



**Fraunhofer** Institut  
Angewandte Optik  
und Feinmechanik



---

seit 1558

# Photoleitende Antennen zur Mehrkanaldetektion ultrakurzer Terahertzpulse

## DIPLOMARBEIT

**Friedrich-Schiller-Universität Jena  
Physikalisch-Astronomische Fakultät**

vorgelegt von: Sven Scharnowski  
geboren am: 16. Dezember 1979 in Eisenach

Betreuer      Dr. rer. nat. B. Pradarutti  
1.Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. A. Tünnermann  
2.Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. S. Nolte

## **Erklärung**

Ich erkläre, dass ich die folgende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den 09.04.2009

Unterschrift des Verfassers

Seitens des Verfassers besteht keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 09.04.2009

Unterschrift des Verfassers



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Diplomarbeit am Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik in Jena.

Ich möchte mich bei G. Notni bedanken, er hat mich bereitwillig als Diplomand in seiner Abteilung aufgenommen und bestmöglich unterstützt.

Ein herzliches Dankeschön geht an die Herren Professoren A. Tünnermann und S. Nolte, die mir mit nützlichen Tipps und Anregungen zur Seite standen.

Ich bedanke mich bei S. Riehemann, A. Brahm, A. Tänzer, W. Buss, C. Grossman, U. Lippmann und C. Brückner für die gute Zusammenarbeit. Durch ihre Unterstützung konnte ich mich auf das Wesentliche konzentrieren.

Mein ganz besonderer Dank gilt B. Pradarutti. Als mein Betreuer war er mein erster Ansprechpartner für Fragen aller Art. Die Qualität dieser Arbeit ist nicht zuletzt seinem hohen Anspruch zu verdanken.

Ich wünsche dem gesamten Team viel Erfolg für die Fortführung des Projekts.

Zu guter Letzt möchte ich mich aufrichtig bei meiner Familie bedanken. Ihr habt mich immer unterstützt und mir geholfen, meinen Weg zu gehen.

Jena, den 09.04.2009

Sven Scharnowski

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Ultrakurze Terahertzpulse</b>	<b>3</b>
2.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	3
2.2	Erzeugung von THz-Strahlung . . . . .	4
2.2.1	Oberflächenemitter . . . . .	4
2.2.2	Photoleitende Antennen . . . . .	6
2.2.3	Zusammenfassung . . . . .	9
2.3	THz-Optik . . . . .	9
2.4	Kohärente Detektion und Auswertung . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Detektionsfunktion photoleitender Antennen</b>	<b>14</b>
3.1	Analytische Detektionsfunktion . . . . .	15
3.1.1	Dipolantenne . . . . .	15
3.1.2	Interdigitalantenne . . . . .	20
3.2	FEM-Simulation - Optimierung der Antennengeometrie . . . . .	24
3.2.1	Grundlagen der FDTD-Methode . . . . .	24
3.2.2	Beschreibung des verwendeten Modells in GEMS . . . . .	25
3.2.3	Ergebnisse der Simulation mit GEMS . . . . .	27
	Resümee . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Charakterisierung photoleitender Antennen</b>	<b>32</b>
4.1	Versuchsaufbau . . . . .	32
4.2	Emitter . . . . .	34
4.2.1	Spektrum der emittierten Pulse . . . . .	34
	Dipolantenne . . . . .	34
	Interdigitalantenne . . . . .	36
	Einfluss der Si-Linse . . . . .	36
4.2.2	Sättigung des emittierten Signals . . . . .	37
	Anregungsleistung . . . . .	37
	Beschleunigungsspannung . . . . .	39
4.2.3	Signal-Rausch-Verhältnis der Emitter . . . . .	42
4.3	Detektor . . . . .	43

4.3.1	Spektrum der detektierten Pulse . . . . .	44
	Dipolantenne . . . . .	44
	Interdigitalantenne . . . . .	44
4.3.2	Sättigung des detektierten Signals . . . . .	45
4.3.3	Signal-Rausch-Verhältnis der Detektoren . . . . .	45
4.4	Vergleich mit Simulationen und Rechnungen . . . . .	47
<b>5</b>	<b>THz-System mit 128 Kanälen</b>	<b>49</b>
5.1	Emitter und Detektor . . . . .	49
5.2	THz-Optik . . . . .	51
5.3	Signalerzeugung und -auswertung . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>53</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>55</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>62</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>64</b>
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>65</b>

# 1 Einleitung

Im elektromagnetischen Spektrum liegt zwischen Mikrowellenstrahlung und infrarotem Licht ein Bereich, der erst seit einigen Jahren zum Untersuchungsgegenstand geworden ist, der Terahertzbereich. In Wechselwirkung mit verschiedenen Materialien hat Terahertzstrahlung zum Teil ungewöhnliche Eigenschaften. Kunststoffe, Kleidung, Halbleiter und Isolatoren sind nahezu transparent, während verschiedene Chemikalien charakteristische Absorptionen zeigen. Daher ist dieser Spektralbereich sowohl für Grundlagenforschung als auch für industrielle Anwendungen, Sicherheitstechnik und sogar Medizintechnik von großem Interesse [1–11].

Im Gegenteil zu digitalen Fotokameras, die im sichtbaren Spektralbereich arbeiten, werden im Terahertzbereich zur Zeit nur Einkanal-Detektoren benutzt [6–19]. Ein solches Einkanal-System ist allerdings in der Lage, die elektrische Feldstärke ultrakurzer Terahertzpulse zeitaufgelöst zu messen, was im sichtbaren Bereich undenkbar wäre. Solche Anlagen können beispielsweise in der Qualitätssicherung bei der Fertigung verschiedenster Produkte eingesetzt werden.

Besonders für industrielle Anwendungen spielt die Messzeit eine wesentliche Rolle. Die Qualitätsprüfung fertiger Produkte oder einzelner Arbeitsschritte soll die Fertigungszeit möglichst nicht verlängern. Die Entwicklung leistungsfähiger Terahertzsysteme, bei denen eine Probe nicht nur punktweise vermessen wird, erscheint daher dringend erforderlich.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Reduzierung der Messzeit von bildgebenden Terahertzsystemen. Ausgehend von einem Einkanal-System sollen ein Terahertzsystem entwickelt werden, das möglichst viele Pixel eines Bildes gleichzeitig erfassen kann. Die parallele Erzeugung und Detektion von ultrakurzen Terahertzpulsen stellt besondere Anforderungen an Emmitter und Detektor [20–23]. Beide werden mit Femtosekunden-Laserpulsen betrieben, wobei die mittlere Leistung geeigneter Laser heute auf einige Watt beschränkt ist. Die Effizienz von Emmitter und Detektor bestimmt also die Anzahl der möglichen Kanäle eines Terahertzsystems.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Antennengeometrie zu ermitteln, die die Detektion möglichst vieler Kanäle gleichzeitig ermöglicht.

In Kapitel 2 wird auf die wichtigsten physikalischen Grundlagen kurz eingegangen und es werden die wesentlichen Komponenten eines Terahertzsystems beschrieben.



Kapitel 3 untersucht den Einfluss der Antennengeometrie auf die Detektion ultrakurzer Terahertzpulse aus theoretischer Sicht. Neben analytischen Rechnungen zur Detektionsfunktion werden hier auch Simulationsergebnisse vorgestellt.

In Kapitel 4 werden verschiedene Antennen an einem Einkanal-System getestet, um ihre Eignung für ein Mehrkanalsystem zu überprüfen. Die experimentellen Ergebnisse werden mit der entwickelten Theorie verglichen.

Kapitel 5 stellt schließlich eine photoleitende Antenne vor, die als Emmitter und Detektor in einem Terahertzsystem mit 128 Kanälen betrieben werden soll. Neben der Antenne selbst wird hier auch auf weitere Details des Systems eingegangen, die es vom Einkanal-System unterscheiden.

Am Ende der Arbeit werden nochmals in Kapitel 6 alle wesentlichen Ergebnisse zusammengefasst.

## 2 Ultrakurze Terahertzpulse

Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschreibt kurz die physikalischen Eigenschaften von Terahertzstrahlung. Im Anschluss daran wird auf die Erzeugung (Abschnitt 2.2), auf Besonderheiten optischer Komponenten für den Terahertz-Frequenzbereich (Abschnitt 2.3) sowie auf die Signalerfassung und -auswertung (Abschnitt 2.4) eingegangen.

### 2.1 Physikalische Grundlagen

Terahertzstrahlung umfasst den Frequenzbereich von etwa 0,1 bis 10 THz (1 THz =  $10^{12}$  Hz). Dies entspricht einem Wellenlängenbereich von 30  $\mu\text{m}$  bis 3 mm oder einer Photonenenergie von 0,4 bis 40 meV [14]. Abbildung 2.1 zeigt die Einordnung der THz-Strahlung im elektromagnetischen Spektrum. Sie ist zwischen infrarotem Licht und Mikrowellenstrahlung zu finden.

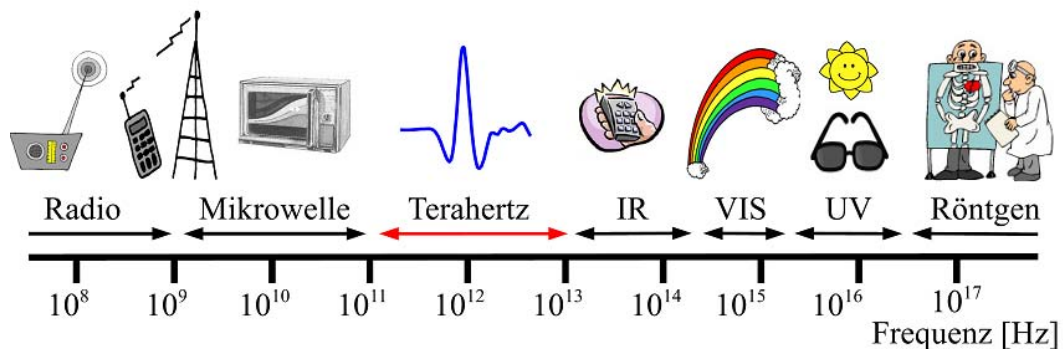


Abb. 2.1: Überblick über das elektromagnetische Spektrum aus [22].

Die Photonenenergie von THz-Strahlung reicht nicht aus, um in einem elektrischen Isolator oder Halbleiter freie Ladungsträger zu erzeugen. Folglich kann THz-Strahlung solche Materialien nahezu ungehindert durchdringen. Dabei liegt der Brechungsindex für viele Kunststoffe im Bereich von 1,1 bis 1,7 und beträgt beispielsweise für hochreines (Widerstand  $> 10 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ ) Silizium 3,42.

An Metallen wird THz-Strahlung reflektiert. Hier reicht die Photonenenergie aus, um mit den Elektronen des Metalls in Wechselwirkung zu treten, da direkt oberhalb der Fermienergie<sup>1</sup> erlaubte Elektronenzustände existieren.

Moleküle in Gasen und Flüssigkeiten sowie amorphe Festkörper haben zum Teil Rotations- und Schwingungszustände, die durch die geringe Energie von THz-Photonen angeregt werden können. Solche Stoffe haben charakteristische Absorptionsspektren im THz-Bereich.

THz-Strahlung ist nicht gesundheitsschädlich, da die Photonenenergie weder ausreicht, Atome zu ionisieren noch chemische Bindungen zu brechen.

Systeme, die mit ultrakurzen THz-Pulsen arbeiten, ermöglichen die Messung von Amplitude und Phase des elektrischen Feldes. Dadurch lassen sich Laufzeit und Absorption von Pulsen bestimmen. Mit solchen Systemen kann schließlich der komplexe Brechungsindex einer Probe im THz-Bereich ermittelt werden [19, 24].

## 2.2 Erzeugung von THz-Strahlung

Jeder Körper emittiert bei Raumtemperatur elektromagnetische Wellen aller denkbaren Frequenzen<sup>2</sup>, und stellt somit auch eine Quelle für THz-Strahlung dar. Diese Strahlung kann zur Bildgebung genutzt werden, jedoch ist sie inkohärent und von niedriger Intensität. Zur Messung eignen sich Bolometer, die zweckmäßigerweise gekühlt werden, um das Signal vor einer starken Hintergrundstrahlung auflösen zu können [26].

THz-Strahlung kann auch künstlich erzeugt werden. Mit Methoden aus angrenzenden Frequenzbereichen ist es möglich, Quellen für kohärente kontinuierliche Strahlung herzustellen. Aus der Lasertechnik kommen beispielsweise THz-Gas- und Quantenkaskaden-Laser zum Einsatz, und aus der Hochfrequenztechnik sind Schottky- und Gunn-Dioden mit Frequenzvervielfachern leistungsstarke THz-Quellen [27].

Für die Erzeugung ultrakurzer THz-Pulse werden fs-Laserpulse<sup>3</sup> benötigt. Im Folgenden werden zwei Methoden ausführlich dargestellt, gepulste Strahlung zu erzeugen.

### 2.2.1 Oberflächenemitter

Bestrahlt man die Oberfläche eines geeigneten Halbleiters mit fs-Laserpulsen, so emittiert er ultrakurze THz-Pulse. Die Erzeugung der THz-Strahlung beruht auf zwei verschiedenen Prinzipien [2, 28–30]:

---

<sup>1</sup>Fermienergie ist die höchste mit Elektronen besetzte Energie im Grundzustand.

<sup>2</sup>Die spektrale Energiedichte ergibt sich aus dem Planckschen Strahlungsgesetz [25].

<sup>3</sup>fs: Femtosekunde ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ )

- Die Photonen des Laserpulses werden absorbiert und heben Elektronen in das Leitungsband an. Diese können beschleunigt werden und senden gemäß den Maxwell'schen Gleichungen elektromagnetische Wellen aus. Das zur Beschleunigung erforderliche elektrische Feld entsteht durch *Verarmungszonen* und den *Photo-Dember-Effekt*.
- Nichtlineare optische Medien ermöglichen durch *optische Gleichrichtung* bei hoher Laserintensität die Erzeugung von Photonen mit deutlich reduzierter Energie.

Durch *optische Gleichrichtung* können Differenzen spektraler Komponenten des Laserpulses erzeugt werden, wenn die Suszeptibilität zweiter Ordnung  $\chi^{(2)}$  im Halbleiter ungleich Null ist. Zur Erzeugung ultrakurzer THz-Pulse werden fs-Laserpulse eingesetzt. Sie verfügen über eine spektrale Breite von einigen Nanometern, so dass Differenzen spektraler Komponenten im THz-Bereich auftreten können. Die elektrische Feldstärke des THz-Pulses  $E_{THz}$  ist dann proportional zur zweiten zeitlichen Ableitung der Polarisation  $P(t)$ , welche wiederum dem Quadrat der Laserintensität entspricht [2, 28]:

$$E_{THz} \sim \frac{\partial^2 P(t)}{\partial t^2} \sim J_{Laser}^2. \quad (2.1)$$

Durch optische Gleichrichtung können sehr große spektrale Breiten der Pulse erzeugt werden (z.B. 37 THz nutzbare spektrale Breite bei 12 fs Laserpulsen mit ZnTe-Emitter [3]), jedoch ist dieser Effekt erst bei hoher Pulsenergie (nach [3] etwa  $0,1 \mu J$ ) dominierend.

*Oberflächenverarmungsfelder* entstehen bei Halbleitern mit großer Bandlücke wie GaAs ( $E_g = 1,35 eV$ ) oder InP ( $E_g = 1,27 eV$ ) [25]. An der Grenzschicht des idealen Kristalls zur Luft ergeben sich im Bändermodell zusätzliche energetische Oberflächenniveaus, die innerhalb der verbotenen Zone des Halbleitervolumens liegen. Die Oberflächenzustände verursachen eine Verformung der Energiebänder, wodurch sich eine Raumladungsschicht nahe der Oberfläche bildet [31, 32].

Die Verformung der Bänder ist von der Bandlücke des Halbleiters, der Kristallorientierung und Dotierung abhängig, sie bestimmt Stärke und Richtung des Oberflächenverarmungsfeldes. Durch Photoabsorption erzeugte Ladungsträger werden in diesem elektrischen Feld senkrecht zur Oberfläche beschleunigt. Geht man von einer Dipol-Näherung aus, ist die emittierte THz-Feldstärke proportional zur zeitlichen Ableitung des Stromflusses  $I(t)$  [2]:

$$E_{THz} \sim \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Beim *Photo-Dember-Effekt* entsteht ein elektrisches Feld durch unterschiedliche Diffusionskonstanten der Ladungsträger. Elektronen haben eine wesentlich geringere effektive Masse und somit höhere Beweglichkeit als Löcher [33, 34]. Folglich diffundieren sie deutlich schneller in das Halbleitervolumen. Das entstehende elektrische Feld ist senkrecht zur Oberfläche orientiert, die THz-Feldstärke genügt ebenso Gleichung 2.2. Der

Photo-Dember-Effekt wird durch eine geringe Bandlücke (z.B. InAs ( $E_g = 0,36 \text{ eV}$ ) und InSb ( $E_g = 0,16 \text{ eV}$ ) [25]) und geringe Eindringtiefe der Photonen begünstigt [2].

Abbildung 2.2 zeigt eine mögliche Versuchsanordnung. Die erzeugte Strahlung kann nur teilweise genutzt werden, ein Teil bleibt durch Totalreflexion im Inneren des Halbleiters und auch auf dessen Rückseite tritt Strahlung aus.

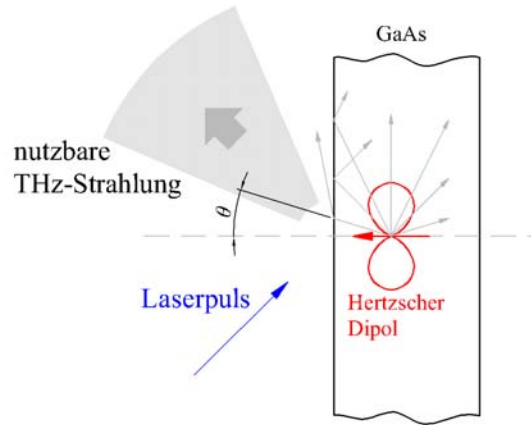


Abb. 2.2: Prinzipskizze zur Erzeugung von THz-Pulsen mit Oberflächenemitter.

Die abgestrahlte Leistung  $P_{THz}$  ist winkelabhängig ( $P_{THz} \sim \sin^2\theta$ ,  $\theta$  ist der Winkel zur Dipolachse, siehe Abb. 2.2), sie hat ihr Maximum bei  $90^\circ$  und verschwindet bei  $0^\circ$  sowie bei  $180^\circ$  [35]. Typischerweise haben Oberflächenemitter eine Brechzahl von  $n \approx 3,5$  im THz-Bereich, durch Totalreflexion an der Grenzschicht zur Luft ( $n \approx 1$ ) kann somit nur Strahlung unter einem Winkel  $\theta \lesssim 17^\circ$  ausgekoppelt werden. Durch Anlegen eines magnetischen Feldes ist es möglich, die Orientierung des Dipols so zu drehen, dass mehr THz-Leistung ausgekoppelt werden kann [2, 36–39].

Die Amplitude der erzeugten THz-Pulse ist abhängig vom verwendeten Halbleitermaterial, dessen Dotierung und Orientierung. Für Anregungswellenlängen des fs-Lasers von  $800 \text{ nm}$  sind beispielsweise InAs (111) und (100) [2,30,40–42], InSb (100) [2,41], InP (100) [2,41,43], GaAs (100) [37,42] oder InN [44,45] geeignet. Oberflächenemitter aus InAs können auch bei Anregungswellenlängen von  $1060 \text{ nm}$  [46,47] bzw.  $1550 \text{ nm}$  (n-InAs) [2] eingesetzt werden.

### 2.2.2 Photoleitende Antennen

Eine photoleitende Antenne besteht aus einem hochohmigen Halbleitersubstrat und zwei darauf aufgebracht Metallbahnen. Der elektrische Widerstand zwischen den Elektroden ist abhängig von deren Geometrie sowie vom Dotierungsgrad und der Fehlstellendichte

des Halbleitermaterials. Im unbeleuchteten Zustand werden für den Widerstand einige Megaohm erreicht [48]. Abbildung 2.3 zeigt das Funktionsprinzip der photoleitenden Antenne als THz-Emitter.

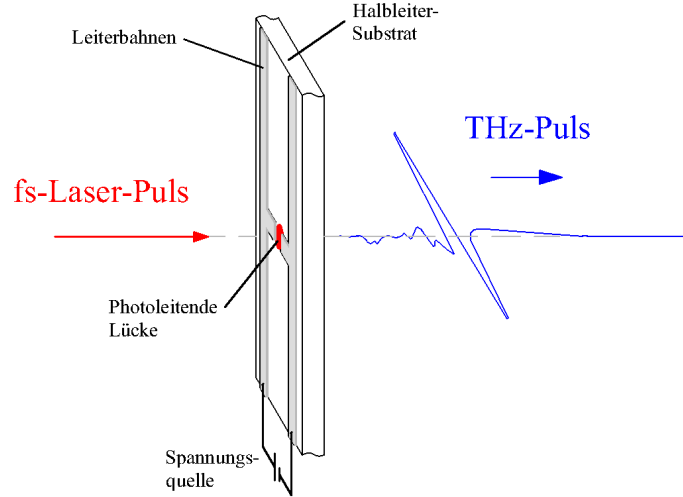


Abb. 2.3: Funktionsprinzip der Dipolantenne als THz-Emitter.

Trifft der fs-Laserpuls auf das Halbleitersubstrat zwischen den elektrisch vorgespannten Elektroden, so sinkt der Widerstand abrupt und es kommt zu einem kurzen Stromstoß. Die Dauer des Stromflusses wird durch die Laser-Pulsdauer und die Ladungsträgerlebensdauer im Halbleiter bestimmt, sie beträgt typischerweise weniger als eine Pikosekunde ( $1\text{ ps} = 10^{-12}\text{ s}$ ). Das Spektrum der abgestrahlten elektromagnetischen Pulse liegt folglich im THz-Frequenzbereich [2, 49]. In der Dipolnäherung ist die abgestrahlte Feldstärke proportional zur zeitlichen Ableitung des fließenden Stromes  $I(t)$  (Gl. 2.2), der sich aus einer Faltung der Intensität des Laserpulses  $I_{\text{Laser}}$  mit der Leitfähigkeit des Halbleiters ergibt [2]:

$$I(t) \sim I_{\text{Laser}}(t) \otimes [n(t) \cdot v(t)]. \quad (2.3)$$

$n(t)$  und  $v(t)$  bezeichnen die zeitlichen Verläufe von Dichte und Geschwindigkeit der Photoelektronen, die bei Anregung mit delta-förmigem Laserpuls entstehen würden [50].  $n(t)$  steigt mit Eintreffen des Laserpulses stark an und klingt dann exponentiell ab. Der Abfall wird durch die Ladungsträgerlebensdauer bestimmt, die durch Einbringen von Fehlstellen im Halbleiter erheblich reduziert werden kann [51–53]. Die Geschwindigkeit  $v(t)$  ist abhängig von der effektiven Masse der Ladungsträger und von der elektrischen Feldstärke.

Geeignete Halbleitermaterialien zeichnen sich durch eine direkte Bandlücke aus, deren Größe auf die Energie der Photonen abgestimmt ist. Sie verfügen über eine kurze Ladungs-

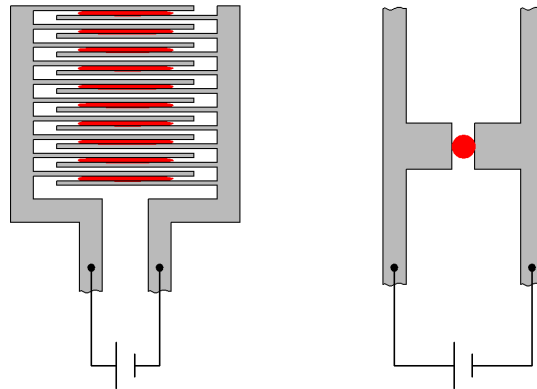


Abb. 2.4: Prinzipskizze photoleitender Antennen: Interdigitalantenne (links) und Dipolantenne (rechts). Die Anregungsfläche für den fs-Laserpuls ist jeweils rot dargestellt.

trägerlebensdauer und hohe Ladungsträgerbeweglichkeit. Für eine Anregungswellenlänge von  $800\text{ nm}$  eignet sich LT-GaAs [18, 49, 54–56]. Bei  $1060\text{ nm}$  sind  $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  [15, 57] und  $\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{As}_{0,96}\text{N}_{0,04}$  [58] geeignet, deren Eigenschaften (wie elektrischer Widerstand und Ladungsträgerlebensdauer) aber noch optimiert werden müssen. Je nach Zusammensetzung können InGaAs und GaInAsN auch für  $1550\text{ nm}$  verwendet werden [48, 59, 60].

