



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
VIENNA
UNIVERSITY OF
TECHNOLOGY

DIPLOMARBEIT

Großflächige Terahertz-Emitter

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Diplom-Ingenieurs

unter der Leitung von

Univ. Ass. Dipl.-Ing Dr.techn. Juraj Darmo
und Univ.Prof. Mag.rer.nat. Dr.rer.nat Karl Unterrainer
E387
Institut für Photonik

eingereicht an der Technischen Universität Wien,
Fakultät für Elektrotechnik

von

Alexander Grün
9625342
Maria vom Siege 7/7,1150 Wien

Wien, im Februar 2007

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es zum einen, einen leistungsstarken großflächigen Terahertz-Emitter herzustellen, mit dem nichtlineare Terahertz-Effekte erzielt werden können. Zum anderen war geplant, eine großflächige Antennen-Matrix anzufertigen, die nach dem Prinzip diskreter Masken, die auch in der FOURIER-Optik eingesetzt werden, arbeitet, mit der in weiterer Folge die Form der Terahertz-Pulse verändert werden kann.

Dazu wurden großflächige photoleitende Antennen hergestellt, deren Elektroden in einer verschränkten Kammstruktur angeordnet wurden. Um möglichst starke elektromagnetische Felder im Terahertz-Bereich zu erzeugen, wurden die Terahertz-Emitter mit ultrakurzen Laserpulsen aus einem Hochleistungs-Laserverstärkersystem angeregt und mittels zeitaufgelöster Spektroskopie untersucht. Anschließend wurde ein großflächiger Terahertz-Emitter, bestehend aus 16 voneinander unabhängig ansteuerbaren Antennen, die in einer 4×4 Matrix angeordnet sind, angefertigt, simuliert und vermessen.

Zur Herstellung der großflächigen Terahertz-Emitter wurden unterschiedliche Verfahren der Mikrotechnologie herangezogen, die sich allesamt sehr bewährt haben. Einzig das Dielektrikum, welches zur Isolation der Elektroden benötigt wurde, bereitete Probleme: Bei zu hohen Vorspannungen kam es vor allem bei der großflächigen Antennen-Matrix zu Kurzschlüssen.

Die elektrooptische Detektion war für die Messungen mit dem Hochleistungs-Lasersystem hinreichend. Es hat sich herausgestellt, dass sich die Stabilität sowie die Pulsform der Hochleistungs-Laserpulse erheblich auf das Signal-Rausch-Verhältnis auswirkt, welches nie über 100:1 lag. Trotzdem konnten für die Terahertz-Emitter Frequenzkomponenten bis zu 7 Terahertz nachgewiesen werden. Des Weiteren konnte bereits ab einem Zehntel der maximalen Energie der Laserpulse ein Sättigungsverhalten bei den THz-Emittern beobachtet werden. Hier existiert noch beträchtliches Potential, die Antennenflächen zu vergrößern.

Im Zusammenhang mit der großflächigen Antennen-Matrix wurden verschiedene Fälle der Amplituden- und der Phasenmodulation simuliert und es konnte ein homogenes Verhalten der einzelnen, voneinander unabhängigen Antennen elektrooptisch nachgewiesen werden.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Halbleitern	3
1.2 Berechnung des elektrischen Feldes photoleitender Antennen	7
1.2.1 Vektorprodukte und Potentiale der MAXWELL'schen Elektrodynamik	7
1.2.2 Terahertz Dipolantennen: "Auston Switch"	8
1.2.3 Großflächige Terahertz-Emitter	11
1.3 Terahertz-Detektion	14
1.3.1 Thermische Detektoren	14
1.3.2 Photoleitende Antennen	17
1.3.3 Elektrooptische Detektion von Terahertz Strahlung	19
1.4 FOURIER-optische Betrachtung der Strahlausbreitung	22
1.4.1 Theorie	22
1.4.2 Simulation mit Matlab	24
2 Herstellung der photoleitenden Antenne	27
2.1 Photomasken	27
2.1.1 Das Prinzip der verschränkten Elektroden	28
2.1.2 Großflächige Antennen	29
2.1.3 Großflächige Antennen-Matrix	29
2.2 Optische Kontaktlithographie	31
2.3 Metallisierung	31
2.3.1 Elektronenstrahlverdampfer	31
2.3.2 Sputterdeposition	32
2.4 Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD)	33
2.5 Reactive Ion Etching (RIE)	33
2.6 Ultraschallbonden	34
3 Lasersysteme	36
3.1 Titan:Saphir-Laser-Oszillator	36
3.2 Hochleistungs-Laserverstärkersystem	38
3.2.1 Oszillator	39

3.2.2	Verstärker	39
3.2.3	Prismenkompressor	41
4	Experimente	43
4.1	Zeitaufgelöste Terahertz-Spektroskopie: Aufbau und Messprinzip	43
4.2	Ergebnisse	45
4.2.1	Großflächige Antennen	46
4.2.1.1	Titan:Saphir-Laser-Oszillator	46
4.2.1.2	Hochleistungs-Laserverstärkersystem	48
4.2.2	Großflächige Antennen-Matrix	51
5	Zusammenfassung und Ausblick	53
	Anhang (Reinraumprozesse)	55
A.	Rezept	55
B.	Photolithographie	55
C.	Metallisierung	56
D.	PECVD	56
E.	RIE	57
	Abkürzungsverzeichnis	58
	Abbildungsverzeichnis	59
	Literatur	61

Einleitung

Der Frequenzbereich des elektromagnetischen Spektrums, der sich zwischen 100 Gigahertz (10^9 Hz) und 100 Terahertz (10^{12} Hz)¹ erstreckt, wurde von den Forschern lange Zeit vernachlässigt. Für diese sog. Terahertz-Lücke fehlten vor allem Strahlungsquellen sowie die nötigen Detektoren. Erst mit der Entwicklung von Kurzpulslasern und dem von David H. AUSTON 1975 entwickelten *AUSTON-Switch* [1], einem optoelektronischen Schalter aus Silicium mit Schaltzeiten im Picosekundenbereich, begann der Erfolgslauf der Terahertz-Forschung. In diesem Zusammenhang wurden vor allem im Bereich der *photoleitenden Antennen* verschiedene Konzepte vorgestellt. Zu diesen gehören die Hertz-Dipol-Antennen [2][3], Antennen mit koplanaren Leiterbahnen² [4][5], Dipolantennen [6][7] und Spiralantennen [8][9]. All diese Antennen basieren auf dem gleichen Prinzip: Durch Anregung eines Halbleiters mit ultrakurzen Laserpulsen werden in einem Mikrometer großen Bereich Photoladungsträger erzeugt. Diese werden in einem elektrischen Feld beschleunigt. Entsprechend den Gesetzen der Elektrodynamik und den Eigenschaften des eingesetzten Halbleitermaterials sind beschleunigte Ladungsträger (Elektronen) Quellen elektromagnetischer Strahlung, die in diesem Kontext im Terahertz-Bereich liegt. Dadurch wurde ein breites Spektrum an Anwendungsmöglichkeiten erschlossen. Diese umfassen Ferninfrarot-Spektroskopie [10], die z.B. bei der Charakterisierung der frequenzabhängigen Absorption von Materialien im Terahertz-Bereich eingesetzt wird, *Pump-Probe* Messungen [11] und bildgebende Verfahren [12]. Darüber hinaus sind jedoch für viele Anwendungen, z. B. für die Untersuchung von Sättigungseffekten sowie nichtlinearer Prozesse in Halbleitern und anderen Materialien, Terahertz-Emitter mit einer höheren Abstrahlleistung erwünscht. Viel Potential in diese Richtung werden großflächigen Terahertz-Emittern [13][14], bei denen die aktive Fläche einige Zentimeter groß ist, zugesprochen. Diese Antennen haben den Nachteil, dass sie einerseits zusammen mit gepulsten Hochspannungsquellen, bei denen ein hoher Betrag an Hintergrundrauschen auftritt, eingesetzt werden und dass andererseits die in der Antennenstruktur gespeicherte Energie nur mit einem sehr geringen Wirkungsgrad ($\approx 10^{-6}$ - 10^{-5}) umgesetzt wird [15].

Ziel der vorliegenden Arbeit ist zum einen, einen leistungsstarken großflächigen Terahertz-Emitter, mit dem nichtlineare Terahertz-Effekte hervorgerufen werden können, herzustellen. Dies soll mit großflächigen photoleitenden Antennen, deren Elektroden in ei-

¹Dem entspricht der Wellenlängenbereich zwischen 3 Millimeter ($3 \cdot 10^{-3}$ m) respektive 3 Mikrometer ($3 \cdot 10^{-6}$ m)

²Im Englischen als *stripline antennas* bezeichnet

ner verschränkten Kammstruktur angeordnet werden [16], in Kombination mit einem Hochleistungs-Laserverstärkersystem erreicht werden. Die dazu benötigte zeitaufgelöste Terahertz-Spektroskopie wird in diesem Zusammenhang erstmals auf deren Eignung hin überprüft. Zum anderen ist geplant, die Form der Terahertz-Pulse zu beeinflussen. Dazu wird ein Terahertz-Emitter, bestehend aus 16 voneinander unabhängig ansteuerbaren Antennen, die in einer 4×4 Matrix angeordnet sind, hergestellt. Durch Amplitudenmodulation und/oder Phasenmodulation der einzelnen Antennen sollen dann nach dem Prinzip diskreter Masken die Eigenschaften der Terahertz-Pulse modifiziert werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Im ersten Kapitel werden die Grundlagen für die Erzeugung und die Detektion von Terahertz-Strahlung vorgestellt. Dabei wird die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Halbleitern behandelt, das elektrische Fernfeld von photoleitenden Antennen berechnet sowie verschiedene Methoden der Terahertz-Detektion vorgestellt. In einem weiteren Abschnitt wird eine Theorie über die Strahlausbreitung von elektromagnetischen Wellen präsentiert. Dieser folgt eine Simulation, die einige Möglichkeiten der Pulsformung aufzeigt.

Kapitel zwei ist den Herstellungsverfahren der Mikrotechnologie, die für die Entwicklung und Fertigung der photoleitenden Antennen benötigt werden, gewidmet.

Im dritten Kapitel werden die verwendeten Lasersysteme vorgestellt. Das Hauptaugenmerk richtet sich dabei auf das Hochleistungs-Laserverstärkersystem.

Kapitel vier behandelt das eigentliche Experiment. Auf eine Beschreibung des realisierten Messaufbaus zur Vermessung der photoleitenden Antennen folgen die mit der elektrooptischen Detektion erlangten Ergebnisse.

Kapitel fünf schließt diese Arbeit mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse sowie einen Ausblick auf mögliche weitere Experimente ab. Im Anhang finden sich noch diejenigen Rezepte, die bei den Reinraumprozessen angewendet wurden.

1 Grundlagen

1.1 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Halbleitern

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Prozesse behandelt, die auf der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Halbleitern basieren und im Zusammenhang mit der Erzeugung von elektromagnetischen Wellen im Terahertz (THz)-Bereich stehen. Die bekanntesten Prozesse in diesem Zusammenhang sind die Erzeugung von THz-Strahlung in elektrisch (el.) vorgespannten Halbleitern und die in nicht vorgespannten Halbleitern, wozu die optische Gleichrichtung³ und die Strahlung von kohärenten Plasmonen zählen. In einem letzten Teil wird noch auf einen Effekt hingewiesen, der bei Photonenenergien, die unter der Bandlücke des bestrahlten Halbleiters liegen, auftritt.

Das Prinzip der THz-Generation mit vorgespannten Halbleitern, das häufig als “Stromstoß” Modell⁴ bezeichnet wird, ist eigentlich recht einfach: Trifft ein ultrakurzer Laserpuls auf einen Halbleiter auf, so generieren die absorbierten Photonen, deren Energie⁵ größer als die Energie der Bandlücke des Halbleiters ist, freie Ladungsträger⁶. Dieser physikalische Prozess ist in Abb. 1 durch den Übergang des Elektrons vom Valenzband in das Leitungsband dargestellt. Aufgrund des über die Elektroden angelegten externen el. Feldes werden die Elektronen in Richtung Anode und die Löcher in Richtung Kathode beschleunigt. Da beschleunigte Ladungsträger nach der MAXWELL’schen Theorie selber Quellen von elektromagnetischer Strahlung sind, kommt es zu einer Abstrahlung eines Signales im THz-Bereich, das in einer ersten Näherung durch die erste zeitliche Ableitung $\partial J/\partial t$ des Oberflächenstroms⁷ beschrieben werden kann [6]. Dafür eignen sich vor allem Materialien mit kurzen Rekombinationsraten der Ladungsträger⁸. Abgesehen von den Rekombinationsraten sind die Energie der Bandlücke und die el. Durchbruchspannung wichtige Kriterien bei der Auswahl der einzusetzenden Halbleitermaterialien. In dieser Arbeit wurde *semi-insulating*-Galliumarsenid⁹ (SI-GaAs) und *low-temperature-*

³Die optische Gleichrichtung wird auch als optische Rektifikation oder inverser elektrooptischer Effekt bezeichnet

⁴Im Englischen als *current surge* bezeichnet

⁵Die Energie E eines Photon folgt der Beziehung $E = h\nu$, dabei ist h das PLANCK’sche Wirkungsquantum ($h = 6,626176 \cdot 10^{-34} Js$) und ν die Frequenz des Photons.

⁶Elektronen und Löcher

⁷Der Oberflächenstrom J ist proportional zur Ladungsträgerdichte n und zur Beweglichkeit μ

⁸Häufig benutzte Materialien sind mit Chrom dotiertes Galliumarsenid (Cr-GaAs), niedrigtemperatur Galliumarsenid (im Englischen als *low-temperature-grown GaAs* bezeichnet), Indiumphosphid (InP), amorphes Silikon und Silikon auf Saphir (SOS).

⁹Galliumarsenid ist ein direkter Halbleiter der im Zinkblendegitter kristallisiert. Dabei befindet sich jedes Galliumatom im Zentrum eines von vier Arsenatomen gebildeten Tetraeders.

grown Galliumarsenid (LT-GaAs) [17][18] verwendet.

Die optische Gleichrichtung beruht auf der Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses mit einem nichtlinearen Medium. Dabei erzeugt die optische Welle im Medium ein zu ihrer Intensität $|E_{opt}(t)|^2$ proportionales Gleichfeld. Konkret wird eine spontane Verschiebungspolarisation P_0 , deren Verlauf dem Intensitätsprofil $|E_{opt}(t)|^2$ des eingestrahnten Laserpulses folgt und deren zweite zeitliche Ableitung $\partial^2 P_0 / \partial t^2$ das abgestrahlte el. Feld beschreibt, hervorgerufen.

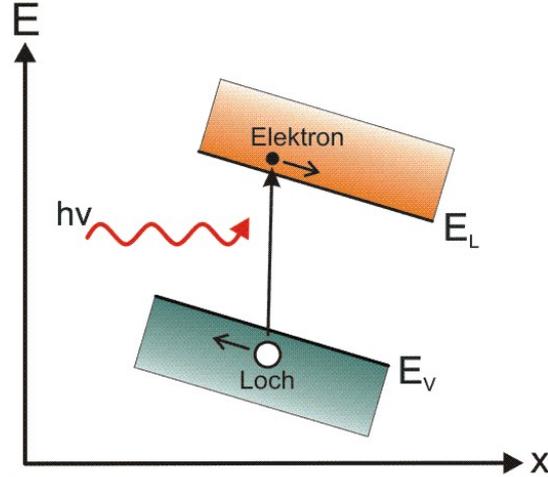


Abbildung 1: Erzeugung von Photoladungsträgern in einem vorgespannten Halbleiter. Aufgrund des angelegten el. Feldes kommt es zu einer Beschleunigung der Ladungsträger. ($h\nu$ ist die Energie des Photons, E_v beschreibt das Energieniveau der Valenzbandkante und E_l das der Leitungsbandkante)

Das Zustandekommen der spontanen Polarisation kann im Rahmen der nichtlinearen Optik betrachtet werden. Die Polarisation kann auf die Feldabhängigkeit der Suszeptibilität χ als der grundlegenden Verknüpfung zwischen dem el. Feld und der Polarisation des Mediums zurückgeführt werden. Diese Feldabhängigkeit kann durch die Reihenentwicklung [19]

$$\chi^{(E)} = \chi^{(1)} + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}EE + \dots \quad (1)$$

ausgedrückt werden. Die vom Feld E hervorgerufene Polarisation ist dann

$$P = \sum_i P^{(i)} = \epsilon_0 \chi^{(1)}E + \epsilon_0 \chi^{(2)}EE + \epsilon_0 \chi^{(3)}EEE \dots, \quad (2)$$

wobei $\chi^{(1)}$ die "lineare" Suszeptibilität ist, während die nichtlineare Feldabhängigkeit der Polarisation durch die Größen $\chi^{(i)} (i \geq 2)$, die man als nichtlineare Suszeptibilität i -

ter Ordnung bezeichnet, repräsentiert wird. In nichtlinearen, nicht-zentrosymmetrischen Medien kann die normal zur Oberfläche induzierte *statische* Polarisation¹⁰ zweiter Ordnung, unter Vernachlässigung nicht lokaler Effekte, durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$P_0 = \chi^{(2)}(0; -\omega, \omega) | E_\omega |^2. \quad (3)$$

Dabei ist die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ ein Tensor dritten Grades. Die Notation in Klammern bezeichnet die Frequenzen der am Prozess beteiligten Wellen und E_ω ist das elektrische Feld des Laserlichtes. In inversionssymmetrischen Medien ist die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$, wie sie in Halbleitern mit Diamantstruktur¹¹ vorkommen, üblicherweise gleich Null. Allerdings wird diese Symmetrie durch das Oberflächenfeld gebrochen und $\chi^{(2)}$ wird nicht Null im Bereich der Verarmungszone. Dieser Effekt kann intuitiv in der Form

$$\chi^{(2)}(0; -\omega, \omega) = \chi^{(3)}(0; 0, -\omega, \omega) F \quad (4)$$

ausgedrückt werden, wobei F das symmetriebrechende Oberflächenfeld darstellt [20]. In nicht-inversionssymmetrischen Systemen, wie sie in Halbleitern mit Zinkblendestruktur¹² vorkommen, ist die Suszeptibilität dritter Ordnung $\chi^{(3)}$ ungleich Null. Dies drückt sich in einem unterschiedlichen Verhalten bei der Anregung von Ladungsträgern aus [20], ändert aber prinzipiell nichts an Gleichung (4).

Ein weitere Möglichkeit, THz-Pulse mit nicht vorgespannten Halbleitern zu erzeugen, beruht auf der Anregung von kohärenten Plasmonen. Voraussetzung hierfür ist eine spezielle Bandstruktur, wie z.B. an der Oberfläche von dotierten Halbleitern [21][22] oder bei Heterostrukturen, die ein zwei-dimensionales Elektronengas beinhalten [23]. Im Falle einer n-Dotierung sind die Elektronen überwiegend auf den Bereich zwischen der Verarmungszone an der Oberfläche und dem undotierten Substrat beschränkt. Die Absorption des ultrakurzen Laserpulses führt einerseits zur Generation von Photoladungsträgern und somit zu einer zusätzlichen Abschirmung des Oberflächenfeldes. Andererseits zieht der Laserpuls ein ‘‘Absinken’’ der Bänder an der Halbleiter/Luft Grenzschicht mit sich (siehe Abb. 2). Aufgrund der neuen Potentialverteilung driftet das kalte Elektro-

¹⁰Mit der Nichtlinearität der Suszeptibilität zweiter Ordnung sind noch drei weitere Polarisationsterme verbunden: Frequenzverdopplung, Summen- und Differenzfrequenzbildung. Diese können aber im Zusammenhang mit der optischen Gleichrichtung vernachlässigt werden.

