung/Tomografie>, - Zugriff 25.09.2014
- [49] WANG, S.; ZHANG, X. - C.: Pulsed terahertz tomography. *In: J. Phys. D Appl. Phys.* 37 (2004), Nr. 4, S. 1-36
- [50] GUILLET, J. P.; RECUR, B.; FREDERIQUE, L.; BOUSQUET, B.; CANIONI, L.; MANEK-HÖNNINGER, I.; DESBARATS, P.; MOUNAIX, P.: Review of Terahertz Tomography Techniques. *In: J. Infrared Millim. Te.* 35 (2014), Nr. 4, S. 382-411
- [51] MITTLEMAN, D. M.; HUNSCHE, S.; BOIVIN, L.; NUSS, M. C.: T-ray tomography. *In: Opt. Lett.* 22 (1997), Nr. 12, S. 904-906
- [52] ROBINSON, D. E.; CHEN, F.; WILSON, L. S.: Measurement of velocity of propagation from ultrasonic pulse-echo data. *In: Ultrasound Med. Biol.* 8 (1982), Nr. 4, S. 413-420

- [53] MITTLEMAN, D. M.; JACOBSEN, R. H.; NUSS, M. C.: T-Ray Imaging. *In: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2 (1996), Nr. 3, S. 679-692
- [54] PUPEZA, I.; WILK, R.; KOCH, M.: Highly accurate optical material parameter determination with THz time-domain spectroscopy. *In: Opt. Express* 15 (2007), Nr. 7, S. 4335-4350
- [55] WITHAYACHUMNANKUL, W.; FERGUSON, B.; RAINSFORD, T.; MICKAN, S. P.; ABBOT, D.: Material parameter extraction for terahertz time-domain spectroscopy using fixed-point iteration. *In: Proc. of SPIE* 5840 (2005), S. 221-231
- [56] BRAHM, A.; WEIGEL, A.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Highly precise parameter extraction of thin multi-layers in THz transmission and reflection geometry.* In: 36th Int. Conf. on IRMMW-THz, 2011, <http://dx.doi.org/10.1109/irmmw-THz.2011.6104869>
- [57] WANG, S.; FERGUSON, B.; ABBOTT, D.; ZHANG, X.: T-ray imaging and tomography. *In: J. Biol. Phys.* 29 (2003), Nr. 2, S. 247-256
- [58] BORN, M.; JORDAN, P.: Zur Quantenmechanik. *In: Zeitschrift für Physik* 34 (1925), Nr. 1, S. 858-888
- [59] RYTOV, S. M.: Sur la transition de l'optique ondulatoire à l'optique géométrique. *In: Dok. Akad. Nauk. USSR* 18 (1983), S. 263-267
- [60] WANG, S.; ZHANG, X.: Tomographic imaging with a terahertz binary lens. *In: Appl. Phys. Lett.* 82 (2003), Nr. 12, S. 1821-1823
- [61] HACK, E.; PETER ZOLLIKER,: Terahertz holography for imaging amplitude and phase objects. *In: Opt. Express* 22 (2014), Nr. 13, S. 16079-16086
- [62] LI, Q.; DING, S. H.; LI, Y. D.; XUE, K.; WANG, Q.: Experimental research on resolution improvement in CW THz digital holography. *In: Appl. Phys. B* 107 (2012), Nr. 1, S. 103-110
- [63] DLR: URL [http://www.dlr.de/dlr/desktopdefault.aspx/tabid-10382/570\\_read-431/#/gallery/356](http://www.dlr.de/dlr/desktopdefault.aspx/tabid-10382/570_read-431/#/gallery/356), - Zugriff 26.09.2014
- [64] O'HARA, J.; D. GRISCHKOWSKY,: Synthetic phased-array terahertz imaging. *In: Opt. Lett.* 27 (2002), Nr. 12, S. 1070-1072
- [65] CHAN, W. L.; DEIBEL, J.; MITTLEMAN, D. M.: Imaging with terahertz radiation. *In: Rep. Prog. Phys.* 70 (2007), S. 1325-1379
- [66] O'HARA, J.; GRISCHKOWSKY, D.: Quasi-optic, synthetic phased-array terahertz imaging. *In: JOSA B* 21 (2004), Nr. 6, S. 1178-1191
- [67] HENRY, S. C.: *3-D Terahertz Synthetic-Aperture Imaging and Spectroscopy.* Portland State University, Phd thesis, 2013
- [68] FRITZ, J.; GASIEWSKI, A. J.; ZHANG, K.: *3D surface imaging through visual obscurants using a sub-THz radar.* 2014, <http://10.1117/12.2050073>
- [69] ESSEN, H.; ZIMMERMANN, R.; MOLL, J.; KROZER, V.; KLEIN, B.; KRAMER, I.: *A four-element 80-GHz luggage scanner based on the synthetic aperture*

- radar principle*. In: Proc. of 14th Intern. Radar Symposium (IRS), 2013, [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs\\_all.jsp?arnumber=6581685&tag=1](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=6581685&tag=1)
- [70] HENRY, S. C.; ZURK, L. M.; SCHECKLMAN, S.; DUNCAN, D. D.: Three-dimensional broadband terahertz synthetic aperture imaging. *In: Opt. Eng.* 51 (2012), Nr. 9, S. 091603-1 – 091603-9
- [71] Universitätsklinikum Schleswig-Holstein: URL [http://www.uksh.de/brustzentrum-kiel/Diagnostik/Bildgebung/3D\\_Tomosynthese-p-158.html](http://www.uksh.de/brustzentrum-kiel/Diagnostik/Bildgebung/3D_Tomosynthese-p-158.html), - Zugriff 26.09.2014
- [72] SUNAGUCHI, N.; SASAKI, Y.; MAIKUSA, N.; KAWAI, M.; YUASA, T.; CHIKO OTANI,: Depth-resolving THz imaging tomosynthesis. *In: Opt. Express* 17 (2009), Nr. 12, S. 9558-9570
- [73] RECUR, B.; FREDERIQUE, L.; PERRAUD, J. B.; GUILLET, J.; MANEK-HONNINGER, I.; DESBARATS, P.; MOUNAIX, P.: *3D millimeter waves Tomosynthesis for the control of aeronautics materials*. In: Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2013 38th International Conference on, 2013, <http://10.1109/IRMMW-THz.2013.6665691>
- [74] SCHMITT, R.; ISENBERG, C.: Computertomografie für industrielle dimensionelle Messtechnik. *In: tm-Tech. Mess.* 81 (2014), Nr. 5, S. 201-208
- [75] BRENNER, D. J.; HALL, E. J.: Computed Tomography - An Increasing Source of Radiation Exposure. *In: New. Engl. J. Med.* 357 (2007), Nr. 22, S. 2277-2284
- [76] KELLERER, A. M.: Von der Dosis zum Risiko. *In: GSF-Forschungszentrum: mensch+ umwelt spezial* 18 (2006),
- [77] YIN, X.; NG, B. W. H.; FERGUSON, B.; MICKAN, S. P.; ABBOTT, D.: 2-D Wavelet Segmentation in 3-D T-Ray Tomography. *In: IEEE Sens. J.* 7 (2007), Nr. 3, S. 342-343
- [78] BRAHM, A.; WEIGEL, A.; KUNZ, M.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Volumetric analysis using terahertz tomography techniques*. In: Proc. of 35th Int. Conf. on IRMMW-THz, 2010, Rome, Italy.
- [79] BRAHM, A.; BAUER, M.; HOYER, T.; QUAST, H.; LOEFFLER, T.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *All-electronic 3D computed THz tomography*. In: Proc. of 36th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2011, Houston, USA. <http://dx.doi.org/10.1109/irmmw-THz.2011.6105203>
- [80] BRAHM, A.; WILMS, A.; DIETZ, R. J. B.; GÖBEL, T.; SCHELL, M.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Multichannel terahertz time-domain spectroscopy system at 1030 nm excitation wavelength. *In: Opt. Express* 22 (2014), Nr. 11, S. 12982-12993
- [81] JEWARIYA, M.; ABRAHAM, E.; KITAGUCHI, T.; OHGI, Y.; MINAMI, M.; ARAKI, T.; TAKESHI YASUI,: Fast three-dimensional terahertz computed tomo-