Photoleitende Antennen emittieren (bei gleicher Anregungsleistung) deutlich mehr THz-Leistung als Oberflächenemitter. Dies hat zwei Ursachen: Zum einen wird die elektrische Feldstärke zum Beschleunigen der Ladungen durch eine externe Spannungsquelle bereitgestellt, die deutlich höhere Werte erreicht. Zum anderen ist die Orientierung des sich ausbildenden Hertzschen Dipols parallel zur Oberfläche, so dass ein wesentlich größerer Anteil der THz-Strahlung ausgekoppelt werden kann.

Abbildung 2.4 zeigt zwei mögliche Antennengeometrien, wie sie auch für spätere Messungen eingesetzt werden (Kapitel 4). Der rechte Teil von Abb. 2.4 stellt einen Ausschnitt einer Dipolantenne dar. Die Gesamtlänge beträgt üblicherweise einige Millimeter und die beiden Elektroden haben einen Abstand von  $20 - 50\ \mu\text{m}$ . Durch Anlegen einer Spannung von einigen Volt an den beiden Elektroden bildet sich im Zentrum der Dipolantenne ein elektrisches Feld von einigen  $10^6\text{ V/m}$ . Die Lücke im Zentrum hat eine Breite von  $5 - 10\ \mu\text{m}$ , an diese Stelle muss auch der Laserpuls fokussiert werden [18, 49].

Im linken Teil von Abb. 2.4 ist eine Interdigitalantenne dargestellt. Auch bei dieser Antenne wird über die beiden Elektroden eine Spannung angelegt, jedoch ist der Bereich maximaler Feldstärke über die gesamte aktive Fläche ausgebreitet. Somit besteht die Möglichkeit, den Laserpuls räumlich aufzuteilen und mehr Photonen zur Ladungsträger-

erzeugung zu nutzen.

Zu beachten ist, dass bei der Interdigitalantenne nur jede zweite Lücke ausgeleuchtet werden darf, um destruktive Interferenz zu vermeiden. Dafür kann zum Beispiel jede zweite Lücke durch eine reflektierende Schicht abgedeckt werden [58] oder die absorbierende Halbleiterschicht wird lithografisch entfernt [61] (somit ist aber nur noch 1/4 der Laserleistung nutzbar). Eine weitere Möglichkeit besteht in dem Aufbringen eines Mikrolinsenarrays, welches das Licht in jede zweite Lücke fokussiert. Diese Variante ist deutlich effektiver, mit einem sphärischem Mikrolinsenarray können je nach Füllfaktor etwa 3/4 der Laserleistung genutzt werden [62].

### 2.2.3 Zusammenfassung

Oberflächenemitter sind einfach in der Handhabung, sie bedürfen keiner zusätzlichen Spannungsversorgung, lassen sich problemlos kühlen und sind nicht sehr justageempfindlich. Sie eignen sich gut für Versuchsaufbauten, bei denen die Effizienz der Emitter nicht im Vordergrund steht. Geeignete Halbleitermaterialien existieren sowohl für 800 *nm* als auch für 1060 *nm*.

Photoleitende Antennen können (je nach Geometrie) nur geringe Laserleistung aufnehmen und sind empfindlicher bezüglich Justage, jedoch dafür wesentlich effektiver als Oberflächenemitter. Die Bandlücke des Halbleiters muss bei photoleitenden Antennen auch auf die Photonenenergie des Lasers abgestimmt sein. Für 800 *nm* steht mit LT-GaAs ein sehr gutes Antennenmaterial zur Verfügung, womit in Kapitel 4 Versuche an einem Einkanal-System durchgeführt werden. Die Optimierung von Materialien für 1060 *nm* ist Gegenstand aktueller Forschungen.

## 2.3 THz-Optik

Die generierten THz-Pulse sind aufgrund der kleinen Anregungsfläche durch große räumliche Divergenz gekennzeichnet. In erster Näherung liegt ihr die Strahlungscharakteristik eines Dipols zugrunde. Die THz-Optik hat die Aufgabe, möglichst viel Strahlungsintensität aufzusammeln und diese vom Emitter auf die Probe und anschließend auf den Detektor abzubilden [13, 63, 64].

Im THz-Bereich können Linsen aus Kunststoffen wie Zeonex<sup>®</sup> oder Topas<sup>®</sup> eingesetzt werden. Sie sind relativ leicht zu bearbeiten und haben einen Brechungsindex von etwa 1,5.

Auch Halbleiter eignen sich als optische Elemente. Hochohmiges Silizium hat beispielsweise im Bereich von 0,5 – 3,5 THz einen Brechungsindex von  $n_{Si} = 3,42$  [65]. Es zeigt nur



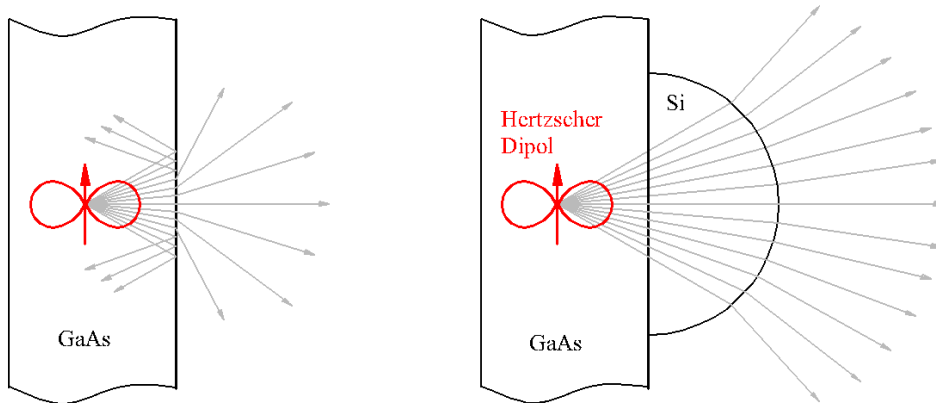


Abb. 2.5: Verbesserte Auskopplung der THz-Strahlung durch eine Silizium-Linse auf der Rückseite der Antenne.

geringe Absorption, hat aber (aufgrund des hohen Brechzahlunterschieds zur Luft) einen hohen Reflexionsgrad. Für das Verhältnis von reflektierter  $E_R$  zu eingehender Feldstärke  $E_E$  ergibt sich bei senkrechtem Einfall aus den Fresnelschen Formeln [66]:

$$\left| \frac{E_R}{E_E} \right| = \frac{n - 1}{n + 1}. \quad (2.4)$$

Die hohen Verluste durch Reflexionen können durch breitbandige Entspiegelungen auf der Basis von Mottenaugenstrukturen reduziert werden [67, 68].

Reflektierende optische Elemente werden durch Metalloberflächen erzeugt, wobei das Reflexionsvermögen allein durch die Oberflächenrauheit beschränkt wird. Aufgrund der großen Wellenlängen ( $30 \mu\text{m}$  bis  $3 \text{mm}$ ) ist aber auch eine optisch raue Fläche ein guter Spiegel im THz-Bereich.

Im Emittor stellt die hohe Brechzahl ( $n_{\text{GaAs}} \approx 3,5$ ) des Halbleitermaterials eine Herausforderung bei der Auskopplung der THz-Pulse dar: An der Grenzschicht zur Luft kommt es für Winkel ab etwa  $17^\circ$  (zur Normalen) zur Totalreflexion. Bei der photoleitenden Antenne kann die Auskopplung dadurch verbessert werden, dass eine Siliziumlinse direkt auf der Antennenrückseite aufgebracht wird. Mit Si-Linse kann deutlich mehr Leistung ausgekoppelt werden, und auch die Divergenz der Strahlung ist kleiner. Abbildung 2.5 zeigt die Wirkungsweise.

## 2.4 Kohärente Detektion und Auswertung

Der große Vorteil bei der Verwendung ultrakurzer THz-Pulse besteht darin, dass statt einer gemittelten Intensität der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke gemessen

werden kann.

Das Prinzip der *kohärenten Detektion* ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Der Detektor erfasst immer nur den Teil des THz-Pulses, der gleichzeitig mit dem Laserpuls am Detektor ankommt. Durch zeitliche Verschiebung der beiden Pulse zueinander kann das THz-Signal stückweise abgetastet werden. Das Prinzip der kohärenten Detektion kann angewendet werden, weil die Laserpulse deutlich kürzer sind als die THz-Pulse.

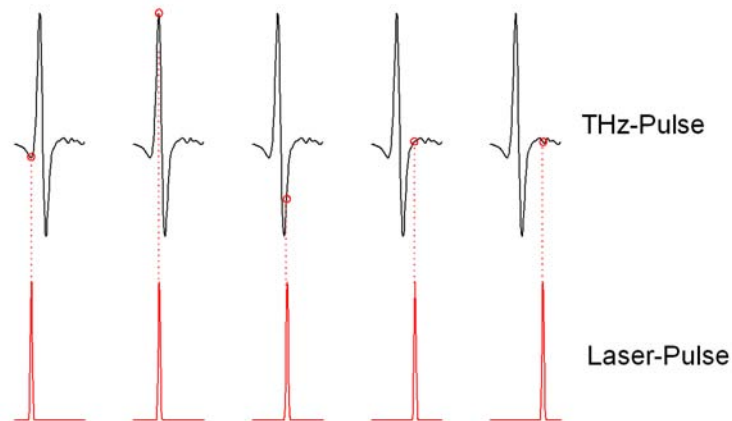


Abb. 2.6: Abtasten des THz-Pulses: Eine Folge von THz-Pulsen wird mit einer Folge von Laserpulsen überlagert.

Als Detektor eignen sich *elektrooptische Kristalle* [20]. Sie können durch Ausnutzung des Pockels-Effektes die Polarisationsrichtung von Laserpulsen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld der THz-Pulse drehen. Für elektrooptische Detektion stehen dielektrische Kristalle ( $LiNbO_3$ ,  $LiTaO_3$ ), Halbleiter ( $ZnTe$ ,  $GaAs$ ,  $GaSe$ ) oder organische Materialien (DAST, MA1:MMA) zur Verfügung [2].

*Photoleitende Antennen*, wie sie bereits in Abschnitt 2.2.2 beschrieben wurden, stellen eine weitere Möglichkeit der Detektion ultrakurzer THz-Pulse dar [17, 18, 48, 55, 56, 69, 70]. Auch hier sind Dipolantenne und Interdigitalantenne aus Abbildung 2.4 geeignet. Bei der Verwendung als Detektor wird jedoch keine Beschleunigungsspannung angelegt, sondern der Strom zwischen den beiden Elektroden gemessen. Durch Absorption der Laserpulse im Halbleitermaterial werden freie Ladungsträger (Photoelektronen und Löcher) erzeugt. Das elektrische Feld der THz-Pulse beschleunigt die freien Ladungsträger. Aus der resultierenden Stromstärke kann auf die momentane THz-Feldstärke geschlossen werden.

Die Höhe der Stromstärke verhält sich proportional zur Anzahl der frei beweglichen Ladungsträger im Halbleiter. Wenn die Wellenlänge des Lasers und die Bandlücke aufeinander abgestimmt sind, ist für die effektive Erzeugung von Photoelektronen eine direkte Bandlücke unerlässlich. Die Zahl der Ladungsträger (und damit die Stromstärke) hängt

nicht nur von der Laserleistung ab, sie wird auch durch die Bandstruktur des Halbleiters, die Eindringtiefe der Laserpulse, das Verhältnis von Bandlücke zur Photonenenergie und die Zustandsdichte der Energieniveaus nahe der Bandlücke bestimmt.

Photoleitende Antennen bedürfen einer sorgfältigen Justage, zeichnen sich aber durch hohe Effizienz aus.

Das am Detektor entstehende Stromsignal ergibt sich (bei einer photoleitenden Antenne) aus der Faltung der Ladungsträgerkonzentration  $n(t)$  des Halbleiters mit der Feldstärke  $E_{THz}$  des THz-Pulses [2]:

$$I(t) \sim \mu \cdot E_{THz}(t) \otimes n(t). \quad (2.5)$$

In Gleichung 2.5 steht  $\mu$  für die Beweglichkeit der Ladungsträger. Aus der Messung von  $I(t)$  kann die Feldstärke  $E_{THz}(t)$  bestimmt werden, wenn die Ladungsträgerkonzentration im Halbleitersubstrat bekannt ist. Im Grenzfall, wenn  $n(t)$  deltaförmig wird, entspricht der zeitliche Verlauf der Faltung aus Gleichung 2.5 gerade der THz-Feldstärke. Die Zeit für den Stromfluss ergibt sich aus der Pulslänge des Lasers und der Ladungsträgerlebensdauer.

Abbildung 2.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke eines ultrakurzen THz-Pulses. Neben einer Referenzmessung ist auch der Puls nach Durchgang durch eine Probe dargestellt.

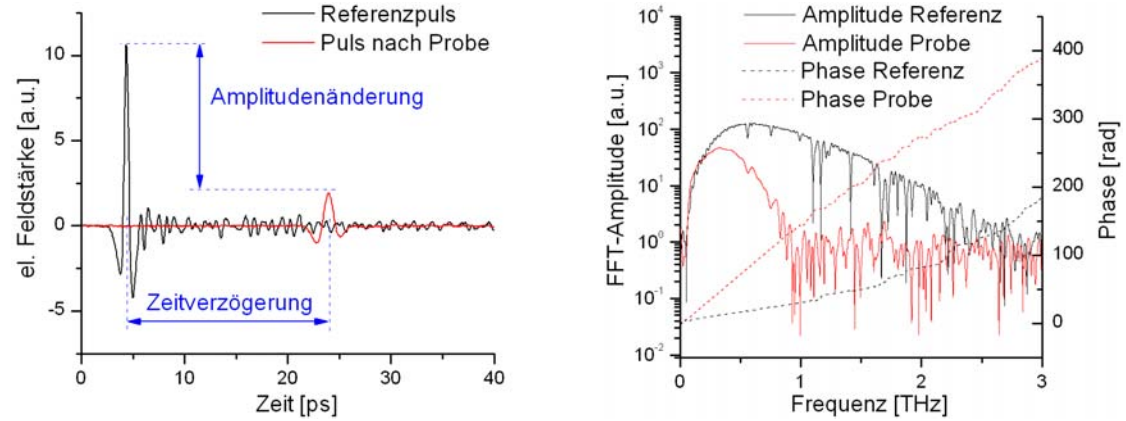


Abb. 2.7: Auswertung von THz-Pulsen: zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke (links) sowie Amplitude und Phase des Fourierspektrums (rechts).

Die Messung des elektrischen Feldes als Funktion der Zeit erlaubt eine Reihe von Auswertungsmöglichkeiten [14]: Aus der Zeitverzögerung der beiden Pulse kann auf die optische Dicke geschlossen werden. Die Amplitudenänderung von Referenzpuls zum Probenpuls erlaubt Rückschlüsse auf das Absorptionsvermögen des Probenmaterials.

Zeitverzögerung und Amplitudenänderung sind zwei Parameter, die sich leicht bestimmen lassen und charakteristische Informationen über eine Probe liefern [7, 19]. Beide Werte

eignen sich gut, um bei der Bildgebung mit THz-Pulsen kontrastreiche Abbildungen zu erzeugen.

In Abbildung 2.8 ist die maximale Amplitude sowie die Zeitverzögerung der THz-Pulse nach Durchgang durch eine Probe (3,5" Diskette) dargestellt. Die Messung erfolgte punktwise an einem Einkanalssystem. Insgesamt wurden  $102 \cdot 10^6$  THz-Pulse aufgenommen, die wiederum aus etwa 9000 Messpunkten bestanden. Die Mittelungszeit für einen einzigen Punkt eines Pulses betrug  $3 \text{ ms}$ , so dass sich für die gesamte Messzeit etwa 80 Stunden ergeben.



Abb. 2.8: Ortsaufgelöste Messung einer Probe: Für eine Diskette (Foto links) ist die Amplitude (Mitte) und Zeitverzögerung (rechts) der THz-Pulse nach Durchgang durch die Probe dargestellt.

Neben Zeitverzögerung und Amplitudenänderung können durch kohärente Detektion weitere Informationen aus den THz-Pulsen gewonnen werden: Aus der Form der Pulse können Phase und Amplitude aller spektralen Anteile berechnet werden [71], somit ist eine Bestimmung des komplexen Brechungsindex im THz-Frequenzbereich möglich. Im rechten Teil von Abbildung 2.7 sind beispielhaft die spektrale Amplitude und Phase eines Referenzpulses sowie eines Pulses nach Durchgang durch eine Probe dargestellt.

### 3 Detektionsfunktion photoleitender Antennen

Die grundsätzlichen Vorgänge bei der Detektion von THz-Pulsen mit einer photoleitenden Antenne wurden bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben. Dieses Kapitel untersucht den Einfluss der Geometrie der Leiterbahnen auf das Spektrum der detektierten Pulse.

Im Folgenden werden zwei grundsätzlich verschiedene Antennengeometrien betrachtet, Dipolantenne und Interdigitalantenne, die in Abbildung 3.1 dargestellt sind.

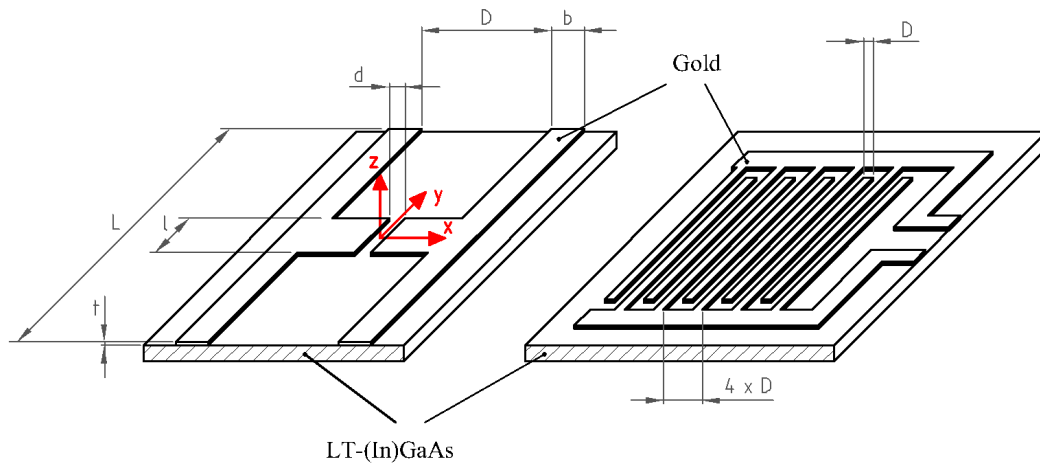


Abb. 3.1: Schematische Darstellung von Dipolantenne (links) und Interdigitalantenne (rechts). Die Leiterbahnen bestehen aus Gold und sind auf einem Halbleiter-substrat (LT-GaAs für 800 nm oder LT-InGaAs für 1060 nm) lithographisch aufgebracht.

Über den Einsatz einer Dipolantenne zur THz-Detektion wurde bereits mehrfach berichtet [2, 3, 16–18, 49, 69], während es bisher nur eine Veröffentlichung zur Interdigitalantenne gibt [58]. Letztere liefert nach ersten Messungen höhere Signale, da sie mit deutlich mehr Laserleistung als eine Dipolantenne betrieben werden kann.

In Abschnitt 3.1 wird die Detektionsfunktion photoleitender Antennen analytisch berechnet. Für die Dipolantenne werden hierfür neue Ansätze verfolgt, um offene Probleme

älter Modelle zu lösen. Es wird erstmals eine Detektionsfunktion für Interdigitalantennen präsentiert. Für beide Antennentypen wird ein Modell entwickelt, das sowohl für herkömmliche Einkanal-Systeme als auch bei Mehrkanalsystemen verwendet werden kann. Für Letztere soll das THz-Strahlprofil nicht rotationssymmetrisch sein, sondern zu einer flachen Ellipse entarten, die von mehreren in einer Zeile angeordneten Detektoren erfasst wird.

Im Anschluss daran werden in Abschnitt 3.2 FEM<sup>1</sup>-Simulationen vorgestellt, die eine Optimierung aller geometrischen Größen der Dipolantenne durch numerische Berechnungen ermöglichen. Für die Interdigitalantenne kann aufgrund der Komplexität nur ein Ausschnitt simuliert werden. Der Vergleich mit analytisch berechneten Werten erlaubt aber auch hier eine Optimierung der Antennengeometrie.

## 3.1 Analytische Detektionsfunktion

Die Pulsdauer des Lasers sowie die Ladungsträgerlebensdauer und deren Beweglichkeit, aber auch die Wechselwirkung der Ladungsträger mit Fehlstellen des Halbleiters bestimmen wesentlich den Stromfluss im Detektor. Der Einfluss all dieser Größen ist bekannt [2, 3, 50, 72], in diesem Abschnitt wird daher nur der geometrieabhängige Teil der Detektionsfunktion behandelt.

### 3.1.1 Dipolantenne

P. U. Jepsen et al. [69] stellten Berechnungen zum Photostrom vor, der zwischen den beiden Polen einer Dipolantenne fließt. Auch W. Freese veröffentlichte Rechnungen zur Detektionsfunktion [23]. Beide Berechnungen beziehen sich auf Einkanal-Systeme mit rotationssymmetrischem THz-Strahlprofil.

Versuche mit verschiedenen Dipolantennen zeigen, dass eine Vergrößerung des Dipolabstandes  $D$  nur für niedrige Frequenzen ( $\lesssim 1 THz$ ) zu einer erhöhten Detektion führt, wohingegen hohe Frequenzen schlechter erfasst werden (siehe Abb. 4.9). Diese Ergebnisse werden von bisherigen Rechnungen nicht erklärt.

Im Folgenden wird ein Modell vorgestellt, dessen Ergebnisse sich mit experimentellen Messungen decken sollen. Dabei wird insbesondere auf die Detektion von elliptischen THz-Strahlprofilen eingegangen, wie sie bei Mehrkanalsystemen zu erwarten sind.

Der Unterschied zu bisherigen Veröffentlichungen besteht in drei wesentlichen Punkten:

- Die räumliche Intensitätsverteilung des THz-Pulses ist nicht rotationssymmetrisch, sondern elliptisch.

---

<sup>1</sup>Finite-Elemente-Methode

- Zur Ermittlung der Potentialdifferenz wird nicht die Feldstärke innerhalb der Lücke der Dipolantenne (siehe Abb. 3.1) gemittelt, sondern das elektrische Feld an den Kanten der Metallstruktur betrachtet.
- Statt der gesamten Dipollänge  $L$  ist nur eine effektive Länge  $L_{eff}$  wirksam.

Ausgangspunkt des Modells ist ein THz-Puls, dessen räumliche Intensitätsverteilung als Gauss-förmig angenommen wird. Durch die Fokussierung mittels Si-Linse auf der Rückseite der Antenne ist die Größe des THz-Pulses frequenzabhängig. Der THz-Puls ist linear in x-Richtung polarisiert, die x-Komponente des elektrischen Feldes hat die Form

$$E_x(x, y, f) = E_0(f) \cdot \exp \left( - \left( \frac{x}{w_x(f)} \right)^2 - \left( \frac{y}{w_y(f)} \right)^2 \right). \quad (3.1)$$

In Gleichung 3.1 bezeichnet  $E_0$  die Amplitude des elektrischen Feldes,  $w_x$  und  $w_y$  ist jeweils der Radius (beim Intensitätsabfall auf  $1/e^2$ ) des THz-Pulses in x- bzw. y-Richtung. Im Modell verhält sich (wie auch in [69]) das Maximum der Feldamplitude proportional zur Frequenz ( $E_0(f) \sim f$ ) und der Strahlradius umgekehrt proportional zur Frequenz ( $w_{x,y}(f) \sim 1/f$ ). Die Frequenzabhängigkeit der Intensitätsverteilung wird durch Fokussierung der THz-Pulse mit einer Si-Linse verursacht. Die Unterscheidung zwischen  $w_x$  und  $w_y$  ist wichtig für die Bewertung zylindrischer Si-Linsen. Mit dieser können die THz-Pulse auf eine Linie fokussiert werden, was eine Detektion mit mehreren nebeneinander liegenden Antennen ermöglicht.

Analog zum Plattenkondensator, bei dem eine Potentialdifferenz der beiden Platten ein elektrisches Feld zwischen diesen zur Folge hat, entsteht bei der Dipolantenne durch das elektrische Feld des THz-Pulses eine Potentialdifferenz zwischen den beiden Leiterbahnen.