¹¹z.B. Si., Ge. und Sn

¹²z.B. GaAs

nenplasma in Richtung Oberfläche. Als Folge der COULOMB-Anziehung, die durch die Trennung der entgegengesetzten el. Ladungen entsteht, wird eine Polarisation aufgebaut. Letztere ist mit einer Rückstellkraft verbunden, die der Bewegung des Plasmas entgegenwirkt und es zum Oszillieren bringt. Die Frequenz des oszillierenden Plasmas beträgt $\omega = \sqrt{\omega_p^2 - \frac{\gamma^2}{4}}$, γ ist dabei die Dämpfungsrate der Oszillationen. Für kleine Wellenzahlen k ergibt sich für die Plasmafrequenz ω_p

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon m^*}}, \quad (5)$$

dabei ist e die Elementarladung ($e = 1,602176462 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), n ist die Dichte der oszillierenden Ladungsträger, ϵ ist die Permittivität und m^* die reduzierte effektive Masse. Die oszillierende Stromdichte der Plasmonen führt zur Emission eines el. Feldes im THz-Bereich, das proportional der zeitlichen Ableitung der Stromdichte ist, $E_{rad}(t) \propto \frac{\partial J(t)}{\partial t}$.

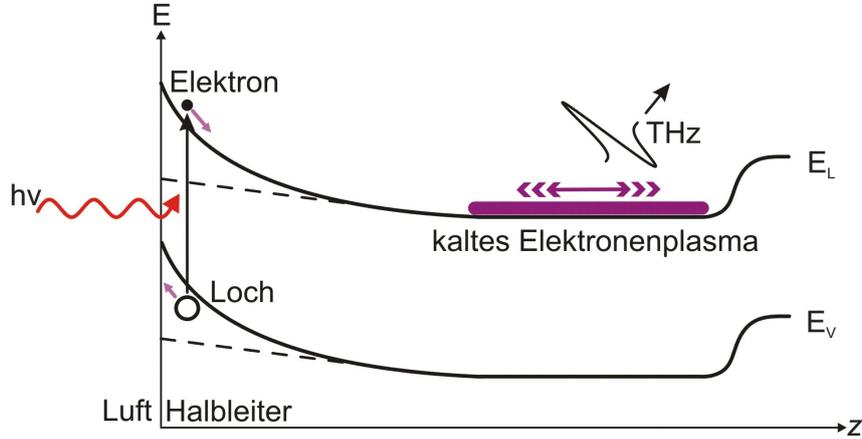


Abbildung 2: THz-Strahlung von kohärenten Plasmonen

Bisher wurden nur Fälle betrachtet, in denen die Energie der absorbierten Photonen größer als die Energie der Bandlücke war. Liegt aber die Energie der absorbierten Photonen nur knapp unterhalb der Leitungsbandkante, so können "virtuelle" Ladungsträger [24][25], die die Quelle von elektromagnetischen Wellen im THz-Bereich sein können, erzeugt werden. Dieser Prozess kann als Umkehrung des sog. FRANZ-KELDYSH-Effekts verstanden werden, der unter anderem besagt, dass die Absorptionskante eines Halbleiters bei angelegter Gleichspannung sinkt. In Analogie zu der weiter oben beschriebenen optischen Gleichrichtung führt die Erzeugung "virtueller" Ladungsträger zu einer spontanen Verschiebungspolarisation P_0 , deren zweite zeitliche Ableitung das $\partial^2 P_0 / \partial t^2$ abge-

strahlte el. Feld beschreibt. Bei direkten¹³ vorgespannten Halbleitern ist dieser Effekt von größerer Bedeutung [26], bei einer optischen Anregung oberhalb der Bandkante¹⁴ und bei hohen el. Feldstärken¹⁵, wie sie in diese Arbeit vorkommen, aber vernachlässigbar [26].

1.2 Berechnung des elektrischen Feldes photoleitender Antennen

Der prinzipielle Mechanismus, der zur THz-Erzeugung in vorgespannten Halbleitern beiträgt, wurde in Kapitel 1.1 behandelt. Um quantitativ relevante Aussagen machen zu können, soll ausgehend von den Betrachtungen der allgemeinen Eigenschaften elektromagnetischer Felder eine mathematische Beschreibung der Berechnung des el. Feldes für photoleitende Antennen erstellt werden.

1.2.1 Vektorprodukte und Potentiale der MAXWELL'schen Elektrodynamik

Die MAXWELL'sche Elektrodynamik wird in der Regel in Form von Differentialgleichungen geschrieben. Dabei werden die Verteilungen der el. Spannung und des magnetischen Flusses durch euklidische Vektorfelder dargestellt. Aus dem FARADAY'schen Induktionsgesetz [28]

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (6)$$

und dem Satz vom magnetischen Hüllenfluß

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (7)$$

folgen die lokalen Beziehungen für das elektrische Feld $E [Vm^{-1}]$ und der magnetischen Flußdichte $B [Vsm^{-2}]$. Verteilungen der magnetischen Spannung und des elektrischen Flusses sind andererseits so konzipiert, dass sie zusammen mit Verteilungen elektrischer Ströme und Ladungen immer dem AMPERE-MAXWELL-Satz und dem Satz vom elektrischen Hüllenfluss genügen. Lokal ergeben sich dadurch, nach Einführung der lokalen Repräsentanten für das magnetische Feld $H [Am^{-1}]$, der Verschiebungsdichte $D [Asm^{-2}]$,

¹³Halbleiter, deren Energieminimum im k -Raum senkrecht über dem Energiemaximum liegt, werden als direkte Halbleiter bezeichnet

¹⁴Die Energie der Bandlücke von GaAs beträgt 1,43 eV bei 300 K [27], während die Energie eines Photons, bei einer Wellenlänge von 800 nm, ungefähr 1,55 eV beträgt.

¹⁵im Bereich von 10 kV/cm

der Stromdichte $J [Am^{-2}]$ und für die Ladungsdichte $\rho [Asm^{-3}]$ die Beziehungen

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J}, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho. \quad (9)$$

Durch die Einführung eines Vektorpotentials \vec{A} über die Darstellung

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad (10)$$

lässt sich Gleichung (7) formal lösen. Einsetzen von Gleichung (10) in Gleichung (6) ergibt $\vec{\nabla} \times (\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = \vec{0}$. Daraus folgt die Wirbelfreiheit des Vektorfeldes $\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ und es kann als (negativer) Gradient eines skalaren Potentials φ dargestellt werden:

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \varphi. \quad (11)$$

Setzt man nun das Vektorpotential aus Gleichung (10) und das skalare Potential aus Gleichung (11) in die Gleichung (8) respektive (9) ein, erhält man unter Verwendung der Materialgleichungen $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0\mu$ und $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}$ ¹⁶ sowie der LORENZ-Eichung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \mu\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0, \quad (12)$$

die zwei inhomogenen Gleichungen

$$\nabla^2 \vec{A} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu\vec{J}, \quad (13)$$

$$\nabla^2 \varphi - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}. \quad (14)$$

1.2.2 Terahertz Dipolantennen: “Auston Switch”

THz-Emitter, in Form von Dipolantennen, beruhen auf dem von D. H. AUSTON *et al.* 1975 entwickelten *AUSTON-Switch* [1]. Dieser besteht aus einem Siliciumsubstrat, auf dem zwei Metallelektroden, wovon eine durch eine μm große Lücke unterbrochen ist, aufgebracht sind. Wird die Lücke mit einem ultrakurzen Laserpuls ($<1ps$) bestrahlt,

¹⁶Dabei ist $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} [AsV^{-1}m^{-1}]$ die Vakuum-Permittivität und $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} [VsA^{-1}m^{-1}]$ die Vakuum Permeabilität des freien Raums.

wird diese aufgrund der generierten Photoladungsträger für wenige Picosekunden leitend. Später entdeckte D. H. AUSTON, dass sich dieses physikalische Prinzip auch zur Generation von elektromagnetischen-Wellen im THz-Bereich eignet [2][6]. Da der Abstand der Elektroden sehr klein gegenüber der mittleren Wellenlänge der emittierten Strahlung ist, wendete er das HERTZ'sche-Dipolmodell, welches im folgenden Abschnitt näher erläutert wird, zur Berechnung des abgestrahlten el. Feldes an.

Für hinreichend kleine Amplituden der Auslenkung des Dipolmomentes p und für nicht-relativistische Geschwindigkeiten erhalten wir das retardierte Vektorpotential¹⁷

$$\vec{\Pi}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{p}\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad r = |\vec{r}|, \quad (15)$$

durch das die elektrodynamischen Potentiale¹⁸ auf einfache Weise gemäß

$$\vec{A} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t}, \quad \varphi = -\nabla \cdot \vec{\Pi} \quad (16)$$

ausgedrückt werden können. Unter der Annahme einer Auslenkung des Dipolmomentes ausschließlich in z -Richtung vereinfacht sich Gleichung (15) zu

$$\vec{\Pi}(\vec{r}, t) = \frac{p\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi\epsilon_0 r} \vec{e}_z \quad (17)$$

und die Potentiale \vec{A} und φ erscheinen in der Form

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{p}\left(t - \frac{r}{c_0}\right) \vec{e}_z, \quad \varphi = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\partial p\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{\partial z} \frac{1}{r}. \quad (18)$$

Mit $\frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r}$ erhalten wir für das skalare Potential φ

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{r} \left[\frac{p\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{r^2} + \frac{p\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{cr} \right]. \quad (19)$$

Die Umformung des Vektorpotentials \vec{A} zu den sphärischen Polarkoordinaten r, θ, α (sie-

¹⁷Das retardierte Vektorpotential wird häufig als HERTZ-Vektor bezeichnet

¹⁸siehe Abschnitt 1.2.1

he Abb. 3) führt auf die Begriffe

$$\begin{aligned}\vec{A}_r &= \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{p} \left(t - \frac{r}{c_0} \right) \cos(\theta) \vec{e}_r, \\ \vec{A}_\theta &= \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{p} \left(t - \frac{r}{c_0} \right) \sin(\theta) \vec{e}_\theta, \\ \vec{A}_\alpha &= \vec{0}\end{aligned}\tag{20}$$

bzw. für das Skalarpotential φ auf die Beziehung

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{p \left(t - \frac{r}{c_0} \right)}{r^2} + \frac{\dot{p} \left(t - \frac{r}{c_0} \right)}{cr} \right] \cos(\theta).\tag{21}$$

Mit Hilfe von Gleichung (11) berechnen sich die drei el. Feldkomponenten zu

$$\begin{aligned}\vec{E}_r &= -(\nabla\varphi)_r - \frac{\partial\vec{A}_r}{\partial t} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{2c_0^2}{r^3} p + \frac{2c_0}{r^2} \dot{p} \right) \cos(\theta) \vec{e}_r, \\ \vec{E}_\theta &= -(\nabla\varphi)_\theta - \frac{\partial\vec{A}_\theta}{\partial t} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left(\frac{c_0^2}{r^3} p + \frac{c_0}{r^2} \dot{p} + \frac{1}{r} \ddot{p} \right) \sin(\theta) \vec{e}_\theta, \\ \vec{E}_\alpha &= -(\nabla\varphi)_\alpha - \frac{\partial\vec{A}_\alpha}{\partial t} = \vec{0}.\end{aligned}\tag{22}$$

Hierbei sind die Dipolmomente p , \dot{p} und \ddot{p} stets als retardiert anzunehmen, also zum Zeitpunkt $t - r/c_0$. Betrachtet man nur das el. Feld in der Fernzone, werden in einer ersten Näherung nur die Terme, die proportional zu $1/r$ sind, wirksam und Gleichung (22) reduziert sich auf die recht einfache Gestalt

$$\vec{E} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \ddot{p} \left(t - \frac{r}{c_0} \right) \sin(\theta) \vec{e}_\theta.\tag{23}$$

Schreibt man das induzierte Dipolmoment in der Form $p = Ql$ auf, so folgt für die erste zeitliche Ableitung $\dot{p} = \dot{Q}l = Il$, und schließlich für die zweite zeitliche Ableitung $\ddot{p} = \ddot{I}l$. Dabei ist Q eine Ladung, l die Dipollänge und I der generierte Photostrom. Einsetzen in Gleichung (23) liefert die häufig verwendete Beziehung $E \propto \frac{\partial I}{\partial t}$, die besagt, dass das abgestrahlte el. Feld photoleitender Antennen proportional zu dem generierten Strompuls ist.

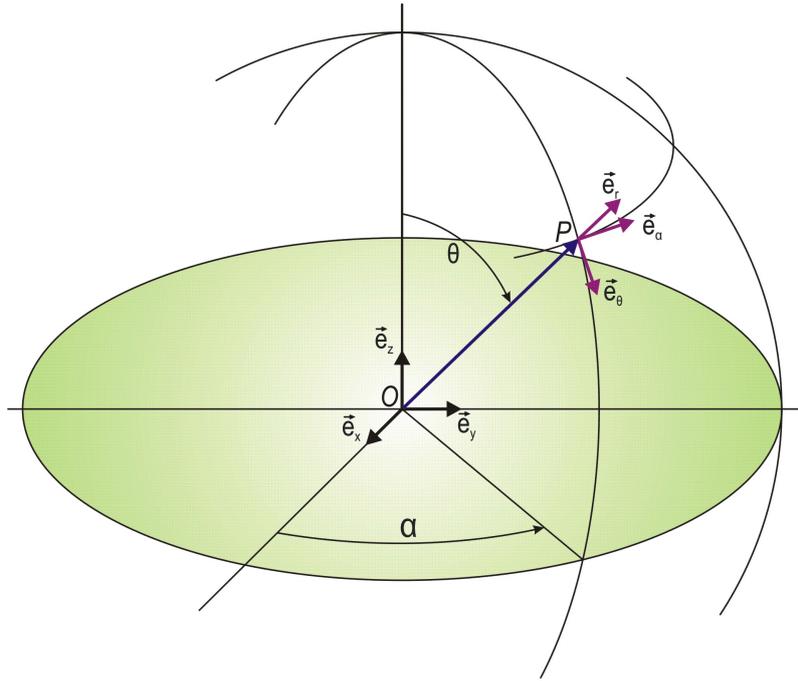


Abbildung 3: Sphärische Polarkoordinaten (Kugelkoordinaten)

1.2.3 Großflächige Terahertz-Emitter

Im Gegensatz zu den im Kapitel 1.2.2 behandelten Dipolantennen, bei denen der Abstand der Elektroden sehr klein im Vergleich zur mittleren Wellenlänge der abgestrahlten elektromagnetischen-Wellen ist, ist der Abstand der Elektroden von großflächigen photoleitenden Antennen (1-3 cm) größer als die mittlere Wellenlänge des abgestrahlten el. Feldes. Das Dipolmodell kann daher nicht mehr angewendet werden und es bedarf einer anderen Herangehensweise zur Berechnung des el. Fernfeldes.

Die Kontinuitätsgleichung für die freien Ladungsträger, die im vorgespannten Halbleiter nach der Absorption des optischen Pulses generiert werden, erhält man direkt aus Gleichung (8):

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \equiv 0. \quad (24)$$

Die Stromdichte im vorgespannten Halbleiter ist ausschließlich ein transversaler Strom¹⁹, so dass $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$ ergibt. Aus Gleichung (24) und (11) folgt, dass die Raumladungsdichte über die Zeit hinweg konstant ist und daher nicht zum zeitabhängigen ausgestrahlten el. Feld beiträgt. Unter Verwendung von Gleichung (11) lässt sich das abgestrahlte el. Feld

¹⁹parallel zu der Oberfläche der photoleitenden Antenne und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung

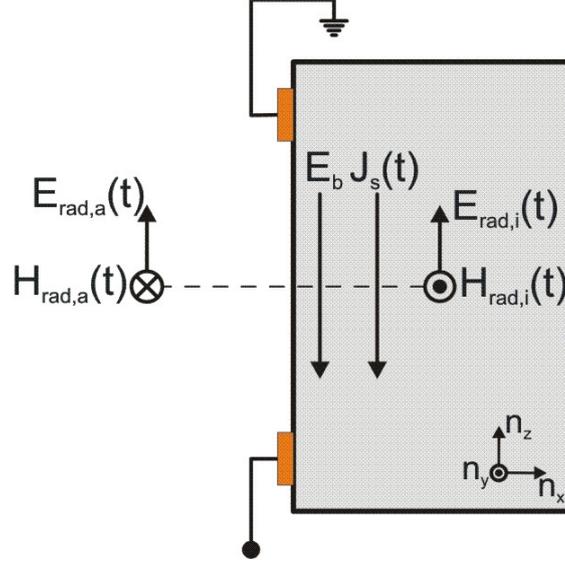


Abbildung 4: Schema einer optisch angeregten und mit V_b vorgespannten photoleitenden Antenne. Es werden die relevanten Felder für die Erzeugung von THz-Strahlung beschrieben: E_b ist das aus der angelegten Spannung V_b resultierende el. Feld, $E_{rad,i}(t)$ und $H_{rad,i}(t)$ ist das nach innen ausgestrahlte elektrische respektive magnetische zeitabhängige Feld, analog sind $E_{rad,a}(t)$ und $H_{rad,a}(t)$ die nach außen ausgestrahlten Felder, $J_s(t)$ ist ein zeitlich variierender Oberflächenstrom. n_x , n_y und n_z sind drei Einheitsvektoren, die die Basis eines kartesischen Koordinatensystems bilden.

in der Form

$$E_{rad}(t) = -\frac{\partial}{\partial t} A(t) \quad (25)$$

anschreiben. Die retardierte Lösung der Wellenfunktion und somit für das Vektorpotential \vec{A} führt zu dem Ausdruck des zeitabhängigen el. Feldes $E_{rad}(r, t)$ in einer Entfernung r des Zentrums des Emitters:

$$E_{rad}(r, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{J_s \left(r', t - \frac{|r-r'|}{c} \right)}{|r-r'|} da'. \quad (26)$$

J_s ist dabei der zwischen den Elektroden fließende retardierte Oberflächenstrom und da' ist die Zunahme der Fläche in Abhängigkeit der Distanz r vom Zentrum des Emitters. Für das Fernfeld gilt die Annahme $|r-r'| = r \left(1 - \frac{\hat{n} \cdot r'}{r}\right) \approx r$. Des weiteren gilt die Annahme, dass die Intensität des optischen Pulses zwischen den Elektroden kontinuierlich verteilt ist. Der Oberflächenstrom ist somit für alle Punkte auf der Oberfläche des Emitters

konstant. Die Gleichung für das ausgestrahlte Feld reduziert sich somit auf

$$E_{rad}(r, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{\sqrt{(x^2 + y^2 + z^2)}} \frac{d}{dt} J_s \left(t - \frac{r}{c} \right). \quad (27)$$

A ist hier die vom Laserpuls beleuchtete Fläche. Befinden sich das ausgestrahlte Feld und das detektierte Feld auf derselben Achse (z.B. z , $x=0$, $y=0$) und benutzt man die Transformation $t \rightarrow t - \frac{z}{c}$, dann folgt für das el. Fernfeld

$$E_{rad}(t) \cong -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{d}{dt} J_s(t). \quad (28)$$

Der Oberflächenstrom J_s [13] kann mit dem Brechungsindex n des Halbleitersubstrates, mit der Impedanz des freien Raums $\eta_0 = 377 [\Omega]$, mit der Oberflächenleitfähigkeit $\sigma_s [\Omega^{-1}]$ und mit dem angelegten el. Gleichfeld E_b durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$J_s(t) = \frac{\sigma_s(t) E_b}{\frac{\sigma_s(t) \eta_0}{1+n} + 1}. \quad (29)$$

Die Oberflächenleitfähigkeit

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^t dt' m(t, t') I_{opt}(t') \exp \left[\frac{-(t-t')}{\tau_{car}} \right] \quad (30)$$

ist wiederum von der Reflektivität R der photoleitenden Antenne, von der Energie $E = \hbar\omega$ der Photonen, von der Ladungsträgerbeweglichkeit $m(t, t')$ zur Zeit t mit den zu der Zeit t' erzeugten Ladungsträgern, von der zeitabhängigen optischen Intensität I_{opt} und von der Lebensdauer τ_{car} der Ladungsträger abhängig. e ist die elektrische Elementarladung. Unter der Annahme einer konstanten Ladungsträgerbeweglichkeit $m(t, t') = m$, einer sehr langen Lebensdauer der Ladungsträger $\tau_{car} \rightarrow \infty$ und einem optischen Strahl mit einem GAUSS-Profil $I_{opt}(t') = I_0 \exp \left(\frac{-t'^2}{\tau^2} \right)$ vereinfacht sich Gleichung (30) zu

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_0 \int_{-\infty}^t dt' m \exp \left(\frac{-t'^2}{\tau^2} \right). \quad (31)$$

Gleichung (28), (29) und (31) führen letztendlich auf den Ausdruck

$$E_{rad}(t) = -\frac{E_b}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_0 m \exp \left(\frac{-t^2}{\tau^2} \right) \times \left[1 + \frac{\eta_0 e(1-R) I_0 m}{(n+1) \hbar\omega} \int_{-\infty}^{\frac{t}{\tau}} \tau \exp(-x^2) dx \right]^{-2} \quad (32)$$

für das el. Fernfeld eines großflächigen THz-Emitters [14]. Gleichung (32) besagt, dass bei gleich bleibender Strahlungsenergie I_0 und bei steigender Halbwertsbreite²⁰ τ des einfallenden optischen Pulses die Halbwertsbreite des detektierten el. Fernfeldes $E_{rad}(t)$ steigt, die Amplitude abnimmt und die Pulsspitze früher am Detektor ankommt. Dies lässt sich folgendermaßen erklären: Aufgrund der Annahme eines GAUS-Profiles bedeutet ein zeitlich breiterer Puls, dass mehr Ladungsträger zu einem früheren Zeitpunkt generiert werden und daher die Pulsspitze früher am Detektor ankommt. Bei gleich bleibender Halbwertsbreite τ und bei steigender Strahlungsenergie I_0 des Laserpulses, wächst die Halbwertsbreite von $E_{rad}(t)$ an und die Amplitude nimmt zu. Eine größere Anzahl an Photonen bedeutet, dass mehr Ladungsträger zu einem früheren Zeitpunkt generiert werden und daher ein früheres Eintreffen der Pulsspitze am Detektor mit sich ziehen. Das elektrische THz-Feld steigt linear mit der angelegten Vorspannung E_b an. Mit steigender Bestrahlung tritt ein Sättigungseffekt, der experimentell bestätigt wurde [13][29], ein. Die Abhängigkeit von $1/\tau$ in Gleichung (32) zeigt, wie notwendig der Einsatz von ultrakurzen Laserpuls für die Effizienz dieses Prozesses ist.