- graphy using real-time line projection of intense terahertz pulse. *In: Opt. Express* 21 (2013), Nr. 2, S. 2423-2433
- [82] ABRAHAM, E.; OHGI, Y.; MINAMI, M.; JEWARIYA, M.; NAGAI, M.; ARAKI, T.; TAKESHI YASUI,: Real-time line projection for fast terahertz spectral computed tomography. *In: Opt. Lett.* 36 (2011), Nr. 11, S. 2119-2121
- [83] ROTHBART, N.; RICHTER, H.; WIENOLD, M.; SCHROTTKE, L.; GRAHN, H. T.; HUBERS, H.: *Fast terahertz computed-tomography imaging with a quantum-cascade laser and a scanning mirror*. In: Proc. of 38th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2013, <http://dx.doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2013.6665596>
- [84] MUKHERJEE, S.; FEDERICI, J.; LOPES, P.; CABRAL, M.: Elimination of Fresnel Reflection Boundary Effects and Beam Steering in Pulsed Terahertz Computed Tomography. *In: Journal Infrared Millim. Te.* 34 (2013), Nr. 9, S. 1-17
- [85] BRAHM, A.; MERX, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Optical Effects at projection measurements for Terahertz*. In: Proc. of 38th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2014, Tucson, Arizona.
- [86] RECUR, B.; YOUNUS, A.; SALORT, S.; MOUNAIX, P.; CHASSAGNE, B.; DESBARATS, P.; CAUMES, J.; ABRAHAM, E.: Investigation on reconstruction methods applied to 3D terahertz computed tomography. *In: Opt. Express* 19 (2011), Nr. 6, S. 5105-5117
- [87] RECUR, B.; BALACEY, H.; SLEIMAN, J. B.; PERRAUD, J. B.; GUILLET, J.; KINGSTON, A.; P. MOUNAIX,: Ordered subsets convex algorithm for 3D terahertz transmission tomography. *In: Opt. Express* 22 (2014), Nr. 19, S. 23299-23309
- [88] HERRMANN, M.; TANI, M.; SAKAI, K.: Display Modes in Time-Resolved Terahertz Imaging. *In: Jpn. J. Appl. Phys.* 39 (2000), Nr. 11, S. 6254-6258
- [89] WITHAYACHUMNANKUL, W.; FERGUSON, B.; RAINSFORD, T.; MICKAN, S. P.; ABBOTT, D.: Simple material parameter estimation via terahertz time-domain spectroscopy. *In: Electron. Lett.* 41 (2005), Nr. 14, S. 800-801
- [90] DUVILLARET, L.; GARET, F.; COUTAZ, J.: A Reliable Method for Extraction of Material Parameters in Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *In: IE-EE J. Sel. Top. Quant.* 2 (1996), Nr. 3, S. 739-746
- [91] PEDROTTI, F. L.; PEDROTTI, L.; BAUSCH, W.; SCHMIDT, H.: *Optik für Ingenieure*. Berlin-Heidelberg: 4. Aufl. Springer Verlag, 2008. - ISBN 978-3-540-73471-0
- [92] BRÜCKNER, C.: *THz-Optiken für Bildgebungssysteme*. Friedrich-Schiller-Universität, Jena, Dissertation, 2010

- [93] HAFERKORN, H.: *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. Leipzig, Berlin, Heidelberg: 4. Aufl. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2002. - ISBN 978-3527403721
- [94] BRAHM, A.: *Aufbau und Charakterisierung eines Messsystems für die Tomographie mittels ultrakurzer Terahertz-Pulse*. Jena, Fachhochschule Jena, Fachbereich Sci-Tec, Masterarbeit, 2009
- [95] SCHELLER, M.: *Erzeugung und Nachweis von Terahertz-Strahlung unter Verwendung von Multimode-Lasersystemen*. Marburg, Philipps-Universität Marburg, 2011
- [96] SCHELLER, M.; KOCH, M.: Fast and accurate thickness determination of unknown materials using terahertz time domain spectroscopy. *In: J. Infrared Millim. Te.* 30 (2009), Nr. 7, S. 762-769
- [97] SCHELLER, M.; JANSEN, C.; KOCH, M.: Analyzing sub-100- $\mu$ m samples with transmission terahertz time domain spectroscopy. *In: Opt. Commun.* 282 (2009), Nr. 7, S. 1304-1306
- [98] MERX, S.: *Kanteneffekte in der Bildgebung mit Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie-Systemen*. Ernst-Abbe-Fachhochschule, Jena, Bachelorarbeit, 2014
- [99] RADON, J.: Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. *In: Ber. Sächs. Akad. Wiss. (Leipzig)* 69 (1917), S. 262-267
- [100] HOUNSFIELD, G. N.: Computerized transverse axial scanning (tomography): Part 1. Description of system. *In: Brit. J. Radiol.* 46 (1973), Nr. 552, S. 1016-1022
- [101] HSIEH, J.: *Computed tomography: principles, design, artifacts, and recent advances*. Bellingham, Washington, USA: 2. Aufl. SPIE Press & John Wiley & Sons, Inc., 2009. - ISBN 978-0470563533
- [102] BEYERER, J.; PUENTE LEN, F.: Die Radontransformation in der digitalen Bildverarbeitung (The Radon Transform in Digital Image Processing). *In: at-Automatisierungstechnik* 50 (2002), Nr. 10, S. 472-480
- [103] TU Kaiserslautern: URL <http://www.physik.uni-kl.de/uploads/media/GrundlagenCT.pdf>, - Zugriff 08.01.2009
- [104] KUNZ, M.: *Tomographische Untersuchungen mittels Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie*. Technische Universität Ilmenau, Bachelorarbeit, 2010
- [105] BRAHM, A.; PRADARUTTI, B.; KUNZ, M.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: *THz tomography in transmission and reflection*. *In: Proc. of 34th Intern. Conf. on IRMMW-THz*, 2009, <http://dx.doi.org/10.1109/ICIMW.2009.5324635>