An den Oberflächen der Metallstreifen (Elektroden der Antenne) sammeln sich Ladungsträger an, deren Dichte sich proportional zur Normalkomponente des elektrischen Feldes verhält [35]. Wenn der THz-Puls in x-Richtung polarisiert ist, befinden sich nur Ladungen an den Flächen, die in der y-z-Ebene liegen. Dies sind die Innenkanten der Lücke (Abstand  $d$ , siehe Abb. 3.1) und der Dipole (Abstand  $D$ ).

Zur Berechnung der Potentialdifferenz wird die Normalkomponente des elektrischen Feldes entlang der inneren Kanten der Dipole mit dem jeweiligem Abstand ( $d$  oder  $D$ ) multipliziert (analog zum Plattenkondensator:  $U \sim E \cdot d$ ) und über eine effektive Länge  $L_{eff}$  ( $< L$ ) gemittelt.

Die Reduzierung der Länge  $L$  zur effektiven Länge  $L_{eff}$  begründet sich in der Tatsache, dass der Strom nur für eine sehr kurze Zeit  $\tau$  fließt und somit nur eine beschränkte Distanz überwinden kann. Die Zeit für den Stromfluss setzt sich zusammen aus der Dauer des fs-Laserpulses und der Ladungsträgerlebensdauer des Halbleitermaterials. Nimmt

man an, dass der Stromfluss mit Lichtgeschwindigkeit<sup>2</sup>  $c$  erfolgt, beträgt die effektive Länge:

$$L_{eff} = 2 \cdot \tau \cdot c - D. \quad (3.2)$$

Für die Potentialdifferenz ergibt sich der Ausdruck:

$$U(f) \sim \frac{1}{L_{eff}} \cdot \left[ D \cdot 2 \cdot \int_{l/2}^{L_{eff}/2} E_x(x = \frac{D}{2}, y, f) dy + d \cdot \int_{-l/2}^{l/2} E_x(x = \frac{d}{2}, y, f) dy \right]. \quad (3.3)$$

Der durch die Dipollücke fließende Strom  $I$  ist nach dem Ohmschen Gesetz proportional zur Potentialdifferenz.

$$I(f) = \frac{U(f)}{R(f)} \quad (3.4)$$

$R$  bezeichnet den elektrischen Widerstand des Halbleiters, er ist abhängig von der Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Halbleitermaterial in der Dipollücke. Die Frequenzabhängigkeit<sup>3</sup> des Widerstandes bleibt hier unberücksichtigt, für die Geometrieabhängigkeit gilt:

$$R \sim d. \quad (3.5)$$

Insgesamt ergibt sich durch Integration von Gleichung 3.3 und Einsetzen in 3.4 für den fließenden Strom folgender Zusammenhang:

$$I(f) \sim \frac{1}{d \cdot L_{eff}(\tau, D)} \cdot \left\{ D \cdot e^{-\left(\frac{D}{2 \cdot w_x(f)}\right)^2} \cdot \left[ \text{Erf} \left( \frac{L_{eff}(\tau, D)}{2 \cdot w_y(f)} \right) - \text{Erf} \left( \frac{l}{2 \cdot w_y(f)} \right) \right] + d \cdot e^{-\left(\frac{d}{2 \cdot w_x(f)}\right)^2} \cdot \text{Erf} \left( \frac{l}{2 \cdot w_y(f)} \right) \right\}. \quad (3.6)$$

Gleichung 3.6 hat stets ein globales Maximum, für große Verhältnisse von  $D/d$  kann ein zweites lokales Maximum auftreten, das gegenüber dem Ersten zu höheren Frequenzen verschoben ist. Für  $f = 0$  ist  $I(f) = 0$  und im Grenzwert  $f \rightarrow \infty$  nähert sich der Strom auch dem Wert Null an.

Die Lage des Maximums von  $I(f)$  wird hauptsächlich durch die Größen  $w_{x,y}$  des THZ-Pulses und die Zeit  $\tau$  des Stromflusses bestimmt. Die Höhe des Maximums wird durch die Antennengeometrie festgelegt, wobei der Anstieg von  $I(f)$  bei kleinen Frequenzen entscheidend ist. Näherungsweise verhält sich der Maximalwert  $I_{max}$  proportional zur Steigung von  $I(f)$  im Punkt  $f = 0$ :

$$I_{max} \sim \left. \frac{\partial I(f)}{\partial f} \right|_{f=0} = \frac{D \cdot L_{eff} - D \cdot l - d \cdot l}{d \cdot L_{eff}}. \quad (3.7)$$

<sup>2</sup>Hierbei ist nicht die Driftgeschwindigkeit der Elektronen maßgebend.

<sup>3</sup>In [73] wird die Frequenzabhängigkeit von  $R$  mit vereinfachtem Drude-Modell beschrieben.



Wenn  $D \gg d$  und  $L_{eff} \gg l$  gilt, was zum Beispiel für das Ausgangsmodell (siehe Tabelle 3.1) erfüllt ist, kann folgende Näherung verwendet werden:

$$I_{max} \sim \frac{D}{d}. \quad (3.8)$$

Der graphische Verlauf des Stromes aus Gleichung 3.6 ist in Abbildung 3.2 für verschiedene Werte der Parameter  $d$ ,  $D$ ,  $w_x$  und  $l$  dargestellt. Ausgangsmodell ist eine Dipolantenne mit den in Tabelle 3.1 angegebenen Parametern, die sich nach veröffentlichten Werten richten [2, 49, 69].

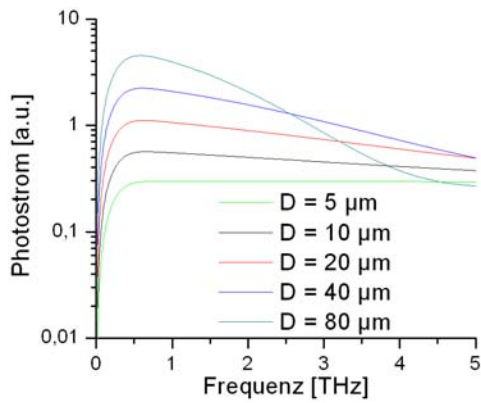
Breite der Lücke $d$	5 $\mu\text{m}$
Höhe der Lücke $l$	30 $\mu\text{m}$
Abstand der Dipole $D$	40 $\mu\text{m}$
Breite der Leiterbahnen $b$	10 $\mu\text{m}$
Dicke der Leiterbahnen $t$	0,5 $\mu\text{m}$
effektive Länge $L_{eff}$	560 $\mu\text{m}$
Größe des THz-Pulses (bei 1 THz) $w_{x,y}$	100 $\mu\text{m}$

Tab. 3.1: Abmessungen der Dipolantenne.

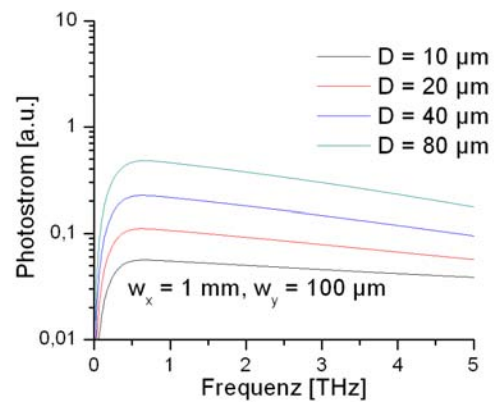
Abbildung 3.2(a) zeigt den Einfluss des Dipolabstandes  $D$  auf das detektierte Spektrum. Der Anstieg der Kurven um  $f = 0$  ist proportional zu  $D$  (Gleichung 3.7) und auch die Höhe des Maximums steigt gleichmäßig mit  $D$ . Die spektrale Breite des detektierten Stroms nimmt mit steigendem Dipolabstand ab. Für  $D = 80 \mu\text{m}$  liegt das Maximum etwa doppelt so hoch wie für  $D = 40 \mu\text{m}$ , dennoch schneiden sich beide Detektionsfunktionen bei  $2,7 \text{ THz}$ . Auch der Abfall der Kurve nach dem Maximum wird offenbar durch den Dipolabstand  $D$  bestimmt.

In Abbildung 3.2(b) wurde die selbe Antennengeometrie wie in 3.2(a) verwendet, jedoch ist das räumliche Intensitätsprofil des THz-Pulses nicht rotationssymmetrisch sondern elliptisch. Auch hier ist erkennbar, dass sich der Anstieg bei  $f = 0$ , das Maximum und der Abfall nach dem Maximum der einzelnen Kurven proportional zu  $D$  verhalten. Der Photostrom bleibt über den gesamten Frequenzbereich niedriger, da der THz-Puls größer und somit seine Feldstärke am Ort der Antenne geringer ist.

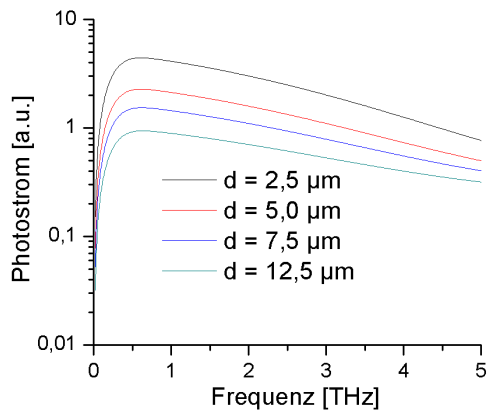
Bei den breiteren Dipolantennen fällt auf, dass der Photostrom bei hohen Frequenzen nicht so schnell abfällt wie in 3.2(a). Bei der Fokussierung mit sphärischer Si-Linse haben hohe Frequenzen des THz-Pulses kleine Durchmesser ( $w_{x,y}(f) \sim 1/f$ ) und können deshalb von schmalen Antennen besser erfasst werden. Hier ist das Profil des THz-Strahls eine breite Ellipse, wodurch auch hohe Frequenzen mit breiteren Antennen gut detektiert werden können.



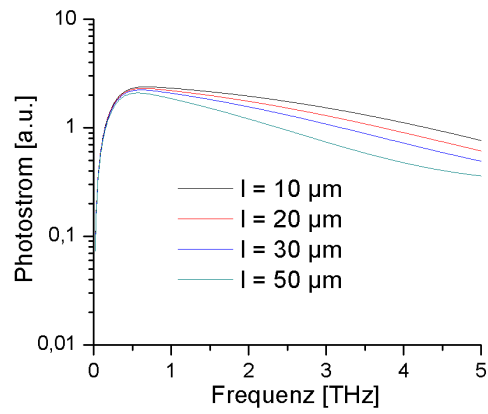
(a) Variation des Dipolabstands  $D$



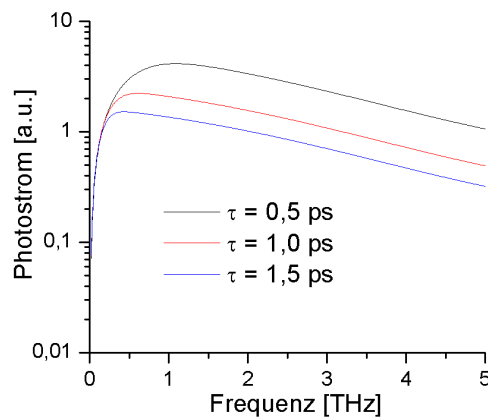
(b) Variation von  $D$  mit zylindrischer Si-Linse



(c) Variation der Breite  $d$



(d) Variation der Höhe  $l$



(e) Variation der Zeit für den Stromfluss  $\tau$

Abb. 3.2: Einfluss der Parameter auf die Frequenzabhängigkeit des Photostroms der Dipolantenne. Variationen zum Ausgangsmodell mit den Parametern aus Tabelle 3.1.

In Teil (c) und (d) von Abbildung 3.2 wurden die Breite  $d$  und die Höhe  $l$  der photoleitenden Lücke variiert. Eine Veränderung von  $d$  hat nahezu keinen Einfluss auf die Form des detektierten Spektrums, bestimmt aber ganz erheblich die Signalstärke. Für die einzelnen Kurven wird zwar die laterale Größe des Anregungsstrahls angepasst, jedoch bleibt die Gesamtlaserleistung konstant. Eine Erhöhung von  $l$  bewirkt schnelleres Abfallen des Photostroms zu hohen Frequenzen hin.

Abbildung 3.2(e) zeigt den Einfluss der Zeit  $\tau$  auf das Spektrum des detektierten Signals, mit ihr ändert sich die Lage des Maximums und die Signalstärke. Die Zeit für den Stromfluss kann durch die Geometrie der Antenne nicht beeinflusst werden. Mit kürzerem  $\tau$  erhöht sich das detektierte Signal, dies kann durch kurze Laserpulse und kurze Ladungsträgerlebensdauern im Halbleiter erreicht werden.

*Zusammenfassend* lässt sich sagen, dass das detektierte Spektrum in Form und Höhe wesentlich durch den Dipolabstand bestimmt wird. Mit größerem Dipolabstand wächst die Signalthöhe, jedoch wird das detektierte Spektrum immer schmaler. Für Messungen, bei denen nur die Signalthöhe entscheidend ist, sollte  $D = 80 \mu\text{m}$  oder noch größer gewählt werden. Wenn hingegen ein breites Spektrum erforderlich ist, sind schmalere Dipolantennen besser geeignet.

Die Breite der Lücke  $d$  ist möglichst schmal zu wählen. Dadurch kann über einen breiten spektralen Bereich ein höheres Signal erzielt werden. Die minimale Breite wird allerdings durch den Herstellungsprozess bestimmt, bei dem ein Kurzschluss beider Elektroden auf jeden Fall vermieden werden muss.

Eine Verkleinerung der Höhe  $l$  der Lücke führt zu einem geringfügig breiteren Spektrum. Jedoch ist es nicht sinnvoll, sie sehr klein zu wählen, da dadurch die Justage der Antenne (bei der Fokussierung des Laserstrahls in die Lücke) erheblich erschwert wird. Wenn die Höhe  $l$  kleiner wird als der Durchmesser des Laserstrahls, vergrößert sich der elektrische Widerstand  $R$  der Antenne im beleuchteten Zustand, da dann nicht alle erzeugten Photoelektronen zum Stromfluss beitragen können. Sinnvollerweise ist das Verhältnis von Höhe zu Breite der Lücke größer 2:1.

### 3.1.2 Interdigitalantenne

Die Rechnungen aus dem vorherigen Abschnitt lassen sich auf die Interdigitalantenne in Abbildung 3.1 übertragen. Die Fokussierung des Laserpulses an die einzelnen Anregungsstellen wird durch ein Mikrolinsenarray ermöglicht, wobei die sphärischen Linsen hexagonal angeordnet sind (siehe Abbildung 3.3).

Der Gesamtstrom  $I$  ergibt sich bei der Interdigitalantenne aus der Summe aller Teilströme der einzelnen Anregungsstellen  $(n, m)$ . Im Zentrum der Antenne (bei  $n = m = 0$ ) haben sowohl THz-Puls, als auch Laserpuls ihre maximale Feldstärke, der Strom an dieser Stelle

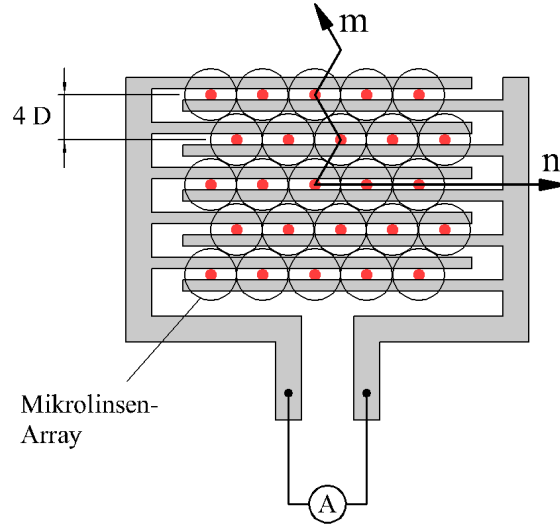


Abb. 3.3: Interdigitalantenne mit hexagonalem Mikrolinsenarray

sei  $I_0$ . Für alle anderen Anregungsstellen werden die Korrekturfaktoren  $K_{THz}$  und  $K_{Laser}$  eingeführt. Sie berücksichtigen die räumliche Verteilung der Feldstärke des THz-Pulses und der Intensität des Laserpulses:

$$I(f) = I_0(D, \tau, w_{x,y}(f)) \cdot \sum_{n,m} K_{THz}(n, m, f) \cdot K_{Laser}(n, m, w_L). \quad (3.9)$$

Mit den Indizes  $n$  und  $m$  in Gleichung 3.9 werden die einzelnen Anregungsstellen durchnummeriert.  $n$  und  $m$  sind ganze Zahlen, wobei das Zentrum der Antenne bei  $n = m = 0$  liegt. Die Anzahl der Anregungsstellen hängt von der Größe der aktiven Fläche und von der Breite der Leiterbahnen ab.

Der Strom  $I_0$  (bei  $n = m = 0$ ) kann wie bei der Dipolantenne mit Gleichung 3.6 berechnet werden. Setzt man  $d = D$ , ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$I_0 \sim \frac{1}{L_{eff}(\tau, D)} \cdot e^{-\left(\frac{D}{2 \cdot w_x(f)}\right)^2} \cdot Erf\left(\frac{L_{eff}(\tau, D)}{2 \cdot w_y(f)}\right). \quad (3.10)$$

Die Korrekturfaktoren  $K_{THz}$  und  $K_{Laser}$  errechnen sich wie folgt:

$$K_{THz}(n, m, f) = \frac{1}{w_x(f) \cdot w_y(f)} \cdot e^{-\left(\frac{8 \cdot D(n-1/4+(-1)^m/4)}{\sqrt{3} \cdot w_x(f)}\right)^2 - \left(\frac{4 \cdot m \cdot D}{w_y(f)}\right)^2}, \quad (3.11)$$

$$K_{Laser}(n, m, w_L) = e^{-\left(\frac{8 \cdot D(n-1/4+(-1)^m/4)}{\sqrt{3} \cdot w_L}\right)^2 - \left(\frac{4 \cdot m \cdot D}{w_L}\right)^2}. \quad (3.12)$$

Breite der Leiterbahnen $D$	5 $\mu\text{m}$
Größe der aktiven Fläche	1 x 1 $\text{mm}^2$
Größe des THz-Pulses (bei 1 THz) $w_{x,y}$	100 $\mu\text{m}$
Größe des Laserpulses $w_L$	400 $\mu\text{m}$

Tab. 3.2: Ausgangsparameter der Interdigitalantenne.

Sowohl für den THz-Puls als auch für den Laserpuls wird ein Gauss-förmiges Intensitätsprofil angenommen. Die Größe des THz-Pulses ist von der Frequenz abhängig ( $w_{x,y}(f) \sim 1/f$ ).

Der Korrekturfaktor für THz-Feldverteilung  $K_{THz}$  wurde so gewählt, dass die gesamte Feldenergie konstant bleibt. Beim Korrekturfaktor für das Profil des Laserstrahls  $K_{Laser}$  hingegen bleibt die maximale Intensität im Zentrum der Antenne gleich. Dadurch wird berücksichtigt, dass bei Vergrößerung der Anregungsfläche auch mehr Laserleistung genutzt werden kann.

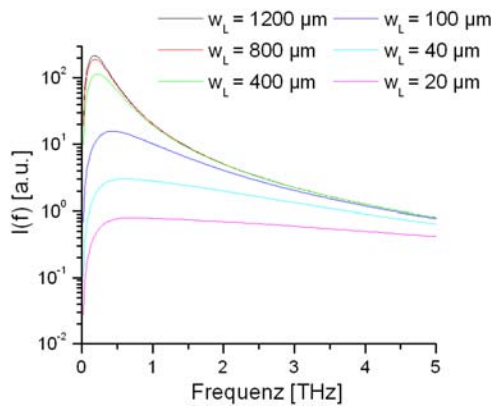
In y-Richtung haben die Anregungsstellen den Abstand  $4 \cdot D$ , und in x-Richtung ergibt sich aus der hexagonalen Anordnung des Mikrolinsenarrays eine Periode von  $8/\sqrt{3} \cdot D$ . Der Faktor  $(n - 1/4 + (-1)^m / 4)$  in Gleichung 3.11 und 3.12 berücksichtigt, dass in jeder zweiten Reihe die Anregungsstellen um eine halbe Periode verschoben sind (siehe Abbildung 3.3).

In Abbildung 3.4 ist der graphische Verlauf von  $I(f)$  aus Gleichung 3.9 dargestellt. Das Ausgangsmodell beinhaltet die in Tabelle 3.2 dargestellten Parameter, die Veränderung der einzelnen Werte gibt Aufschluss über deren Einfluss.

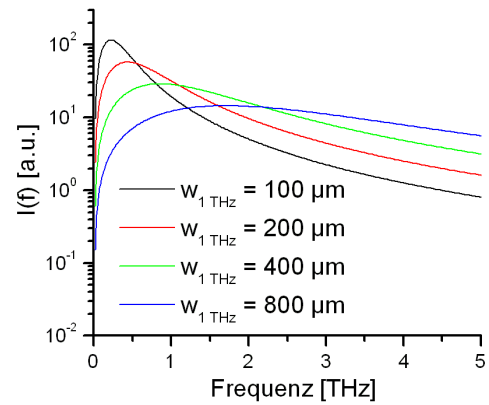
Abbildung 3.4(a) zeigt eine Variation der Größe des Anregungsstrahls  $w_L$ , wodurch unterschiedlich viele Anregungsstellen ausgenutzt werden. Da kleine Frequenzen des THz-Pulses größere räumliche Ausdehnungen haben, können sie durch eine größere aktive Fläche besonders verstärkt werden. Als Folge dessen nimmt die relative Breite des Spektrums mit zunehmendem  $w_L$  ab, und das spektrale Maximum des detektierten THz-Pulses verschiebt sich zu niedrigeren Frequenzen. Wenn der Anregungspuls größer als die aktive Fläche wird, können alle Anregungsstellen genutzt werden und das detektierte Signal erreicht sein Maximum.

Die maximale Laserintensität im Zentrum der Antenne bleibt bei der Rechnung immer gleich. Folglich wird bei Vergrößerung von  $w_L$  auch mehr Laserleistung eingestrahlt (Laserleistung  $\sim w_L^2$ ).

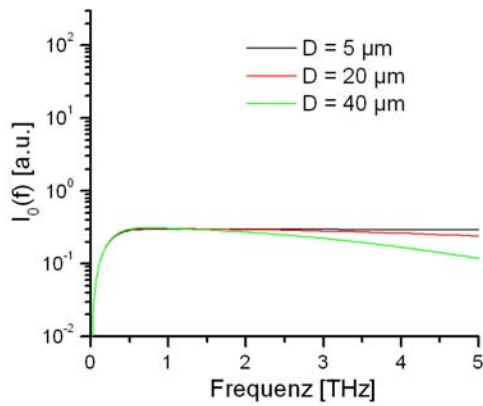
In Abbildung 3.4(b) variiert die Größe des THz-Pulses  $w_{x,y}$ , der 1/e Radius beträgt 100  $\mu\text{m}$  bis 800  $\mu\text{m}$ . Ein größerer THz-Puls führt zu einem breiteren Spektrum, einer Verschiebung des Maximums zu höheren Frequenzen und einer Abnahme der detektierten Signalstärke.



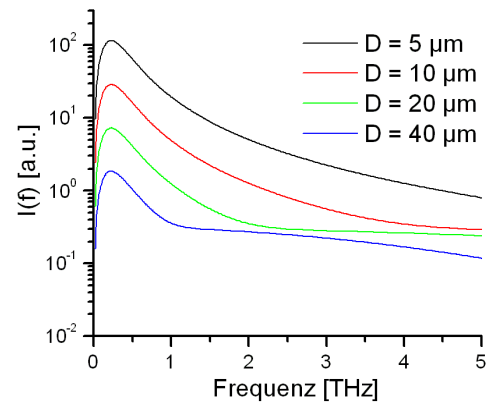
(a) Variation der Größe des Anregungsstrahls



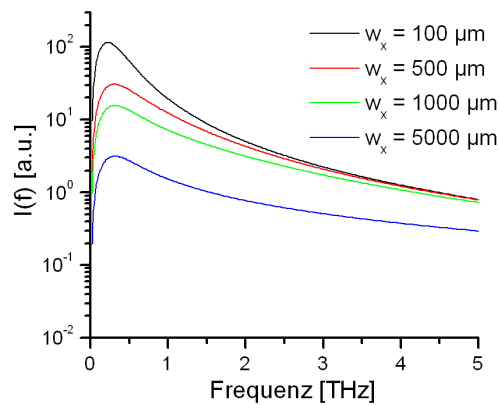
(b) Variation der Größe des THz-Pulses



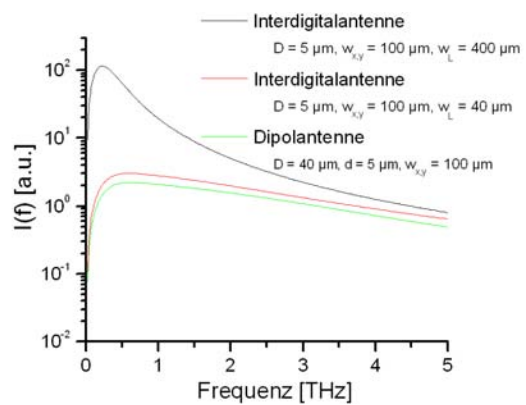
(c) Strom  $I_0$  der zentralen Anregungsstelle



(d) Variation des Abstandes der Leiterbahnen



(e) elliptisches THz-Profil



(f) Vergleich zur Dipolantenne

Abb. 3.4: Photostrom der Interdigitalantenne: Einfluss der verschiedenen Parameter.