1.3 Terahertz-Detektion

Allgemein kann zwischen kohärenten und inkohärenten Messmethoden für gepulste THz-Strahlung unterschieden werden. Zu den inkohärenten Messmethoden, die ausschließlich die Energie des THz-Pulses als Ergebnis liefern, zählen die thermischen Detektoren wie z.B Bolometer, GOLAY-Zellen oder pyroelektrische Detektoren. Zu den kohärenten Messmethoden, die Informationen über die Amplitude und gleichzeitig der Phase des el. Feldes liefern, zählen die Detektion mit photoleitenden Antennen und die elektrooptische Detektion. Eine detaillierte Beschreibung ihrer Funktionsweise, wobei das Hauptaugenmerk auf der elektrooptischen Detektion²¹ liegt, folgt in den nächsten Unterkapiteln.

1.3.1 Thermische Detektoren

Der Nachweis von THz-Strahlung mit thermischen Detektoren ist inkohärent, d. h. dass nur das Amplitudenquadrat des el. THz-Feldes, also die Energie des THz-Pulses, ohne feste Phasenbeziehung gemessen wird. Im Prinzip wird eine Temperaturerhöhung, hervorgerufen durch die Absorption des einfallenden THz-Strahls, gemessen. Zu den Vorteilen zählen eine flache spektrale Antwort des Detektors, eine einfache Ausrichtung

²⁰Im Englischen als *full width at half maximum (FWHM)* bezeichnet

²¹Fast alle THz-Signale dieser Diplomarbeit wurden elektrooptisch gemessen

des Messaufbaus so wie verlässliche Ergebnisse²². Nachteilig wirkt sich hingegen die lange Antwortzeit des Detektors, die fehlende Phaseninformation und, bei supraleitenden Bolometer, die aufwendige Kühlung auf 4 K aus. Bolometer, Golay-Zellen und pyroelektrische Detektoren gehören zu den gängigsten thermischen THz-Detektoren.

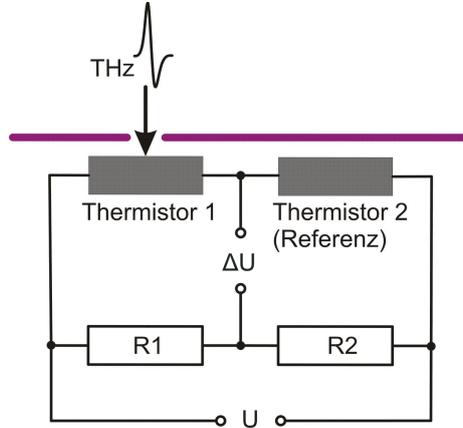


Abbildung 5: Bolometer Brückenschaltung: Die THz-Strahlung trifft auf den Thermistor, dadurch ändert sich der el. Widerstand. Diese Änderung bewirkt einen Spannungsabfall (ΔU), der gemessen werden kann.

Bolometer basieren auf dem Prinzip der Erwärmung eines el. Widerstandes durch die nachzuweisende Strahlung. Zu den wichtigsten ihrer Art zählen Metall-, Kohlewiderstands- und supraleitende Bolometer, wobei aufgrund ihrer Empfindlichkeit²³ fast ausschließlich letztere für die Detektion von THz-Strahlung eingesetzt werden. Das supraleitende Bolometer besteht aus einem zylinderförmigen Kryostaten, der mit flüssigem Helium gefüllt ist. Im Inneren befinden sich meistens zwei Thermistorchips aus Germanium oder Silicium, die bei einer Temperatur von 4,2 K zusammen mit zwei Widerständen in einer Brückenschaltung (siehe Abb. 5) betrieben werden. Ein Thermistor wird der THz-Strahlung ausgesetzt, der andere nicht. Dadurch können störende Einflüsse kompensiert werden. Trifft nun die THz-Strahlung auf den Absorber, so erwärmt sich der Thermistor. Dies führt zu einer Widerstandserhöhung, bzw. zu einem Spannungsabfall über den Thermistoren, der proportional zur Strahlungsintensität ist.

Für kurze THz-Signale eignet sich im Zusammenhang mit supraleitenden Bolometern der interferometrische Nachweis. Hierbei wird, je nach Aufbau und THz-Emitter, entwe-

²²Thermische Detektoren werden vom Hersteller kalibriert. Dadurch kann das gemessene Signal direkt, d. h. ohne dass Referenzmessungen durchgeführt werden müssen, ausgewertet werden.

²³Die minimal detektierbare Leistung (im Englischen als *noise equivalent power* bezeichnet) von supraleitenden Bolometer liegt bei 10^{-14} W bei einer Empfindlichkeit von 10^6 V/W, die von Kohlewiderstandsbolometern liegt bei 10^{-11} W bei einer Empfindlichkeit von bis zu 10^4 V/W

der der für die THz-Anregung benötigte Laserstrahl oder gleich direkt die THz-Strahlung durch ein MICHELSON-Interferometer geschickt. Durch Variieren der Länge eines Armes erhält man ein symmetrisches Autokorrelationssignal, welches nur Informationen über das Amplitudenquadrat, nicht aber über die Phase des THz-Pulses enthält.

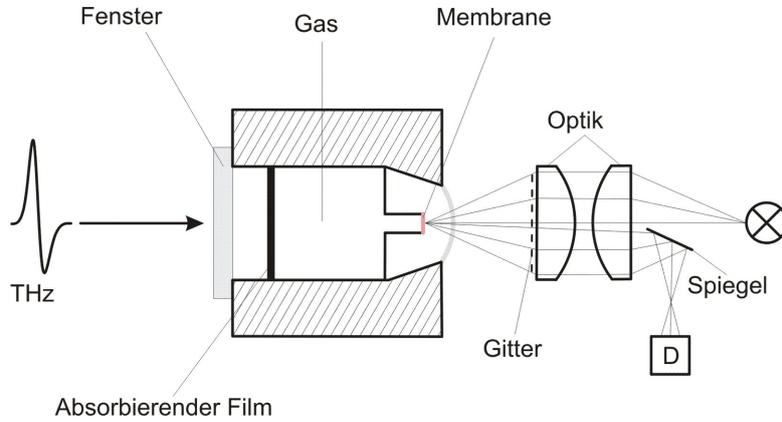


Abbildung 6: Schematischer Aufbau einer GOLAY-Zelle: Der THz-Strahl tritt durch das im Nah-Infrarot und Fern-Infrarot durchlässige Fenster auf den absorbierenden Film, der sich in Folge mit dem umgebenden Gas erwärmt. Der dadurch entstehende Druckunterschied in der Kammer ändert die Krümmung der flexiblen Membrane. Der Grad der Krümmung kann anhand einer Lichtquelle, einer abbildenden Optik und einer Photodiode (D) ausgewertet werden.

Das Grundprinzip, nach dem eine GOLAY-Zelle [30] arbeitet, ist in Abbildung 6 dargestellt. Die einfallende elektromagnetische Strahlung fällt durch das Fenster²⁴ auf einen absorbierenden Film, der sich zusammen mit dem umgebenden Gas, meistens Xenon, erwärmt. Als Folge ändert sich der Druck im Gasvolumen und damit die Krümmung der flexiblen Membrane. Der Grad der Krümmung kann anhand einer Lichtquelle, einer abbildenden Optik und einer Photodiode ausgewertet werden. Dazu wird das Licht durch die abbildende Optik zunächst auf ein Gitter und dann auf die verspiegelte Rückseite der Membrane gelenkt. Das von der Membrane reflektierte Licht wird wieder durch das Gitter und die Optik über einen Spiegel auf die Photodiode geleitet und detektiert. Das Gitter hat den Zweck, das Licht so zu modulieren, dass ein Interferenzmuster entsteht, welches die optischen Intensitätsänderungen, hervorgerufenen durch die Verformung der Membrane, verstärkt.

Pyroelektrische Detektoren bestehen aus einem Absorber und einem kleinen ferro-

²⁴Typischerweise aus Polyethylen oder Diamant, wobei Diamant ein gleichmäßigeres Transmissionsverhalten im Nah-Infrarot- und Fern-Infrarot-Bereich besitzt.

elektrischen Kristall oder Keramiken mit unsymmetrischem Kristallaufbau²⁵. Aufgrund dieser Asymmetrie besitzen solche Materialien ein elektrisches Dipolmoment und damit eine permanente Polarisation. Wird der Kristall durch die zu detektierende Strahlung erwärmt, so ändern sich die Gitterabstände und damit auch die Dipolmomente. Dadurch entstehen Ladungen auf der Oberfläche, die el. abgegriffen werden können. Pyroelektrische Detektoren können nur dynamisch betrieben werden, da sie bereits bei niedrigen Intensitäten sättigen und der Bereich, in dem sie linear arbeiten, klein ist.

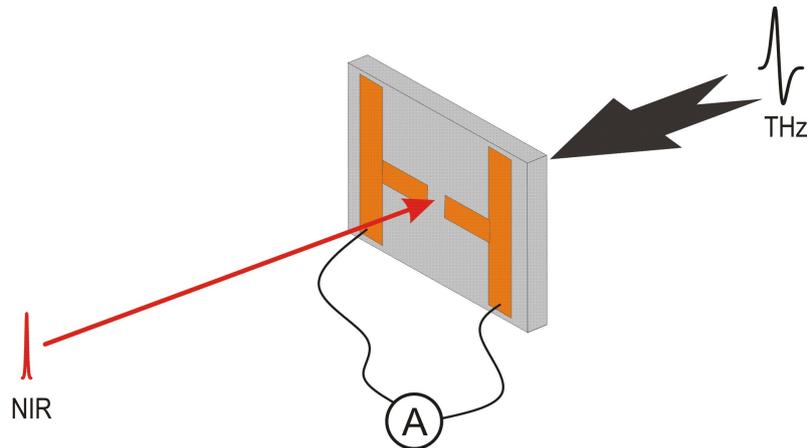


Abbildung 7: Nachweis kurzer THz-Pulse mit einer photoleitenden Dipolantenne. Die vom Laserpuls erzeugten Ladungsträger werden durch das THz-Feld verschoben, so dass im äußeren Stromkreis ein von der el. Feldstärke abhängiger Photostrom fließt. Durch zeitliche Verzögerung des Abfrage-Pulses detektiert das Amperemeter (A) das zeitabhängige el. Feld des THz-Pulses.

1.3.2 Photoleitende Antennen

Halbleiterantennen, wie sie in Abschnitt 1.2.2 als THz-Emitter vorgestellt wurden, eignen sich auch zum Nachweis von THz-Strahlung. Im Gegensatz zu den thermischen Detektoren ist diese Nachweismethode hingegen kohärent, d. h. Amplitude und Phase des el. Feldes des THz-Pulses werden gleichzeitig detektiert und können dadurch in einen festen Zusammenhang gebracht werden. Die thermische Hintergrundstrahlung wird dabei nicht nachgewiesen und somit ist der Betrieb bei Raumtemperatur möglich. Mit ihnen werden Bandbreiten, mit Signal-Rausch-Verhältnissen (SNR) über 10000:1, bis zu 5THz [31] erzielt. Dabei erweisen sich photoleitende Materialien mit kurzen Rekombinationszeiten

²⁵Das bedeutendste Material für pyroelektrische Detektoren ist Triglycinsulfat (TGS), das gewöhnlich in deuterierter Form vorliegt (DTGS). Andere geeignete Materialien sind z.B. Strontium-Bariumniobat oder Blei-Zirkontitanat.

der Ladungsträger als besonders geeignet. Aus diesem Grund werden photoleitende Detektoren meist auf der Basis von LT-GaAs [17][18], bei denen die Rekombinationszeit der Elektronen je nach Herstellungsprozess zwischen 280 und 660 fs [32] beträgt, oder von *radiation-damaged silicon-on-sapphire (rd-SOS)*, bei denen die Rekombinationszeit der Elektronen 600 fs [33] beträgt, hergestellt.

Als Detektor werden photoleitende Antennen “invers” betrieben: Anstatt die Elektroden mit einer Spannung zu belegen, wird ein empfindliches Strommessgerät an letztere angebracht. Ein ultrakurzer Laserpuls²⁶ erzeugt in einem schmalen Zeitfenster²⁷ freie Ladungsträger im Halbleiter. Liegt kein externes el. Feld zwischen den Leiterbahnen, so werden die Ladungsträger in keine Vorzugsrichtung beschleunigt. Trifft hingegen eine THz-Strahl zur gleichen Zeit wie der Laserpuls auf die Antenne, so werden die Ladungsträger, je nach Richtung und Feldstärke des THz-Strahls, zu den Leiterbahnen hin beschleunigt, wo sie dann mit dem Strommessgerät²⁸ als kleiner Strom²⁹ detektiert werden können. JEPSEN *et al.* [34] haben ein Modell entworfen, mit dem der detektierte Photostrom als Funktion der Zeit in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit und des el. THz-Feldes beschrieben wird.

$$I(\tau) \propto \frac{1}{T} \int_0^T E(t) g(t + \tau) dt. \quad (33)$$

Dabei ist T die Repetitionszeit des Gate Laserpulses. Bei kurzer Lebensdauer (<1 ps) der freien Ladungsträger kann eine deltafunktionsartige Leitfähigkeit g angenommen werden. Der Photostrom ist dann direkt proportional zum elektrischen Feld des THz-Pulses. Ist die Lebensdauer der Elektron-Lochpaare länger als der THz-Puls, so kann $g(t)$ als Stufenfunktion angenähert werden. Der detektierte Photostrom stellt dann das zeitliche Integral des THz-Pulses dar. Durch Ändern der optischen Weglänge des Abfrage-Laserpulses kann das THz-Signal zu verschiedenen Zeitpunkten gespeichert und so der zeitliche Verlauf der el. Feldstärke des gesamten THz-Pulses aufgenommen werden. Der detektierte Photostrom und damit das Ansprechverhalten ist nicht nur vom zeitlichen Verlauf der Leitfähigkeit abhängig, sondern auch von der geometrischen Abmessung der photoleitenden Spalte [34]. Allgemein lassen sich umso höhere Frequenzen detektieren, je kleiner der Leiterbahnabstand ist.

²⁶Im Englischen als *gatepuls* bezeichnet

²⁷Im Englischen als *gate* bezeichnet

²⁸Üblicherweise wird hierzu ein Lock-In-Verstärker verwendet

²⁹In der Größenordnung von einigen Nanoampere

1.3.3 Elektrooptische Detektion von Terahertz Strahlung

Die elektrooptische Detektion ist, so wie der in Abschnitt 1.3.2 behandelte Nachweis von THz-Strahlung mit photoleitenden Antennen, kohärent. Diese Art der Detektion hat jedoch zwei Vorteile gegenüber der Detektion mit photoleitenden Antennen. Erstens sind elektrooptische Materialien leicht im ausgewählten Fachhandel erhältlich bzw. hat nicht jeder die Möglichkeit, photoleitende Antennen, wozu meist Reinraumtechnologie benötigt wird, herzustellen. Zweitens können mit diesem Detektionsverfahren Signale über eine sehr große Bandbreite, bis zu 70 THz konnten nachgewiesen werden [35], gemessen werden.

Das Funktionsprinzip der elektrooptischen Detektion von THz-Strahlung beruht im Wesentlichen auf dem elektrooptischen Effekt. Unter Letzterem versteht man die Veränderung der Permittivität und damit der Ausbreitungseigenschaften eines Materials unter dem Einfluss eines elektrostatischen Feldes. Üblicherweise wird der elektrooptische Effekt [19] durch eine TAYLOR-Entwicklung des Impermeabilitätstensors η^{30} beschrieben:

$$\eta_{ij}(E^{dc}) = \eta_{ij}^0 + r_{ijk}E_k^{dc} + s_{ijkl}E_k^{dc}E_l^{dc} + \dots \quad (34)$$

wobei E^{dc} das (quasi-statische) elektrische Feld ist. Der elektrooptische Tensor r ist ein Tensor dritten Ranges, der die drei Vektoren, nämlich die dielektrische Verschiebung, das elektrische Feld der Lichtwelle und das statische elektrische Feld, verknüpft. Anhand einer Koordinatentransformation kann gezeigt werden, dass der elektrooptische Tensor r in inversionssymmetrischen Medien verschwindet³¹. Der lineare elektrooptische Effekt, er wird auch als POCKELS-Effekt bezeichnet, tritt daher nur in nicht-inversionssymmetrischen Medien auf. Der Tensor s des quadratischen elektrooptischen Effektes ist vierten Ranges³². In diesem Zusammenhang hat sich Zinktellurid (ZnTe) sowie Galliumphosphid (GaP) als besonders geeignet für die Detektion von THz-Signalen herausgestellt. ZnTe ist nicht natürlich doppelbrechend [36], weist im Fern-Infrarot eine

³⁰Zwischen dem Impermeabilitätstensor η und dem Permittivitätstensor ε besteht der Zusammenhang $\eta = \varepsilon^{-1}$. Der Permittivitätstensor wiederum ist mit dem Suszeptibilitätstensor $\chi = \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix}$ und der Einheitsmatrix $1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ über die Beziehung $\varepsilon = 1 + \chi$ verknüpft.