- [106] QURESHI, S. A.; MIRZA, S. M.; ARIF, M.: *Inverse Radon Transform-Based Image Reconstruction using Various Frequency Domain Filters in Parallel Beam Transmission Tomography*. In: Student Conf. on Engineering Sciences and Technology, 2005, <http://dx.doi.org/10.1109/SCONEST.2005.4382887>
- [107] TOFT, P.: *The Radon Transform, Theorie and Implementation*. Department of Mathematical Modelling, Technical University of Denmark, Ph. D. Thesis, Ch. 8 ff., 1996
- [108] PRAKASH, P.; KALRA, M. K.; DIGUMARTHY, S. R.; HSIEH, J.; PIEN, H.; SINGH, S.; GILMAN, M. D.; SHEPARD, J. O.: Radiation dose reduction with chest computed tomography using adaptive statistical iterative reconstruction technique: initial experience. In: *J. Comput. Assist. Tomo.* 34 (2010), Nr. 1, S. 40-45
- [109] BEISTER, M.; KOLDITZ, D.; KALENDER, W. A.: Iterative reconstruction methods in X-ray CT. In: *Phys. Medica* 28 (2012), Nr. 2, S. 94-108
- [110] ANDERSEN, A. H.; KAK, A. C.: Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART): A superior implementation of the ART algorithm. In: *Ultrasonic Imaging* 6 (1984), Nr. 1, S. 81-94
- [111] MANGLOS, S. H.; GAGNE, G. M.; KROL, A.; THOMAS, F. D.; NARAYANASWAMY, R.: Transmission maximum-likelihood reconstruction with ordered subsets for cone beam CT. In: *Phys. Med. Biol.* 40 (1995), Nr. 7, S. 1225-1241
- [112] RECUR, B.; GUILLET, J. P.; MANEK-HÖNNINGER, I.; DELAGNES, J. C.; BENHARBONE, W.; DESBARATS, P.; DOMENGER, J. P.; CANIONI, L.; MOUNAIX, P.: Propagation beam consideration for 3D THz computed tomography. In: *Opt. Express* 20 (2012), Nr. 5, S. 5817-5829
- [113] KAMPHUIS, C.; BEEKMAN, F. J.: Accelerated iterative transmission CT reconstruction using an ordered subsets convex algorithm. In: *IEEE T. Med. Imaging* 17 (1998), Nr. 6, S. 1101-1105
- [114] FISCHER, B. M.; DEMARTY, Y.; SCHNEIDER, M.; LÖFFLER, T.; KEIL, A.; QUAST, H.: *THz all-electronic 3D imaging for safety and security applications*. In: Proc. SPIE Defense, Security, and Sensing, 2010, Orlando, USA. <http://dx.doi.org/10.1117/12.851434>
- [115] MÜLLER, R.: *Aufbau und Charakterisierung eines Systems zur breitbandigen Mehrkanal-THz-Bildgebung*. Fachhochschule, Jena, Fachhochschule Jena, Masterarbeit, 2008
- [116] GU, P.; TANI, M.; KONO, S.; SAKAI, K.; ZHANG, X.: Study of terahertz radiation from InAs and InSb. In: *J. Appl. Phys.* 91 (2002), Nr. 9, S. 5533-5537

- [117] ZHANG, X.; HU, B. B.; DARROW, J. T.; AUSTON, D. H.: Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces. *In: Appl. Phys. Lett.* 56 (1990), Nr. 11, S. 1011-1013
- [118] DAI, J.; ZHANG, J.; ZHANG, W.; GRISCHKOWSKY, D.: Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon. *In: J. Opt. Soc. Am. B* 21 (2004), Nr. 7, S. 1379-1386
- [119] GRISCHKOWSKY, D.; KEIDING, S.; VAN EXTER, M.; FATTINGER, C.: Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *In: J. Opt. Soc. Am. B* 7 (1990), Nr. 10, S. 2006-2015
- [120] BRAHM, A.; WEIGEL, A.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Interferometrie mit ultrakurzen Terahertz-Pulsen*. In: Proceedings of DGaO, 2011, Ilmenau, Germany. [http://www.dgao-proceedings.de/download/112/112\\_b34.pdf](http://www.dgao-proceedings.de/download/112/112_b34.pdf)
- [121] FREESE, W.; PRADARUTTI, B.; RIEHEMANN, S.; ECKSTEIN, H.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: *Multi-channel detection of ultrashort THz-pulses based on photoconductive antennas*. In: Proc. of SPIE 7215, THz Techn. Appl. 2, 2009, <http://dx.doi.org/10.1117/12.810245>
- [122] Stanford Research Systems: *MODEL SR830 DSP Lock-In Amplifier*. Benutzerhandbuch: 2005.
- [123] KHOSROFIAN, J. M.; GARETZ, B. A.: Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data. *In: Appl. Opt.* 22 (1983), Nr. 21, S. 3406-3410
- [124] MAGNES, J.; ODERA, D.; HARTKE, J.; FOUNTAIN, M.; FLORENCE, L.; DAVIS, V.: Quantitative and Qualitative Study of Gaussian Beam Visualization Techniques. *In: arXiv:physics/0605102 v1* (2006),
- [125] PRADARUTTI, B.; RAU, C.; TOROSYAN, G.; BEIGANG, R.; KAWASE, K.: Plasmonic response in a one-dimensional periodic structure of metallic rods. *In: Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), Nr. 20, S. 204105-1 – 204105-3
- [126] Vision Doctor: URL <http://www.vision-doctor.de/dokumente/6-grundlagen-und-verwendung-siemensstern/download.html> Siemensstern auflösung, - Zugriff 26.06.2014
- [127] ROEHLE, H.; DIETZ, R. J. B.; HENSEL, H. J.; BÖTTCHER, J.; KÜNZEL, H.; STANZE, D.; SCHELL, M.; SARTORIUS, B.: Next generation 1.5  $\mu\text{m}$  terahertz antennas: mesa-structuring of InGaAs/InAlAs photoconductive layers. *In: Opt. Express* 18 (2010), Nr. 3, S. 2296-2301
- [128] SARTORIUS, B.; ROEHLE, H.; KÜNZEL, H.; BÖTTCHER, J.; SCHLAK, M.; STANZE, D.; VENGHAUS, H.; SCHELL, M.: All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5  $\mu\text{m}$  telecom wavelengths. *In: Opt. Express* 16 (2008), Nr. 13, S. 9565-9570

- [129] PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: Electrooptical sampling of ultrashort THz pulses by fs-laser pulses at 1060 nm. *In: Appl. Phys. B* 85 (2006), Nr. 1, S. 59-62
- [130] PRADARUTTI, B.; MÜLLER, R.; MATTHÄUS, G.; BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: Multichannel balanced electro-optic detection for Terahertz imaging. *In: Opt. Express* 15 (2007), Nr. 26, S. 17652-17660
- [131] CARSTENS, H.; LILIENFEIN, N.; HOLZBERGER, S.; JOCHER, C.; EIDAM, T.; LIMPert, J.; TÜNNERMANN, A.; WEITENBERG, J.; YOST, D. C.; ALGHAMDI, A.; ALAHMED, Z.; AZZEER, A.; APOLONSKI, A.; FILL, E.; KRAUSZ, F.; I. PUPEZA,: Megawatt-scale average-power ultrashort pulses in an enhancement cavity. *In: Opt. Lett.* 39 (2014), Nr. 9, S. 2595-2598
- [132] Spectra-Physics: URL <http://www.spectra-physics.com/products/ultrafast-lasers/mai-tai?subcat=oscillators>, - Zugriff 01.10.2014
- [133] Schutzrecht DE10 2014 200 742.9: Verfahren und System zum Bearbeiten eines Objekts mit einem Laserstrahl (2014-01-16). BRAHM, A.; WILMS, A.; DÖRING, S.; NOLTE, S.; NOTNI, G.
- [134] DIETZ, R. J. B.; GERHARD, M.; STANZE, D.; KOCH, M.; SARTORIUS, B.; SCHELL, M.: THz generation at 1.55  $\mu\text{m}$  excitation: six-fold increase in THz conversion efficiency by separated photoconductive and trapping regions. *In: Opt. Express* 19 (2011), Nr. 27, S. 25911-25917
- [135] DIETZ, R. J. B.; BRAHM, A.; VELLAUTHAPILLAI, A.; WILMS, A.; LAMMERS, C.; GLOBISCH, B.; KOCH, M.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.; GÖBEL, T.; SCHELL, M.: Low temperature grown photoconductive antennas for pulsed 1060 nm excitation: Influence of excess energy on the electron relaxation. *In: J. Infrared Milli. Terahz. Waves* (2014), Nr. 36, S. 60-71
- [136] GERTH, C.; DIETZ, R. J. B.; GÖBEL, T.; SCHELL, M.; BRAHM, A.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Highly Efficient Terahertz Photoconductive Switch at 1060nm Excitation Wavelength*. In: Proc. of 38th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2013, Mainz, Germany. <http://dx.doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2013.6665606>
- [137] A. Wilms: *Mehrkanal Terahertz Time-Domain Spektroskopie System bei 1030 nm*. Ernst-Abbe Fachhochschule, Jena, Masterarbeit, 2014
- [138] BRAHM, A.; WILMS, A.; DIETZ, R. J. B.; TYMOSHCHUK, M.; GROSSMANN, C.; GÖBEL, T.; SCHELL, M.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *First results of a Multichannel Terahertz Time Domain Spectroscopy System at 1030 nm*. In: 6th International Workshop on Terahertz-Technology and Application, 2014, Kaiserslautern, Germany.