Abbildung 3.4(c) zeigt den Photostrom der zentralen Anregungsstelle  $I_0(f)$  für verschiedene Dipolabstände  $D$ . Für eine Anregungsstelle hängt das Spektrum kaum vom Abstand der Leiterbahnen  $D$  ab. Jedoch wird mit größerem  $D$  auch mehr Laserleistung benötigt, um dieselbe Intensität im Maximum zu erzielen.

In Abbildung 3.4(d) ist der gesamte Photostrom für verschiedene  $D$  dargestellt. Eine Verbreiterung der Leiterbahnen (und damit auch des Abstandes dazwischen) hat nur geringen Einfluss auf den Strom  $I_0$  im Zentrum der Antenne. Dennoch nimmt das detektierte THz-Signal mit steigendem Dipolabstand ab, weil weniger Anregungsstellen zur Verfügung stehen (Zahl der Anregungsstellen  $\sim 1/D^2$ ).

Abbildung 3.4(e) zeigt eine Variation der Form des THz-Strahlprofils. Von einer rotationssymmetrischen Form wird zu einer immer breiter werdenden Ellipse übergegangen. Das Verhältnis beider Halbachsen  $w_x$  und  $w_y$  variiert von 1:1 bis 50:1.

Da die Gesamtenergie des THz-Pulses konstant gehalten wird, führt eine Verbreiterung des Strahlprofils zu einer geringeren maximalen Feldstärke. Dadurch nimmt die Höhe des Photostroms ab. Bei breiterem THz-Strahlprofil können hohe Frequenzen besser verstärkt werden, da sie dann von deutlich mehr Anregungsstellen erfasst werden. Deshalb nimmt die spektrale Breite des detektierten Signals zu.

Teil (f) der Abbildung 3.4 veranschaulicht den Unterschied zur Dipolantenne mit den Parametern aus Tabelle 3.1. Durch Ausleuchten möglichst vieler Anregungsstellen kann das detektierte Signal um den Faktor 50 vergrößert werden. Für einen kleineren Querschnitt des Laserstrahls ( $w_L = 40 \mu m$ ) wird etwa dasselbe Spektrum detektiert wie bei der Dipolantenne.

Im Zentrum der Antenne wird dieselbe Laserintensität genutzt wie bei der Dipolantenne. Je weiter die Anregungsstelle vom Zentrum entfernt ist, umso weniger Laserleistung kann dort (aufgrund des Gauss-förmigen Laserprofils) genutzt werden. Die Interdigitalantenne hat im Modell etwa 2500 Anregungsstellen und kann gegenüber der Dipolantenne mit der 1200-fachen Laserleistung betrieben werden, wenn von einem Gauss-förmigen Profil des Laserstrahls ausgegangen wird. Da die Signalstärke aber nur auf das 50-fache steigt, erreicht die Interdigitalantenne mit den Parametern aus Tabelle 3.2 nur 4 % der Effektivität der Dipolantenne.

## 3.2 FEM-Simulation - Optimierung der Antennengeometrie

### 3.2.1 Grundlagen der FDTD-Methode

FDTD<sup>4</sup> ist eine Methode zur numerischen Behandlung der Maxwell-Gleichungen. Sie ermöglicht die Simulation komplexer elektrodynamischer Probleme, wie ultrakurzer THz-

---

<sup>4</sup>Finite-Difference Time-Domain, deutsch Finite-Differenz-Methode im Zeitbereich

Pulse. Dabei werden die Maxwell-Gleichungen durch ein System von linearen Gleichungen ersetzt, wobei von den Ableitungen zu Differenzenquotienten übergegangen wird [74, 75]. Die Berechnung der Feldgrößen erfolgt iterativ. Das elektrische Feld zu einem bestimmten Zeitpunkt ergibt sich aus dem vorherigen Wert an derselben Stelle und dem magnetischen Feld in der Umgebung. Nach dem gleichen Prinzip wird das magnetische Feld berechnet. Gleichung 3.13 zeigt beispielhaft, wie sich die x-Komponente des elektrischen Feldes in kartesischen Koordinaten berechnet:

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_x^n(i+1/2, j, k) \cdot \frac{\varepsilon_x - 1/2 \cdot \Delta t \cdot \sigma_x}{\varepsilon_x + 1/2 \cdot \Delta t \cdot \sigma_x} \quad (3.13)$$

$$+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_x} \left[ \begin{array}{c} \frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} \\ - \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \end{array} \right].$$

Der Index  $n$  nummeriert die Zeitschritte,  $(i, j, k)$  sind die Koordinaten im Raster,  $\varepsilon_x$  ist die elektrische Permittivität,  $\sigma_x$  die elektrische Leitfähigkeit und  $\Delta t$  die Differenz zwischen zwei Zeitschritten. Die Berechnung der anderen Feldgrößen erfolgt analog. Eine vollständige Beschreibung aller Feldgrößen befindet sich beispielsweise im Buch von A. Taflové und S. C. Hagnes [75].

Für die Simulation wird ein 3-D-Modell erstellt und ein geeignetes Raster festgelegt. Die Zeitschritte  $\Delta t$  ergeben sich aus der minimalen Zellgröße.

An den Grenzen des Simulationsbereiches besteht die Möglichkeit, absorbierende oder reflektierende Randbedingungen festzulegen. Um die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im freien Raum zu simulieren, werden absorbierende Ränder verwendet, sie müssen in wenigen Rasterschichten einfallende Wellen absorbieren, ohne zu reflektieren [75]. PML (perfect matched layer) ist eine effiziente Methode absorbierender Randbedingungen. Sie wurde von J. P. Berenger entwickelt [76].

Reflektierende Grenzen werden genutzt, um symmetrische Strukturen zu unterteilen, sie setzen die tangentielle Komponente des elektrischen Feldes auf Null. Es können sowohl PEC (perfect electric conductor) als auch PMC (perfect magnetic conductor) verwendet werden. Sie unterscheiden sich in der Polarisationsrichtung der reflektierten Welle [77].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Software GEMS von 2COMU<sup>5</sup> benutzt, die die FDTD-Methode mittels graphischer Benutzeroberfläche umsetzt. Mit GEMS können elektromagnetische Quellen mit ultrakurzen Pulsen simuliert werden.

### 3.2.2 Beschreibung des verwendeten Modells in GEMS

Im Folgenden wird eine Simulation beschrieben, in der ein ultrakurzer THz-Puls auf eine Dipolantenne trifft. Ziel der Simulation ist die Bestimmung der Potentialdifferenz der beiden Dipole.

<sup>5</sup><http://www.2comu.com>



Der Simulationsbereich beschränkt sich dabei auf einen Teil eines Dipols. Der Ausschnitt reicht in x-Richtung von  $x_{\min} = 0$  bis  $x_{\max} = 250 \mu\text{m}$ . Beide Grenzen werden als perfekte elektrische Leiter (PEC) simuliert. In y-Richtung hat das Modell eine Ausdehnung von  $2 \text{ mm}$  ( $y_{\min} = -1 \text{ mm}$ ,  $y_{\max} = 1 \text{ mm}$ ). Es handelt sich um absorbierende Grenzen (PML), in denen die Leiterbahnen ins Unendliche fortgesetzt werden. Reflexionen an den Grenzen werden unterdrückt. In z-Richtung reicht der Simulationsbereich von der Quelle ( $z_{\min} = -10 \mu\text{m}$ ) bis deutlich hinter die Dipole ( $z_{\max} = 10 \mu\text{m}$ ), hier wurden ebenfalls absorbierende Grenzen verwendet. In Abbildung 3.5 ist ein Querschnitt des Simulations-

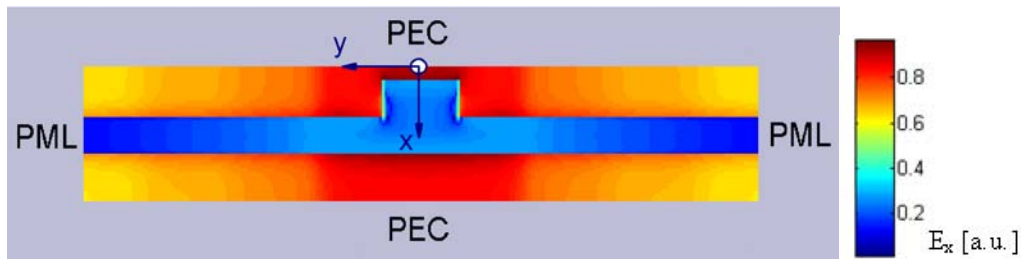


Abb. 3.5: Schematische Darstellung des verwendeten Simulationsraumes und seiner Grenzen

bereiches dargestellt. Als Ausgangsmodell diente ein Dipol mit den in Tabelle 3.1 auf Seite 18 dargestellten Werten. Kleine Änderungen dieser Werte haben unterschiedlichen Einfluss auf die Potentialdifferenz zwischen den Dipolen. Um festzustellen, welche Rolle die einzelnen Größen spielen, wird das gleiche Modell wiederholt simuliert, wobei jeweils nur ein Parameter geändert wird.

In der Simulation wird ein ultrakurzer THz-Puls eingestrahlt. Er ist in x-Richtung linear polarisiert und breitet sich in z-Richtung aus. Der Puls wird Gauss-förmig simuliert, wobei seine Breite in x-Richtung  $5 \text{ mm}$  und in y-Richtung  $400 \mu\text{m}$  beträgt (FWHM). Die elliptische Form des Pulses erlaubt es, den Simulationsbereich in x-Richtung relativ klein zu halten und hier PEC Randbedingungen zu verwenden. Die Rechenzeit ist etwa eine Größenordnung kürzer als bei einem rotationssymmetrischen THz-Puls, der mit PML Grenzen ( $x_{\max} = 1 \text{ mm}$ ) simuliert werden muss. Qualitativ liefern beide Strahlprofile die selben Ergebnisse.

Auch das zeitliche Profil entspricht einer Gauss-Form. Seine spektrale Breite wird mit  $5 \text{ THz}$  (FWHM) simuliert. In Abbildung 3.6 ist der zeitliche und spektrale Verlauf des simulierten THz-Pulses dargestellt.

Im folgenden Abschnitt werden alle Parameter aus Tabelle 3.1 auf Seite 18 einzeln variiert, um ihren Einfluss auf die Detektionsfunktion zu untersuchen.

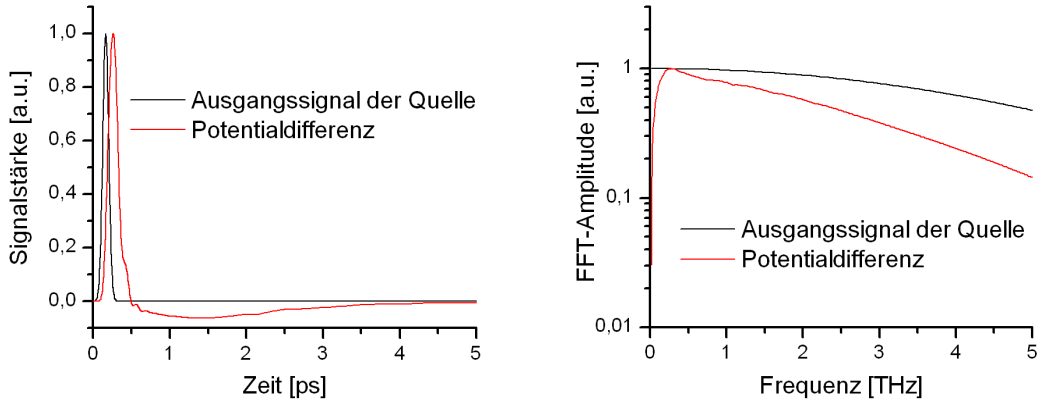


Abb. 3.6: Elektrische Feldstärke der simulierten Quelle und Potentialdifferenz der Dipole. Im Zeitbereich (links) ist eine deutliche Verbreiterung des erfassten Signals gegenüber dem Ausgangspuls erkennbar, was zu einer verringerten spektralen Breite führt (rechts).

### 3.2.3 Ergebnisse der Simulation mit GEMS

In der Simulation sind die Dipole aus Gold. Ihre Anwesenheit im elektrischen Feld des THz-Pulses verursacht eine Überhöhung der Feldstärke an den Ecken und Kanten der Dipole<sup>6</sup>. Abbildung 3.7 zeigt die x-Komponente der Feldstärke (logarithmische Darstellung des Betrages) in einem Querschnitt durch das Simulationsgebiet zum Zeitpunkt maximaler Feldamplitude. Die Überhöhung an den Ecken und Kanten ist deutlich zu erkennen. Ebenfalls gut zu sehen ist, dass das elektrische Feld innerhalb der Dipole verschwindet.

Das resultierende elektrische Feld in der Dipollücke ist stark von der Geometrie der Dipole abhängig. Ein Wegintegral entlang einer Linie in der Lücke liefert die Potentialdifferenz. Sie ist ein Maß dafür, wie gut die Antenne den THz-Puls detektieren kann. Die Potentialdifferenz ist in Abbildung 3.6 zusammen mit dem Eingangssignal exemplarisch für das Ausgangsmodell dargestellt.

Abbildung 3.8 zeigt den Einfluss der Antennenparameter. Für das Ausgangsmodell wurden die Werte aus Tabelle 3.1 verwendet. Der Strom zwischen den Dipolen ergibt sich nach dem Ohmschen Gesetz durch Division der Potentialdifferenz  $U$  durch den Widerstand der Lücke. Da der Widerstand proportional zur Breite  $d$  der Lücke ist, gilt für den Strom  $I(f) \sim U(f)/d$ .

<sup>6</sup>Eine theoretische Abhandlung der Feldüberhöhung befindet sich im Standardwerk: Klassische Elektrodynamik von J. D. Jackson [35].

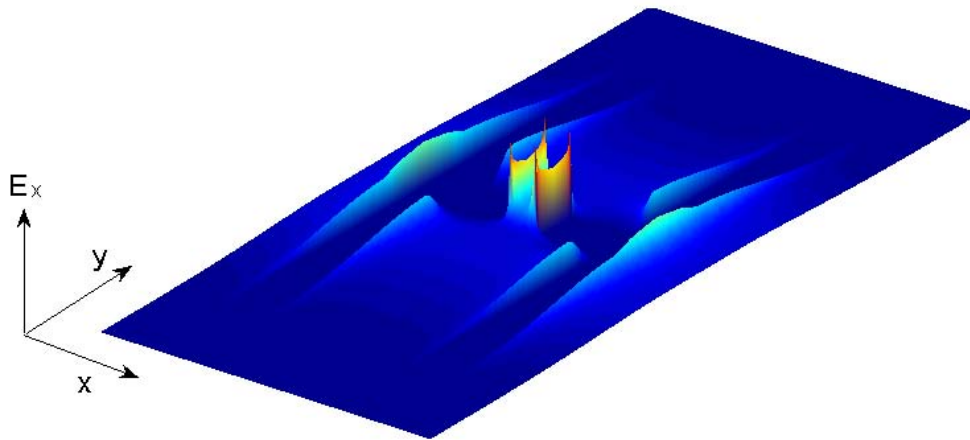


Abb. 3.7: durch Dipole verursachte Überhöhung des elektrischen Feldes

In Abbildung 3.8(a) wurde die Breite der Lücke  $d$  (siehe Abb. 3.1 auf Seite 14) geändert. Besonders für hohe Frequenzen führt eine Verbreiterung der Lücke zu einer erhöhten Potentialdifferenz. Der tatsächlich detektierte Strom sinkt jedoch mit wachsendem  $d$ , da der elektrische Widerstand des Halbleitersubstrates in der Lücke proportional zu ihrer Breite ist.

Abbildung 3.8(b) zeigt den Einfluss des Dipolabstands  $D$ . Er bestimmt sowohl die Signalhöhe als auch die Breite des Spektrums ganz wesentlich. Wie schon in Abschnitt 3.1 analytisch ermittelt wurde, ist zu erkennen, dass zwar die Signalstärke ( $\sim$  Integral der Kurven) mit größerem  $D$  wächst, die Breite des Spektrums aber abnimmt.

Bei der Kurve  $D = 5 \mu\text{m}$  fällt die Lücke weg, es bleiben nur noch zwei Leiterbahnen übrig. Das ermittelte Signal entspricht hier dem Strom  $I_0$  der Interdigitalantenne.

Im Teil (c) von Abbildung 3.8 ist zu sehen, wie  $I(f)$  von der Breite  $b$  der Dipole abhängt. Eine Verbreiterung der Metallstreifen führt für niedrige Frequenzen ( $< 4 \text{ THz}$ ) zu einer Erhöhung des Signals, hat aber auch Modulationen im Spektrum zur Folge. Oberhalb von  $4 \text{ THz}$  ist der Einfluss auf die Signalstärke umgekehrt.

Abbildung 3.8(d) zeigt das detektierte Spektrum in Abhängigkeit von der Höhe  $l$  der Lücke. Je kleiner  $l$  ist, umso breiter scheint das Spektrum zu werden. Jedoch ist zu beachten, dass der Laserpuls möglichst vollständig in der Lücke platziert werden muss, um Ladungsträger zu erzeugen, die zum Stromfluss beitragen. Sehr kleine Werte für die Höhe  $l$  erhöhen den Widerstand der Antenne und erschweren die Justage (wie bereits in Abschnitt 3.1.1 auf Seite 20 diskutiert wurde).

In Abbildung 3.8(e) ist der Einfluss der Dicke  $t$  der Metallschicht dargestellt. Je dünner  $t$  ist, umso höher wird das Signal. Dies hängt mit der Überhöhung der Feldstärke zusammen:

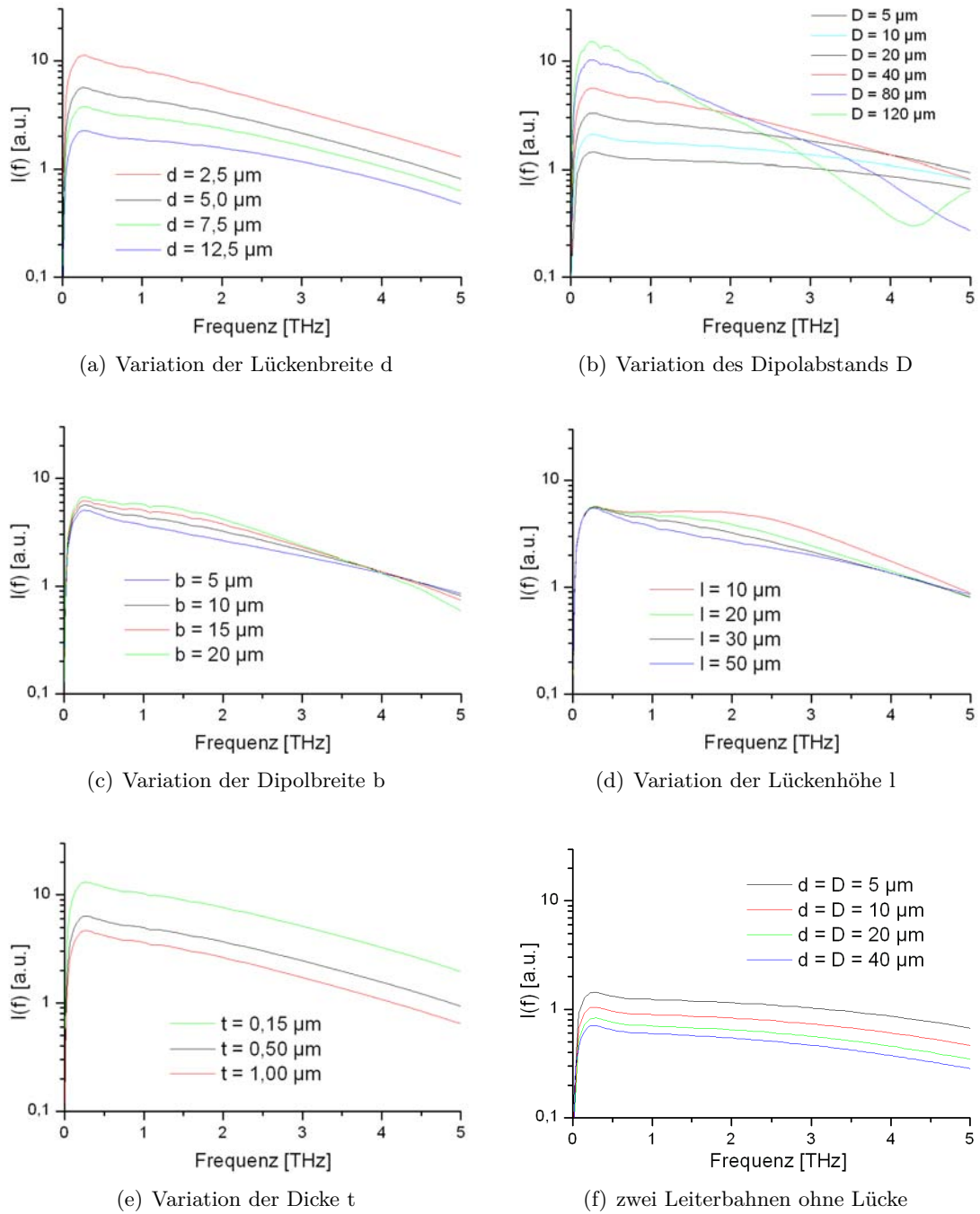


Abb. 3.8: Einfluss aller geometrischen Größen auf die Detektionsfunktion der Dipolantenne. Wenn nicht anders angegeben, wurden die Werte aus Tabelle 3.1 auf Seite 18 verwendet.

Je mehr sich die Kanten von Vorder- und Rückseite der Dipole nähern, umso größer ist die Feldüberhöhung. Andererseits steigt der elektrische Widerstand des Metalls, wenn  $t$  kleiner wird, was zu einer unerwünschten Erwärmung führen kann. Auf die Form des Spektrums hat die Dicke keinen nennenswerten Einfluss.

Abbildung 3.8(f) zeigt den Strom für zwei Leiterbahnen ohne Lücke ( $d = D$ ). Dies entspricht  $I_0$  der Interdigitalantenne (aus Gleichung 3.9). Wie auch in der analytischen Rechnung ist der Verlauf von  $I(f)$  deutlich flacher als bei der Dipolantenne mit Lücke. Bei der numerischen Simulation liegen die Kurven nicht so nah beieinander wie in Abschnitt 3.1, wobei aber zumindest eine qualitative Übereinstimmung gegeben ist.

Eine Interdigitalantenne, wie sie in Abbildung 3.1 dargestellt ist, kann aufgrund ihrer Komplexität nicht simuliert werden. Dennoch ist es möglich, den Strom  $I_0$  der Anregungsstelle im Zentrum der Antenne zu ermitteln und nach Gleichung 3.9 auf den Gesamtstrom zu schließen.  $I_0$  stimmt gut mit den Rechnungen aus Abschnitt 3.1.2 überein.

*Zusammenfassend* ergibt sich für die optimale Geometrie: Die Breite der Lücke muss möglichst klein gewählt werden, um ein maximales Signal zu erzielen. Sie darf aber auch nicht zu klein sein, da die Antenne im unbeleuchteten Zustand einen möglichst hohen elektrischen Widerstand haben soll. Technologisch noch gut zu fertigen sind  $5 \mu m$ .

Der Dipolabstand ist so zu wählen, dass bei der höchsten Frequenz, die noch detektiert wird, maximale Potentialdifferenz vorliegt. Erwartet man beispielsweise, Pulse mit einer Frequenz von maximal  $2 THz$  zu detektieren, sollte der Abstand der Dipole etwa  $80 \mu m$  betragen. Für die Dipolbreite ist  $15 \mu m$  und für die Höhe der Lücke  $20 \mu m$  ein sinnvoller Wert. Die Dicke ist mit  $0,5 \mu m$  technologisch gut realisierbar.