³¹Dort gilt $r_{ijk} = r_{-ijk}$

³² s kann in allen Symmetrieklassen nicht-verschwindende Komponenten haben. Der quadratische Effekt, er wird als KERR-Effekt bezeichnet, kann daher auch in isotropen Materialien auftreten. Er ist aber i.a. viel kleiner als der lineare POCKELS-Effekt und kann im Zusammenhang mit der Detektion von THz-Strahlung vernachlässigt werden.

geringe Absorption α ($\alpha \approx 5\text{cm}^{-1}$ bei 1 THz [37]) auf und der Brechungsindex n_{NIR} im Nah-Infrarot ($n_{NIR} = 2,853$ bei 800nm) unterscheidet sich kaum von dem im Fern-IR n_{FIR} ($n_{FIR} = 3,17$ bei 1 THz). Die Empfindlichkeit von ZnTe wird durch ein starkes Ansteigen der Absorption in der Nähe der ersten transversal-optischen Phononenresonanz, die bei 5,31 THz [38] liegt, begrenzt. Im Vergleich dazu liegt die erste transversal-optische Phononenresonanz von GaP bei 11 THz, was die Detektion von höheren Frequenzen (bis zu 7 THz [39]) ermöglicht.

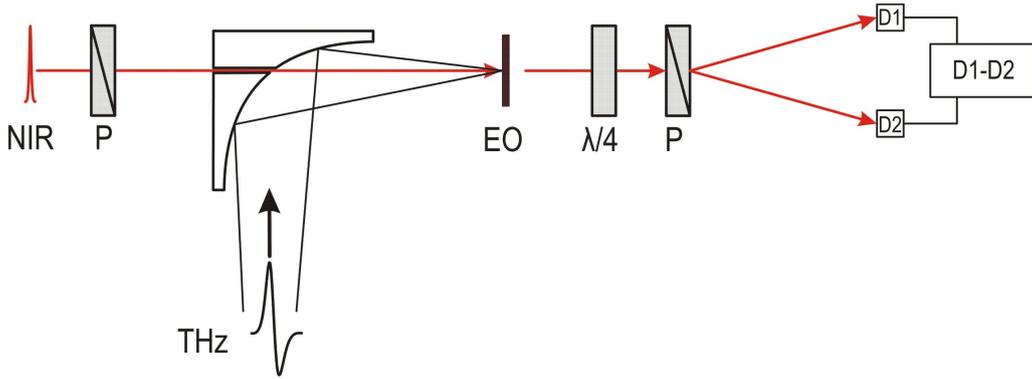


Abbildung 8: *Prinzipieller Aufbau der Elektrooptischen Detektion (P ist ein Polarisationsprisma, NIR ist ein Nah-Infrarot-Puls, THz ist ein THz-Puls, EO ist ein Elektrooptischer Kristall, $\lambda/4$ ist eine Verzögerungsplatte und D1,D2 sind Photodioden)*

Abbildung 8 zeigt den schematischen Aufbau des elektrooptischen Detektionssystems. Es besteht aus zwei gekreuzten Polarisatoren, dem elektrooptischen Kristall, einer Verzögerungsplatte und zwei Photodioden. Der Abfrage-Strahl durchläuft einen Polarisator, danach trifft der nun linear polarisierte Strahl auf den elektrooptischen Kristall. Nach dem elektrooptischen Kristall durchläuft der Abfrage-Strahl eine $\lambda/4$ Verzögerungsplatte. Die Wirkung dieser Verzögerungsplatte entspricht einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ ³³. Liegt kein äußeres el. Feld am elektrooptischen Kristall an, bleibt der

³³Zur Beschreibung des Polarisationszustandes des Abfrage-Strahls wird die Schreibweise mit einem komplexen Amplitudenvektor, der als JONES-Vektor J bezeichnet wird, herangezogen. Der Eingangszustand, linear polarisiertes Licht, hat den JONES-Vektor $J_{in} = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix}$. Die $\lambda/4$ Verzögerungsplatte, deren Wirkung formal über die zweidimensionale JONES-Matrix $T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix}$ beschrieben werden kann, verknüpft den Eingangszustand J_{in} mit dem zugehörigen Ausgangszustand J_{out} wie folgt: $J_{out} = TJ_{in} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ -j \sin \varphi \end{bmatrix}$. Mit $-j = e^{-\pi/2}$ ergibt sich die relative Phase der Feldstärkekomponenten zu $\Delta\phi = -\pi/2$ und man spricht von links-zirkular polarisiertem Feld.

Abfrage-Strahl unverändert, also theoretisch zirkular, praktisch elliptisch polarisiert und durchläuft den zweiten Polarisator, der ihn in zwei möglichst gleich große Komponenten aufteilt. Durch genaues Justieren der polarisationsverändernden optischen Komponenten kann das Differenzsignal der Photodioden nahezu auf Null abgeglichen werden.

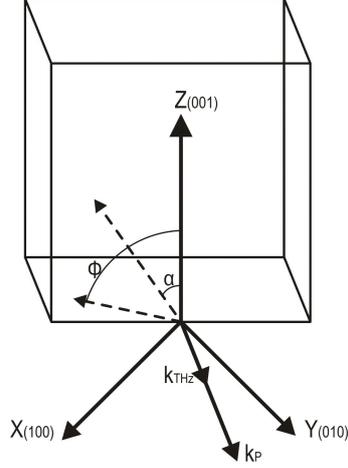


Abbildung 9: Winkel des elektrischen Feldes des THz- und des Abfrage-Strahls

Überlagern nun einander der THz-Strahl und der linear polarisierte Abfrage-Strahl in Zeit und Raum am elektrooptischen Kristalls, so bewirkt das Anliegen des el. THz-Feldes³⁴ am elektrooptischen Kristall eine Änderung des Brechungsindex, was wiederum eine Phasenveränderung der Polarisationskomponenten des Abfrage-Strahls zur Folge hat. Diese meist kleinen Änderungen können mit den Photodioden detektiert werden. Nach PLANKEN *et al.* [40] kann die Intensitätsdifferenz der Polarisationskomponenten, $\Delta I(\alpha, \varphi)$, als Funktion der Winkel der beteiligten Strahlen, die sie mit der z-Achse einnehmen (siehe Abb. 9), bei kleinen durch das THz-Feld hervorgerufenen Phasenänderungen³⁵ folgendermaßen berechnet werden³⁶:

$$\Delta I(\alpha, \varphi) = I_p \frac{\omega n^3 E_{THz} T_{41} L}{2c} (\cos \alpha \sin 2\varphi + 2 \sin \alpha \cos 2\varphi) \quad (35)$$

Dabei ist L die Länge des Kristall, I_p die Intensität des Abfrage-Pulses, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, n ist der Brechungsindex des ungestörten elektroopti-

³⁴Das THz-Signal kann gegenüber dem Abfrage-Puls als quasi-statisch angenommen werden. Die Dauer des Abfrage-Pulses liegt im Femtosekunden Bereich (50-100 fs), hingegen die des THz-Pulses im Picosekunden Bereich.

³⁵Der Zusammenhang ist nichtlinear, da aber das Anliegen von THz-Feldern nur kleine Polarisationsänderungen bewirkt, kann er als linear angenommen werden.

³⁶Diese Gleichung ist nur für Kristalle, die einer Zinkblendestruktur zugrunde liegen, wie z.B. ZnTe oder GaP, gültig

schen Kristalls, ω die Winkelfrequenz des Abfrage-Pulses, E_{THz} ist das anliegend el. Feld des THz-Pulses, α und φ sind die Winkel, die das el. Feld des THz.- respektive des Abfrage-Strahls mit der z-Achse einnehmen. Der elektrooptische Koeffizient r_{41} ($r_{41}(ZnTe) = 4pm/V$ von ZnTe und $r_{41}(GaP) = 1pm/V$ von GaP [39]) ist der einzige Koeffizient des elektrooptischen Tensors, der ungleich Null ist. Eine Analyse von Gleichung (35) zeigt, dass das Maximum des Signals unter dem Winkel $\varphi = \alpha + 90^\circ$ oder $\varphi = \alpha$ erreicht wird.

Die zeitliche Abfrage beruht letztlich auf einer computergesteuerten Verzögerungsstrecke³⁷, die es ermöglicht, den THz-Puls Punkt für Punkt abzutasten. Um eine SNR-Verbesserung zu erreichen, wird das Signal moduliert (el. bzw. optisch). Dies bewirkt, dass jeder zweite Wert ungleich Null ist. Die aufeinander folgenden Differenzsignale der Photodioden werden im Lock-In-Verstärker³⁸ voneinander subtrahiert. Dadurch hebt sich das Rauschen des Probestrahls sowie der konstante Untergrund aus dem Signal heraus.

1.4 FOURIER-optische Betrachtung der Strahlausbreitung

1.4.1 Theorie

Das an dieser Stelle beschriebene Verfahren zur Behandlung von allgemeinen räumlichen Ausbreitungsproblemen beruht auf der Transformation einer Wellenfunktion in den räumlichen Frequenzbereich. Die Betrachtung optischer Probleme aus diesem Blickwinkel sind Gegenstand der sog. FOURIER-Optik [41]. Die an dieser Stelle präsentierte Theorie folgt der Behandlung der Strahlausbreitung von G. REIDER [19].

Das el. Feld $E(x, t)$ einer strahlförmigen Welle kann durch den Ansatz

$$E(x, t) = a(x)\mathbf{n}e^{j\omega t} = A(x)\mathbf{n}e^{-j(kz - \omega t)} \quad (36)$$

umschrieben werden. Dabei wird von einer ebenen, monochromatischen und schnell oszillierenden "Trägerwelle" e^{-jkz} , die sich in z-Richtung ausbreitet, ausgegangen. Die Amplitudenverteilung, die so moduliert wird, dass sich der Energiefluß um die Ausbreitungsachse z konzentriert, wird durch ein sich langsam änderndes transversales Profil $A(x)$ dargestellt. Der ortsabhängige Teil $a(x)$ in Gleichung (36) setzt sich demnach aus dem

³⁷Im Englischen als *delaystage* bezeichnet

³⁸Im Englischen als *lock in amplifier (LIA)* bezeichnet

Träger e^{-jkz} und dem transversalen Profil $A(x)$ zusammen,

$$a(x) = A(x)e^{-jkz}. \quad (37)$$

\mathbf{n} ist ein Einheitsvektor, der die Polarisationsrichtung der Welle angibt und wird als orthogonal zur Ausbreitungsrichtung angenommen.

FOURIER-optisch betrachtet, kann ein Strahl $a(x)$ als Superposition ebener Wellen mit unterschiedlich gerichteten Wellenvektoren \mathbf{k} räumlich dargestellt werden. Der Betrag des Wellenvektors muss dabei die Bedingung $|\mathbf{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = k = \omega/c$ erfüllen, d.h. dass bei gegebener Frequenz nur zwei seiner Komponenten, z.B. k_x und k_y , frei wählbar sind. Die Darstellung des Strahls $a(x)$ erfolgt über die Amplitudenverteilung an jeder Stelle z durch das zweidimensionale FOURIER-Integral

$$a(x, y; z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_{k_x, k_y}(z) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dk_x dk_y. \quad (38)$$

$a(x, y; z)$ ist eine Wellenfunktion, die sich in positiver z -Richtung³⁹ ausbreitet, k_x und k_y sind die "räumliche Kreisfrequenzen". Die zweidimensionale FOURIER-Transformierte von $a(x, y; z)$ lautet

$$a_{k_x, k_y}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x, y; z) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dx dy. \quad (39)$$

Wenn wir a als transversale Feldkomponente interpretieren, muss das Integral die skalare HELMHOLTZ-Gleichung in der Form

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right] a(x) = 0 \quad (40)$$

erfüllen. Dies trifft dann zu, wenn auch der Integrand diese Gleichung erfüllt, also wenn

$$\left[k^2 - k_x^2 - k_y^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] a_{k_x, k_y}(z) = 0 \quad (41)$$

ist. Die Lösung von Gleichung (41) ist offensichtlich

$$a_{k_x, k_y}(z) = a_{k_x, k_y}(0) e^{-j\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}z}. \quad (42)$$

Unter Verwendung von $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ lautet somit der gesamte Integrand

³⁹Die Schreibweise mit einem Strichpunkt soll die Bedeutung von z als Positionsparameter in Ausbreitungsrichtung hervorheben

$$a_{k_x, k_y}(0) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)}. \quad (43)$$

Dies ist eine ebene Welle mit der Amplitude $a_{k_x, k_y}(0)$ und dem Wellenvektor $[k_x, k_y, k_z]$. Für strahlenförmige Wellen gilt, dass sie sich aus paraxialen Wellenvektoren zusammensetzen, also solchen, die mit der Strahlrichtung nur einen kleinen Winkel einschließen. Unter dieser Bedingung kann k_z mit $\sqrt{1-x} \approx 1-x/2$ in der Form

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \approx k - \frac{k_x^2}{2k} - \frac{k_y^2}{2k} \quad (44)$$

angeschrieben werden und Gleichung (42) lautet

$$a_{k_x, k_y}(z) = a_{k_x, k_y}(0) e^{j(k_x^2/2k + k_y^2/2k)z} e^{-jk_z z}. \quad (45)$$

Der Faktor $H(k_x, k_y; z) := e^{j(k_x^2/2k + k_y^2/2k)z} e^{-jk_z z}$ ist somit die Transferfunktion für die freie Ausbreitung über die Distanz z . Sie verknüpft die FOURIER-Transformierten der Strahlprofile an den Stellen 0 und z miteinander. Gleichung (38) kann nun in der Form

$$a(x, y; z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_{k_x, k_y}(0) e^{j(k_x^2/2k + k_y^2/2k)z} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y e^{-jk_z z} \quad (46)$$

angeschrieben werden. Mit

$$A(x) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{k_x, k_y}(0) e^{j(k_x^2/2k + k_y^2/2k)z} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (47)$$

entspricht die Wellenfunktion a somit Gleichung (37). $A_{k_x, k_y}(0)$ ist die zweidimensionale FOURIER-Transformierte von $A(x, y; 0)$. Wenn wir also das Amplitudenprofil eines beliebigen Strahls an einer Stelle ($z = 0$), z.B. an der Oberfläche von photoleitenden Antennen, kennen, liefert uns Gleichung (47) das Profil an jeder anderen Stelle z . Die Beschreibung von Phasenojekten, d.h. Objekten, die die Amplitude unverändert lassen, aber bei denen das Phasenprofil bekannt ist, erfolgt auf ähnliche Weise. Es ist auch möglich, das Amplituden- mit dem Phasenprofil zu kombinieren, allerdings nimmt das Profil dann eine komplexe Form an.

1.4.2 Simulation mit Matlab

Mit Hilfe der DEMO Version LightPipes for Matlab der Firma OKO Technologies, die mehrere Hilfsfunktionen zur Berechnung der Ausbreitung von Strahlen enthält, konnten

verschiedene Szenarien mit einer Bildauflösung von 64×64 Pixeln simuliert werden. Von Interesse waren in einem ersten Schritt einfache Veränderungen (an/aus) der einzelnen Elemente und ihre Auswirkung auf das Fernfeld, in einem zweiten Schritt ausgehend von einem bestimmten Fernfeld die Randbedingungen, sprich Phase und Intensität an der Antenne, zu berechnen und in einem letzten Schritt mit den Randbedingungen aus dem zweiten Schritt eine realisierbare Phasenverteilung an der Antenne mit dem daraus resultierenden Fernfeld zu simulieren. LightPipes geht von planebenen unendlich ausgedehnten Wellen aus. Es wurden in allen Simulationen jeweils 20 Wellenlängen von $100 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$, also von ungefähr 3 THz bis 1 THz überlagert.

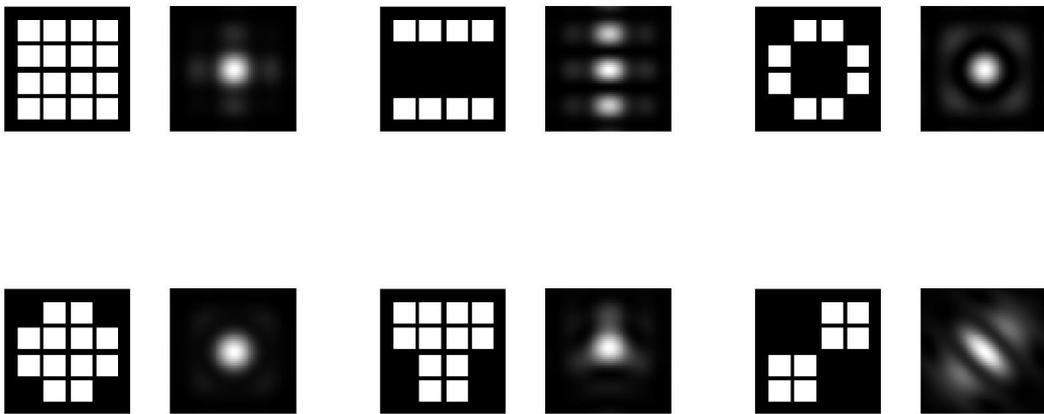


Abbildung 10: *Intensität des Fernfeldes (jeweils rechtes Bild) für verschiedene Amplitudenverteilungen an der Antenne (jeweils linkes Bild). Die Intensität ist dabei als eine auf “1” normierte Größe zu betrachten, mit “0” als schwarz und “1” als weiß. Werte zwischen “0” und “1” repräsentieren die unterschiedlichen Grauwerte.*

In Abbildung 10 wurde ausgehend von verschiedenen Amplitudenverteilungen an der Antenne das el. Feld in einer Entfernung von 15 cm berechnet. Dabei wurde die direkte Integration der KIRCHHOFF-FRESNEL Integrale angewendet. Die Amplitude der einzelnen Felder wurde dabei auf “1” normiert, mit “1” als weiß und “0” als schwarz. Werte zwischen “0” und “1” repräsentieren die unterschiedlichen Grauwerte. Die Fläche der simulierten Antenne wurde mit 12×12 mm und die des Fernfeldes mit 20×20 mm angenommen. Die Auflösung beträgt in beiden Fällen 64×64 Pixel. Die unterschiedlichen Einstellungen sollen ein paar einfache Möglichkeiten der Pulsformung aufzeigen.

In einem zweiten Schritt wurde, unter der Annahme einer homogenen Amplitudenverteilung an der Antenne auf einer Fläche von 12×12 mm und einer vorgegebenen Amplitudenverteilung auf einer Fläche von 20×20 mm im Abstand von 20 cm, die entstehende Phasenverteilung an der Antenne simuliert (siehe Abb. 11). Die Normierung der Intensität in Abb. 11b) erfolgte wie im ersten Schritt. Die Auflösung der simulierten Antennenfläche und der Amplitudenverteilung im Fernfeld beträgt 64×64 Pixel.

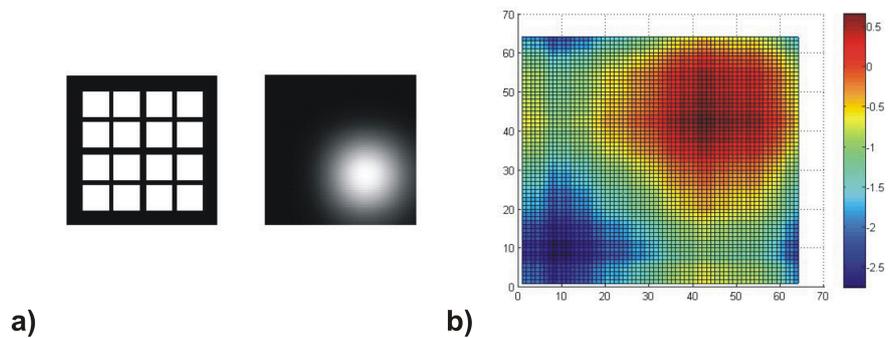


Abbildung 11: a) *Homogene Amplitudenverteilung an der Antenne und vorgegebenes Gaussprofil im Abstand von 20 cm* b) *Phasenverteilung an der Antenne*

In einem letzten Schritt wurde aus der im zweiten Schritt gewonnenen Information eine angenäherte Phasenverteilung an der Antenne nachgebildet und daraus das el. Feld in einem Abstand von 20 cm simuliert. Die Annahmen für die Flächen sowie für die Auflösung der Phasenverteilung an der Antenne und der Amplitudenverteilung des Fernfeldes sind die gleichen wie in den vorhergegangenen Schritten.