- [139] DIETZ, R. J. B.; GLOBISCH, B.; GERHARD, M.; VELAUTHAPILLAI, A.; STANZE, D.; ROEHLE, H.; KOCH, M.; GOBEL, T.; SCHELL, M.: 64  $\mu$ W pulsed terahertz emission from growth optimized InGaAs/InAlAs heterostructures with separated photoconductive and trapping regions. *In: Appl. Phys. Lett.* 103 (2013), Nr. 6, S. 061103-1 – 061103-4
- [140] BRÜCKNER, C.; PRADARUTTI, B.; MÜLLER, R.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Design and Evaluation of a THz Time Domain Imaging System using Standard Optical Design Software. *In: Appl. Opt.* 47 (2008), Nr. 27, S. 4994-5006
- [141] BRÜCKNER, C.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Optimal arrangement of 90° off-axis parabolic mirrors. *In: Opt. Int. J. Light Electron. Opt.* 121 (2008), Nr. 1, S. 113-119
- [142] MÜLLER, M.: *Entwicklung, Realisierung und Einsatzverifikation eines 128-kanaligen Lock-In Verstärkers für die bildgebende Terahertzspektroskopie*. Fachhochschule Jena, Masterarbeit, 2012
- [143] BRAHM, A.; MÜLLER, M.; GERTH, C.; NOTNI, G.: *Development of a multichannel lock-in amplifier for Terahertz time-domain systems*. In: Proc. of 37th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2012, Wollongong, Australia. <http://dx.doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2012.6379484>
- [144] WICHMANN, M.; MONDOL, A. S.; KOCIC, N.; LIPPERT, S.; PROBST, T.; SCHWERDTFEGER, M.; SCHUMANN, S.; HOCHREIN, T.; HEIDEMEYER, P.; BASTIAN, M.; ET AL.: Terahertz plastic compound lenses. *In: Appl. Opt.* 52 (2013), Nr. 18, S. 4186-4191
- [145] BAKKER, H. J.; CHO, G. C.; KURZ, H.; WU, Q.; X.-C. ZHANG,: Distortion of terahertz pulses in electro-optic sampling. *In: J. Opt. Soc. Am. B* 15 (1998), Nr. 6, S. 1795-1801
- [146] BRAHM, A.; DÖRING, S.; WILMS, A.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: Laser-generated broadband antireflection structures for freeform silicon lenses at terahertz frequencies. *In: Appl. Opt.* 53 (2014), Nr. 13, S. 2886-2891
- [147] BRÜCKNER, C.; KÄSEBIER, T.; PRADARUTTI, B.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Broadband antireflective structures applied to high resistive float zone silicon in the THz spectral range. *In: Opt. Express* 17 (2009), Nr. 5, S. 3063-3077
- [148] CLAPHAM, P. B.; HUTLEY, M. C.: Reduction of Lens Reflection by the 'Moth Eye' Principle. *In: Nature* 244 (1973), S. 281-282
- [149] MA, J. Y. L.; ROBINSON, L. C.: Night moth eye window for the millimetre and sub-millimetre wave region. *In: Opt. Acta* 30 (1983), Nr. 12, S. 1685-1695

- [150] SOUTHWELL, W. H.: Pyramid-array surface-relief structures producing anti-reflection index matching on optical surfaces. *In: J. Opt. Soc. Am. A* 8 (1991), Nr. 3, S. 549-553
- [151] GAYLORD, T. K.; BAIRD, W. E.; MOHARAM, M. G.: Zero-reflectivity high spatial-frequency rectangular-groove dielectric surface-relief gratings. *In: Appl. Opt.* 25 (1986), Nr. 24, S. 4562-4567
- [152] SHEPP, L. A.; LOGAN, B. F.: The Fourier reconstruction of a head section. *In: IEEE Trans. Nucl. Sci.* 21 (1974), Nr. 3, S. 21-43
- [153] EPP-Forum e.V.: URL <http://www.epp-forum.com/epeinsatzgebiete/leichtbauautomotive/automotive.html>, - Zugriff 07.10.2014
- [154] BRAHM, A.; SCHMIDT, D.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; WÖSTMANN, F. J.; TÜNNERMANN, A.: *Non-destructive determination of the density distribution of polymer foam models with THz-pulses*. In: Proc. of 35th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2010, Rome, Italy. <http://dx.doi.org/10.1109/ICIMW.2010.5612870>
- [155] Schutzrecht DE10 2010 018 626 B4: System zur Analyse von Werkstücken (2011-12-01). BRAHM, A.; NOTNI, G.; RIEHEMANN, S.; SCHMIDT, D.; WÖSTMANN, F. J.
- [156] BRAHM, A.; WILMS, A.; TYMOSHCHUK, M.; GROSSMANN, C.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Optical Effects in Terahertz Computed Tomography*. In: 6th International Workshop on Terahertz Technology and Application, Kaiserslautern, Germany, 2014
- [157] XI, Z.; YU, X.; XIAO, T.: Study of terahertz pulses at an edge. *In: Chin. Opt. Lett.* 6 (2008), Nr. 9, S. 700-702
- [158] WANG, Y.; ZHAO, Z.; CHEN, Z.; ZHANG, L.; KANG, K.: Diffraction-induced edge contrast enhancement for terahertz imaging. *In: Chin. Opt. Lett.* 7 (2009), Nr. 8, S. 690-693
- [159] ABRAHAM, E.; YOUNUS, A.; AGUERRE, C.; DESBARATS, P.; MOUNAIX, P.: Refraction losses in terahertz computed tomography. *In: Opt. Commun.* 283 (2010), Nr. 10, S. 2050-2055
- [160] SINGER, W.; TOTZECK, M.; GROSS, H.: *Handbook of Optical Systems, Physical Image Formation*. Weinheim: 1. Aufl. Volume 2, WILEY-VCH Verlag, 2005. - ISBN 3-527-40378-7
- [161] WINNEWISSER, C.: *Elektrooptische Detektion von ultrakurzen elektromagnetischen Pulsen*. Freiburg in Breisgau, Albert-Ludwigs-Universität, Fakultät der Physik, Diplomarbeit, 1999
- [162] DORNEY, T. D.; BARANIUK, R. G.; MITTLEMAN, D. M.: Material parameter estimation with terahertz time-domain spectroscopy. *In: J. Opt. Soc. Am. A* 18 (2001), Nr. 7, S. 1562-1571