## Resümee

Numerische Simulationen und analytische Rechnungen liefern qualitativ die gleichen Ergebnisse für die Detektionsfunktion photoleitender Antennen mit Dipolstruktur. Eine Verallgemeinerung der analytischen Betrachtung erlaubt ebenfalls eine qualitative Bewertung für Interdigitalantennen.

Bei der Auswahl des Antennentypes und der konkreten Geometrie spielt neben der zu Verfügung stehenden Laserleistung auch das Sättigungsverhalten des Halbleitermaterials eine entscheidende Rolle. Es bestimmt, wieviel Laserleistung zur Anregung genutzt werden kann. Ebenfalls maßgebend ist, ob nur die Signalstärke von Interesse ist oder etwa eine große spektrale Breite des Signals benötigt wird.

Sowohl Dipolantennen als auch Interdigitalantenne eignen sich grundsätzlich für spektroskopische Messungen. Mit den berechneten und simulierten Detektionsfunktionen kann die Antennengeometrie optimiert und auch dem Problem der Liniendetektion angepasst werden.

Die Interdigitalantenne mit Mikrolinsenarray ermöglicht ein deutlich höheres Detektionssignal als herkömmliche Dipolantennen, jedoch arbeiten Dipolantennen deutlich effizienter und können eine größere spektrale Breite detektieren. Sie sind somit besser für Detektion mehrerer Kanäle in einer Linie geeignet. Die hier theoretisch erarbeiteten Erkenntnisse werden in Kapitel 4 durch Experimente überprüft und ergänzt, um letztlich einen zur Mehrkanaldetektion geeigneten Liniendetektor zu entwickeln (siehe Kapitel 5).

## 4 Charakterisierung photoleitender Antennen

In diesem Kapitel werden Messungen zu zwei verschiedenen Antennentypen, der *Dipolantenne* und der *Interdigitalantenne*, vorgestellt. Ziel der Messungen ist es, herauszufinden, welcher Antennentyp für ein Mehrkanal-THz-System als Emittter und Detektor geeignet ist. Abbildung 4.1 zeigt Fotos einer Dipolantenne und einer Interdigitalantenne.

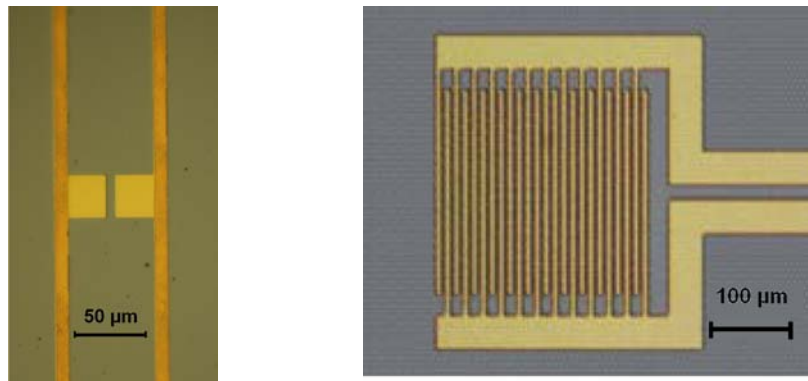


Abb. 4.1: Foto einer Dipolantenne (links) und einer Interdigitalantenne (rechts). Auf ein Substrat aus LT-GaAs sind Leiterbahnen aus Gold lithographisch aufgebracht. Eine Schutzschicht aus SiO<sub>2</sub> deckt die Antennenstruktur ab.

Beide Antennentypen wurden als Emittter und Detektor verwendet. Im folgenden Abschnitt wird der Versuchsaufbau beschrieben. In den Abschnitten 4.2 und 4.3 werden Messungen zu den Antennen vorgestellt und diskutiert. Die Auswertung erfolgt dabei getrennt für Emittter und Detektor, wobei besonders die Effizienz bei niedriger optischer Anregungsleistung betrachtet wird.

### 4.1 Versuchsaufbau

In Abbildung 4.2 ist der Versuchsaufbau des verwendeten Einkanal-Systems schematisch dargestellt. Bei dem fs-Laser handelt es sich um das Modell „Mai Tai“ von Newport

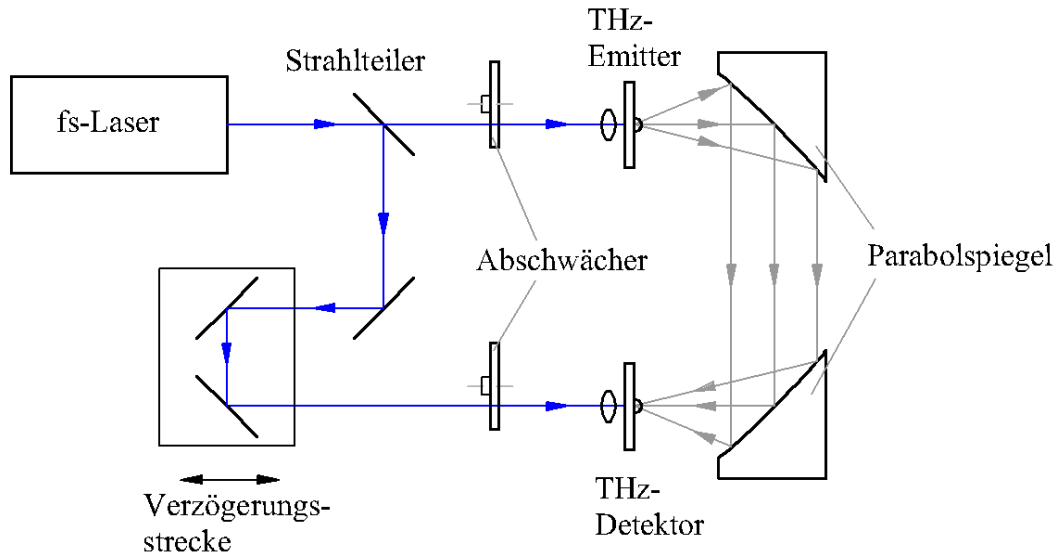


Abb. 4.2: Schematischer Versuchsaufbau zur Charakterisierung von THz-Emitter und Detektor.

Spectra-Physics GmbH<sup>1</sup> mit einer mittleren Wellenlänge von  $800\text{ nm}$  und einer Pulslänge von  $62\text{ fs}$ . Die Ausgangsleistung des Lasers ist von  $0$  bis  $1\text{ W}$  einstellbar.

Mit einem Strahlteiler werden die Laserpulse aufgespalten, um am Emitter die THz-Pulse zu erzeugen und die kohärente Abtastung des THz-Pulses am Detektor zu ermöglichen. Die Intensität beider Teilstrahlen lässt sich durch Abschwächer („NDC-50C-2“, Thorlabs Inc.<sup>2</sup>) stufenlos einstellen.

Der Wegunterschied zwischen beiden Teilstrahlen kann mit einem Verschiebetisch („M-403.6PD“, Physik Instrumente GmbH & Co. KG<sup>3</sup>) eingestellt werden. Zur Umlenkung des Laserstrahls dienen breitbandige dielektrische Spiegel („BB05-E03“ und „BB1-E02“ von Thorlabs Inc.).

Als Emitter und Detektor wurden die zu testenden photoleitenden Antennen eingesetzt. Zur Verfügung standen Dipolantennen mit verschiedenen Dipolabständen  $D = 20, 40, 80\text{ }\mu\text{m}$  (weitere Maße stehen in Tabelle 3.1) und eine Interdigitalantenne (Batop GmbH<sup>4</sup>). Letztere hatte eine aktive Fläche von  $1 \cdot 1\text{ mm}^2$ . Die Breite der Leiterbahnen sowie der Abstände dazwischen betragen  $8\text{ }\mu\text{m}$ .

Zur Fokussierung des Laserstrahls in die Lücke der Dipolantenne wurde eine asphärische

<sup>1</sup><http://www.spectra-physics.com>

<sup>2</sup><http://www.thorlabs.com>

<sup>3</sup><http://www.pi.ws>

<sup>4</sup><http://www.batop.de>



Linse („C220TM-B“, Thorlabs Inc.) eingesetzt. Bei der Interdigitalantenne erfolgte die Beleuchtung der Anregungsstellen durch ein Mikrolinsenarray, das direkt auf die Antenne geklebt wurde.

Zwei 90° Parabolspiegel („NT63-186“, Edmund Optics GmbH<sup>5</sup>) mit einer Brennweite von vier Zoll (= 101,6 mm) und einem Durchmesser von zwei Zoll (= 50,8 mm) bilden die THz-Strahlung vom Emitter auf den Detektor ab. Zwischen den Spiegeln sind die Strahlen kollimiert. Eine sphärische Si-Linse zur Strahlformung ist bei der Interdigitalantenne auf der Rückseite aufgeklebt. Bei den Dipolantennen kann zwischen einer sphärischen und einer zylindrischen Si-Linse gewechselt werden.

Die Beschleunigungsspannung für die Emitter erzeugt ein Frequenzgenerator. Ein Transimpedanzverstärker („Current Amplifier 564“, HMS Elektronik GmbH<sup>6</sup>) wandelt den Strom im Detektor in ein Spannungssignal um, das ein Lock-in-Verstärker („SR830DSP“, Stanford Research Systems Inc.<sup>7</sup>) anschließend auswertet. Am Computer werden mit Hilfe der Software „LabView“ (National Instruments Corporation<sup>8</sup>) der Verschiebetisch angesteuert und die Messdaten vom Lock-in-Verstärker ausgewertet.

## 4.2 Emitter

Beide Antennentypen sowie ein Oberflächenemitter aus InAs wurden nacheinander als THz-Emitter unter gleichen Bedingungen getestet, wobei die Detektion der Pulse mit einer Dipolantenne (Dipolabstand  $D = 40 \mu\text{m}$ ) erfolgte. Das detektierte Spektrum wurde durch Fouriertransformation der Pulse berechnet.

### 4.2.1 Spektrum der emittierten Pulse

#### Dipolantenne

Für drei Dipolantennen mit verschiedenen Dipolabständen (20, 40, und 80  $\mu\text{m}$ ) wurde der emittierte THz-Puls aufgenommen. Abbildung 4.3 zeigt die spektrale Amplitude des detektierten Signals der getesteten Dipolantennen. Zum Vergleich ist das Spektrum eines Oberflächenemitters (p-InAs(Zn)) dargestellt.

Die Beschleunigungsspannung wurde mit einem Funktionsgenerator erzeugt. Es handelt sich um eine Rechteckspannung mit einer Amplitude von  $\pm 23 \text{ V}$  ( $U_{ss} = 46 \text{ V}$ ) und einer

---

<sup>5</sup><http://www.edmundoptics.com>

<sup>6</sup><http://www.hmselektronik.de>

<sup>7</sup><http://www.thinksrs.com>

<sup>8</sup><http://www.ni.com>

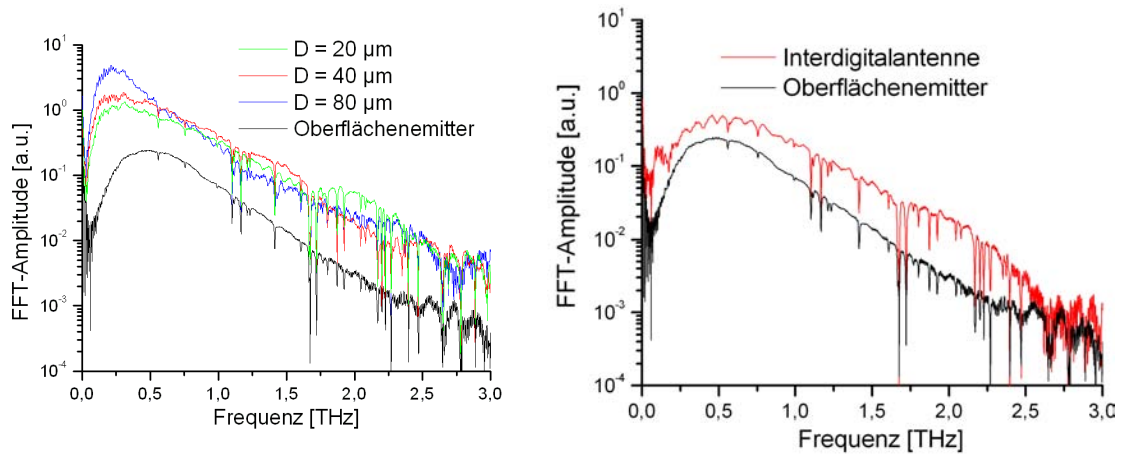


Abb. 4.3: Einfluss der Antennengeometrie auf das emittierte Spektrum der THz-Pulse. Drei verschiedene Dipolantennen (links) sowie eine Interdigitalantenne (rechts) werden mit einem Oberflächenemitter verglichen.

Frequenz von  $2650 \text{ Hz}$ . Die Dipolantenne wurde mit einer optischen Leistung von  $12 \text{ mW}$  angeregt, während für den Oberflächenemitter  $255 \text{ mW}$  verwendet wurden.

In Abbildung 4.3 ist gut erkennbar, dass mit einer Dipolantenne sehr viel höhere Feldstärken des THz-Pulses erzielt werden können, obwohl deutlich weniger Anregungsleistung ( $12 \text{ mW}$  statt  $255 \text{ mW}$ ) verwendet wurde. Vergleicht man die Dipolantennen untereinander, fällt auf, dass für  $D = 80 \mu\text{m}$  das höchste Signal detektiert wird und die relative Breite des Spektrums bei dieser Antenne am geringsten ist. Dies korrespondiert mit den theoretischen Betrachtungen, die für die Detektion entwickelt wurden (Kapitel 3).

In Tabelle 4.1 sind Maximum und Breite des Spektrums für die Dipolantennen, Oberflächenemitter und Interdigitalantenne zusammengefasst.

Im Bereich von  $0,6$  bis  $1,7 \text{ THz}$  liefert die Dipolantenne mit  $D = 40 \mu\text{m}$  die besten Ergebnisse. Kleinere Frequenzen können mit der breiteren Antenne  $D = 80 \mu\text{m}$  besser erzeugt werden, und Frequenzen über  $1,7 \text{ THz}$  werden mit  $D = 20 \mu\text{m}$  am besten emittiert. Gegenüber dem Oberflächenemitter verschiebt sich das Maximum im Spektrum für alle getesteten Dipolantennen zu kleineren Frequenzen. Die Höhe des spektralen Maximums ist etwa proportional zum Dipolabstand  $D$ .

Dipolabstand	Maximum [a.u.]	Frequenz des Maximums	spektrale Breite
$D = 80 \mu m$	100 %	0,21 THz	0,37 THz
$D = 40 \mu m$	46 %	0,25 THz	0,98 THz
$D = 20 \mu m$	28 %	0,28 THz	1,05 THz
Oberflächenemitter	5,6 %	0,48 THz	1,23 THz
Interdigitalantenne	11 %	0,54 THz	1,54 THz

Tab. 4.1: Maximale Amplitude und Breite der emittierten Spektren. Die spektrale Breite wurde bei 10 % ( $-20 \text{ dB}$ ) der maximalen Amplitude gemessen.

### Interdigitalantenne

Im rechten Teil von Abbildung 4.3 ist die spektrale Amplitude der emittierten THz-Pulse einer Interdigitalantenne (im Vergleich zum Oberflächenemitter) dargestellt.

Die Interdigitalantenne wurde mit einer optischen Anregungsleistung von  $300 \text{ mW}$  betrieben. Die Beschleunigung der Ladungsträger erfolgte mit einer Rechteckspannung, wobei die Spannungsamplitude lediglich  $\pm 3 \text{ V}$  betrug ( $U_{ss} = 6 \text{ V}$ ).

Auch mit der Interdigitalantenne kann ein höheres THz-Signal als mit dem Oberflächenemitter erreicht werden, jedoch ist hier die Anregungsleistung deutlich höher als bei einer Dipolantenne. Bei gleicher Beschleunigungsspannung kann die Interdigitalantenne deutlich mehr THz-Strahlung emittieren als die Dipolantennen (siehe Abschnitt 4.2.2).

Das emittierte Spektrum verbreitert sich gegenüber dem des Oberflächenemitters, wobei die Position des Maximums etwa bei derselben Frequenz liegt (siehe Tabelle 4.1).

### Einfluss der Si-Linse

Auf der Rückseite der Dipolantenne kann eine Linse aus Silizium aufgebracht werden. Sie unterstützt die gerichtete Auskopplung der THz-Pulse. Es wurden eine sphärische und eine zylindrische Si-Linse getestet. Als Detektor diente erneut eine Dipolantenne ( $D = 40 \mu m$ ), auf deren Rückseite eine sphärische Si-Linse aufgebracht ist. Abbildung 4.4 zeigt die Amplitude der berechneten Spektren der THz-Pulse.

Wenn keine Si-Linse verwendet wird, sind im zeitlichen Verlauf des THz-Signals neben dem Hauptpuls auch Nachpulse zu sehen, die einige Pikosekunden Abstand zueinander haben. Diese Nachpulse stammen von Reflexionen im Halbleitersubstrat der Antenne und verursachen Modulationen im detektierten Spektrum. Bei Verwendung einer Si-Linse tritt keine Reflexion zwischen zwei parallelen Flächen auf, und auch der optische Weg für Nachpulse ist wesentlich länger.

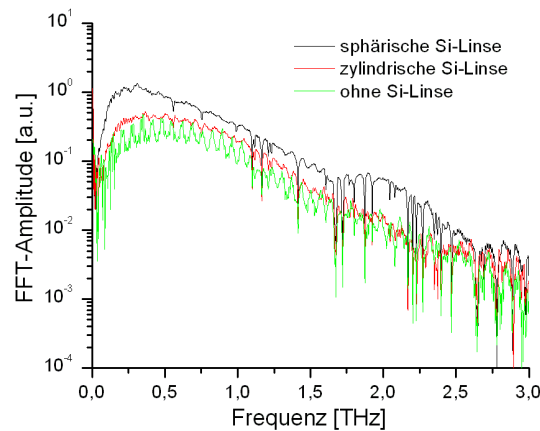


Abb. 4.4: Einfluss der Si-Linse auf das emittierte Spektrum einer Dipolantenne mit  $D = 20 \mu\text{m}$ . Die Beschleunigung erfolgte mit einer Rechteckspannung  $U_{ss} = 46 \text{ V}$  bei einer Modulationsfrequenz von  $f = 2650 \text{ Hz}$ .

Die gekrümmte Fläche der Si-Linsen wirkt sich positiv auf innere Totalreflexion aus, was zur Folge hat, dass deutlich mehr THz-Strahlung ausgekoppelt werden kann. Mit der zylindrischen Si-Linse konnte das Signal um 35 – 40 % und mit der sphärischen Linse sogar um 140 % erhöht werden. Die sphärische Si-Linse liefert zwar das beste Ergebnis, eignet sich aber nur für Einkanal-Systeme. Mit einer zylindrischen Si-Linse können mehrere Antennen, die eng nebeneinander liegen, gleichzeitig betrieben werden. So ist es möglich, das THz-Strahlprofil in Linienform zu bringen und somit viele Pixel einer Probe gleichzeitig zu vermessen.

## 4.2.2 Sättigung des emittierten Signals

### Anregungsleistung

Die Anregung der photoleitenden Antennen erfolgt mit fs-Laserpulsen. Die Photonen werden im Halbleitermaterial an der Anregungsstelle absorbiert, es werden freie Elektronen erzeugt und die Antenne ist kurzzeitig elektrisch leitend. Das Absorptionsvermögen des Halbleiters ist durch die Eindringtiefe der Photonen und durch die Zustandsdichte der Elektronen (mit einer Energie nahe der Bandkante) begrenzt.

In Abbildung 4.5 ist das Maximum des THz-Pulses als Funktion der Anregungsleistung für eine Dipol- und die Interdigitalantenne dargestellt. Unabhängig von der Antennengeometrie steigt für kleine Anregungsleistungen die Feldstärke des emittierten THz-Pulses

linear an. Eine Erhöhung der Laserleistung führt zu einer weniger effizienten Erzeugung der Photoelektronen, bis es schließlich zur Sättigung des Signals kommt. Noch mehr Laserleistung führt zu unerwünschter Erwärmung der Antenne, was deren Zerstörung zur Folge haben kann. Dieses Sättigungsverhalten hängt damit zusammen, dass die Zustandsdichte der Elektronen im Leitungs- und Valenzband nahe der Bandlücke relativ gering ist und somit nur begrenzt Photonen absorbiert werden können [32, 33].

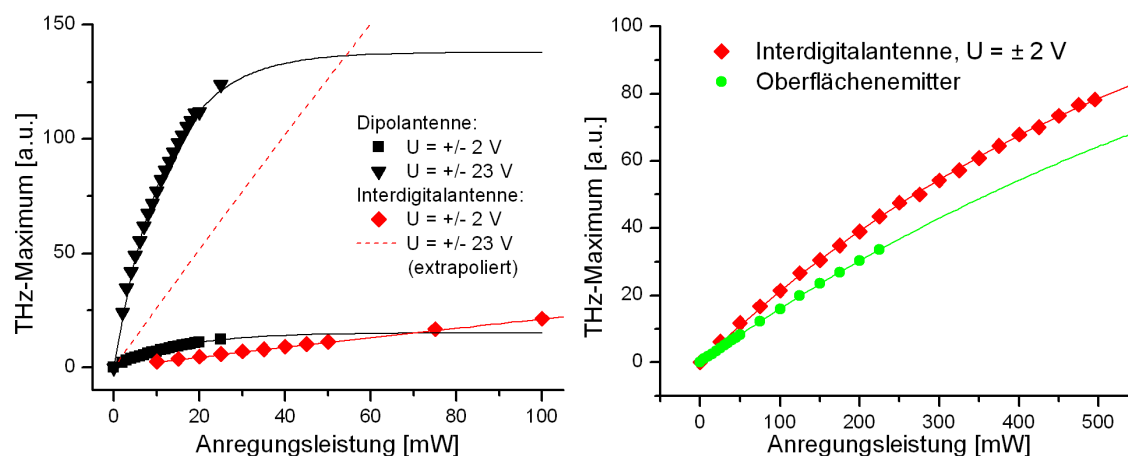


Abb. 4.5: Einfluss der Anregungsleistung auf des Maximum der emittierten THz-Pulse. Vergleich von Interdigitalantenne mit Dipolantenne (links) und Oberflächenemitter (rechts).

Im linken Teil von Abbildung 4.5 ist der Vergleich von Dipolantenne und Interdigitalantenne dargestellt. Für die Dipolantenne wurde die Messung mit  $\pm 2 V$  und  $\pm 23 V$  durchgeführt. Die Interdigitalantenne wurde nur mit  $\pm 2 V$  vermessen, da anzunehmen ist, dass ihre Zerstörschwelle zur Zeit wesentlich niedriger als  $\pm 23 V$  liegt (siehe nächster Abschnitt). Eine Weiterentwicklung des Antennenmaterials ist vorgesehen, so dass eine höhere Belastbarkeit für die Zukunft zu erwarten ist. Eine Extrapolation auf  $U = \pm 23 V$  ist bereits in Abbildung 4.5 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Dipolantenne nur mit einer optischen Leistung von etwa  $20 mW$  angeregt werden kann. Die Interdigitalantenne hingegen verfügt über eine deutlich größere Anregungsfläche und kann folglich auch wesentlich höhere Leistungen aufnehmen.

Der rechte Teil von Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich zwischen Interdigitalantenne (dieselbe Messung wie im linken Teil) und Oberflächenemitter. Bereits mit einer Spannung von  $\pm 2 V$  ist die Interdigitalantenne geringfügig besser als der Oberflächenemitter. Beide Emitter können mit wesentlich höherer Anregungsleistung betrieben werden als die Dipolantenne, dennoch sind sie bei niedriger Anregungsleistung weniger effektiv.

Alle Messwerte aus Abbildung 4.5 wurden durch Regressionsfunktionen der Form  $y = a \cdot (1 - e^{-b \cdot x})$  angenähert. Die Parameter  $a$  und  $b$  sind für die einzelnen Kurven in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Der Anstieg der Kurven bei kleiner Anregungsleistung ergibt sich aus dem Produkt der beiden Parameter  $a$  und  $b$ :

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=0} = a \cdot b.$$

Emitter	Spannung	a	b
Oberflächenemitter	keine	$145 \pm 7$	$0,00117 \pm 0,00006$
Interdigitalantenne	$U = \pm 2 V$	$141,4 \pm 2,5$	$0,00162 \pm 0,00004$
(extrapoliert)	$U = \pm 23 V$	1626	0,00162
Dipolantenne	$U = \pm 2 V$	$15,2 \pm 0,3$	$0,064 \pm 0,002$
	$U = \pm 23 V$	$137,9 \pm 2,3$	$0,085 \pm 0,003$

Tab. 4.2: Parameter der Regressionsfunktionen  $y = a \cdot (1 - e^{-b \cdot x})$  zu den Messwerten aus Abbildung 4.5.