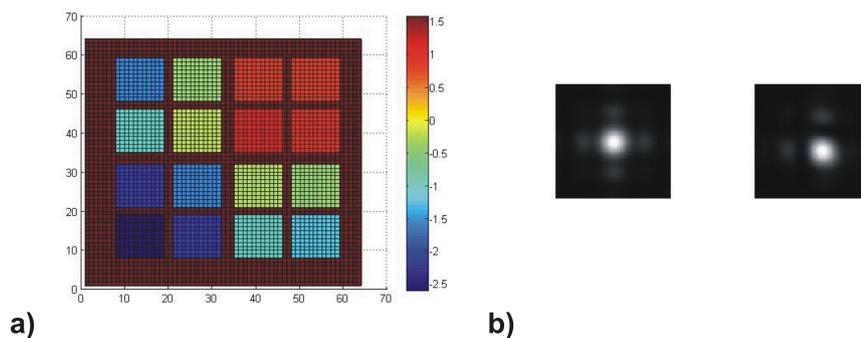


Abbildung 12: a) *Phasenverteilung an der Antenne* b) *Homogene sowie aus der angelegten Phasenverteilung resultierende Intensitätsverteilung des el. Feldes im Abstand von 20 cm*

2 Herstellung der photoleitenden Antenne

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurden zwei Antennenmodelle⁴⁰ entworfen und hergestellt. Für jedes Antennenmodell wurde eine Photomaske, für die benötigten Lithographieschritte, entwickelt. Als Ausgangsmaterial für die photoleitenden Antennen diente *semi-insulating*-Galliumarsenid (SI-GaAs) sowie *low-temperature-grown* Galliumarsenid (LT-GaAs) [17][18], welches in Form von Wafern zur Verfügung stand. Aus diesen Wafern wurden rechteckige Stücke (ca. 1cm*1cm), die die Grundlage einer Antenne bilden, herausgeschnitten⁴¹. Auf die Quadratzentimeter großen Stücke wurde nach der ersten Lithographie die Randaufwölbung entfernt und nach einer zweiten Lithographie eine 200 nm dicke Schicht Chrom, die nach dem erforderlichen Lift-off die Struktur der Elektroden aufweist, abgeschieden. Im nächsten Schritt wurde eine Schicht aus Siliciumnitrid (SiN_x) mittels Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) abgeschieden. Nach der dritten Lithographie, die für die Strukturierung der Goldbahnen benötigt wird, wurde eine 100 nm dicke Goldschicht aufgesputtert. Auf den Lift-off folgte die vierte und letzte Lithographie, die den Ort der Kontaktlöcher festlegt. Das Siliciumnitrid wurde im Anschluss mittels Reactive Ion Etching (RIE) mit einer Mischung aus Argon (Ar) und Schwefelhexafluorid (SF_6) bis zu den Chromkontakten weggeätzt. Auf die nun freien Kontakte wurde noch eine 100 nm dicke Goldschicht gesputtert. Nach einem letzten Lift-off ist die Herstellung der photoleitenden Antenne an sich abgeschlossen. Die Antenne wurde nun an eine Halterung befestigt und die Kontakte wurden mit den externen Anschlüssen verbunden.

2.1 Photomasken

Für die zwei Antennenmodelle wurde jeweils eine Photomaske, wobei die eine aus vier und die andere aus sechs Masken besteht, entworfen. Die Maskenstrukturen wurden mit L-Edit erstellt, im CAD-Format exportiert und auf einen Maskenschreiber übertragen. Letzterer überträgt die Struktur auf eine Photomaske. Diese besteht aus UV-durchlässigem Glas, das mit einer Chromschicht bedeckt ist. Für die Herstellung einer Antenne werden unabhängig vom Modell insgesamt vier Photomasken, die für die Übertragung der Strukturen auf die Substrate mittels Kontaktlithographie⁴² benötigt werden, verwendet. Dabei kommt eine Maske zur Beseitigung der Randaufwölbung, eine Maske

⁴⁰siehe Abschnitt 2.1

⁴¹Im Englischen als *cleave* bezeichnet

⁴²siehe Abschnitt 2.2

für das Aufbringen der Elektroden, eine Maske für das Abscheiden von Goldbahnen und eine Maske für das Ätzen der Kontaktlöcher zum Einsatz.

2.1.1 Das Prinzip der verschränkten Elektroden

Das Prinzip der verschränkten Elektroden (siehe Abb. 13) beruht darauf, Elektroden in Form einer Kammstruktur so anzuordnen, dass sie ineinander greifen [16]. Dabei liegt der Elektrodenabstand im Mikrometerbereich und nicht wie bei herkömmlichen großflächigen Antennen im Zentimeterbereich. Um die notwendigen Feldstärken über der aktiven Fläche zu erreichen, benötigen letztere Vorspannungen im Kilovolt-Bereich und demnach Hochspannungsquellen, die meistens ein zusätzliches Rauschen verursachen. Mit der Verwendung von verschränkten Elektroden hingegen werden gleich große Feldstärken bei viel geringeren Vorspannungen erzielt.

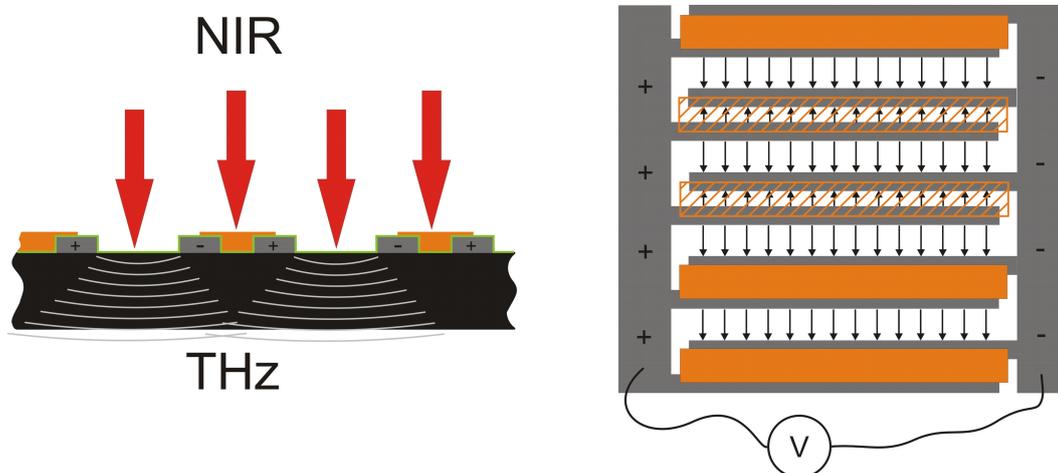


Abbildung 13: *Prinzip der verschränkten Elektroden: Elektroden in Form einer Kammstruktur werden so angeordnet, dass sie ineinander greifen. Dabei wechselt das el. Feld von Zwischenraum zu Zwischenraum die Polarisation. Damit aber die photogenerierten Elektronen nicht in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden, wird jeder zweite Zwischenraum durch eine Goldbahn vom Laserstrahl abgeschattet. Somit interferieren die THz-Strahlen konstruktiv. (NIR ist ein Nah-Infrarot-Puls, FIR ist ein Fern-Infrarot-Puls und V ist eine Spannungsquelle)*

Bei einer solchen Kammstruktur wechselt das el. Feld von Zwischenraum zu Zwischenraum die Polarisation, so dass die im Halbleiter optisch angeregten Elektronen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden. Ohne einen zusätzlichen Trick würde daher das ausgesandte elektromagnetische Feld destruktiv interferieren, d.h. die erzeug-

ten THz-Strahlen würden sich gegenseitig auslöschen. Um diesem Phänomen vorzubeugen, wird eine Schattenmaske aus Gold, die den Laser-Strahl von jedem zweiten Spalt abschattet, aufgebracht. Es resultiert eine noch immer beachtliche aktive Fläche, bei der nun die ausgesandte THz-Strahlung konstruktiv interferiert.

2.1.2 Großflächige Antennen

Die großflächigen Antennen bestehen aus zwei ineinander greifenden Elektroden, die die Form eines Kamms haben. Die einzelnen Finger der Elektroden haben eine Breite von $50\ \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen den Fingern der zwei Elektroden beträgt $300\ \mu\text{m}$ in den aktiven Bereichen und $100\ \mu\text{m}$ in den mit Gold überschatteten Bereichen. Insgesamt erstreckt sich die Antenne über eine Fläche von $10\times 10\ \text{mm}$. Abbildung 14 zeigt die Überlagerung von zwei Photomasken. Die Maske, die für die Strukturierung der 19 Goldbahnen eingesetzt wird, überdeckt dabei die Maske, die für die Strukturierung der Elektroden benötigt wird. Die Goldbahnen schatten jeden zweiten Zwischenraum von dem Laserstrahl ab. Auf diese Weise entstehen 20 aktive Flächen, in denen die optisch angeregten Elektronen in die gleiche Richtung beschleunigt werden. Mit Hilfe einer letzten Maske werden die Strukturen für die Kontaktlöcher geschaffen.

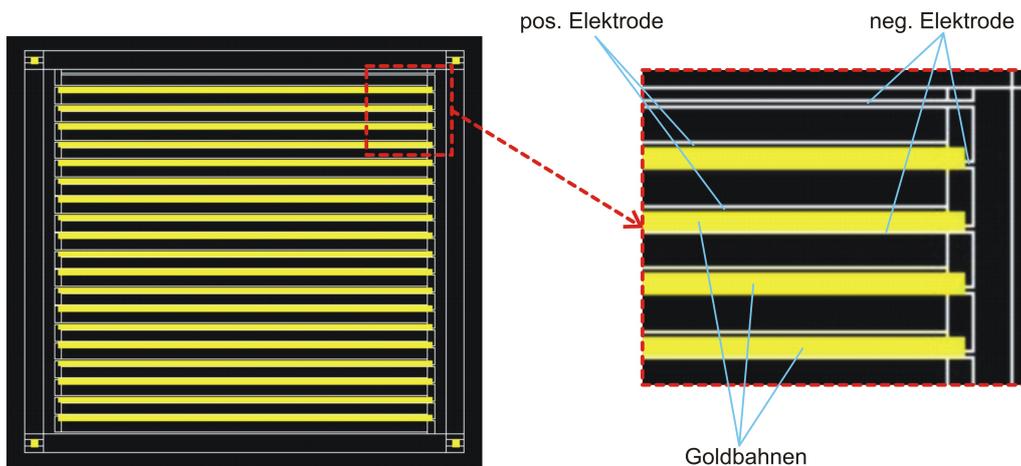


Abbildung 14: Überlagerung von zwei Photomasken der großflächigen Antenne. Die Photomaske für die Schattenmaske, bestehend aus 19 Goldbahnen, überdeckt dabei die Maske für die zwei Elektroden in Form einer Kammstruktur.

2.1.3 Großflächige Antennen-Matrix

Abbildung 15a) zeigt die erste Maske, die für das Aufbringen der 17 Elektroden benötigt wird. 16 Elektroden greifen jeweils mit einer Elektrode, die eine virtuelle Masse bildet,

ineinander. Die einzelnen Finger der Elektroden haben einen Breite von $40\ \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen den Fingern der Elektroden beträgt $100\ \mu\text{m}$ in den aktiven Bereichen und $60\ \mu\text{m}$ in den mit Gold überschatteten Bereichen. Insgesamt erstreckt sich die Antenne über eine Fläche von $10\times 10\ \text{mm}$. So entstehen 16 voneinander unabhängig ansteuerbare Antennen. In Abbildung 15b), die für Strukturierung der Goldbahnen zum Abschatten des Laserstrahles benötigt wird, sind die 16 Antennen noch deutlicher zu erkennen.

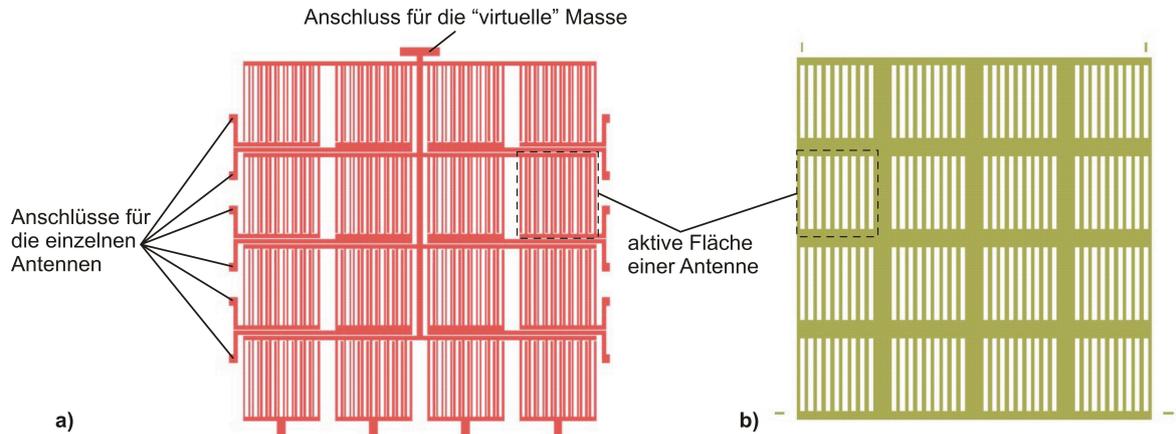


Abbildung 15: a) Struktur der Maske für die Elektroden b) Maske zur Abschattung des Laserlichts

In Abbildung 16 sind alle vier Masken übereinander gelagert. Die schwarzen Rechtecke markieren die Kontaktlöcher und die schraffierte Fläche deutet die Maske zur Entfernung der Randaufwölbung an.

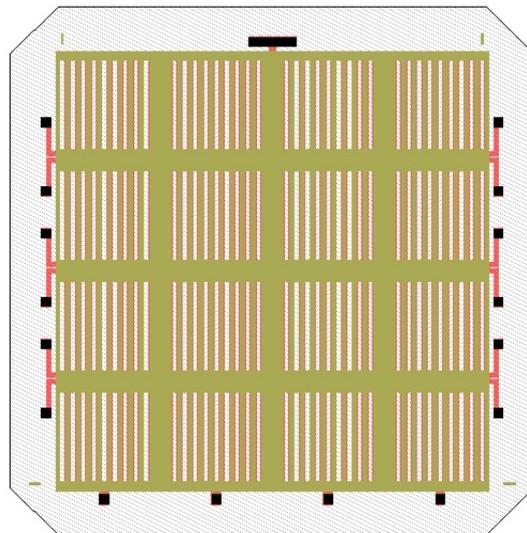


Abbildung 16: Überlagerung der vier Photomasken

2.2 Optische Kontaktlithographie

Bei der optischen Lithographie wird die Struktur einer Photomaske⁴³ mittels Schattenwurf oder Projektion auf eine mit lichtempfindlichen Photolack⁴⁴ beschichtete Oberfläche übertragen. Der Photolack ist einerseits gegen Galvanik oder Ätzprozesse unempfindlich, andererseits lassen sich die Bereiche, in denen die Polymere nicht vernetzt sind, mit einer geeigneten Entwicklerlösung herauslösen. Bei Verwendung eines *Positivlackes* werden in den belichteten Bereichen Polymerketten zerstört, während bei Verwendung eines *Negativlackes* in den nicht belichteten Bereichen die Vernetzung der Polymere nicht ausreichend stattfindet. Es gibt im wesentlichen drei optische Belichtungsverfahren: Die Kontaktbelichtung, bei der die Photomaske unmittelbar auf der Lackschicht aufliegt, die Proximitybelichtung, bei der die Photomaske in geringem Abstand über dem Substrat befestigt ist und die Projektionsbelichtung, bei der die Struktur der Maske über verkleinernde Optiken auf die Oberfläche projiziert wird. Das in dieser Diplomarbeit eingesetzte Verfahren beruht auf der Kontaktbelichtung, bei der die minimale Merkmalsgröße⁴⁵ der Beziehung

$$MFS = \sqrt{d\lambda} \quad (48)$$

folgt. Dabei ist d die Dicke des Photolackes und λ die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle⁴⁶. Trotz der hohen Auflösung wirken sich mögliche Defekte, die durch die Anpresskraft der Maske auf die Probe entstehen können, nachteilig aus.

2.3 Metallisierung

In dieser Arbeit wurde der erste Metallisierungsschritt, das Aufbringen der Chromelektroden, anfänglich mit einer Aufdampf- und später mit einer Sputtertechnik durchgeführt.

2.3.1 Elektronenstrahlverdampfer

Das Elektronenstrahlverdampfen zählt zu den thermischen Aufdampfverfahren. Dabei wird ein Verdampfergut, das sich meistens in einem Tiegel⁴⁷ befindet, solange erhitzt,

⁴³siehe Abschnitt 2.1

⁴⁴Im Englischen als *resist* bezeichnet

⁴⁵Im Englischen als *minimal feature size (MFS)* bezeichnet

⁴⁶der in dieser Arbeit benützte Maskaligner hat eine Quecksilberdampfampe als Lichtquelle mit einer starken spektralen Linie bei 365 nm und es kann eine minimale Merkmalsgröße von $2\mu\text{m}$ erreicht werden

⁴⁷In der Literatur auch unter dem Begriff *Schiffchen* zu finden

bis die Atome oder Moleküle aufgrund des hohen Dampfdruckes⁴⁸ die Oberfläche verlassen und - nachdem sie eine Strecke von einige Zentimetern zurückgelegt haben - auf dem kühleren Substrat haften bleiben. Das thermische Verdampfen ist ein Hochvakuumprozess⁴⁹, um zu gewährleisten, dass einerseits die Zusammenstöße mit den noch im Vakuum vorhandenen Gasteilchen minimiert werden⁵⁰ und dass andererseits der Prozessdruck unter dem Gasdruck des aufzudampfenden Materials liegt. Bei dem Elektronenstrahlverdampfer wird ein Elektronenstrahl aus einer Elektronenkanone direkt auf das Verdampfergut geleitet, um so die benötigte Verdampfungsenergie zu erhalten. Dabei können im Gegensatz zu anderen thermischen Aufdampfverfahren sehr hohe Energiedichten und Temperaturen erzielt werden und es können auch Feststoffe mit sehr hohem Siedepunkt, wie z.B. Wolfram, verdampft werden. Die Aufdampfraten variieren je nach Temperatur⁵¹ und Material zwischen drei bis fünf nm/min.

2.3.2 Sputterdeposition

Die Sputterdeposition ist ein im Hochvakuum stattfindendes physikalisches Gasphasenabscheidungs⁵²-Verfahren. Beim Sputterprozess⁵³ selber wird ein Festkörper ("Target") mit energiereichen Ionen⁵⁴ aus einem Plasma⁵⁵ beschossen. Überschreiten die Ionen eine Mindestenergie⁵⁶, werden Atome aus dem Target herausgeschlagen. Für das Abscheiden dünner Schichten wird ein Substrat, auf dem die gelösten Atome kondensieren, in Targetnähe gebracht. Um die Anzahl der Kollisionen zu minimieren wird dabei der Druck⁵⁷ in der Anlage möglichst gering gehalten. Die gängigsten Verfahren sind das Direct Current (DC)-, das Hochfrequenz (HF)⁵⁸- und das Magnetronsputtern. Das hier eingesetzte Verfahren ist ein HF-Sputterprozess, bei dem das Plasma über eine hochfrequente Wechselspannung aktiviert wird. Durch einer überlagerte negative Offsetspannung am Target

⁴⁸Unter Dampfdruck versteht man den Druck, bei dem eine Flüssigkeit (ab einer bestimmten Temperatur) beginnt, in den gasförmigen Zustand überzugehen

⁴⁹Typische Prozessdrücke liegen bei 10^{-4} Pa

⁵⁰Die freie Weglänge der verdampften Atome muss im Mittel viel größer als der Abstand der Verdampferquelle zum Substrat sein

⁵¹Metalle werden bei 1000 bis 3400 °C verdampft

⁵²Im Englischen als *physical vapor deposition (PVD)* bezeichnet

⁵³In der Literatur auch unter dem Begriff *Kathodenzerstäubung* zu finden

⁵⁴Vorwiegend wird Argon (Ar) eingesetzt

⁵⁵Als Plasma bezeichnet man in der Physik ein teilweise ionisiertes Gas. In einem hochfrequenten Wechselfeld wird die Ionisation dadurch erreicht, dass die trägeren Gasmoleküle dem oszillierenden el. Feld nicht so schnell wie die Elektronen folgen können

⁵⁶Die materialabhängige Mindestenergie liegt typischerweise bei 20 bis 30 eV

⁵⁷Der Arbeitsdruck beträgt typischerweise 0,5 bis 12 Pa

⁵⁸Im Englischen als *radio frequency (RF)* bezeichnet

werden die Ionen aus dem Plasma in Richtung des Targets beschleunigt und lösen dort durch Stöße Atome heraus. Die Vorteile der HF-Sputterdeposition gegenüber dem Abscheiden mit einem Elektronenstrahlverdampfer liegen in einer geringeren Erhitzung des Substrates und im Erreichen von höheren Abscheideraten.