- [163] MATLAB: *version 7.12.0 (R2011a)*. Natick, Massachusetts: The MathWorks Inc., 2011
- [164] COHEN, L.: *Time-frequency analysis*. New Jersey: Prentice Hall PTR, 1995. - ISBN 0135945321
- [165] OPPENHEIM, A. V.; SCHAFER, R. W.: *Discrete-Time Signal Processing*. New Jersey: 3. Aufl. Prentice Hall PTR, 1999. - ISBN 0131988425
- [166] BANHAM, M. R.; KATSAGGELOS, A. K.: Digital image restoration. *In: IEEE Signal Process. Mag.* 14 (1997), Nr. 2, S. 24-41
- [167] KUNDUR, D.; HATZINAKOS, D.: Blind image deconvolution. *In: IEEE Signal Process. Mag.* 13 (1996), Nr. 3, S. 43-64
- [168] RICHARDSON, W. H.: Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration. *In: J. Opt. Soc. Am.* 62 (1972), Nr. 1, S. 55-59
- [169] SCHILDKNECHT, C.; KLEINE-OSTMANN, T.; KNOBLOCH, P.; REHBERG, E.; KOCH, M.: *Numerical image enhancement for THz time-domain spectroscopy*. In: Proc. of 10th Intern. Conf. on THz Electronics, 2002, Cambridge, UK. <http://dx.doi.org/10.1109/THZ.2002.1037617>
- [170] AYERS, G. R.; C., J.; DAINTY,: Iterative blind deconvolution method and its applications. *In: Opt. Lett.* 13 (1988), Nr. 7, S. 547-549
- [171] VASEGHI, S. V.: *Advanced Digital Signal Processing and Noise Neduction*. UK: 4. Aufl. John Wiley & Sons Ltd.,2008.- ISBN 978-0-470-75406-1
- [172] STOCKHAM, T. G. J.; CANNON, T. M.; INGEBRETSEN, R. B.: Blind deconvolution through digital signal processing. *In: Proc. IEEE* 63 (1975), Nr. 4, S. 678-692
- [173] BRINKMANN, E. M.: *Dekonvolution in der Mikroskopie*. Westfälische Wilhems-Universität, Münster, Bachelorarbeit, 2012
- [174] CANNON, M.: Blind deconvolution of spatially invariant image blurs with phase. *In: IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process.* 24 (1976), Nr. 1, S. 58-63
- [175] HANSEN, P. C.; NAGY, J. G.; O'LEARY, D. P.: *Deblurring images: matrices, spectra, and filtering*. PA, USA: Siam Verlag, 2006. - ISBN 978-0-89871-618-4
- [176] The MathWorks Inc.: URL <http://www.mathworks.de/de/help/images/deblurring-with-the-lucy-richardson-algorithm.html>, - Zugriff 11.08.2014
- [177] POPESCU, D. C.; HELLICAR, A. D.: Point spread function estimation for a terahertz imaging system. *In: EURASIP J Adv. Signal Process.* 2010 (2010), S. 1-8
- [178] CHALMOND, B.: PSF estimation for image deblurring. *In: CVGIP: Graph. Model Im. Proc.* 53 (1991), Nr. 4, S. 364-372

- [179] SEUNG-WON, J.; BYEONG-DOO, C.; SUNG-JEA, K.: Iterative PSF estimation and its application to shift invariant and variant blur reduction. *In: EURASIP J Adv. Signal Process.* 2009 (2009), S. 1-14
- [180] JOSHI, N.; SZELISKI, R.; KRIEGMAN, D.: *PSF estimation using sharp edge prediction*. In: Proc. of IEEE Conf. on Computer Vision and Pattern Recognition, 2008, San Diego, CA, USA.  
<http://dx.doi.org/10.1109/CVPR.2008.4587834>
- [181] BRAUERS, J.; SEILER, C.; AACH, T.: *Direct PSF estimation using a random noise target*. In: Proc. SPIE Vol. 7537, Digital Photography 6, 2010,  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.837591>
- [182] Robert Weiß: *Aufbau und Charakterisierung eines Messsystems zur Bestimmung der Abstrahlcharakteristik von THz-Quellen*. Technische Universität Ilmenau, Ilmenau, Bachelorarbeit, 2012
- [183] ROEDIG, C. A.; BURDETTE, D. J.; LAW, J. J.; TRICHOPOULOS, G. C.; SERTEL, K.; MOSBACKER, H. L.: *Initial results of a real-time, quad-frequency, polarization-sensitive THz line camera*. In: Proc. SPIE 9102, Terahertz Physics, Devices, and Systems VIII: Advanced Applications in Industry and Defense, 2014, Baltimore, Maryland, USA.  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.2050217>
- [184] SULLIVAN, D.; LIU, J.; KUZYK, M.: Three-dimensional optical pulse simulation using the FDTD method. *In: IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 48 (2000), Nr. 7, S. 1127-1133
- [185] ZHAO, G.; MORS, M. t.; WENCKEBACH, T.; M., P. C.; PLANKEN,: Terahertz dielectric properties of polystyrene foam. *In: J. Opt. Soc. Am. B* 19 (2002), Nr. 6, S. 1476-1479
- [186] PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: Advanced analysis concepts for terahertz time domain imaging. *In: Opt. Commun.* 279 (2007), Nr. 2, S. 248–254
- [187] PIESIEWICZ, R.; JANSEN, C.; WIETZKE, S.; MITTLEMAN, D.; KOCH, M.; KÜRNER, T.: Properties of building and plastic materials in the THz range. *In: Int. J. Infrared Milli Waves* 28 (2007), Nr. 5, S. 363-371
- [188] REID, M.; R. FEDOSEJEVS,: Terahertz birefringence and attenuation properties of wood and paper. *In: Appl. Opt.* 45 (2006), Nr. 12, S. 2766-2772
- [189] ZEITLER, J. A.; TADAY, P. F.; NEWNHAM, D. A.; PEPPER, M.; GORDON, K. C.; RADES, T.: Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting - a review. *In: J. Pharm. Pharmacol.* 59 (2007), Nr. 2, S. 209-223
- [190] WATANABE, Y.; KAWASE, K.; IKARI, T.; ITO, H.; ISHIKAWA, Y.; MINAMIDE, H.: Component analysis of chemical mixtures using terahertz spectroscopic imaging. *In: Opt. Commun.* 234 (2004), Nr. 1, S. 125-129

- [191] HOMELAND SECURITY, P.: URL <https://info.publicintelligence.net/DHS-Explosives.pdf>, - Zugriff 16.10.2014
- [192] DAVIES, A. G.; BURNETT, A. D.; FAN, W.; LINFIELD, E. H.; CUNNINGHAM, J. E.: Terahertz spectroscopy of explosives and drugs. *In: Mater. Today* 11 (2008), Nr. 3, S. 18-26
- [193] KAWASE, K.; OGAWA, Y.; WATANABE, Y.; INOUE, H.: Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. *In: Opt. Express* 11 (2003), Nr. 20, S. 2549-2554
- [194] YAMAMOTO, K.; YAMAGUCHI, M.; MIYAMARU, F.; TANI, M.; HANGYO, M.; IKEDA, T.; MATSUSHITA, A.; KOIDE, K.; TATSUNO, M.; MINAMI, Y.: Noninvasive Inspection of C-4 Explosive in Mails by Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *In: Jpn. J. Appl. Phys.* 43 (2004), Nr. 3B, S. L414-L417
- [195] Drogen-Informationsportal Berlin: URL <http://www.drogen-info-berlin.de/htm/mdma.htm>, - Zugriff 20.08.2014
- [196] Bundesministerium für Bildung und Forschung: URL <http://www.biosicherheit.de/lexikon.html>, - Zugriff 22.08.2014
- [197] SMYE, S. W.; CHAMBERLAIN, J. M.; FITZGERALD, A. J.; BERRY, E.: The interaction between Terahertz radiation and biological tissue. *In: Phys. Med. Biol.* 46 (2001), S. 101-112
- [198] GLOBUS, T.; BYKHOVSKAIA, M.; WOOLARD, D.; GELMONT, B.: Sub-millimetre wave absorption spectra of artificial RNA molecules. *In: J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 (2003), Nr. 11, S. 1314-1322
- [199] WOOLARD, D. L.; KOSICA, T.; RHODES, D. L.; CUI, H. L.; PASTORE, R. A.; JENSEN, J. O.; JENSEN, J. L.; LOEROP, W. R.; JACOBSEN, R. H.; MITTLEMANN, D.; NUSS, M. C.: Millimeter Wave-induced Vibrational Modes in DNA as a Possible Alternative to Animal Test to Probe for Carcinogenic Mutations. *In: J. Appl. Toxicol.* 17 (1997), Nr. 4, S. 243-246
- [200] Tera-Photonics Team; Riken Center for Advanced Photonics: URL <http://www.riken.jp/THzdatabase/>, - Zugriff 20.08.2014
- [201] NGUYEN, K. L.; JOHNS, M. L.; GLADDEN, L. F.; WORRALL, C. H.; ALEXANDER, P.; BEERE, H. E.; PEPPER, M.; RITCHIE, D. A.; ALTON, J.; BARBIERI, S.; LINFIELD, E. H.: Three-dimensional imaging with a terahertz quantum cascade laser. *In: Opt. Express* 14 (2006), Nr. 6, S. 2123-2129
- [202] KAWASE, K.; SHIBUYA, T.; HAYASHI, S.; SUIZU, K.: THz imaging techniques for nondestructive inspections. *In: C. R. Physique* 11 (2010), Nr. 7-8, S. 510-518
- [203] EWERS, B.; KUPSCH, A.; LANGE, A.; MULLER, B. R.; HOEHL, A.; MÜLLER, R.; ULM, G.: *Terahertz spectral computed tomography*. In: Proc. of 34th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2009, Busan, South Korea. <http://dx.doi.org/10.1109/ICIMW.2009.5325746>