Für Anregungsleistungen  $\leq 20 \text{ mW}$  liefert die Dipolantenne das höchste THz-Signal. Erst oberhalb von  $50 - 80 \text{ mW}$  (abhängig von der Beschleunigungsspannung) kann mit der Interdigitalantenne ein höheres Signal emittiert werden, wenn sie mit der gleichen Beschleunigungsspannung wie die Dipolantenne betrieben wird.

Die Dipolantenne ist bei einer Spannung von  $U = \pm 23 V$  und kleiner Anregungsleistung um den Faktor 69 effektiver als der Oberflächenemitter, wobei insgesamt die 2,6-fache THz-Feldstärke gemessen wurde (Anregungsleistung:  $15 \text{ mW}$  am Dipolemitter und  $255 \text{ mW}$  am Oberflächenemitter). Die Rechnung berücksichtigen nicht, dass beim Oberflächenemitter die Hälfte der Laserleistung an einem mechanischen „chopper“ verloren geht, der benötigt wird, um das Signal zu modulieren.

### Beschleunigungsspannung

Mit steigender Spannung  $U$  erfahren die Photoelektronen eine größere Beschleunigung  $a$ , was nach der „Larmorschen Formel“ (Gleichung 4.1) zu einer erhöhten Strahlungsleistung  $P$  führt [35]:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \cdot |a|^2. \quad (4.1)$$

Die Strahlungsleistung ergibt sich aus dem Quadrat der Feldstärke ( $P \sim E_{THz}^2$ ), und die Beschleunigung ist proportional zur Spannung ( $U \sim |a|$ ). Insgesamt ergibt sich ein

linearer Zusammenhang zwischen Feldstärke und Spannung:

$$E_{THz} \sim U. \quad (4.2)$$

Abbildung 4.6 zeigt den graphischen Verlauf des Maximums des THz-Pulses in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

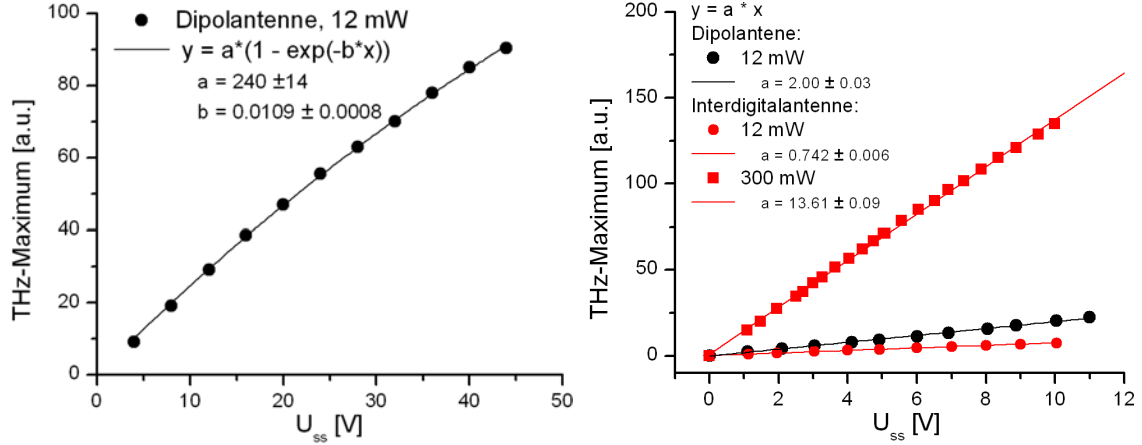


Abb. 4.6: Einfluss der Beschleunigungsspannung auf die THz-Feldstärke für einen Dipol-emitter (links) und im Vergleich zur Interdigitalantenne (rechts).

Sowohl für die Dipolantenne als auch für die Interdigitalantenne steigt die Amplitude des emittierten THz-Pulses nahezu linear mit der Spannung an. Eine Sättigung des Signals konnte nicht beobachtet werden. Für die Dipolantenne wurden Belastungstests durchgeführt, wobei sich eine Zerstörungsschwelle von  $U_{ss} = 65 \text{ V}$  ergab. Bei einer Breite der Lücke von  $5 \mu\text{m}$  entspricht dies einer elektrischen Feldstärke von  $130 \text{ kV/cm}$ .

Neben der hohen elektrischen Feldstärke kann auch eine zu große Stromstärke die Antenne schädigen. Sie erwärmt das Halbleitermaterial, wodurch es dauerhaft geschädigt werden kann. Die kristalline Struktur verändert sich (insbesondere eingebrachte Störstellen, die die Ladungsträgerlebensdauer herabsetzen), und die Diffusion von Fremdatomen von der Oberfläche in den Halbleiter wird gefördert.

Abbildung 4.7 zeigt den elektrischen Widerstand  $R$  beider Antennentypen als Funktion der Anregungsleistung. Die elektrische Leistung  $P_{el}$  ist umgekehrt proportional zum Widerstand:

$$P_{el} = \frac{U^2}{R}.$$

In der Interdigitalantenne beträgt der Widerstand im beleuchteten Zustand nur einige Kiloohm, wodurch sich eine elektrische Leistung von etwa  $50 \text{ mW}$  bei  $U = 10 \text{ V}$  ergibt.

Bei der Dipolantenne beträgt dieser Wert etwa  $500\text{ k}\Omega$ , was einer Leistung von  $0,2\text{ mW}$  entspricht.

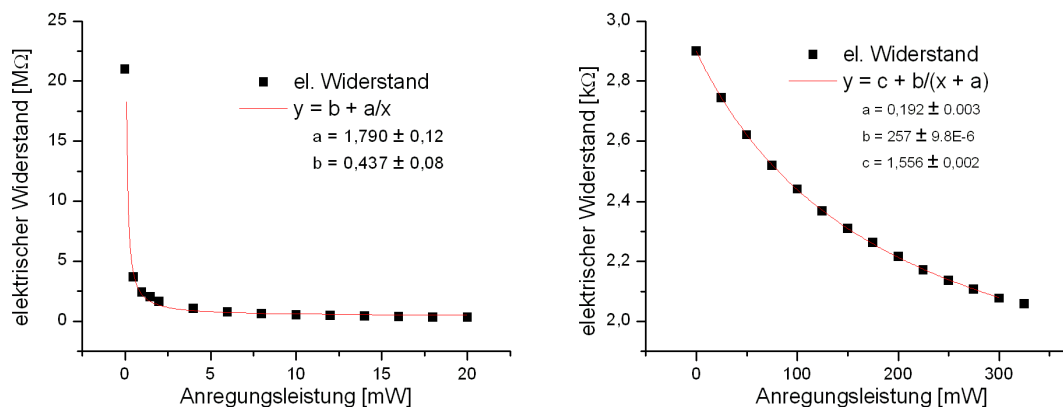


Abb. 4.7: Elektrischer Widerstand von Dipolantenne (links) und Interdigitalantenne (rechts)

In Abbildung 4.7 fällt auf, dass der elektrische Widerstand bei der Dipolantenne im beleuchteten Zustand deutlich kleiner ist als der Dunkelwiderstand. Er fällt bereits bei einer Anregungsleistung von einigen Milliwatt um mehr als eine Größenordnung ab. Bei der Interdigitalantenne ist der Dunkelwiderstand wesentlich kleiner und auch der Abfall mit steigender Anregungsleistung ist weniger ausgeprägt.

Die Unterschiede im elektrischen Widerstand beider Antennentypen ergeben sich aus den verschiedenen Geometrien: Während bei der Dipolantenne beide Leiterbahnen relativ weit ( $40\text{ }\mu\text{m}$ ) voneinander entfernt sind und sich nur bei der Lücke näher kommen ( $5\text{ }\mu\text{m}$ ), ist bei der Interdigitalantenne der Abstand beider Elektroden innerhalb der gesamten aktiven Fläche sehr gering ( $8\text{ }\mu\text{m}$ ).

Die Form des emittierten Spektrums ist nicht von der Beschleunigungsspannung abhängig, weder von ihrer Höhe, Frequenz noch Form (Gleichspannung, symmetrische und unsymmetrische Rechteckspannung). Eine Wechselspannung hat den Vorteil, dass mit ihr das THz-Signal für den Lock-in-Verstärker moduliert werden kann. Somit ist keine Modulation des Laserstrahls erforderlich, und die gesamte Laserleistung kann zur Anregung der Antenne genutzt werden.<sup>9</sup>

<sup>9</sup>Im Allgemeinen ist die zu Verfügung stehende Laserleistung der begrenzende Faktor, elektrische Leistung lässt sich deutlich leichter erzeugen.



### 4.2.3 Signal-Rausch-Verhältnis der Emitter

Die eigentliche Größe der elektrischen Spannung, die gemessen wird, ist gar nicht entscheidend, solange nur die Sensitivität des Spannungsmessers ausreicht. Viel wichtiger für eine Aussage über die Güte des Signals ist die Reproduzierbarkeit der Messgröße und die Höhe des Signals gegenüber dem mitgemessenen Hintergrundrauschen.

In Abbildung 4.8 ist das modulierte Signal beider Antennen vor der Lock-in-Verstärkung für das Maximum des THz-Pulses und deutlich vor dem Puls dargestellt.

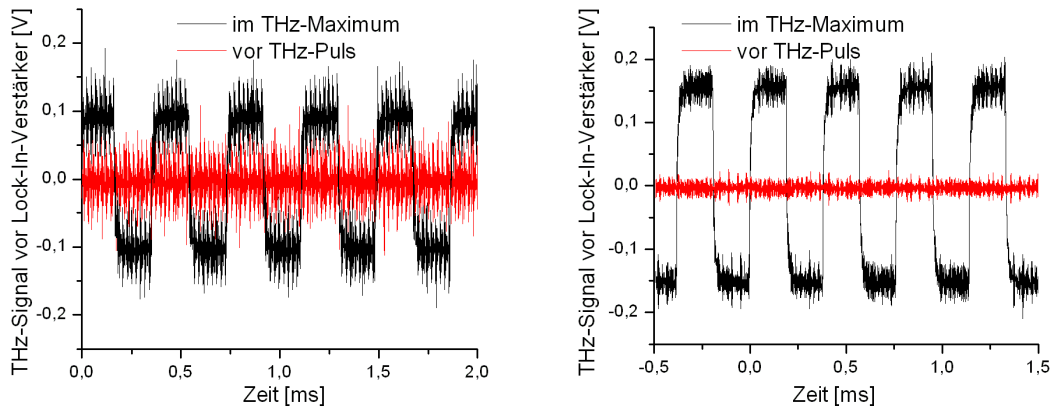


Abb. 4.8: Moduliertes THz-Signal nach Vorverstärkung mit Transimpedanzwandler ( $10^7 \text{ V/A}$ ) für Dipolantenne (links) bzw. Interdigitalantenne (rechts) als Emitter.

Die Modulationsfrequenz von  $2650 \text{ Hz}$  ist in Abbildung 4.8 deutlich zu erkennen. Weiterhin sind sehr hochfrequente Oszillationen zu sehen, die durch die Lock-in-Verstärkung ausgeblendet werden.

Für die Dipolantenne mit  $D = 40 \mu\text{m}$  und für die Interdigitalantenne wurde neben dem maximalen THz-Signal auch das Rauschen im Maximum sowie einige Pikosekunden vor dem Puls aufgenommen. Zur Ermittlung des Rauschens wurde das Signal vom Lock-in-Verstärker mit einer Integrationszeit von  $10 \text{ ms}$  aufgenommen, vom LabView-Programm alle  $6 \text{ ms}$  ausgelesen und über  $5000$  Messpunkte  $U_n$  die Standardabweichung  $\sigma$  wie folgt bestimmt:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (\bar{U} - U_n)^2}.$$

$\bar{U}$  ist der Mittelwert aller  $N$  Messwerte.

Emitter	SNR im Pulsmaximum	SNR zum Hintergrundrauschen
Oberflächenemitter	340	4600
Dipolantenne	390	1800
Interdigitalantennen	210	2900

Tab. 4.3: Signal-Rausch-Verhältnis verschiedener Emitter.

Für des Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) ergibt sich somit bei der Dipolantenne der Wert  $390 : 1$  im Maximum des THz-Pulses und  $1800 : 1$  für das Verhältnis zum Rauschen ( $\sigma$ ) einige Pikosekunden vor dem Puls. Bei der Interdigitalantenne ergeben sich für diese Verhältnisse die Werte  $210 : 1$  und  $2900 : 1$ . Diese Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengetragen. Bei der Dipolantenne ist also die Schwankung des Maximums fast um die Hälfte geringer, während sich bei der Interdigitalantenne das Maximum des Signals deutlich stärker vom Hintergrundrauschen abhebt. Bei der Verwendung des Oberflächenemitters war das Hintergrundrauschen am geringsten. Ein Vergleich aller drei Emitter mit gleicher Anregungsleistung befindet sich in Tabelle 4.5 auf Seite 47.

Für die Bestimmung der SNR-Werte wurde die Dipolantenne mit einer optischen Anregungsleistung von  $12\text{ mW}$  und einer Beschleunigungsspannung von  $46\text{ V}$  betrieben, bei der Interdigitalantenne hingegen betragen diese Werte  $300\text{ mW}$  und  $10\text{ V}$ . Der Oberflächenemitter wurde mit einer Laserleistung von  $255\text{ mW}$  angeregt.

### 4.3 Detektor

Drei unterschiedlich breite Dipolantennen ( $D = 20, 40, 80\ \mu\text{m}$ ) und die Interdigitalantenne wurden als THz-Detektor getestet. Dabei handelt es sich um dieselben Antennen, die in Abschnitt 4.2 als Emitter untersucht wurden. Statt eine Spannung an der Antenne anzulegen, wurde der Strom zwischen den beiden Elektroden gemessen. Ein Transimpedanzverstärker wandelt den Strom in ein Spannungssignal um, das der Lock-in-Verstärker dann auswertet.

Für die THz-Emission kam bei dieser Messung ein Oberflächenemitter (p-InAs(Zn)) zum Einsatz, der mit einer optischen Anregungsleistung von  $255\text{ mW}$  betrieben wurde. Da der Oberflächenemitter ohne externe Spannung arbeitet, erfolgt die Modulation des THz-Signals durch periodische Unterbrechung des Laserstrahls.

Ziel der Messung war es, geeignete Detektoren für ein Mehrkanalsystem zu finden.

### 4.3.1 Spektrum der detektierten Pulse

#### Dipolantenne

Im linken Teil von Abbildung 4.9 ist die spektrale Amplitude der von den Dipolantennen detektierten THz-Pulse dargestellt. Die Messung zeigt, dass die breiteste Dipolantenne ( $D = 80 \mu m$ ) das höchste Signal liefert. Jedoch fällt die Amplitude mit zunehmender Frequenz für  $D = 80 \mu m$  auch am schnellsten ab. In folgender Tabelle sind Maximum und Breite des Spektrums für die drei Dipolantennen zusammengefasst.

Dipolabstand	Maximum [a.u.]	Frequenz des Maximums	spektrale Breite
$D = 80 \mu m$	100 %	0,35 THz	0,94 THz
$D = 40 \mu m$	76 %	0,40 THz	1,14 THz
$D = 20 \mu m$	52 %	0,45 THz	1,26 THz

Tab. 4.4: Maximale Amplitude und Breite der detektierten Spektren. Die spektrale Breite wurde bei 10 % ( $-20 \text{ dB}$ ) der maximalen Amplitude gemessen.

Im Bereich von 0,6 bis 1,2 THz liefert die Antenne  $D = 40 \mu m$  das höchste Detektionssignal. Unterhalb von 0,6 THz ist die breite Dipolantenne am besten geeignet, wohingegen für Frequenzen oberhalb von 1,6 THz die schmalere Antenne die besten Ergebnisse liefert. Qualitativ stimmen diese Ergebnisse mit denen der Emission überein (vergleiche Tabelle 4.1).

Die Messungen an der Dipolantenne wurden mit einer sphärischen Si-Linse auf der Antennenrückseite durchgeführt. Der Wechsel zur zylindrischen Si-Linse sowie eine Messung ohne Si-Linse führen qualitativ zu denselben Ergebnissen wie bei der Emission (siehe Abbildung 4.4 auf Seite 37).

#### Interdigitalantenne

Abbildung 4.9 zeigt im rechten Teil des Spektrum der mittels Interdigitalantenne detektierten Pulse. Das Maximum ist im Vergleich zur Dipolantenne deutlich zu kleineren Frequenzen verschoben, da der Anregungsstrahl größer als die aktive Fläche war. Dies deckt sich mit den theoretischen Betrachtungen (Abbildung 3.4(e) auf Seite 23).

Mit der Interdigitalantenne konnte ein 5-mal höheres Signal detektiert werden als mit der Dipolantenne  $D = 40 \mu m$ . Dabei war jedoch auch die optischen Anregungsleistung um den Faktor 25 größer ( $300 \text{ mW}$  statt  $12 \text{ mW}$ ). Die Effizienz der Interdigitalantenne ist folglich um den Faktor 5 schlechter.

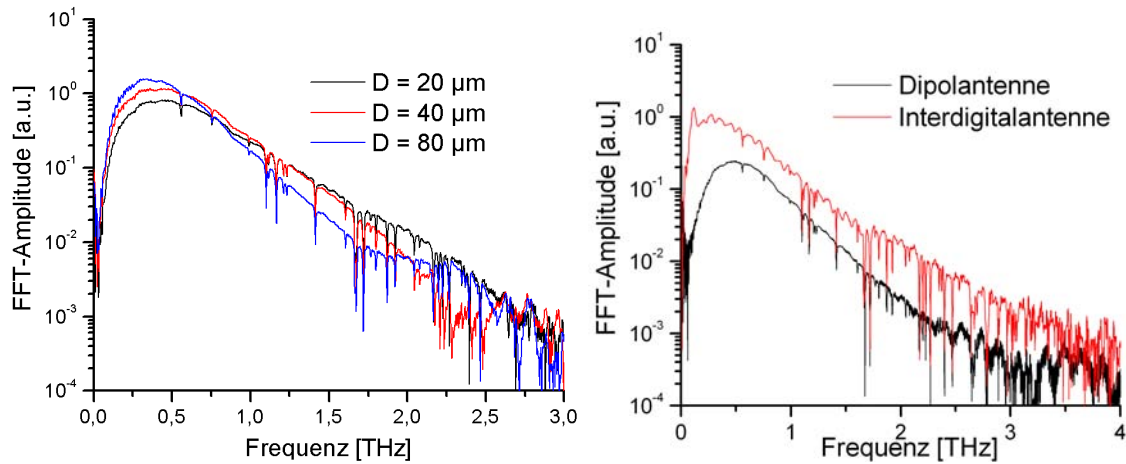


Abb. 4.9: Einfluss des Dipolabstandes  $D$  auf das detektierte Spektrum des THz-Pulses für verschiedene Dipolantennen (links) und im Vergleich zur Interdigitalantenne.

### 4.3.2 Sättigung des detektierten Signals

Dieser Abschnitt untersucht den Einfluss der Laserleistung, die zur Anregung der Antennen benutzt wird, auf das detektierte THz-Signal. In Abbildung 4.10 ist das Maximum der THz-Pulse in Abhängigkeit von der Anregungsleistung für beide Antennentypen dargestellt.

Neben den Messwerten ist auch eine Regressionsfunktion angenähert worden. Prinzipiell zeigen beide Kurven in Abbildung 4.10 dasselbe Verhalten. Jedoch kommt es bei der Dipolantenne schon bei niedrigeren Anregungsleistungen zur Sättigung des Detektionssignals.

Bei geringer Laserleistung ist das mit der Interdigitalantenne detektierte Signal deutlich kleiner als das der Dipolantenne. Erst ab einer Anregungsleistung  $> 30 \text{ mW}$  kann mit ihr ein höheres Signal detektiert werden.

Steht ausreichend Laserleistung zur Verfügung, kann mit der Interdigitalantenne ein um den Faktor 4 höheres Signal detektiert werden als mit der Dipolantenne  $D = 40 \mu\text{m}$ .

### 4.3.3 Signal-Rausch-Verhältnis der Detektoren

In gleicher Weise wie beim Test der Antennen als Emittter wurde auch hier das Rauschen des THz-Signals untersucht.

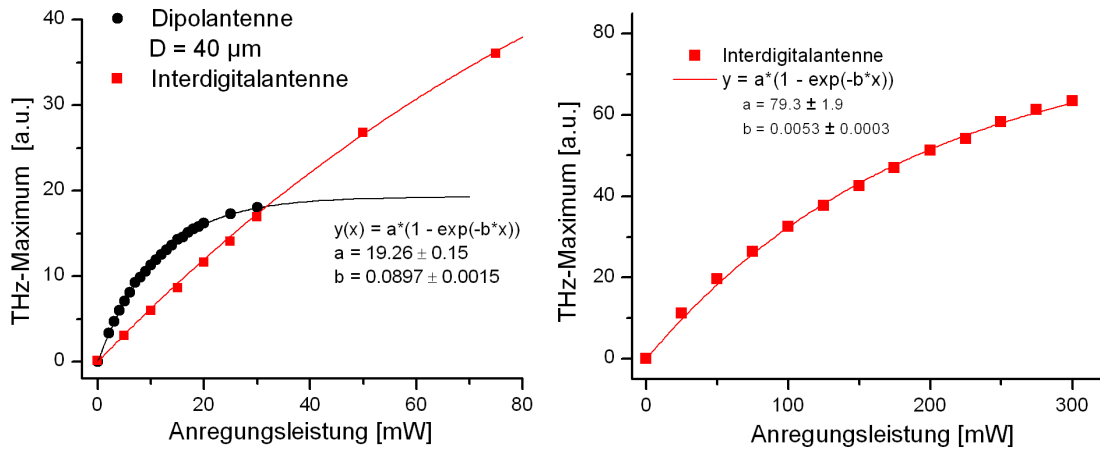


Abb. 4.10: Abhängigkeit des THz-Signals von der Anregungsleistung.

Wieder wurde das Signal vom Lock-in-Verstärker mit einer Integrationszeit von  $10\text{ ms}$  aufgenommen und vom LabView-Programm alle  $6\text{ ms}$  ausgelesen sowie über 5000 Messpunkte berechnet.

Für das Verhältnis des THz-Maximums zur Standardabweichung  $\sigma$  im Maximum ergeben sich die Werte 340:1 für die Dipolantenne und 250:1 für die Interdigitalantenne. Das Verhältnis des Maximums zum Hintergrundrauschen ( $\sigma$  einige Pikosekunden vor dem Puls) ist bei der Dipolantenne etwa 4600:1 und bei der Interdigitalantenne nur 450:1.

Bei dieser Messung betrug die optische Anregungsleistung  $12\text{ mW}$  bei der Dipolantenne und  $300\text{ mW}$  bei der Interdigitalantenne.

Legt man die Regressionsfunktionen aus Abschnitt 4.2.2 und 4.3.2 zugrunde und nimmt an, dass das Hintergrundrauschen weitgehend unabhängig von Anregungsleistung und Beschleunigungsspannung ist, kann man SNR-Werte für verschiedene Kombinationen von Emittor und Detektor bei gleicher Anregungsleistung errechnen. Der Vergleich ist in Tabelle 4.5 dargestellt.

Für eine Anregungsleistung von je  $12\text{ mW}$  bietet die Kombination aus Dipolantennen für Emittor und Detektor das höchste Signal und gleichzeitig das geringste Rauschen. Dipolantennen sind also am besten geeignet, um bei begrenzter Laserleistung viele Kanäle eines THz-Systems gleichzeitig zu betreiben.

Der SNR-Wert in Tabelle 4.5 bezeichnet das Verhältnis von Signalmaximum zur Standardabweichung  $\sigma$  einige Pikosekunden vor dem Puls.