2.4 Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD)

Die chemische Gasphasenabscheidung⁵⁹ ist ein Dünnschichtverfahren, bei dem aufgrund einer chemischen Reaktion von zwei oder mehr Gasen, eine Feststoffkomponente⁶⁰ an der Oberfläche eines Substrates abgeschieden wird. Meistens entsteht dabei auch ein flüchtiges Nebenprodukt, das wieder abgepumpt wird. Die erforderliche Energie, die die chemische Reaktion verlangt, wird durch Heizen des Substrates zugeführt. Deswegen treten bei dem herkömmlichen CVD-Verfahren sehr hohe Temperaturen auf, die nicht gewünschte Nebeneffekte mit sich ziehen. Bei der plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung⁶¹ hingegen kommt die erforderliche Reaktionsenergie aus dem Plasma. Dadurch reduziert sich die Arbeitstemperatur, mit der die Oberflächenrauigkeit beeinflusst werden kann, auf 200 bis 300°C. Um die Oberflächenreaktion gegenüber konkurrierenden Reaktionen in der Gasphase zu fördern und somit die Bildung von festen Partikeln zu vermeiden, werden Prozesse der chemischen Gasphasenabscheidung zumeist bei reduziertem Druck betrieben⁶². Mit dem PECVD-Verfahren können dichte Schichten, frei von Mikrolöchern⁶³, mit einer exzellenten Kantenbedeckung und sehr homogenen Schichtdicken hergestellt werden.

Mit der in dieser Arbeit verwendeten Anlage können, unter Verwendung von Silan (SiH_4) und Ammoniak (NH_3), Siliciumnitrid- (SiN_x) oder, unter Verwendung von Silan und Dickstoffoxid (N_2O), Siliciumdioxidschichten (SiO_x) abgeschieden werden.

2.5 Reactive Ion Etching (RIE)

Das Reaktive-Ionen-Ätzen⁶⁴ ist ein anisotropes Trockenätzverfahren, das die Vorteile des chemischen und des physikalischen⁶⁵ Ätzens vereint. Häufig verwendete Systeme bestehen aus einem Parallel-Platten-Reaktor (siehe Abb. 17). In letzteren wird ein Gas

⁵⁹Im Englischen als *chemical vapor deposition (CVD)* bezeichnet

⁶⁰Voraussetzung hierfür ist, dass flüchtige Verbindungen der Schichtkomponenten existieren

⁶¹Im Englischen als *plasma enhanced chemical vapor deposition (PECVD)* bezeichnet.

⁶²typisch 0,01 bis 10 hPa

⁶³Im Englischen als *pinholes* bezeichnet

⁶⁴im Englischen als *reactive ion etching (RIE)* bezeichnet

⁶⁵in der Literatur auch unter dem Begriff *Sputterätzen* zu finden

eingelassen, das sich abhängig von dem verwendeten Substrat, z.B. wird Schwefelhexafluorid (SF_6) zum Ätzen von Silicium (Si) verwendet, nach Art und Menge unterscheiden kann. Der Gasdruck kann typischerweise zwischen einigen und ein paar hundert Millitorr variiert werden. Durch Anlegen einer Hochfrequenz-Spannung⁶⁶ zwischen den Elektroden wird ein Plasma aktiviert.

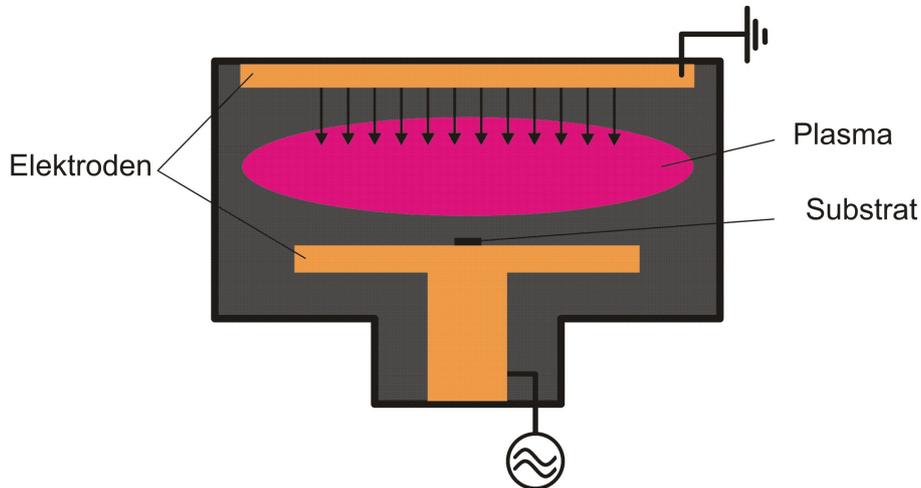


Abbildung 17: *Parallel Platten Reaktor*

Die Substrate sind, im Gegensatz zum einfachen Plasma-Ätzen, kapazitiv an die Hochfrequenz-Quelle gekoppelt und laden sich, durch Absorption von aus dem Plasma kommenden Elektronen, negativ auf. Zusammen mit dem positiv geladenen Plasma entsteht ein Potentialunterschied, der die Ionen in Richtung Substrat beschleunigt, wo es schließlich zu einer Kollision der Ionen mit dem Substrat kommt. Es tritt gleichzeitig eine chemische Wechselwirkung des Ätzgases mit dem zu ätzenden Material und aufgrund der hohen kinetischen Energie eine physikalischen Ätzreaktion auf. Die gasförmigen Reaktionsprodukte werden abgepumpt. Die Selektivität, die Anisotropie und die Ätzrate sind über die "Prozess-Chemie", d.h. über die Wahl der verwendeten Gase, und über die Prozessparameter Hochfrequenz-Leistung, Druck und Gasflüsse einstellbar.

2.6 Ultraschallbonden

Ziel des Bondens ist es, elektrische Verbindungen von den Kontaktflächen⁶⁷ der Probe zu den äußeren Anschlüssen zu schaffen. Dazu wird ein Mikrodraht durch Mikroschwei-

⁶⁶typischerweise bei einer Frequenz von 13,56 MHz und einer Leistung von einigen 100 W

⁶⁷Im Englischen als *bonding-pads* bezeichnet

ßen⁶⁸ mit beiden Kontakten verbunden. Die am häufigsten verwendeten Verfahren des Drahtbondens sind das Thermokompressionbonden⁶⁹, bei dem Temperatur und Druck eingesetzt werden, das Thermosonicbonden, bei dem Temperatur, Ultraschall und Druck eingesetzt werden und das Ultraschallbonden⁷⁰, bei dem Ultraschall und Druck eingesetzt werden. Das Anbringen der Drahtverbindungen wurde im Laufe dieser Arbeit mit einem manuellen Drahtbonder⁷¹, der im Ultraschallverfahren arbeitet, bewerkstelligt.

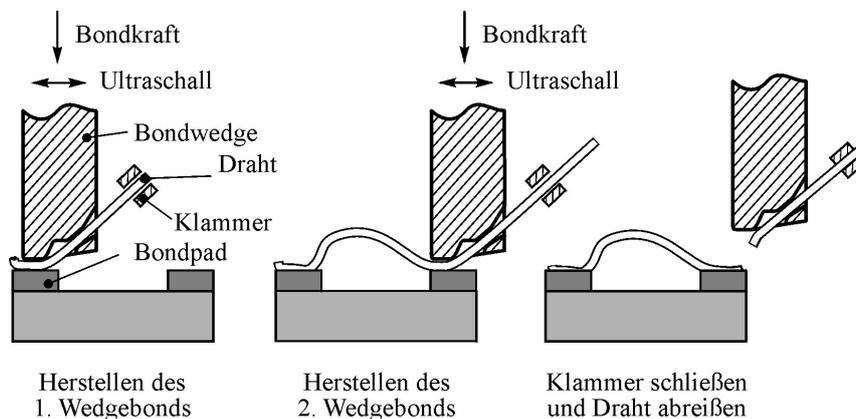


Abbildung 18: *Verfahren des Wedge-Wedge-Bondens* [42]

Wie in Abbildung 18 zu sehen ist, wird zuerst das Ende des Bonddrahtes mit dem Nadelkopf auf die zu kontaktierende Fläche gepresst und mit Ultraschallunterstützung mikroverschweißt. Durch den ersten Bond ist bereits die Richtung vorgegeben, mit der der Draht zu der zweiten Kontaktfläche weitergeführt wird. Dort wird er wieder durch Pressschweißen und mit Unterstützung eines Ultraschallpulses kontaktiert. Letztendlich wird der festgeklemmte Bonddraht abgerissen und somit für den nächsten Bond freigegeben.

⁶⁸Das Mikroschweißen beim Bonden ist ein Kaltpressverfahren

⁶⁹In der Literatur auch unter dem Begriff Ball/Wedge-Bonden zu finden

⁷⁰In der Literatur auch unter dem Begriff Wedge/Wedge-Bonden zu finden

⁷¹Modell 4523A Digital der Firma Kulicke & Soffa

3 Lasersysteme

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurden zwei Lasersysteme eingesetzt: Das eine ist ein handelsüblicher Titan:Saphir-Laser⁷², der Pulse von unter 100 fs bei einer Repetitionsrate von 80 MHz mit einer Energie von 15 nJ erzeugt. Das andere ist ein Hochleistungs-Laserverstärkersystem, das 10 fs kurze Laserpulse bei einer Repetitionsrate von 1 kHz mit einer Pulsenergie von 680 μ J erzeugt.

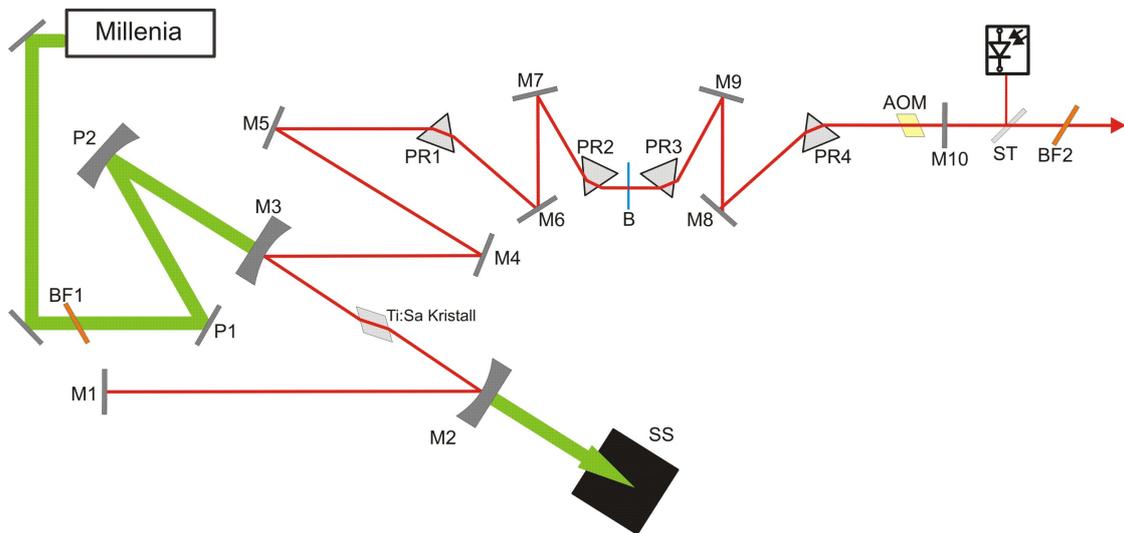


Abbildung 19: Schematischer Aufbau des Titan:Saphir-Lasers (M1-M10 sind dielektrische Spiegel, BF1 und BF2 sind zwei im Brewster-Winkel angebrachte Fenster, PR1-PR4 sind Dispensionsprismen, P1 und P2 sind zwei dielektrische Spiegel, B ist eine Blende, SS ist eine Strahlungssenke, ST ist ein Strahlteiler und AOM ist ein akustooptischer Modulator)

3.1 Titan:Saphir-Laser-Oszillator

Für die vorbereitenden Tests der photoleitenden Antennen wurde ein Titan:Saphir-Laser (siehe Abb. 19) verwendet. Wesentlichster Bestandteil dieses Lasers ist ein optisch parametrischer Oszillator, in dem sich ein mit Ti^{3+} -Ionen dotierter Saphir Kristall, der als Lasermedium dient, befindet. Dieser wird kontinuierlich mit einem Dioden-gepumpten Nd:YVO₄ Festkörperlaser⁷³ optisch gepumpt. Ein im Oszillator befindlicher akustoop-

⁷²Tsunami Ti:Sapphire Laser, hergestellt von Spectra Physics

⁷³Der Laser Millenia der Firma Spectra Physics ist ein von Laserdioden gepumpter Neodym-Yttrium-Vanadat (Nd:YVO₄) Festkörperlaser. In einem Lithium-Triborat (LBO) Kristall entstehen durch Frequenzverdoppelung des Lichts, das ein Nd:YVO₄ Kristall emittiert, elektromagnetische Wellen bei einer Wellenlänge von 532 nm bei einer Leistung von 5W.

tischer Modulator initialisiert und stabilisiert eine große Anzahl von Lasermoden unterschiedlicher Frequenz. Diese Moden werden über eine KERR-Linse⁷⁴ gekoppelt. Da aber die einzelnen Frequenzkomponenten unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten haben, entsteht im Oszillator eine positive Gruppengeschwindigkeits-Dispersion⁷⁵, die ohne Kompensation den KERR-Effekt wieder aufheben würde. Die notwendige Kompensation erfolgt über den Einsatz von Prismen, über die aufgrund der spektral unterschiedlichen Weglängen eine negative Gruppengeschwindigkeits-Dispersion erreicht wird.

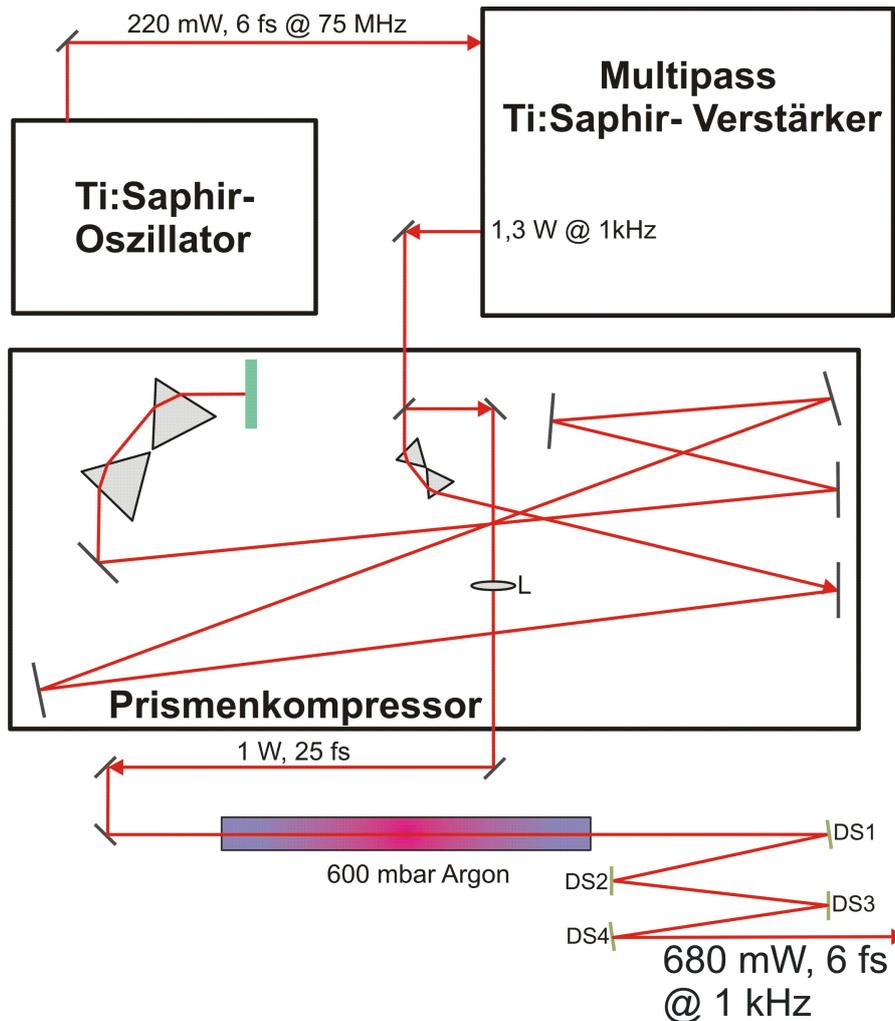


Abbildung 20: Hochleistungs-Laserverstärkersystem (L ist eine Linse mit einer Brennweite von 2 m, DS1-DS4 sind dispersive dielektrische Spiegel)

⁷⁴Aus der Nichtlinearität der Suszeptibilität eines Dielektrikums folgt eine Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex, der näherungsweise in der Form $n(I) = n_0 + n_2 I$ geschrieben werden kann. Dieser sog. KERR-Effekt führt dazu, dass intensive GAUSS'sche Strahlen in einem Dielektrikum selber eine (dynamische) GRIN-Linse formen können [19].

⁷⁵Im Englischen als *group velocity dispersion (GVD)* bezeichnet

Mit dem Titan:Saphir-Laser ‘‘Tsunami’’ der Firma Spectra-Physics können so Nah-Infrarot-Pulse mit einer Pulsdauer von unter 100 fs und einer Pulsenergie von 15 nJ bei einer Repetitionsrate von 80 MHz erzeugt werden.

3.2 Hochleistungs-Laserverstärkersystem

Das Lasersystem, schematisch in Abbildung 20 dargestellt, besteht aus einem Oszillator⁷⁶, einem Verstärker, einem Prismenkompressor und einer mit Argon gefllten Röhre. Der Oszillator liefert 6 fs kurze Laserpulse mit einer Pulsenergie von 3 nJ, die mit einer Repetitionsrate von 78 MHz erzeugt werden. Um die Zerstörung der optischen Komponenten und unerwünschte nichtlineare Effekte wegen zu hoher Spitzenintensitäten während der Verstärkung zu vermeiden, wird die Pulsdauer auf ungefähr 10 ps gestreckt. Die Verstärkung an sich erfolgt in einem Titan-Saphir-Kristall, der mit einem über Blitzlichtlampen gepumpten Laser mit einer Repetitionsrate von 1 kHz gepumpt wird. Die Energie der verstärkten Pulse beträgt 1,3 mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz. Mittels eines nachgeschalteten Prismenkompressors sowie einer mit Argon gefllten Röhre kann die Pulsdauer auf 20 fs respektive 10 fs bei Pulsenergien von 680 μ J verkürzt werden [43][44].