- [204] BRAHM, A.; KUNZ, M.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Volumetric spectral analysis of materials using terahertz-tomography techniques. *In: Appl. Phys. B* 100 (2010), Nr. 1, S. 151-158
- [205] BRAHM, A.; TYMOSHCHUK, M.; WICHMANN, F.; MERX, S.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: Wavelet Based Identification of Substances in Terahertz Tomography Measurements. *In: J. Infrared Milli Terahz Waves* 35 (2014), Nr. 11, S. 974-986
- [206] BROWN, E. R.; BJARNASON, J. E.; FEDOR, A. M.; KORTER, T. M.: On the strong and narrow absorption signature in lactose at 0.53 THz. *In: Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), Nr. 6, S. 061908-061908-3
- [207] BRAHM, A.; RIEHEMANN, S.; KUNZ, M.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *THz tomography for the spatial identification of chemical substances*. In: Int. Forum on THz Spectroscopy and Imaging, 4th Workshop on Terahertz Technology, 2010, Kaiserslautern, Germany.
- [208] FISCHER, B. M.; HELM, H.; JEPSEN, P. U.: Chemical Recognition With Broadband THz Spectroscopy. *In: Proc. of the IEEE* 95 (2007), Nr. 8, S. 1592-1604
- [209] LEYDESDORFF, L.: Similarity Measures, Author Cocitation Analysis, and Information Theory. *In: J. Am. Soc. Inform. Sci.* 56 (2005), Nr. 7, S. 769-772
- [210] GINDIYEH, M.: *Anwendung wahrscheinlichkeitstheoretischer Methoden in der linguistischen Informationsverarbeitung*. Berlin: Logos Verlag Berlin GmbH, 2013. - ISBN 978-3-8325-3573-5
- [211] KLUGE, O.: *Praktische Informationstechnik mit C*. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, S. 130ff, 2006. - ISBN 3540208127
- [212] Internetchemie.Info: URL <http://www.internetchemie.info/chemie/chemometrie.htm>, - Zugriff 26.08.2014
- [213] HADDAD, J. E.; BOUSQUET, B.; CANIONI, L.; MOUNAIX, P.: Review in terahertz spectral analysis. *In: TrAC, Trends Anal. Chem.* 44 (2013), S. 98-105
- [214] DISTLER, D. M.: URL <http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/SS11/Statistik/Kapitel7.pdf>, - Zugriff 26.08.2014
- [215] SHEN, Y.; TADAY, P. F.; KEMP, M. C.: Terahertz spectroscopy of explosive materials. *In: Proc. SPIE 5619, Passive Millimetre-Wave and Terahertz Imaging Technology*, 82 (2004), S. 82-89
- [216] PEI, J.; HU, Y.; XIE, W.: *PCA-based visualization of terahertz time-domain spectroscopy image*. In: Proc. SPIE of International Symposium on Multispectral Image Processing and Pattern Recognition, Vol. 6787, 2007, 67871M-7. <http://dx.doi.org/10.1117/12.749995>

- [217] STEPHANI, H.: *Automatic Segmentation and Clustering of Spectral Terahertz Data*. TU Kaiserslautern und Johannes Kepler Universität Linz, Dissertation, 2012
- [218] MITTLEMAN, D. M.; JACOBSEN, R. H.; NEELAMENI, R.; BARANIUK, R. G.; NUSS, M. C.: Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy. *In: Appl. Phys. B* 67 (1998), Nr. 3, S. 379-390
- [219] FERGUSON, B.; ABBOTT, D.: Wavelet de-noising of optical terahertz pulse imaging data. *In: Fluctuation Noise Lett.* 1 (2001), Nr. 2, S. L65-L69
- [220] YIN, X.; NG, B. W.; FERGUSON, B.; ABBOTT, D.: Wavelet based local tomographic image using terahertz techniques. *In: Digital Signal Process.* 19 (2009), Nr. 4, S. 750-763
- [221] GALVÃO, R. K. H.; HADJILOUCAS, S.; BOWEN, J. W.; COELHO, C. J.: Optimal discrimination and classification of THz spectra in the wavelet domain. *In: Opt. Express* 11 (2003), Nr. 12, S. 1462-1473
- [222] FERGUSON, B.; ABBOTT, D.: De-noising techniques for terahertz responses of biological samples. *In: Microelectron. J.* 32 (2001), Nr. 12, S. 943-953
- [223] HANDLEY, J. W.; FITZGERALD, A. J.; BERRY, E.; BOYLE, R. D.: Wavelet compression in medical terahertz pulsed imaging. *In: Phys. Med. Biol.* 47 (2002), Nr. 21, S. 3885-3892
- [224] KOHN, W.: *Statistik: Datenanalyse und Wahrscheinlichkeitsrechnung*. Berlin-Heidelberg: Springer Verlag, S. 503 ff., 2005.- ISBN 3-540-21677-4
- [225] HUA, Y.; ZHANG, H.; ZHOU, H.: Quantitative determination of cyfluthrin in n-hexane by terahertz time-domain spectroscopy with chemometrics methods. *In: IEEE Trans. Instrum. Meas.* 59 (2010), Nr. 5, S. 1414-1423
- [226] HUA, Y.; ZHANG, H.: Qualitative and quantitative detection of pesticides with terahertz time-domain spectroscopy. *In: IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 58 (2010), Nr. 7, S. 2064-2070
- [227] PEARSON, K.: Notes on the history of correlation. *In: Biometrika* 13 (1920), Nr. 1, S. 25-45
- [228] UNIVERSITÄT ERLANGEN, B. V. S. C.: URL [http://www2.chemie.uni-erlangen.de/projects/vsc/chemoinformatik/erlangen/anwendungen/struk\\_spek\\_korr/korrkoef.html](http://www2.chemie.uni-erlangen.de/projects/vsc/chemoinformatik/erlangen/anwendungen/struk_spek_korr/korrkoef.html), - Zugriff 22.08.2014
- [229] KARRENBERG, U.: *Signale Prozesse Systeme - Eine multimediale und interaktive Einführung in die Signalverarbeitung*. Berlin-Heidelberg: 6. Aufl. Springer Verlag, 2012. - ISBN 978-3-642-18474-1
- [230] D. P. Radunovic: *Wavelets: from MATH to PRACTICE*. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2009. - ISBN 978-86-7466-345-5

- 
- [231] MATLAB Wavelet Toolbox: *version 4.7 (R2011a)*. Natick, Massachusetts: The MathWorks Inc., 2011
- [232] DAUBECHIES, I.: *Ten lectures on wavelets*. Philadelphia, USA: SIAM Verlag, 1992. - ISBN 978-0-89871-274-2
- [233] DU, P.; KIBBE, W. A.; LIN, S. M.: Improved peak detection in mass spectrum by incorporating continuous wavelet transform-based pattern matching. *In: Bioinformatics* 22 (2006), Nr. 17, S. 2059-2065
- [234] BRAHM, A.; WICHMANN, F.; GERTH, C.; NOTNI, G.; TÜNNERMANN, A.: *Development of a recognition algorithm for THz spectra*. In: Proc. of 38th Intern. Conf. on IRMMW-THz, 2013, Mainz, Germany.  
<http://dx.doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2013.6665834>

# Danksagung

Ich möchte mich als Erstes bei meinen Betreuern Herrn Prof. Andreas Tünnermann und Herrn Prof. Gunther Notni herzlichst bedanken. Vielen Dank, dass ich die Arbeit am Fraunhofer IOF durchführen durfte und für das entgegengebrachte Vertrauen während dieser Zeit. Ich danke auch für die zahlreichen Ratschläge und Hinweise sowie das schnelle Feedback bei Rückfragen und Problemen.