Für ein Einkanal-System könnte die Kombination aus zwei Interdigitalantennen für Emittor und Detektor bei Anregungsleistungen von jeweils  $500\text{ mW}$  und einer Beschleu-

Emitter (bei 12 mW)	Detektor (bei 12 mW)	THz-Maximum [a.u.]	SNR
Oberflächenemitter	Interdigitalantenne	0,6 %	13
Oberflächenemitter	Dipolantenne	1,5 %	124
Interdigitalantenne (10 V)	Interdigitalantenne	7,8 %	15
Interdigitalantenne (10 V)	Dipolantenne	20,3 %	145
Dipolantenne (30 V)	Interdigitalantenne	38,6 %	132
Dipolantenne (30 V)	Dipolantenne	100 %	1270

Tab. 4.5: THz-Maximum und Signal-Rausch-Verhältnis für verschiedene Kombinationen von Emmitter und Detektor. Die Anregungsleistung ist jeweils auf 12 mW begrenzt, um die Eignung für Mehrkanalsysteme abzuschätzen.

nigungsspannung von 10 V zu einem Signal-Rausch-Verhältnis von etwa 6500 führen (Rauschen = Standardabweichung einige Pikosekunden vor dem Puls). Das Maximum des THz-Pulses wäre dabei etwa um den Faktor 20 größer als bei der Kombination aus zwei Dipolantennen, die mit 12 mW Anregungsleistung und 30 V Beschleunigungsspannung betrieben werden.

#### 4.4 Vergleich mit Simulationen und Rechnungen

Herkömmliche Dipolantennen und eine neuartige Interdigitalantenne mit Mikrolinsenarray konnten in einem Einkanal-THz-System als Emmitter und Detektor charakterisiert und verglichen werden.

Die in diesem Kapitel dargestellten Spektren der detektierten THz-Pulse korrespondieren prinzipiell mit den Berechnungen und Simulationen aus Kapitel 3. Abweichungen kommen zum Beispiel dadurch zustande, dass die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit des Halbleitermaterials in Kapitel 3 unberücksichtigt bleibt.

Auffällig ist, dass die Spektren der gemessenen Pulse (Abbildung 4.9 auf Seite 45) zu hohen Frequenzen hin deutlich schneller abfallen. Dadurch ist auch die spektrale Breite deutlich geringer als in den Rechnungen (Abbildung 3.2(a) auf Seite 19) oder Simulationen (Abbildung 3.8(b) auf Seite 29). Dort beträgt die Amplitude des Photostroms bei einer Frequenz von 2 THz noch 50 % des maximalen Wertes, während bei den Messwerten das Signal dort schon auf etwa 1 % abgefallen ist.

Das Verhältnis der maximal detektierten Feldstärken für verschiedene Dipolabstände  $D$  stimmt hingegen in Rechnung, Simulation und Messung gut überein. Das Maximum ist etwa proportional zum Dipolabstand.

Die Position des Maximums ist in der analytischen Rechnung zu etwas höheren Frequenzen gegenüber den Messwerten verschoben. Dies kann an einer ungünstigen Wahl für die

Dauer des Stromflusses  $\tau$  liegen. Bei den numerischen Simulationen hingegen sind die Maxima etwas zu kleineren Frequenzen verschoben.

Bei den Messungen und Rechnungen zur Interdigitalantenne zeigte sich in beiden Fällen eine Verschiebung des Maximums zu kleineren Frequenzen. Der Abfall oberhalb des Maximums ist in der Messung auch wieder wesentlich steiler, jedoch ist der Unterschied zur Dipolantenne in der Steigung bei den Rechnungen deutlich größer. Eine mögliche Ursache hierfür könnte sein, dass die Position von Detektor und Emitter bei der Messung eine andere Frequenzabhängigkeit der lateralen Ausdehnung der THz-Pulse verursacht, als bei den Rechnungen zugrunde gelegt wird.

## 5 THz-System mit 128 Kanälen

Auf Grundlage der Simulationsergebnisse, der Resultate der analytischen Rechnungen sowie den Messungen am Einkanal-System konnten photoleitende Antennen für die parallele Erzeugung und Detektion von 128 Kanälen entwickelt werden. Diese Antennen sollen in einem bildgebenden THz-System eingesetzt werden, um die Messzeit signifikant zu reduzieren.<sup>1</sup>

Ein Faserlaser (1060 nm) erzeugt die erforderlichen fs-Pulse für die Anregung von Emittor und Detektor [14], wobei die maximale mittlere Leistung 10 Watt beträgt.

Im Folgenden wird die Geometrie von Emittor und Detektor beschrieben. Abschnitt 5.2 geht kurz auf die optischen Elemente im THz-Strahlengang ein und in Abschnitt 5.3 werden Besonderheiten bei der Signalerzeugung und -erfassung diskutiert.

### 5.1 Emittor und Detektor

Das verwendete Faserlasersystem liefert 10 Watt Ausgangsleistung. Damit muss die Anregung aller 128 Kanäle (emittor- und detektorseitig) realisiert werden. Bei der Auswahl von Emittor und Detektor für das Mehrkanalsystem steht also die Effizienz bei niedriger Anregungsleistung im Vordergrund. In Tabelle 4.5 auf Seite 47 wurde dargestellt, wie sich eine Beschränkung der Laserleistung auf Dipolantennen und Interdigitalantennen bei der Emission und Detektion auswirkt. Auch der Vergleich zu einem Oberflächenemittor wurde dort diskutiert. Die Messungen in Kapitel 4 haben gezeigt, dass Dipolantennen bei niedrigen Anregungsleistungen am besten geeignet sind.

Abbildung 5.1 zeigt eine Zeichnung der geplanten 128-Kanal-Antennen, wie sie sowohl als Emittor als auch als Detektor eingesetzt werden sollen.

Da der fs-Laser bei einer Wellenlänge von 1060 nm arbeitet, wird für die absorbierende Halbleiterschicht  $In_xGa_{1-x}As$  verwendet. Die Dipolstrukturen sind aus Gold und werden von einer Schutzschicht aus  $SiO_2$  abgedeckt.

Der Faserlaser hat eine Pulslänge von etwa 150 fs, während die Messungen am Einkanal-System mit einem Ti:Saphir Laser mit 62 fs Pulslänge durchgeführt wurden. Für die

---

<sup>1</sup>Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit befindet sich das 128-Kanal-System im Aufbau. Dieses Kapitel liefert nur eine Beschreibung. Eine Charakterisierung des Systems steht noch aus.



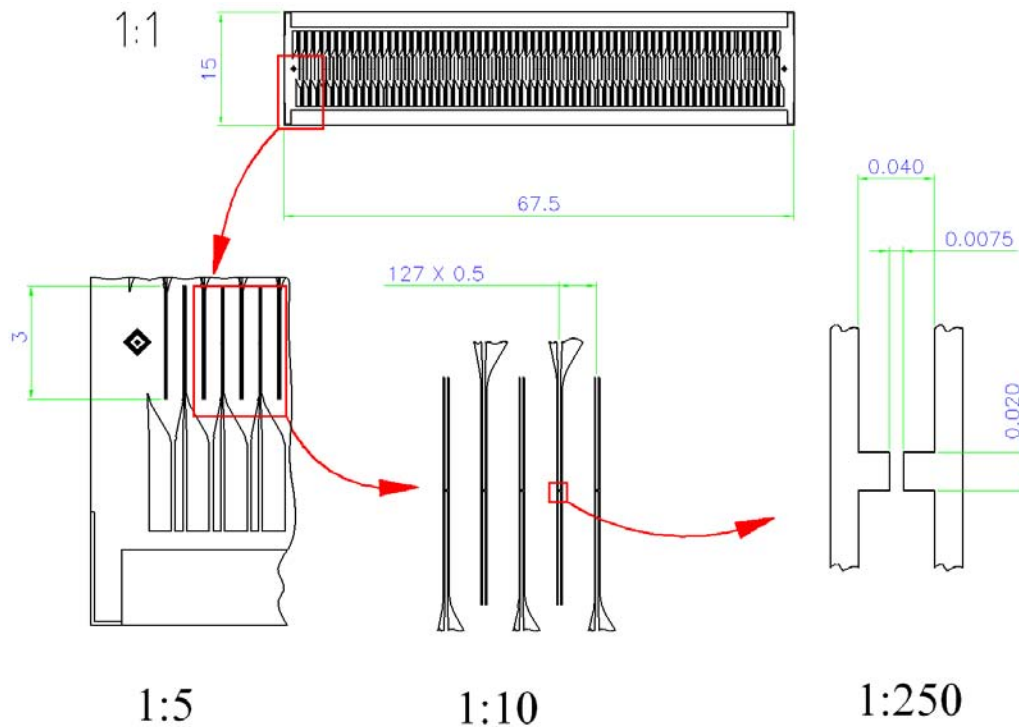


Abb. 5.1: Zeichnung der 128-Kanal-Antenne, alle Maße in Millimeter.

Ladungsträgerlebensdauer im *InGaAs* werden höhere Werte erwartet als bei *LT-GaAs* ( $\approx 2\text{ ps}$  statt  $\approx 1\text{ ps}$ ). Diese beiden Tatsachen begrenzen die spektrale Breite des 128-Kanal-System auf etwa  $2\text{ THz}$ .

Aus den Messungen in Kapitel 4 ergibt sich für diese spektrale Breite ein optimaler Dipolabstand von  $D = 40\ \mu\text{m}$ . Die Breite der Leiterbahnen ( $b = 10\ \mu\text{m}$ ) ist von den Antennen übernommen, die am Einkanal-System getestet wurden. Die Höhe und Breite der Lücken wurden aufgrund der numerischen Simulationen (Abschnitt 3.2) und den analytischen Rechnungen (Abschnitt 3.1) mit  $l = 20\ \mu\text{m}$  bzw.  $d = 7,5\ \mu\text{m}$  festgelegt.

Alle 128 Dipolantennen sind so angeordnet, dass die photoleitenden Lücken zur Laser-Anregung auf gleicher Höhe sind. Die Zuleitungen werden abwechselnd nach oben und unten abgeführt. Die Antennen haben einen Abstand von jeweils  $0,5\text{ mm}$  zueinander, wodurch sich für die aktive Fläche eine Gesamtbreite von etwa  $64\text{ mm}$  ergibt.

Zur Anregung der Antennen wird der Laserstrahl (Durchmesser  $\approx 2\text{ mm}$ ) horizontal aufgeweitet. Hierbei kommt ein Teleskop mit 40-facher Vergrößerung aus zwei Zylinderlinsen (Brennweite  $12,5\text{ mm}$  und  $500\text{ mm}$ ) zum Einsatz. In vertikaler Richtung erfolgt eine Fokussierung des Laserstrahls, dabei wird eine Zylinderlinse mit Brennweite  $1000\text{ mm}$

verwendet. Die räumliche Intensitätsverteilung entspricht dann nahezu einer Linie (Höhe  $\approx 100 \mu\text{m}$ ).

Ein Mikrolinsenarray (128 sphärische Linsen im Abstand  $500 \mu\text{m}$ ) teilt dann die Laserleistung auf alle 128 Anregungsstellen auf. Um eine möglichst homogene Ausleuchtung zu erreichen, wird nur der zentrale Teil der zuvor erzeugten Linie verwendet, da die Intensität zum Rand hin abfällt. Dadurch ergeben sich jedoch Leistungsverluste, die die Anzahl möglicher Kanäle beschränken.

Unter der Annahme, dass nach Durchgang durch alle optischen Komponenten etwa 50 % der Laserleistung zur Anregung der Antennen genutzt werden können, ergibt sich bei 128 Kanälen eine Leistung von knapp  $20 \text{ mW}$  pro Anregungsstelle. Diese Leistung ist optimal zum Betreiben der Dipolantennen aus LT-GaAs geeignet, wie die Abbildungen 4.5 auf Seite 38 und 4.10 auf Seite 46 verdeutlichen.

## 5.2 THz-Optik

Bei der Bildgebung mit mehrkanaligen THz-Systemen ist es erforderlich, zunächst alle Anregungsstellen des Emitters auf die Probe und dann die einzelnen Punkte der Probe auf den Detektor abzubilden. Dabei muss die Zuordnung aller Pixel erhalten bleiben.

In Abbildung 5.2 sind die optischen Elemente im THz-Strahlengang schematisch dargestellt. Der Abstand zwischen Emitter und Detektor beträgt etwa  $525 \text{ mm}$ . Eine zylindrische Si-Linse mit Krümmungsradius  $5 \text{ mm}$  und einer Breite von  $70 \text{ mm}$  unterstützt die gerichtete Auskopplung am Emitter. Je ein Paar Zeonex<sup>®</sup>-Linsen (bikonische und asphärische Oberflächen) bildet den Emitter auf die Probe und die Probenpixel auf den Detektor ab. Der Durchmesser der Linsen beträgt  $76 \text{ mm}$  und die maximale Dicke der Probe  $200 \text{ mm}$ . Zur Fokussierung der THz-Pulse wird am Detektor wieder eine Si-Linse eingesetzt.

Mit dieser Anordnung können 128 Punkte der Probe gleichzeitig vermessen werden. Dabei liegen alle Pixel auf einer Linie und haben einen Abstand von  $500 \mu\text{m}$  zueinander.

## 5.3 Signalerzeugung und -auswertung

Die Form des emittierten Spektrums der THz-Pulse ist weitgehend unabhängig von Anregungsleistung und Beschleunigungsspannung. Deshalb kann die ungleiche Aufteilung der Laserenergie auf die Anregungsstellen durch Regelung der Beschleunigungsspannung für jeden Kanal (zumindest teilweise) kompensiert werden.

Die Höhe der Beschleunigungsspannung am Emitter bestimmt die Stärke des erzeugten THz-Feldes. Sie wird durch die Zerstörschwelle des Halbleitermaterials beschränkt. Bei

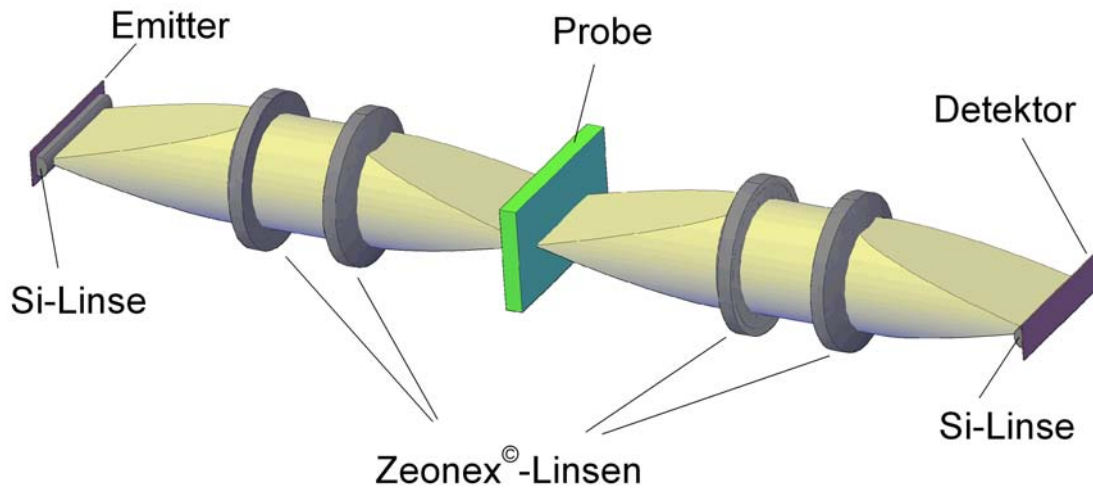


Abb. 5.2: THz-Strahlengang des 128-Kanal-Systems.

Antennen aus LT-GaAs führte eine elektrische Feldstärke von  $130 \text{ kV/cm}$  zum Spannungsdurchbruch (Abschnitt 4.2). Um eine dauerhafte Funktion sicherzustellen, sollten  $100 \text{ kV/cm}$  nicht überschritten werden. Bei einer Breite der Lücke von  $7,5 \mu\text{m}$  entspricht dies einer Spannung von  $75 \text{ V}$  ( $U = E \cdot d$ ). Bei geringem elektrischen Widerstand der Antennen (wie er für InGaAs zu erwarten ist) führt das Anlegen der Spannung durch einen hohen Stromfluss zu unerwünschter Erwärmung. Um eine dauerhafte Schädigung zu verhindern, ist in diesem Fall die Spannung weiter zu reduzieren.

Die Beschleunigungsspannung hat Rechteckform, um das Signal für die Lock-in-Verstärkung zu modulieren. Die optimale Frequenz hängt dabei von der Bandbreite der Vorverstärker und Lock-in-Verstärker ab.

Auf der Detektorseite ist eine Vorverstärkung des Signals erforderlich. Hierzu werden die Transimpedanzwandler „MTI04CQ“ von MAZet GmbH<sup>2</sup> eingesetzt, sie können zusammen mit dem Antennenchip auf eine Platine gebracht werden. Um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen, wird das Signal mittels Lock-in-Technik ausgewertet, wobei ein Lock-in-Verstärker mit 128 Kanälen erforderlich ist.

Eine Messung der THz-Pulse ohne Lock-in-Verstärkung ist denkbar, dadurch verringert sich aber das Signal-Rausch-Verhältnis um etwa zwei Größenordnungen. Dies hat zur Folge, dass meist nur noch die Position des Maximums des THz-Pulses erfasst werden kann. Falls nur die Laufzeit der Pulse durch gar nicht oder wenig absorbierende Materialien von Interesse ist, kann möglicherweise auf Lock-in-Verstärkung verzichtet werden.

<sup>2</sup><http://www.MAZet.de>

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgten Untersuchungen zur Optimierung der Messzeit in bildgebenden THz-Systemen. Hierzu sollten photoleitende Antennen für ein Mehrkanalsystem entwickelt werden, die viele Punkte einer Probe in möglichst kurzer Zeit vermessen können.

Für ein Mehrkanalsystem ist die Effizienz bei niedriger Anregungsleistung von großer Bedeutung, da sie die Anzahl der möglichen Kanäle bestimmt. Die Geometrie photoleitender Antennen hat maßgeblichen Einfluss auf die Effizienz der Emission und Detektion ultrakurzer THz-Pulse. In dieser Arbeit wurden zwei grundsätzlich verschiedene Antennentypen untersucht: Interdigitalantennen und Dipolantennen. Letztere wurden bereits in einem 16-Kanal-System eingesetzt [23].

Analytische Rechnungen zur Detektionsfunktion (Abschnitt 3.1), numerischen Simulationen (Abschnitt 3.2) sowie Experimente an einem Einkanal-System (Kapitel 4) kommen übereinstimmend zu folgenden Ergebnissen: Interdigitalantennen zeichnen sich durch relativ niedrige Effizienz aus, können aber mit hoher Anregungsleistung betrieben werden (wie auch schon in [58, 62] gezeigt wurde) und liefern dann auch bessere Signale als Oberflächenemitter oder Dipolantennen. Folglich sind sie für ein Einkanal-System mit einer Gesamtlaserleistung  $> 100 \text{ mW}$  sowohl als Emmitter als auch als Detektor am besten geeignet. Die spektrale Breite und die Signalstärke der detektierten Pulse ist bei Interdigitalantennen abhängig von der lateralen Größe des Anregungsstrahls. Dipolantennen hingegen verfügen zwar über relativ kleine Anregungsflächen und können deshalb nur geringe Laserleistung aufnehmen, nutzen diese aber sehr effizient aus. Als Emmitter sind sie bei niedrigen Anregungsleistungen um bis zu zwei Größenordnungen effektiver als ein Oberflächenemitter aus InAs. Aufgrund der begrenzten Laserleistung sind Dipolantennen für ein Mehrkanalsystem grundsätzlich deutlich besser geeignet als Interdigitalantennen.

Die Messungen mit verschiedenen Dipolantennen ergeben, dass der Abstand der beiden Metallbahnen wesentlichen Einfluss auf Emission (Abschnitt 4.2) und Detektion (Abschnitt 4.3) der THz-Pulse hat. Er bestimmt Signalthöhe und Breite des Spektrums, wobei sich beide Größen konkurrierend verhalten: Bei großem Abstand ist die Signalstärke hoch und das Spektrum schmal und bei kleinem Abstand verhält es sich umgekehrt. Das konkurrierende Verhalten von Signalstärke und spektraler Breite konnte erstmals auch in einem analytischen Modell gezeigt werden. Neben dem Abstand der beiden Dipole wurde

auch der Einfluss anderer geometrischer Größen (Breite und Dicke der Leiterbahnen, Höhe und Breite der Lücke) untersucht.

Auf der Grundlage der gewonnenen Erkenntnisse konnten erstmals Emittor und Detektor für ein 128-Kanal-System mit optimierten Dipolantennen entwickelt werden (Abschnitt 5.1) wobei die einzelnen Antennen in einer Linie angeordnet sind und einen Abstand von  $0,5\text{ mm}$  haben. Sie werden 1:1 auf eine Probe abgebildet, so dass sich eine  $64\text{ mm}$  breite Zeile mit 128 Pixeln gleichzeitig erfassen lässt.

Gegenüber einem Einkanal-System sollte die Messzeit um zwei Größenordnungen gesenkt werden können. Je nach Größe und Material der Probe bedeutet dies, dass statt einigen Stunden nur noch wenige Minuten benötigt werden. Somit konnte das Ziel der Diplomarbeit, die Messzeit bildgebender THz-Systeme zu reduzieren, erreicht werden.

Besonders für industrielle Anwendungen sind weitere Optimierungen erforderlich. Für die nächste Ausbaustufe ist angedacht, zur Aufweitung des Anregungsstrahls statt Zylinderlinsen Beugungsgitter einzusetzen. So wird es möglich sein, die Laserleistung deutlich effektiver zur Anregung der Antennen zu nutzen. Bei einer Laserleistung von  $10\text{ W}$  wären dann bis zu 250 Kanäle möglich.

Die Mittelungszeiten der Messungen könnten zudem verkürzt werden, wenn ein höheres Signal-Rausch-Verhältnis erzielt würde. Dadurch ließe sich eine weitere Verringerung der Messzeit erreichen. Hierzu kann zum einen die elektrische Aufbereitung (Vorverstärkung mit Transimpedanzwandler und Lock-in-Verstärkung) des Signals optimiert werden, zum anderen ist eine Weiterentwicklung des Halbleitermaterials (bezüglich elektrischem Widerstand, Absorptionsvermögen, Ladungsträgerlebensdauer und -beweglichkeit) der photoleitenden Antennen erstrebenswert. Besonders für Anregungswellenlängen von  $1060\text{ nm}$  sind bei den verfügbaren Materialien Verbesserungen erforderlich.