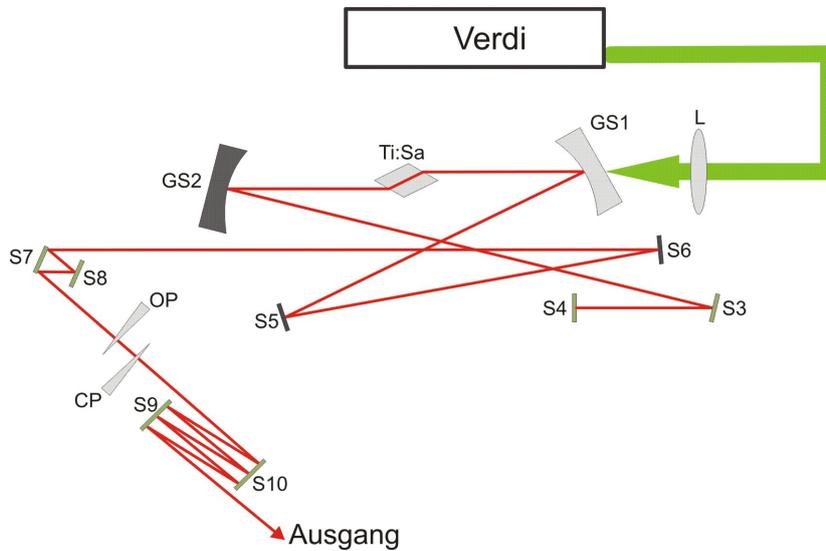


Abbildung 21: Schematischer Aufbau des Oszillators (*L* ist eine Fokuserlinse, *GS1* und *GS2* sind gekrümmte Spiegel, *Ti:Sa* ist ein Titan:Saphir-Kristall, *S3*, *S4* sowie *S7* bis *S10* sind hochdispersive gechirpte Spiegel, *S5* und *S6* sind einfach reflektierende Spiegel, *OC* ist ein gekelter Auskoppelspiegel und *CP* ist ein Kompensationskeil)

⁷⁶FEMTOSOURCE RAINBOWTM von der Firma FEMTOLASERS Produktion GmbH

3.2.1 Oszillator

Der Oszillator, schematisch in Abbildung 21 dargestellt, funktioniert im Prinzip wie der in Abschnitt 3.1 beschriebene Titan:Saphir-Laser auf der Basis eines optisch parametrischen Oszillators mit einem Titan:Saphir-Kristall als Lasermedium. Als Pumplaser dient wieder ein diodengepumpter Nd:YVO₄ Festkörperlaser⁷⁷. Die Dispersionskompensation erfolgt jedoch über hochdispersive dielektrische Spiegel (siehe Abb. 22) und nicht über optische Prismen. Mit Letzteren können nur symmetrische Pulse bis zu einer Dauer von 15 fs erzeugt werden [45]. Die Verwendung von hochdispersiven Spiegeln hingegen ermöglicht sehr breitbandige Pulse ($\propto 120\text{nm}$) mit Pulsdauern von unter 7 fs, ohne dass die Stabilität darunter leidet. Um die Pulse für den Verstärker vorzukompensieren, wird ihnen nach dem Auskoppelspiegel (OC) noch eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion aufgeprägt.

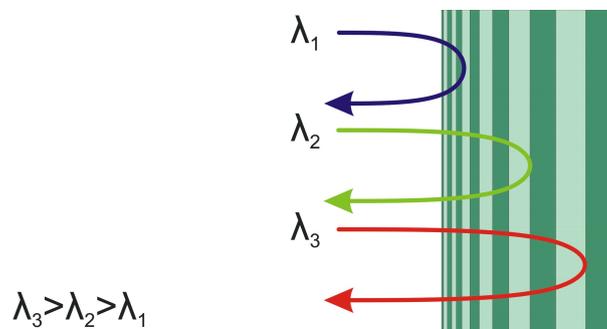


Abbildung 22: Prinzip eines hochdispersiven dielektrischen Spiegels, veranschaulicht anhand dreier unterschiedlicher Wellenlängen (λ): Aufgrund der Materialeigenschaften des Spiegels dringen kurzwelligere Spektralanteile (blau bzw. λ_1) weniger tief in die Struktur als langwelligere Spektralanteile (rot bzw. λ_3) ein. Dem Spiegel kann somit eine negative Gruppengeschwindigkeitsdispersion zugewiesen werden.

3.2.2 Verstärker

Die Pulse aus dem Oszillator, die sog. Seed-Pulse, werden anschließend in einen Multipassverstärker (siehe Abb. 23), der nach dem “Chirped Pulse Amplification (CPA)”-Verfahren arbeitet, geleitet. Gleich am Verstärkereingang durchlaufen die Seed Pulse

⁷⁷VERDI V von der Firma Spectra Physics GmbH. Die Dauerstrich-Ausgangsleistung liegt bei 5 W bei einer Wellenlänge von 532 nm.

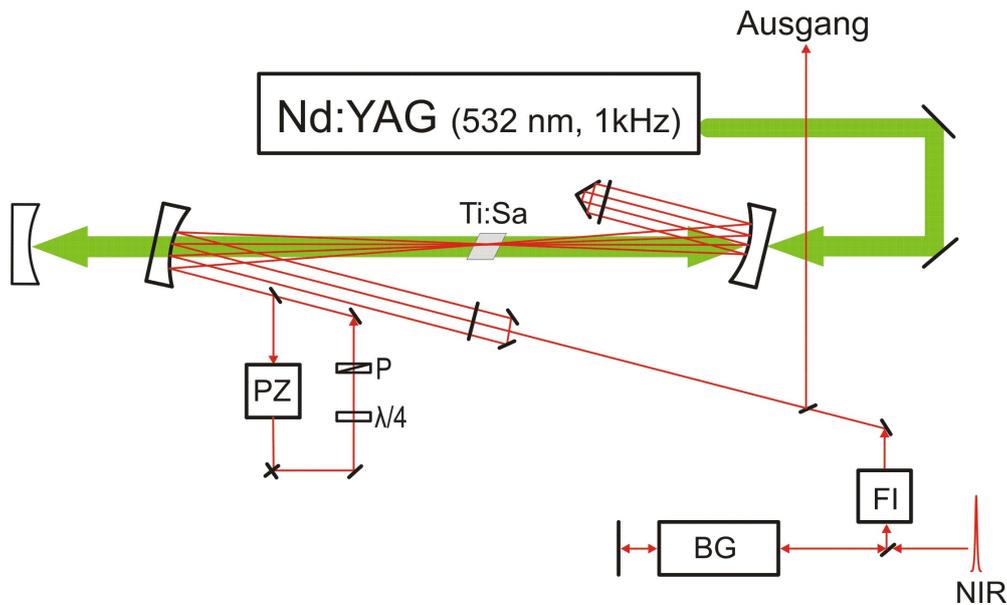


Abbildung 23: Schematischer Aufbau eines 10 Pass Verstärkers [44] (PZ ist eine POCKEL's-Zelle, P ist ein Polarisator, $\lambda/4$ ist eine Verzögerungsplatte, FI ist ein Faraday Isolator, BG ist ein Bleiglas und NIR ist ein Nah-Infrarot-Puls)

einen 10 cm langen SF57-Stab⁷⁸ und einen Breitbandisolator⁷⁹. Durch die Materialdispersion der beiden optischen Komponenten wird dem Seed-Puls eine zusätzliche Gruppenverzögerungsdispersion⁸⁰ von in etwa 30 fs^2 , ein sog. positiver Chirp, aufgeprägt. Die Pulsdauer des stark gechirpten Lichtpulses beträgt schließlich ungefähr 10 ps [44]. Durch die Pulsverlängerung kommt es zu einer starken Reduktion der Pulsspitzenleistung, die nötig ist, um eine Beschädigung der optischen Komponenten zu vermeiden. Ein weiterer Vorteil der verlängerten Pulse ist, dass sie mehr Pumpleistung aufnehmen können und dadurch der Verstärkungsprozess gesteigert wird. Nach der zeitlichen Pulsformung werden die Pulse in das Verstärkermedium, einem im Brewsterwinkel angebrachten Titan:Saphir-Kristall, eingekoppelt. Dieser wird durch einen gütegeschalteten Nd:YLF-Laser⁸¹ mit einer Durchschnittsleistung von 10 W mit einer Repetitionsrate von 1 kHz gepumpt. Nach vier Strahldurchgängen durch den Verstärkerkristall werden mit der POCKEL's-Zelle einzelne Pulse aus dem Pulszug herausgefiltert. Die POCKEL's-

⁷⁸Hochdispersives Bleiglas der Firma Schott Glaswerke Mainz mit einer Gruppenverzögerungsdispersion von $22,357 \text{ fs}^2$

⁷⁹Der Farady-Isolator BB8-5R von Electro-Optics Technology besitzt eine Isolationsdämpfung von 30 dB bei 800 nm und eine Gruppenverzögerungsdispersion von $6,171 \text{ fs}^2$

⁸⁰Im Englischen als *group delay dispersion (GDD)* bezeichnet

⁸¹Thomson-CSF, YLF 20

Zelle wird dabei so eingestellt, dass die ausgewählten Pulse mit der Frequenz des Pumpasers synchronisiert werden. Im Anschluss werden die selektierten Pulse noch sechs Mal durch den Titan:Saphir-Kristall geleitet und aus dem Verstärker ausgekoppelt [46].

3.2.3 Prismenkompressor

Um die positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion wieder auszugleichen, werden die verstärkten und gestreckten Pulse durch einen Prismenkompressor gelenkt. Dieser besteht aus zwei Brewster-Dispersionsprismenpaaren aus Quarzglas, die in einem Abstand von ungefähr 6 m aufgestellt sind. In dieser Anordnung (in Abb. 24 prinzipiell dargestellt) werden die Frequenzkomponenten räumlich getrennt, so dass die kurzwelligeren Spektralanteile (blau) einen längeren Strahlweg als die langwelligeren Spektralanteile (rot) zurücklegen. Somit wird die positive Dispersion der Titan:Saphir-Laserpulse kompensiert und die Pulsdauer auf 25 fs verkürzt. Die Effizienz des Prismenkompressors liegt bei ca. 90%, so dass die Pulsenergie nach dem Prismenkompressor etwa 1 mJ beträgt [43].

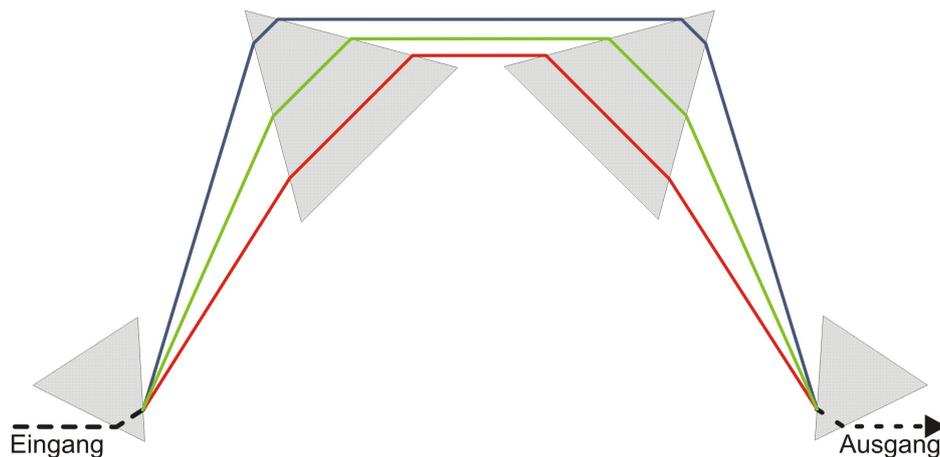


Abbildung 24: Schematische Anordnung zweier Brewster-Dispersionsprismenpaare. Die Frequenzkomponenten des Laserpulses werden räumlich getrennt, so dass die kurzwelligeren Spektralanteile (blau) einen längeren Strahlweg als die langwelligeren Spektralanteile (rot) zurücklegen.

Für eine weitere Kompression werden die Laserpulse noch durch eine mit Argon⁸² gefüllte Röhre, in der zusätzliche Spektralkomponenten über die sog. Selbstphasenmodulation⁸³ entstehen, geleitet. Dank der Verbreiterung des Frequenzspektrums können

⁸²bei einem Druck von ungefähr 600 mbar

⁸³Diese basiert auf der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex, dem sog. KERR-Effekt

die Pulse, indem sie an hochdispersiven Spiegel reflektiert werden, auf 10 fs verkürzt werden.

4 Experimente

Zur Erzeugung der THz-Strahlung dienten photoleitende Antennen, die mit Nah-Infrarot-Pulsen angeregt wurden. Um die Funktionsfähigkeit der mittels Reinraumtechnologie⁸⁴ hergestellten photoleitenden Antennen zu prüfen, wurde ein erprobter THz-Aufbau mit einem fs-Titan:Saphir-Oszillator verwendet. Dieses Lasersystem erzeugt allerdings nur Pulse mit geringer Energie und es können daher nur Bereiche, die sich maximal über einen Quadratmillimeter erstrecken, effizient bestrahlt werden. Experimente mit quadratzentimeter großen Antennen verlangen hingegen wesentlich höhere Pulsenergien. Diese können mit einem Hochleistungs-Laserverstärkersystem erreicht werden. Für beide THz-Aufbauten wurde die THz-Strahlung mittels elektrooptischer Detektion⁸⁵ nachgewiesen.

4.1 Zeitaufgelöste Terahertz-Spektroskopie: Aufbau und Messprinzip

Abbildung 25 zeigt schematisch den Messaufbau für die zeitaufgelöste THz-Spektroskopie⁸⁶, der vom Prinzip her für beide Lasersysteme gültig ist. Er besteht im wesentlichen aus einer vorgespannten großflächigen photoleitenden Antenne aus GaAs, die mit einem Laserstrahl angeregt wird, und der elektrooptischen Detektion in einem GaP-Kristall.

Der Laserstrahl, der das Lasersystem σ -polarisiert verlässt, wird mit einem breitbandigen Strahlteiler⁸⁷ in zwei ungleiche Teile gespaltet. 95% Prozent des Strahls werden über eine Verzögerungsstrecke⁸⁸ (für einige Experimente mit einem Teleskop aufgeweitet) zu der vorgespannten photoleitenden Antenne geleitet, die in Folge THz-Strahlung aussendet. In diesem Pfad befindet sich auch die Blende eines optischen Zerhackers⁸⁹, der mit einer vorgegebenen Frequenz moduliert wird. Die restlichen 5% des Strahls werden über ein Polarisationsprisma zu dem Silicium-Wafer geleitet, wo es wieder zu einer Überlapung der beiden Strahlen kommt. Der Silicium-Wafer ist transparent für THz-Strahlung, hingegen reflektiert er elektromagnetische Strahlung im Bereich des sichtbaren Lichts. Die Distanzen für die zwei Pfade vom Strahlteiler bis zu dem Silicium-Wafer müssen gleich lang sein, um später eine zeitliche und räumliche Überlagerung des THz- und des

⁸⁴siehe Kapitel 2

⁸⁵siehe Abschnitt 1.3.3

⁸⁶Im Englischen als *terahertz time-domain-spectroscopy (THz-TDS)* bezeichnet

⁸⁷Im Englischen als *beam splitter* bezeichnet

⁸⁸Im Englischen als *translation stage* bezeichnet

⁸⁹Im Englischen als *chopper* bezeichnet

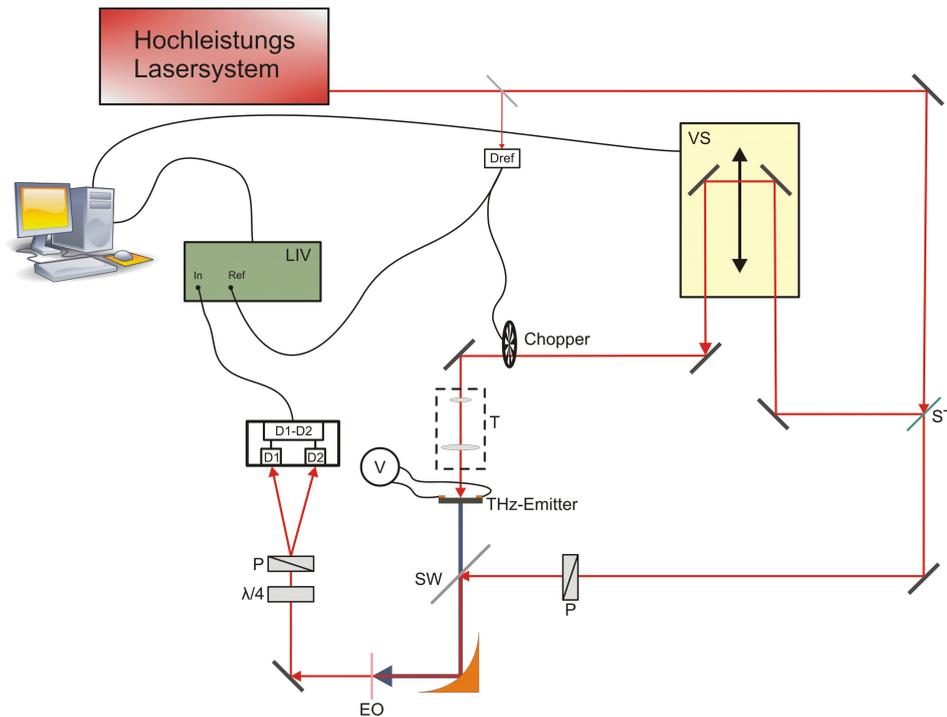


Abbildung 25: Skizze des Messaufbaus (LIV ist ein Lock-In Verstärker, VS ist eine optische Verzögerungsstrecke, P ist ein Polarisator, $\lambda/4$ ist eine Verzögerungsplatte, EO ist ein elektrooptischer Kristall, ST ist ein Strahlteiler, SW ist ein Silicium Wafer, T ist ein Teleskop, V ist eine Spannungsquelle, Dref ist eine Referenzdiode, D1 und D2 sind zwei Dioden)

Nah-Infrarot-Strahls zu erhalten. Die nun zusammengeführte Strahlung wird in einen elektrooptischen Kristall geleitet. Dieser überträgt das Signal des THz-Pulses auf den Nah-Infrarot-Puls, der dann über eine $\lambda/4$ Verzögerungsplatte und einen Polarisator zu einem Photodetektor geführt wird. Der Photodetektor besteht aus zwei Photodioden, deren Differenzsignal, in welchem das eigentliche THz-Signal beinhaltet ist, von einem Lock-In Verstärker weiterverarbeitet wird. Die entstehenden Daten werden an einen Rechner weitergeleitet und mit einem für dieses Experiment zugeschnittenem LabView-Programm visualisiert. Über Letzteres wird außerdem der Schrittmotor der Verzögerungsstrecke gesteuert. Die minimale Schrittweite beträgt minimal $1 \mu\text{m}$ ($\approx 3,3 \text{ fs}$) über eine maximale Länge von 150 mm , was einer Zeitverzögerung von $\approx 500 \text{ ps}$ entspricht. Die Messungen wurden meistens über eine Strecke von 10 bis 100 ps mit einer Schrittweite von 50 fs durchgeführt. Auf diese Weise kann das gesamte THz-Signal im Zeitbereich Punkt für Punkt⁹⁰ abgetastet werden und mittels FOURIER-Transformation das Fre-

⁹⁰Der Laserpuls ($\approx 50 \text{ fs}$) ist im Zeitbereich um vieles kürzer als der THz-Puls ($\approx 1 \text{ ps}$), wodurch eine Abtastung möglich wird

quenzspektrum berechnet werden. Um eine SNR-Verbesserung zu erreichen, wird der optische Zerhacker mit der halben Wiederholungsrate des Lasers⁹¹ moduliert⁹². Dies bewirkt, dass jeder zweite Wert ungleich Null ist. Die aufeinander folgenden Differenzsignale der Photodioden werden im Lock-In-Verstärker voneinander subtrahiert, wodurch sich das Rauschen des Probestrahls sowie der konstante Untergrund aus dem Signal heraushebt.