Im Rahmen meiner Arbeitsgruppe des Optik-Designs danke ich zunächst den leitenden Angestellten Dr. Stefan Riehemann, Dr. Susanne Zwick und Constanze Pradarutti, die mich abwechselnd während der Zeit meiner Promotion begleitet und unterstützt haben. Aber auch den Mitarbeitern Andy Tänzer, Britta Satzer und Uwe Lippmann gilt mein besonderer Dank, dafür dass sie immer ein offenes Ohr für Fragen und Probleme hatten. Ohne euch wäre die Gruppe nicht das, was sie ist.

Bei Carsten Gerth bedanke ich mich für die projekttechnische Vertretung im Rahmen meiner Elternzeit und den reibungslosen Wiedereintritt für die Zeit danach.

Mein Dank gilt auch allen anderen Mitarbeitern der gesamten Abteilung Optische Systeme des Fraunhofer IOFs, für die herzliche Atmosphäre und das angenehme Arbeitsklima.

Ich danke Dr. Boris Pradarutti, Dr. Claudia Brückner und Dr. Sven Scharnowski für ihr wissenschaftliches und labortechnisches Vermächtnis, auf dem ich zu Beginn der Arbeit aufbauen konnte.

Weiterhin danke ich Wolfgang Buß und Martin Müller für ihr elektronisches Fachwissen und ihrer Unterstützung seitens der systemtechnischen Elektronik.

Ich danke auch Dr. Thomas Schreiber und Prof. Jens Limpert (IAP, Jena) für den fachmännischen Support seitens des Faserlasersystems.

Mein Dank geht an Sven Döring (IAP, Jena) und Prof. Stefan Nolte (IAP, Jena) für die fruchtende Kooperation zur Realisierung der Laser-generierten Antireflexstrukturen sowie an Roman Dietz (Fraunhofer HHI, Berlin) für die Zusammenarbeit zur Entwicklung des Zeilendetektors für das Mehrkanal-System.

Ich möchte auch den Mitarbeitern der Werkstatt, der Feinoptikwerkstatt und UP-Bearbeitung des Fraunhofer IOFs für die Realisierung der vielen Komponenten zu meinen Laboraufbauten danken.

Ich danke der gesamten THz-Community, für Ihr Vertrauen in mich als Vortragenden und ihr Interesse an meiner Arbeit. Dank der konstruktiven Gespräche und Reviews meiner Publikationen.

Mein besonderer Dank gilt aber auch den zahlreichen Studenten und Hilfswissenschaftlern, die ich während meiner Promotion betreuen durfte: Martin Kunz, Alexander Weigel, Roman Schmeißner, Robert Weiß, Felix Wichmann, Erik Müller, Sebastian Merx, Annika Wilms, Maryna Tymoshchuk und Gaoyuan Li. Danke für euer Vertrauen in mich als Betreuer und für die Unterstützung im Projekt-Alltag. Ich danke euch auch für die Geduld mit mir meine zahlreichen Ideen und Vorstellungen im Rahmen der Promotion umzusetzen. Ohne euch wäre die Arbeit niemals so weit wie sie ist.

Ich danke Andrea Tschierschke für die Korrektur zur Rechtschreibung und Grammatik der vorliegenden Arbeit. Trotz der kurzen Zeit konntest du viele kleine und knifflige Fehler finden.

Zum Schluss möchte ich mich noch für die liebevolle Unterstützung meiner Familie bedanken: Meinem Sohn Leonard, danke dass du mein Leben jeden Tag aufs Neue bereicherst. Dank dir habe ich Effizienz gelernt und durchgehalten. Mike, danke für dein entgegengebrachtes Vertrauen zu meinem Spagat zwischen Partnerin, Mutter und Beruf. Ohne deine Unterstützung wäre vieles nicht möglich gewesen. Ein lieber Dank geht auch an meine Eltern und meinen Bruder, die unserer kleinen Familie immer zur Seite standen.

# Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

1. Maris Bauer (SynView GmbH, Bad Homburg): für die THz-CT-Rohdaten von der Karton-Probe des elektronischen cw-System (unentgeltlich)
2. Roman Dietz (Fraunhofer HHI, Berlin): für die Materialentwicklung und Fertigung der mehrkanaligen Detektorzeile aus LTG-InGaAs/InAlAs (entgeltlich)
3. Martin Müller (Fraunhofer IOF, Jena): für die elektronische Entwicklung und den Bau eines Mehrkanal-Lock-In Verstärkers im Rahmen einer von mir betreuten Masterarbeit (unentgeltlich)
4. Annika Wilms (Fraunhofer IOF, Jena): für die labortechnische und messtechnische Unterstützung zur Realisierung des mehrkanaligen TDS-Systems im Rahmen einer von mir betreuten Masterarbeit (unentgeltlich)
5. Sven Döring (IAP, FSU Jena): für die Fertigung der Antireflexstrukturen nach Vorgabe der Sollparameter (unentgeltlich)
6. Sebastian Merx (Fraunhofer IOF, Jena): für die programmiertechnische Unterstützung der STFT-Auswertung und Dekonvolutions-Filter im Rahmen einer von mir betreuten Bachelorarbeit (unentgeltlich)
7. Martin Kunz (Fraunhofer IOF, Jena): für die Entwicklung des ersten Korrelationsansatzes zur Laktose-Glucose-Probe und deren Messung im Rahmen der Bachelorarbeit, die z.T. von mir betreut wurde (unentgeltlich)
8. Felix Wichmann (Fraunhofer IOF, Jena): für die programmiertechnische Unterstützung der „ridge line“-Detektion in CWT-Bildern im Rahmen seiner hilfswissenschaftlichen Tätigkeit am Fraunhofer IOF (unentgeltlich)

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt. Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe

# Eigene Veröffentlichungen

## Patentanmeldung

1. A. Brahm, A. Wilms, S. Döring, G. Notni, S. Nolte, „Verfahren und Vorrichtung zum Entspiegeln eines optischen Elements“, Patentanmeldung Januar 2014.
2. A. Brahm, G. Notni, S. Riehemann, D. Schmidt, F. J. Wöstmann, „System zur Analyse von Werkstücken“, DE 10 2010 018 626 A1.