## Literaturverzeichnis

- [1] FEDERICI, J. K.; SCHULKIN, B.; HUANG, F.; BARAT, R.; OLIVEIRA, F. ; ZIMDARS, D.: THz imaging and sensing for security applications - explosives, weapons and drugs. In: *Semiconductor Science and Technology* 20 (2005), Nr. 7, 266-280. <http://stacks.iop.org/0268-1242/20/S266>
- [2] SAKAI, K: *Terahertz Optoelectronics*. Springer-Verlag, 2005
- [3] MITTLEMAN, D.: *Sensing with Terahertz Radiation*. Springer-Verlag, 2003
- [4] SHENKENBERG, D. L.: Check Point. In: *Photonics Spectra* Oktober (2008), S. 66–70
- [5] RUTZ, F.: *Terahertz Zeitbereichsspektroskopie: Zerstörungsfreie Charakterisierung von Polymeren und Verbundwerkstoffen*, Technische Uni Braunschweig, Diss., 2007
- [6] WALLACE, V.P.; FITZGERALD, A.J.; COLE, B.C.; PYE, R.J. ; ARNONE, D.D.: Biomedical applications of THz imaging. In: *IEEE MTT-S Digest* 3 (2004), June, 1579-1581. <http://dx.doi.org/10.1109/MWSYM.2004.1338881>. – ISSN 0149-645X
- [7] PRADARUTTI, B.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G. ; TÜNNERMANN, A.: Terahertz imaging for styrofoam inspection. In: ANWAR, M. (Hrsg.); DEMARIA, A. J. (Hrsg.) ; SHUR, M. S. (Hrsg.): *Terahertz Physics, Devices, and Systems II* Bd. 6772, SPIE, 2007, 67720P
- [8] LU, M.; SHEN, J.; LI, N.; ZHANG, Y.; ZHANG, C.; LIANG, L. ; XU, X.: Detection and identification of illicit drugs using terahertz imaging. In: *J. Appl. Phys.* 100 (2006), Nr. 10, 103104. <http://link.aip.org/link/?JAP/100/103104/1>
- [9] RUTZ, F.; KOCH, M.; KHARE, S. ; MONEKE, M.: Quality control of polymeric compounds using terahertz imaging. In: HWU, R. J. (Hrsg.); LINDEN, Kurt J. (Hrsg.): *Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics IV* Bd. 5727, SPIE, 2005, 115-122
- [10] WOODWARD, R. M.; COLE, B. E.; WALLACE, V.P.; PYE, R. J.; ARNONE, D. D.; LINFIELD, E. H. ; PEPPER, M.: Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. In: *Physics in Medicine and Biology* 47 (2002), Nr. 21, 3853-3863. <http://stacks.iop.org/0031-9155/47/3853>
- [11] FITZGERALD, A. J.; BERRY, E.; ZINOVEV, N. N.; WALKER, G.C.; SMITH, M. A. ; CHAMBERLAIN, J. M.: An introduction to medical imaging with coherent terahertz

- frequency radiation. In: *Phys. Med. Biol.* 47 47 (2002), Nr. 7, R67-R84. <http://stacks.iop.org/0031-9155/47/R67>
- [12] EXTER, M. van; GRISCHKOWSKY, D.R.: Characterization of an optoelectronic terahertz beam system. In: *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 38 (1990), Nov, Nr. 11, 1684-1691. <http://dx.doi.org/10.1109/22.60016>. – ISSN 0018-9480
- [13] BRÜCKNER, C.; PRADARUTTI, B.; MÜLLER, R.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G. ; TÜN-  
NERMANN, A.: Design and evaluation of a THz time domain imaging system using  
standard optical design software. In: *Appl. Opt.* 47 (2008), Nr. 27, 4994-5006.  
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-47-27-4994>
- [14] RIEHEMANN, S.; PRADARUTTI, B. ; NOTNI, G.: Kompakte THz-Imaging Systeme  
unter Nutzung von fs-Faserlasern: Technische Möglichkeiten und Anwendungen. In:  
*Optik und Photonik 2*, Nr.1 (2007), 38ff. [http://www.scientificcommons.org/  
22739430](http://www.scientificcommons.org/22739430)
- [15] BAKER, C.; GREGORY, I. S.; TRIBE, W. R.; BRADLEY, I. V.; EVANS, M. J.; WITHERS,  
M.; TADAY, P. F.; WALLACE, V. P.; LINFELD, E. H.; DAVIES, A. G. ; MISSOUS, M.:  
Terahertz pulsed imaging with 1060 nm laser excitation. In: *Appl. Phys. Lett.* 83  
(2003), 4113-4115. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/83/4113/1>
- [16] LOEFFLER, T.; SIEBERT, K. J.; QUAST, H.; HASEGAWA, N.; LOATA, G.; WIPF, R.;  
HAHN, T.; THOMSON, M.; LEONHARDT, R. ; ROSKOS, H. G.: All-optoelectronic  
continuous-wave terahertz systems. In: *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*  
362 (2003), 263-281. [http://rsta.royalsocietypublishing.org/cgi/content/  
abstract/362/1815/263](http://rsta.royalsocietypublishing.org/cgi/content/abstract/362/1815/263)
- [17] TANI, M.; HIROTA, Y.; QUE, C. T.; TANAKA, S.; HATTORI, R.; YAMAGUCHI, M.;  
NISHIZAWA, S. ; HANGYO, M.: Novel Terahertz Photoconductive Antennas. In:  
*International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 27 (2006), 531-546. <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-006-9105-8>
- [18] TANI, M.; HERRMANN, M. ; SAKAI, K.: Generation and detection of terahertz  
pulsed radiation with photoconductive antennas and its application to imaging.  
In: *Measurement Science and Technology* 13 (2002), Nr. 11, 1739-1745. <http://stacks.iop.org/0957-0233/13/1739>
- [19] PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S. ; TÜN-  
NERMANN, A.: Advanced analysis concepts for terahertz time domain imaging. In:  
*Opt. Commun.* 279 (2007), 248-254. [http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2007.  
07.007](http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2007.07.007)
- [20] 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. Expr.* 15 Nr. 26 (2007), 17652-17660.  
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=oe-15-26-17652>

- 
- [21] MÜLLER, R.: *Aufbau und Charakterisierung eines Systems zur breitbandigen Mehrkanal-THz-Bildgebung*, FH-Jena, Masterarbeit, 2008
- [22] PRADARUTTI, B.: *Mehrkanaldetektion ultrakurzer Terahertz-Pulse*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2008
- [23] FREESE, W.: *Untersuchungen und Entwicklung von Antennenstrukturen zur THz-Detektion*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2008
- [24] PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; LIMPERT, J.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: Electro-optical sampling of ultrashort THz pulses by fs-laser pulses at 530 nm with BaTiO<sub>3</sub>. In: *Fraunhofer Publica* 102 (2007), 093105. <http://www.scientificcommons.org/26428076>
- [25] STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik*. 4. Verlag Harri Deutsch, 2004
- [26] MAY, T.; MEYER, H. G.: Der enttarnte Terrorist. In: *Optik und Photonik* 1 (2007), S. 34–37
- [27] DENINGER, A.; RENNER, T.: Laser zur Terahertz-Erzeugung. In: *Physik Journal* September (2008), S. 6–8
- [28] BERGMANN, L.; SCHAEFER, C.; NIEDRIG, H.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. 3 Optik*. 10. Walter de Gruyter, Berlin, 2004
- [29] JOHNSTON, M. B.; WHITTAKER, D. M.; CORCHIA, A.; DAVIES, A. G.; LINFIELD, E. H.: Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), Mar, Nr. 16, 165301. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.165301>
- [30] LIU, K.; XU, J.; YUAN, T.; ZHANG, X.-C.: Terahertz radiation from InAs induced by carrier diffusion and drift. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), Nr. 15, 155330. <http://link.aps.org/abstract/PRB/v73/e155330>
- [31] ZANGWILL, A.: *Physics at surfaces*. Cambridge University Press, 2001
- [32] KITTEL, C.: *Introduction to Solid State Physics*. 8. John Wiley & Sons, Inc., 2005 (book)
- [33] STREETMAN, B. G.; BANERJEE, S. K.: *Solid state electronic Devices 6th Ed.* 6. Pearson Prentice Hall, 2006
- [34] BERGMANN, L.; SCHAEFER, C.; KASSING, R.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. 6 Festkörper*. 2. Walter de Gruyter, Berlin, 2005
- [35] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. 3. Walter de Gruyter, Berlin, 2002
- [36] SHAN, J.; WEISS, C.; WALLENSTEIN, R.; BEIGANG, R.; HEINZ, T. F.: Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), Nr. 11, S. 849–851



- 
- [37] CORCHIA, A.; MCLAUGHLIN, R.; JOHNSTON, M. B.; WHITTAKER, D. M.; ARNONE, D. D.; LINFIELD, E. H.; DAVIES, A. G. ; PEPPER, M.: Effects of magnetic field and optical fluence on terahertz emission in gallium arsenide. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), Oct, Nr. 20, 205204. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.64.205204>
- [38] WEISS, C.; WALLENSTEIN, R. ; BEIGANG, R.: Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), Nr. 25, 4160-4162. <http://link.aip.org/link/?APL/77/4160/1>
- [39] SARUKURA, N.; OHTAKE, H.; IZUMIDA, S. ; LIU, Z.: High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics. In: *J. Appl. Phys.* 84 (1998), Nr. 1, 654-656. <http://link.aip.org/link/?JAP/84/654/1>
- [40] LEWIS, R. A.; SMITH, M. L.; MENDIS, R. ; VICKERS, R. E. M.: THz generation in InAs. In: *Phys. Rev. B* 376-377 (2006), 618-621. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2005.12.156>
- [41] GU, P.; TANI, M.; KONO, S. ; SAKAI, K.: Study of terahertz radiation from InAs and InSb. In: *J. Appl. Phys.* 91 Nr.9 (2002), 33-37. <http://link.aip.org/link/?JAPIAU/91/5533/1>
- [42] HEYMAN, J. N.; NEOCLEOUS, P.; HEBERT, D.; CROWELL, P. A.; MÜLLER, T. ; UNTERRAINER, K.: Terahertz emission from GaAs and InAs in a magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), Aug, Nr. 8, 085202. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.64.085202>
- [43] NAKAJIMA, M.; ODA, Y. ; SUEMOTO, T.: Competing terahertz radiation mechanisms in semi-insulating InP at high-density excitation. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), Nr. 14, 2694-2696. <http://link.aip.org/link/?APL/85/2694/1>
- [44] PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; CIMALLA, V.; LEBEDEV, V.; AMBACHER, O. ; TÜNNERMANN, A.: InN as THz emitter excited at 1060 nm and 800 nm. In: *Millimeter-Wave and Terahertz Photonics* Bd. 6194, SPIE, 2006, (619401)1-9
- [45] ASCAZUBI, R.; WILKEA, I.; DENNISTON, K.; LU, H. ; SCHAFF, W. J.: Terahertz emission by InN. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004), Nr. 23, 4810-4812. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/84/4810/1>
- [46] MATTHÄUS, G.; SCHREIBER, T; LIMPERT, J.; NOLTE, S.; TOROSYAN, G.; BEIGANG, R.; RIEHEMANN, S; NOTNI, G. ; TÜNNERMANN, A.: Surface-emitted THz generation using a compact ultrashort pulse fiber amplifier at 1060 nm. In: *Opt. Commun.* 261 (2005), 114-117. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2005.11.066>
- [47] CIMALLA, V.; PRADARUTTI, B.; MATTHÄUS, G.; BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.; LEBEDEV, V. ; AMBACHER, O.: High

- efficient terahertz emission from InN surfaces. In: *Phys. Status Solidi* 244 (2007), Nr. 6, 1829-1833. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.200674893>
- [48] TAKAZATO, A.; KAMAKURA, M.; MATSUI, T.; KITAGAWA, J. ; KADOYA, Y.: Terahertz wave emission and detection using photoconductive antennas made on low temperature grown InGaAs with 1.56 um pulse excitation. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), 011102. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/91/011102/1>
- [49] JONUSCHEIT, J.; HERRMANN, M. ; BIGANG, R.: Transparente Analyse. In: *Physik Journal* Januar (2009), S. 31–36
- [50] DUVILLARET, L.; GARET, F.; ROUX, J.-F. ; COUTAZ, J.-L.: Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments, using photoswitches as antennas. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 7 (2001), Jul/Aug, Nr. 4, 615-623. <http://dx.doi.org/10.1109/2944.974233>. – ISSN 1077–260X
- [51] BENJAMIN, S. D.; LOKA, H. S.; OTHONOS, A. ; SMITH, P. W. E.: Ultrafast dynamics of nonlinear absorption in low-temperature-grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996), Nr. 18, 2544-2546. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/68/2544/1>
- [52] SALEM, B.; MORRIS, D; AIMEZ, V.; BEERENS, J.; BEAUVAIS, J. ; HOUDE, D.: Pulsed photoconductive antenna terahertz sources made on ion-implanted GaAs substrates. In: *J. Phys. C* 17 (2005), 7327-7333. <http://stacks.iop.org/0953-8984/17/7327>
- [53] SIEGER, U.; FLUCK, R.; ZHANG, G. ; KELLER, U.: Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide. In: *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996), Nr. 17, 2566-2568. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/69/2566/1>
- [54] SHEN, Y. C.; UPADHYA, P. C.; LINFIELD, E.H.; BEERE, H. E. ; DAVIES, A. G.: Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), Nr. 15, 3117-3119. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/83/3117/1>
- [55] ZHANG, J.; HONG, Y.; BRAUNSTEIN, S.L. ; SHORE, K.A.: Terahertz pulse generation and detection with LT-GaAs photoconductive antenna. In: *IEE Proceedings - Optoelectronics* 151 (2004), Nr. 2, 98-101. <http://link.aip.org/link/?IPO/151/98/1>
- [56] WALTHER, M.; CHAMBERS, G. S.; LIU, Z.; FREEMAN, M. R. ; HEGMANN, F. A.: Emission and detection of terahertz pulses from a metal-tip antenna. In: *Opt. Soc. Am. B* 22 (2005), Nr. 11, 2357-2365. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josab-22-11-2357>
- [57] BAKER, C.; GREGORY, I. S.; TRIBE, W. R.; BRADLEY, I. V.; EVANS, M. J.; LINFIELD, E. H. ; MISSOUS, M.: Highly resistive annealed low-temperature-grown InGaAs

- with sub-500 fs carrier lifetimes. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), Nr. 21, 4965-4967. <http://link.aip.org/link/?APL/85/4965/1>
- [58] PETER, F.; WINNERL, S.; SCHNEIDER, H.; HELM, M. ; KOHLER, K.: Terahertz emission from a large-area GaInAsN emitter. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), Nr. 10, 101102. <http://link.aip.org/link/?APL/93/101102/1>
- [59] SUZUKI, M.; TONOUCI, M.: Fe-implanted InGaAs terahertz emitters for 1.56 um wavelength excitation. In: *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), 051104. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/86/051104/1>
- [60] OSPALD, F.; MARYENKO, D.; KLITZING, K. von; DRISCOLL, D. C.; HANSON, M. P.; LU, H.; GOSSARD, A. C. ; SMET1, J. H.: 1.55 um ultrafast photoconductive switches based on ErAs:InGaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008), 131117. <http://link.aip.org/link/?APL/92/131117/1>
- [61] AWAD, M.; NAGEL, M.; KURZ, H.; HERFORT, J. ; PLOOG, K.: Characterization of low temperature GaAs antenna array terahertz emitters. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), Nr. 18, 181124. <http://link.aip.org/link/?APL/91/181124/1>
- [62] MATTHÄUS, G.; NOLTE, S.; HOHMUTH, R.; VOITSCH, M; RICHTER, W.; PRADARUTTI, B.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G. ; TÜNNERMANN, A.: Microlens coupled interdigital photoconductive switch. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), 091110-1-3. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/93/091110/1>
- [63] BRÜCKNER, C.; RIEHEMANN, S.; NOTNI, G. ; TÜNNERMANN, A.: Optimized THz Systems for Imaging and Spectroscopic Applications. In: *Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics*, SPIE, Sept. 2006, 36-36
- [64] GOLDSMITH, P. F.: *Quasioptical Systems*. IEEE Press, New York, 1998
- [65] 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), 1379-1386. <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josab-21-7-1379>
- [66] BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 7. Cambridge University Press, 1999
- [67] BRÜCKNER, C; PRADARUTTI, B.; RIEHEMANN, S.; STENZEL, O.; STEINKOPF, R.; GEBHARDT, A.; NOTNI, G. ; TÜNNERMANN, A.: Moth-eye structures for reduction of Fresnel losses at THz components. In: *Millimeter-Wave and Terahertz Photonics* Bd. 6194, SPIE, 2006, 61940N
- [68] BRÜCKNER, C; PRADARUTTI, B.; STENZEL, O.; STEINKOPF, R.; RIEHEMANN, G. S. a. S. and Notni ; TÜNNERMANN, A.: Broadband antireflective surface relief structure for THz optics. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), Nr. 3, 779-789. [BroadbandantirfectivesurfacereliefstructureforTHzoptics](http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=oe-15-3-779)

- 
- [69] JEPSEN, P. U.; JACOBSEN, R. H. ; KEIDING, S. R.: Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 13 (1996), Nr. 11, 2424-2436. <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-13-11-2424>
- [70] TAKAZATO, A.; KAMAKURA, M.; MATSUI, T.; KITAGAWA, J. ; KADOYA, Y.: Detection of terahertz waves using low temperature grown InGaAs with 1560 nm pulse excitation. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), 101119. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/90/101119/1>
- [71] RAMIREZ, R. W.: *The FFT: Fundamentals and Concepts*. Prentice Hall PTR, 1985
- [72] PRABHU, S. S.; RALPH, S. E.; MELLOCH, M. R. ; HARMON, E. S.: Carrier dynamics of low-temperature-grown GaAs observed via THz spectroscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 70, No. 18 (1997), 2419-2421. <http://link.aip.org/link/?APPLAB/70/2419/1>
- [73] GRISCHKOWSKY, D.; KATZENELLENBOGEN, N.: Femtosecond Pulses of Terahertz Radiation. In: *Proc. on Picosecond Electronics and Optoelectronics* 9 (1991), S. 9–15
- [74] YEE, K. S.: Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. In: *IEEE Trans. Antennas Propag.* 14 (1966), S. 302–307
- [75] TAFLOVE, A.; HAGNES, S. C.: *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. 2. Artech House, 2000
- [76] BERENGER, J. P.: Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. In: *J. Comput. Phys.* 127 (1996), 363-379. <http://dx.doi.org/10.1006/jcph.1996.0181>
- [77] COMPUTER AND COMMUNICATION UNLIMITED (Hrsg.): *A 3-D Parallel EM Simulation System GEMS*. State College, PA 16801, USA: Computer and Communication Unlimited, 2007

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Überblick über das elektromagnetische Spektrum aus [22]. . . . .	3
2.2	Prinzipskizze zur Erzeugung von THz-Pulsen mit Oberflächenemitter. . .	6
2.3	Funktionsprinzip der Dipolantenne als THz-Emitter. . . . .	7
2.4	Prinzipskizze photoleitender Antennen: Interdigitalantenne (links) und Dipolantenne (rechts). Die Anregungsfläche für den fs-Laserpuls ist jeweils rot dargestellt. . . . .	8
2.5	Verbesserte Auskopplung der THz-Strahlung durch eine Silizium-Linse auf der Rückseite der Antenne. . . . .	10
2.6	Abtasten des THz-Pulses: Eine Folge von THz-Pulsen wird mit einer Folge von Laserpulsen überlagert. . . . .	11
2.7	Auswertung von THz-Pulsen: zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke (links) sowie Amplitude und Phase des Fourierspektrums (rechts). . . .	12
2.8	Ortsaufgelöste Messung einer Probe: Für eine Diskette (Foto links) ist die Amplitude (Mitte) und Zeitverzögerung (rechts) der THz-Pulse nach Durchgang durch die Probe dargestellt. . . . .	13
3.1	Schematische Darstellung von Dipolantenne (links) und Interdigitalantenne (rechts). Die Leiterbahnen bestehen aus Gold und sind auf einem Halbleitersubstrat (LT-GaAs für 800 nm oder LT-InGaAs für 1060 nm) lithographisch aufgebracht. . . . .	14
3.2	Einfluss der Parameter auf die Frequenzabhängigkeit des Photostroms der Dipolantenne. Variationen zum Ausgangsmodell mit den Parametern aus Tabelle 3.1. . . . .	19
3.3	Interdigitalantenne mit hexagonalem Mikrolinsenarray . . . . .	21
3.4	Photostrom der Interdigitalantenne: Einfluss der verschiedenen Parameter. . . . .	23
3.5	Schematische Darstellung des verwendeten Simulationsraumes und seiner Grenzen . . . . .	26
3.6	Elektrische Feldstärke der simulierten Quelle und Potentialdifferenz der Dipole. Im Zeitbereich (links) ist eine deutliche Verbreiterung des erfassten Signals gegenüber dem Ausgangspuls erkennbar, was zu einer verringerten spektralen Breite führt (rechts). . . . .	27
3.7	durch Dipole verursachte Überhöhung des elektrischen Feldes . . . . .	28

3.8	Einfluss aller geometrischen Größen auf die Detektionsfunktion der Dipolantenne. Wenn nicht anders angegeben, wurden die Werte aus Tabelle 3.1 auf Seite 18 verwendet. . . . .	29
4.1	Foto einer Dipolantenne (links) und einer Interdigitalantenne (rechts). Auf ein Substrat aus LT-GaAs sind Leiterbahnen aus Gold lithographisch aufgebracht. Eine Schutzschicht aus SiO <sub>2</sub> deckt die Antennenstruktur ab.	32
4.2	Schematischer Versuchsaufbau zur Charakterisierung von THz-Emitter und Detektor. . . . .	33
4.3	Einfluss der Antennengeometrie auf das emittierte Spektrum der THz-Pulse. Drei verschiedene Dipolemitter (links) sowie eine Interdigitalantenne (rechts) werden mit einem Oberflächenemitter verglichen. . . . .	35
4.4	Einfluss der Si-Linse auf das emittierte Spektrum einer Dipolantenne mit $D = 20 \mu m$ . Die Beschleunigung erfolgte mit einer Rechteckspannung $U_{ss} = 46 V$ bei einer Modulationsfrequenz von $f = 2650 Hz$ . . . . .	37
4.5	Einfluss der Anregungsleistung auf des Maximum der emittierten THz-Pulse. Vergleich von Interdigitalantenne mit Dipolantenne (links) und Oberflächenemitter (rechts). . . . .	38
4.6	Einfluss der Beschleunigungsspannung auf die THz-Feldstärke für einen Dipolemitter (links) und im Vergleich zur Interdigitalantenne (rechts). . .	40
4.7	Elektrischer Widerstand von Dipolantenne (links) und Interdigitalantenne (rechts) . . . . .	41
4.8	Moduliertes THz-Signal nach Vorverstärkung mit Transimpedanzwandler ( $10^7 V/A$ ) für Dipolantenne (links) bzw. Interdigitalantenne (rechts) als Emitter. . . . .	42
4.9	Einfluss des Dipolabstandes $D$ auf das detektierte Spektrum das THz-Pulses für verschiedene Dipolantennen (links) und im Vergleich zur Interdigitalantenne. . . . .	45
4.10	Abhängigkeit des THz-Signals von der Anregungsleistung. . . . .	46
5.1	Zeichnung der 128-Kanal-Antenne, alle Maße in Millimeter. . . . .	50
5.2	THz-Strahlengang des 128-Kanal-Systems. . . . .	52

# Tabellenverzeichnis

3.1	Abmessungen der Dipolantenne. . . . .	18
3.2	Ausgangsparameter der Interdigitalantenne. . . . .	22
4.1	Maximale Amplitude und Breite der emittierten Spektren. Die spektrale Breite wurde bei 10 % ( $-20\text{ dB}$ ) der maximalen Amplitude gemessen. . .	36
4.2	Parameter der Regressionsfunktionen $y = a \cdot (1 - e^{-b \cdot x})$ zu den Messwerten aus Abbildung 4.5. . . . .	39
4.3	Signal-Rausch-Verhältnis verschiedener Emmitter. . . . .	43
4.4	Maximale Amplitude und Breite der detektierten Spektren. Die spektrale Breite wurde bei 10 % ( $-20\text{ dB}$ ) der maximalen Amplitude gemessen. . .	44
4.5	THz-Maximum und Signal-Rausch-Verhältnis für verschiedene Kombinationen von Emmitter und Detektor. Die Anregungsleistung ist jeweils auf $12\text{ mW}$ begrenzt, um die Eignung für Mehrkanalsysteme abzuschätzen. . .	47

# Abkürzungsverzeichnis

FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FEM	Finite-Elemente-Methode
fs	Femtosekunde ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ )
FWHM	Full Width at Half Maximum
InAs	Indiumarsenid
InP	Indiumphosphit
InSb	Indiumantimonid
LT-GaAs	Low Temperature Galliumarsenid
LT-InGaAs	Low Temperature Indium-Galliumarsenid
nm	Nanometer ( $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$ )
n	Brechungsindex
p-InAs(Zn)	Indiumarsenid, p-dotiert mit Zink
SNR	Signal-Noise-Ratio, Signal-Rausch-Verhältnis
THz	Terahertz
$b$	Breite der Leiterbahnen
$c$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$\chi^{(2)}$	Suszeptibilität zweiter Ordnung
$D$	Dipolabstand
$d$	Breite der Dipollücke



$\Delta t$	Zeitschritte
$E$	elektrische Feldstärke
$E_0$	Amplitude des THz-Feldes
$E_E$	Feldstärke des einfallenden Pulses
$E_g$	Energie der Bandlücke
$P_{el}$	elektrische Leistung
$\varepsilon_x$	elektrische Permittivität
$E_R$	Feldstärke des reflektierten Pulses
$f$	Frequenz
$I$	elektrische Stromstärke
$I_0$	Strom der zentralen Anregungsstelle
$K_{Laser}$	Korrekturfaktoren für Intensitätsverteilung des Laserpulses
$K_{THz}$	Korrekturfaktoren für Feldverteilung des THz-Pulses
$L$	Dipollänge
$l$	Höhe der Lücke
$L_{eff}$	effektive Dipollänge
$P$	Polarisation
$P_{THz}$	Leistung der THz-Strahlung
$R$	elektrischer Widerstand
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma_x$	elektrische Leitfähigkeit
$t$	Dicke der Leiterbahnen
$\tau$	Zeit für Stromfluss
$\theta$	Winkel zur Dipolachse

$U$	Potentialdifferenz, Spannung
$\bar{U}$	Mittelwert der Spannung
$w_L$	Größe des Laserpulses ( $1/e^2$ Radius)
$w_x$	Größe des THz-Pulses in x-Richtung ( $1/e$ Radius)
$w_y$	Größe des THz-Pulses in y-Richtung ( $1/e$ Radius)