## Beiträge in wissenschaftlichen Zeitschriften

1. R. J. B. Dietz, A. Brahm, A. Vellauthapillai, A. Wilms, C. Lammers, B. Globisch, M. Koch, G. Notni, A. Tünnermann, T. Göbel and M. Schell, “Low temperature grown photoconductive antennas for pulsed 1060 nm excitation: Influence of excess energy on the electron relaxation”, Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves Vol. 36 (1), S. 60-71 (2014).
2. A. Brahm, M. Tymoshchuk, F. Wichmann, S. Merx, G. Notni, A. Tünnermann, „Wavelet based identification of substances in Terahertz tomography measurements“, Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Vol. 35 (11), S. 974-986 (2014).
3. A. Brahm, A. Wilms., R. J.B. Dietz, T. Göbel, M. Schell, G. Notni, A. Tünnermann, „Multichannel Terahertz time-domain spectroscopy system at 1030 nm excitation wavelength“, Opt. Express, Vol. 22 (11), S. 12982–12993 (2014).
4. A. Brahm, S. Döring, A. Wilms, G. Notni, S. Nolte, A. Tünnermann, „Laser-generated Broadband Antireflection Structures for Freeform Silicon Lenses at Terahertz Frequencies“, Applied Optics, Vol. 53 (13), S. 2886-2892 (2014).
5. A. Brahm, A. Wilms, M. Tymoshchuk, C. Grossmann, G. Notni, A. Tünnermann, „Optical Effects at projection measurements for Terahertz tomography“, Optics & Laser Technology 62, S. 49-57 (2014).
6. A. Brahm, F. Wichmann, C. Gerth, M. Tymoshchuk, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Terahertz Computed Tomography Helps ID Chemical Substances“, Photonics Spectra, Vol. 45 (12), S. 40-44 (2011).
7. A. Brahm, M. Kunz, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Volumetric spectral analysis of materials using terahertz-tomography techniques“, Applied Physics B, Vol. 100 (No. 1), S. 151-158 (2010).

## Beiträge auf Konferenzen/Proceedings/Sonstiges

1. A. Brahm, S. Döring, S. Nolte, G. Notni, “Antireflexstrukturen für Terahertz-Optik mittels Ultrakurzpuls-Laser”, Jahresbericht, Fraunhofer Institut IOF, 2014.
2. A. Brahm, S. Döring, A. Wilms, G. Notni, S. Nolte, A. Tünnermann, „Laser-generated Broadband Antireflection Structures for Freeform Silicon Lenses at Te-

- rahertz Frequencies”, 38th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 14.-19.09.2014, Tucson, Arizona. - (invited)
3. A. Brahm, S. Merx, G. Notni, A. Tünnermann, „Optical effects at projection measurements for Terahertz tomography”, 38th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 14.-19.09.2014, Tucson, Arizona.
  4. A. Brahm, A. Wilms, R.J.B. Dietz, T. Göbel, M. Schell, G. Notni, A. Tünnermann, „Imaging with a multichannel Terahertz time-domain spectroscopy system at 1030 nm excitation wavelength”, 38th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 14.-19.09.2014, Tucson, Arizona. - (invited)
  5. A. Brahm, A. Wilms, R. J. B. Dietz, M. Tymoshchuk, C. Grossmann, T. Göbel, M. Schell, G. Notni, A. Tünnermann, „First results of a Multichannel Terahertz Time-Domain Spectroscopy System at 1030 nm“, 6th International Workshop on Terahertz Technology and Application, 11.-12.03.2014, Kaiserslautern, Germany.
  6. A. Brahm, A. Wilms, M. Tymoshchuk, C. Grossmann, G. Notni, A. Tünnermann, „Optical Effects in Terahertz Computed Tomography“, 6th International Workshop on Terahertz Technology and Application, 11.-12.03.2014, Kaiserslautern, Germany.
  7. A. Brahm, C. Grossmann, G. Notni, A. Tünnermann, „Analyse optischer Effekte zur Entwicklung von Korrekturalgorithmen für die THz-Tomographie“, Jahresbericht, Fraunhofer Institut IOF 2013.
  8. A. Brahm, F. Wichmann, C. Gerth, G. Notni, A. Tünnermann, „Development of a Recognition Algorithm for THz Spectra“, 37th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 01.-06.09.2013, Mainz, Germany.
  9. Gerth, R.J.B. Dietz, T. Göbel, M. Schell, A. Brahm, G. Notni, A. Tünnermann, „Highly Efficient Terahertz Photoconductive Switch At 1060 nm Excitation Wavelength for Multichannel THz System“, 37th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 01.-06.09.2013, Mainz, Germany.
  10. Gerth, A. Brahm, V. Reichmann, G. Notni, „Investigation of Spectral Properties of Textile“, 37th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 23.-28.09.2012, Wollongong, Australia.
  11. A. Brahm, M. Müller, C. Gerth, G. Notni, „Development of a Multichannel Lock-In Amplifier for Terahertz Time-Domain Systems“, 37th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 23.-28.09.2012, Wollongong, Australia.
  12. A. Brahm, M. Bauer, T. Hoyer, H. Quast, T. Löffler, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „3D Computed Terahertz Tomography“, International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging, 06.-07.03.2012, Kaiserslautern, Germany.
  13. A. Brahm, M. Müller, F. Wichmann, W. Buß, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Development of a multichannel Lock-In Amplifier for Terahertz Time-Domain Systems“, International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging, 06.-07.03.2012, Kaiserslautern, Germany.
  14. A. Brahm, M. Kunz, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Terahertz-Tomographie für die räumliche Identifikation chemischer Substanzen“, Jahresbericht, Fraunhofer Institut IOF, 2011.

15. A. Brahm, M. Bauer, T. Hoyer, H. Quast, T. Loeffler, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „All-electronic 3D computed THz tomography“, 36th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 02.-07.10.2011, Houston, TX USA.
16. A. Brahm, A. Weigel, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Highly precise parameter extraction of thin multi-layers in THz transmission and reflection geometry“, 36th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 02.-07.10.2011, Houston, TX USA.
17. A. Brahm, A. Weigel, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Interferometrie mit ultrakurzen Terahertz-Pulsen“, DGaO Proceedings, 14.-18.06.2011, Ilmenau, Germany
18. A. Brahm, M. Kunz, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Volumetric analyses using terahertz-tomography techniques“, 35th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 05.-10.09.2010, Rome, Italy.
19. A. Brahm, D. Schmidt, S. Riehemann, G. Notni, F. J. Wöstmann, A. Tünnermann, „Non-destructive determination of the density distribution of polymer foam models with THz-pulses“, 35th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 05 -10.09.2010, Rome, Italy.
20. S. Riehemann, A. Brahm, M. Kunz, G. Notni, A. Tünnermann, „Räumliche Identifikation chemischer Substanzen durch THz-Tomographie“, DGaO Proceedings, 26 - 29.05.2010, Wetzlar, Germany.
21. S. Riehemann, A. Brahm, G. Notni, A. Tünnermann, „THz System mit 128 Kanal Linienemitter und -detektor“, DGaO Proceedings, 26. - 29.05.2010, Wetzlar, Germany.
22. A. Brahm, B. Pradarutti, S. Riehemann, G. Notni, A. Tünnermann, „Multichannel THz-system with 128-channel photoconductive antennas“, International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging, 02.-03.03.2010, Kaiserslautern, Germany.
23. S. Riehemann, A. Brahm, M. Kunz, G. Notni, A. Tünnermann, „THz tomography for the spatial identification of chemical substances“, International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging, 02.-03.03.2010, Kaiserslautern, Germany.
24. A. Brahm, B. Pradarutti, M. Kunz, S. Riehemann, G. Notni, S. Nolte, A. Tünnermann, „THz tomography in transmission and reflection“, 34th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 21.-25.09.2009, Busan, South Korea.
25. A. Brahm, B. Pradarutti, S. Scharnowski, C. Brückner, S. Riehemann, S. Nolte, G. Notni, A. Tünnermann, „128 channel THz ultrashort pulse system“, 34th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 21.-25.09.2009, Busan, South Korea.
26. A. Brahm, S. Scharnowski, B. Pradarutti, G. Matthäus, C. Brückner, S. Riehemann, S. Nolte, G. Notni, A. Tünnermann, „128 channel THz ultrashort pulse system“, European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics conference (CLEO Europe – EQEC), 14.-19.06.2009, Munich, Germany.