4.2 Ergebnisse

In einem ersten Schritt wurde das Konzept der verschränkten Elektroden an großflächigen photoleitenden Antennen mit zwei ineinander greifenden Kammstrukturen an einem zuverlässigen und für die zeitaufgelöste THz-Spektroskopie erprobten System getestet. Nach vielversprechenden Tests wurden dieselben Antennen nach demselben Messprinzip erstmals an einem Hochleistungs-Laserverstärkersystem erprobt. Diese Experimente verliefen ebenfalls erfolgreich, wodurch die Voraussetzung für die Messungen der Antennen mit 16 ineinander greifenden Kammstrukturen gegeben waren. Letztere wurden schließlich Feld für Feld auf beiden Lasersystemen auf ihre Funktionalität und ihre Leistungsfähigkeit überprüft.

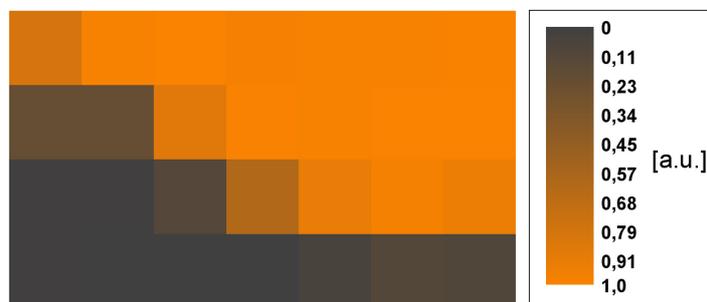


Abbildung 26: 4 mal 7 Raster des Maximums des elektrooptischen Signals einer großflächigen Antenne

⁹¹Die Wiederholungsrate des Laser beträgt 1 kHz

⁹²In einigen Experimenten wurde nicht optisch, sondern elektrisch, d.h. die Vorspannung des Terahertz-Emitters, moduliert

4.2.1 Großflächige Antennen

4.2.1.1 Titan:Saphir-Laser-Oszillator

Die photoleitende Antenne wurde in einem ersten Schritt in einem laufenden Messaufbau, der üblicherweise für kleinere THz-Emitter verwendet wird, auf ihre prinzipielle Funktionalität getestet. Bei Pulsenergien von ca. 12 nJ und einem Strahldurchmesser von 1 mm^2 wurde die Antenne in 28 Schritten mit einer Schrittgröße⁹³ von 1 mm in abgerastert. In Abbildung 26 ist jeweils das Maximum des elektrooptischen Signals im Zeitbereich eingetragen. Die THz-Strahlung ist über dem aktiven Bereich konstant. An den Stellen, wo der Laserstrahl auf die el. inaktive Zonen, also außerhalb der Elektroden, trifft, ist wie zu erwarten ein Einbruch des THz-Signals feststellbar. In Abbildung 27 ist die Pulsform mit einer Halbwertsbreite von 300 fs über eine Zeitspanne von 35 ps mit dem dazugehörigen Spektrum zu sehen.

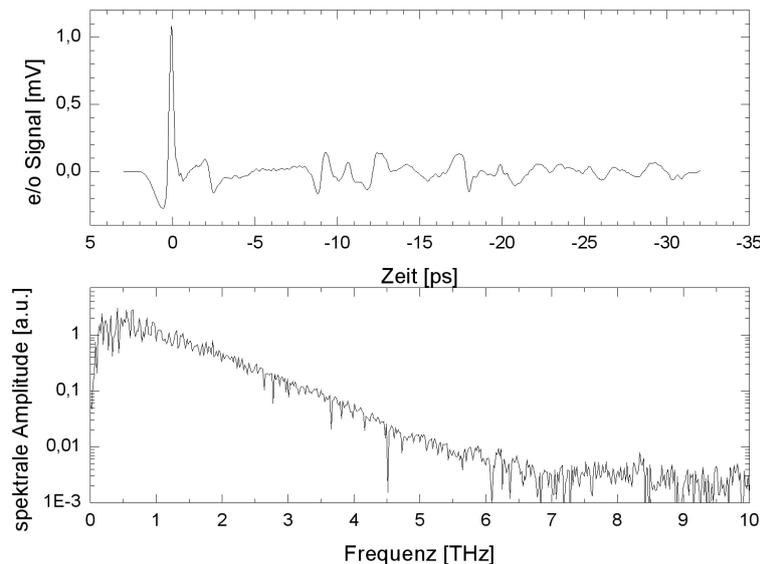


Abbildung 27: THz-Signal, a) im Zeitbereich b) im Frequenzbereich

Die Pulsform hat die für großflächige photoleitende Antennen mit zwei Elektroden [14] bzw. mit verschränkten Elektroden [16] typische Form. Das Signal folgt den Gleichungen aus Abschnitt 1.2 und ist proportional zu der zeitlichen Ableitung des transienten Photostroms. Das steile Ansteigen des el. Fernfeldes ist auf die Beschleunigung der generierten

⁹³Gilt für die vertikalen wie für die horizontalen Schritte

Photoladungsträger durch das angelegte el. Feld zwischen den Elektroden zurückzuführen. Das anschließende Abklingen des Photostroms bewirkt einen Abfall des THz-Signals. Dieser erfolgt langsamer als der Anstieg, was den breiteren Teil des negativen Pulses erklärt. Aus der internen Reflexion der Hauptspitze des THz-Signals an der GaAs/Luft Grenzfläche an der Rückseite des THz-Emitters resultiert nach 7,5 ps ein zweiter Puls mit vertauschten Vorzeichen. Die vorangehende negative Spitze vor der Hauptspitze ist dem frequenzabhängigen Fokus der Komponenten des Messsystems zuzuordnen [34] [3]. Das Signal-Rausch-Verhältnis liegt in etwa bei 1000:1. Das Spektrum weist Frequenzkomponenten bis zu 6 THz und die für THz-Strahlung üblichen Absorptionslinien für Wasser (H_2O) auf [47].

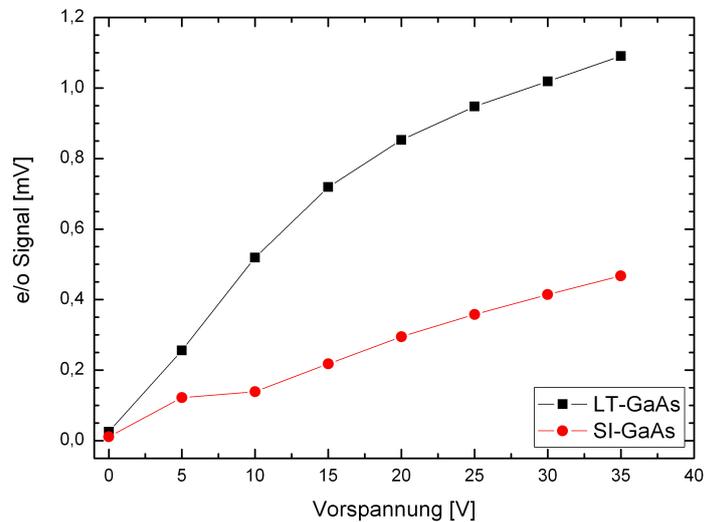


Abbildung 28: *Abhängigkeit des elektrooptischen Signals von der el. Vorspannung, gemessen an Antennen basierend auf LT-GaAs und SI-GaAs*

Eine weitere Messung zeigt die unterschiedliche Abhängigkeit des detektierten elektrooptischen Signals von der Vorspannung einer LT-GaAs und einer SI-GaAs Antenne mit gleicher Geometrie. Wie in Abbildung 28 deutlich zu erkennen ist, steigt die Signalstärke der Antennen basierend auf LT-GaAs schneller mit der angelegten Vorspannung als die der Antennen basierend auf SI-GaAs. Die Abhängigkeit ist wie erwartet (siehe Formel 32 für die Berechnung des el. Fernfeldes) für SI-GaAs linear. Für LT-GaAs hingegen ist ein sublineares Verhalten erkennbar.

4.2.1.2 Hochleistungs-Laserverstärkersystem

Da noch keine Erfahrungswerte mit dem Hochleistungs-Lasersystem existierten, wurden, nach dem erstmaligen Empfangen eines THz-Signals, die Pulsenergien des Pumpstrahls sowie des Abfrage-Strahls untersucht (siehe Abb. 29).

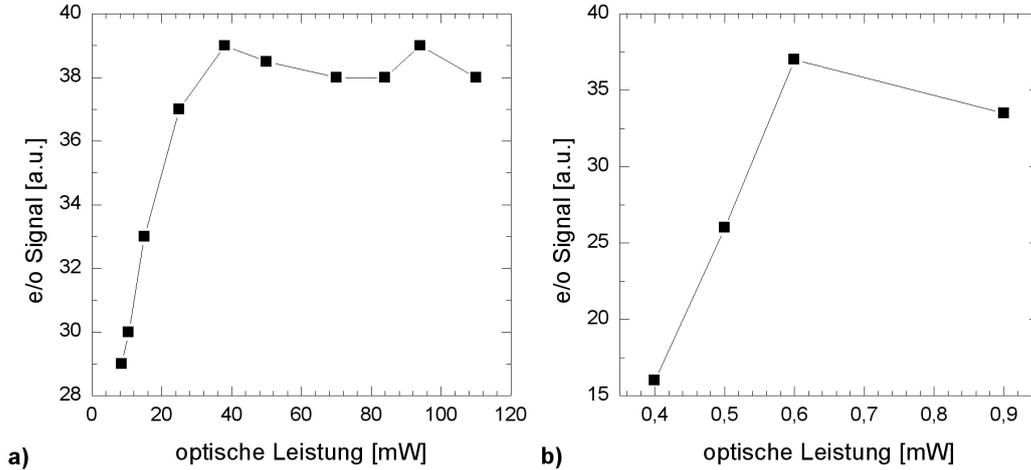


Abbildung 29: *Abhängigkeit der optischen Leistung von dem elektrooptischen Signal, a) Pumpstrahl b) Abfrage-Strahl*

Eine Messreihe, in der nur die Pulsenergie des Pumpstrahls variiert wurde, zeigt, dass ab einer mittleren optischen Leistung von 39 mW bzw. Pulsenergien von 39 μJ ein Sättigungseffekt auftritt. Dieser Effekt lässt sich mit der Abschirmung des angelegten el. Feldes durch die große Anzahl angeregter Photoladungsträger erklären [34]. Wird die Pulsenergie des Abfrage-Strahls erhöht, so steigt das elektrooptische Signal linear an und stagniert ab einer mittleren Leistung von 0,6 mW bzw. ab einer Pulsenergie von 0,6 μJ . Dieser Sättigungseffekt hängt von mehreren Faktoren ab. Erstens treten bei großen Photonendichten nichtlineare Effekte im elektrooptischen Kristall auf, wie die Erzeugung der “zweiten Harmonischen”, bei der zwei Photonen gleichzeitig absorbiert werden und ein Photon mit der doppelten Frequenz erzeugt wird. Zweitens können die zwei Photodioden, mit denen das Differenzsignal erzeugt wird, aufgrund der hohen Pulsenergien in Sättigung getrieben werden. Und drittens kann die exakte Trennung der linearen Polarisationen bei hohen Pulsenergien des Abfrage-Strahls von den Polarisatoren nicht mehr gewährleistet werden. Die mittlere Leistung des Pumpstrahls lag bei dieser Messung

konstant bei 28 mW bzw. bei 28 μJ . In Abbildung 30 ist eine lineare Abhängigkeit des elektrooptischen Signals von der elektrisch modulierten Vorspannung zu erkennen. Das Verhalten der großflächigen Antenne folgt somit der Gleichung (32) für die Berechnung des el. Fernfeldes.

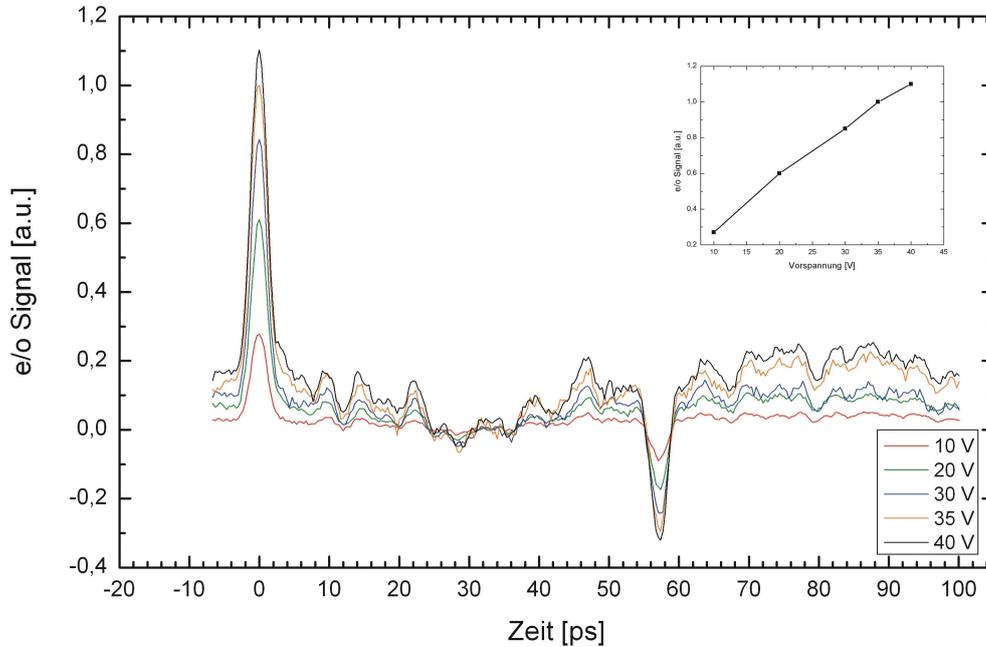


Abbildung 30: *Abhängigkeit des elektrooptischen Signals von der Vorspannung bei elektrischer Modulation*

Ein direkter Vergleich zwischen einer Antenne bestehend aus LT-GaAs und einer aus SI-GaAs (siehe Abb. 31) zeigt, dass die Signalspitze von LT-GaAs um einen Faktor 3,86 größer als die von SI-GaAs ist. LT-GaAs weist Frequenzkomponenten bis zu 4,5 THz auf, während die von SI-GaAs nur bis 4 THz reichen. Durch Optimieren des Profils und der Stabilität des Laserstrahls⁹⁴ sowie des Alignments⁹⁵ konnte das in Abbildung 32 gemessene Signal mit Frequenzkomponenten bis zu 7 THz gemessen werden.

⁹⁴Durch Feineinstellungen an den Spiegeln des Verstärkers, sowie an den Dispersionsprismenpaaren des Laserverstärkersystems konnte eine Verbesserung des GAUSS-Profiles und der Stabilität des Laserstrahls erzielt werden

⁹⁵Durch Feineinstellungen an den Spiegeln des Messaufbaus konnte die Überlagerung des Abfragestrahls mit dem THz-Strahl in dem elektrooptischen Kristall vergrößert werden

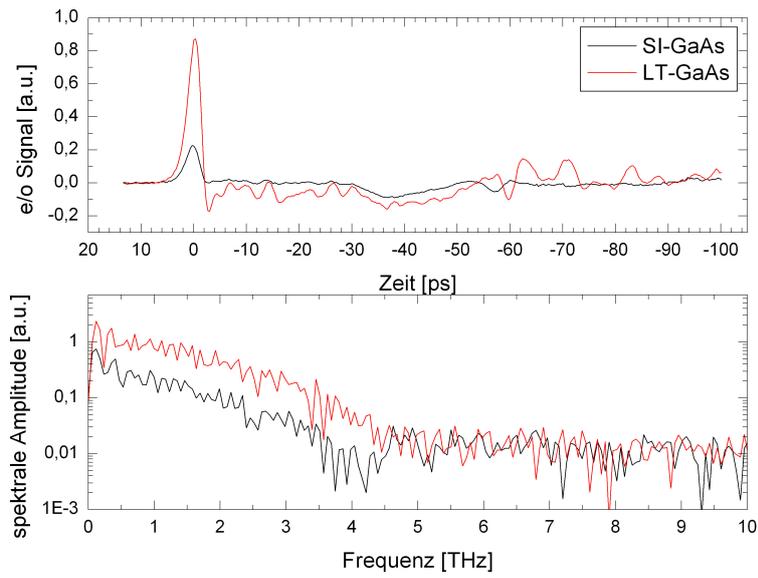


Abbildung 31: Vergleich des THz-Signals einer photoleitenden Antenne bestehend aus LT-GaAs und einer aus SI-GaAs, a) im Zeitbereich b) im Frequenzbereich.

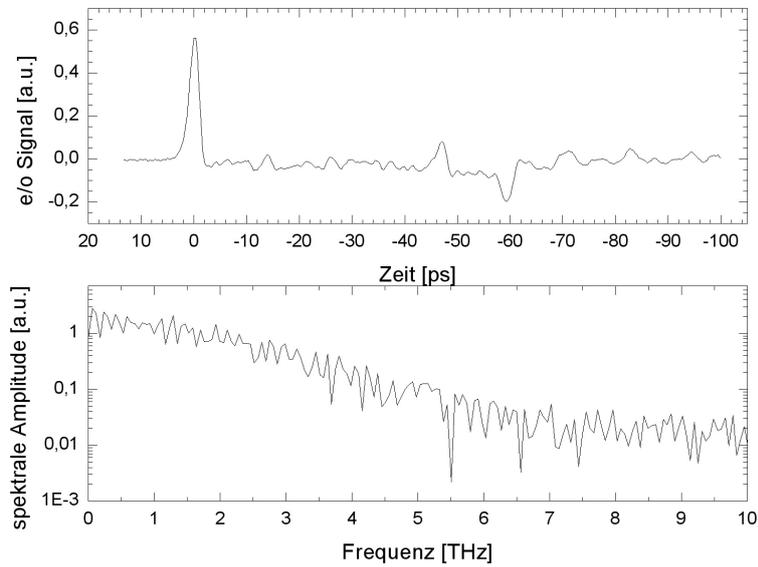


Abbildung 32: THz-Signal nach Optimierung des Laserstrahls, a) im Zeitbereich b) im Frequenzbereich

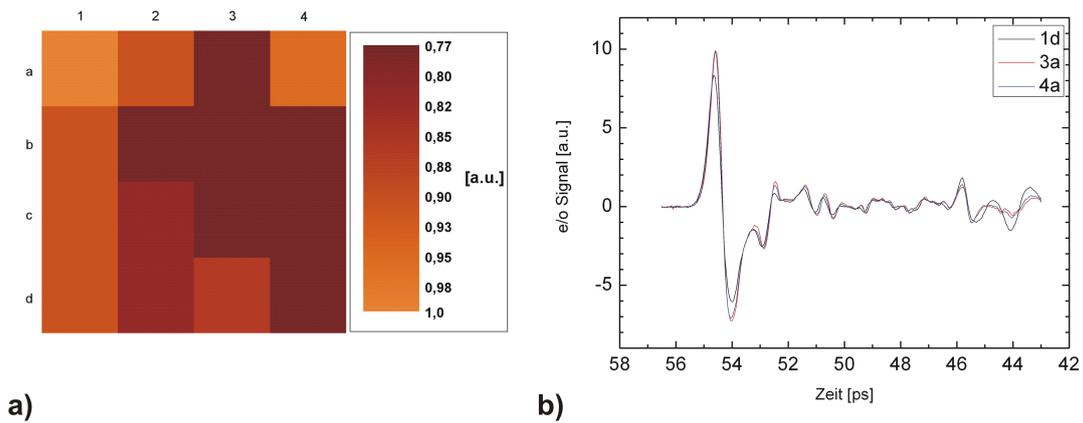


Abbildung 33: Messergebnisse des Titan:Saphir-Oscillator , a) Intensitätsüberblick über die 16 Felder der photoleitenden Antenne b) Überlagerung von vier Pulsen im Zeitbereich

4.2.2 Großflächige Antennen-Matrix

Nachdem gezeigt wurde, dass das Konzept der verschränkten Elektroden funktioniert, wurden die in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Antennen mit dem Tsunami Laser getestet. Wie in Abbildung 33 zu sehen ist, sind die Spitzenintensitäten der 16 Felder annähernd ident. Auch der Vergleich der einzelnen Pulsformen im Zeitbereich (siehe Abb. 33) bestätigt das homogene Verhalten der einzelnen Antennen.

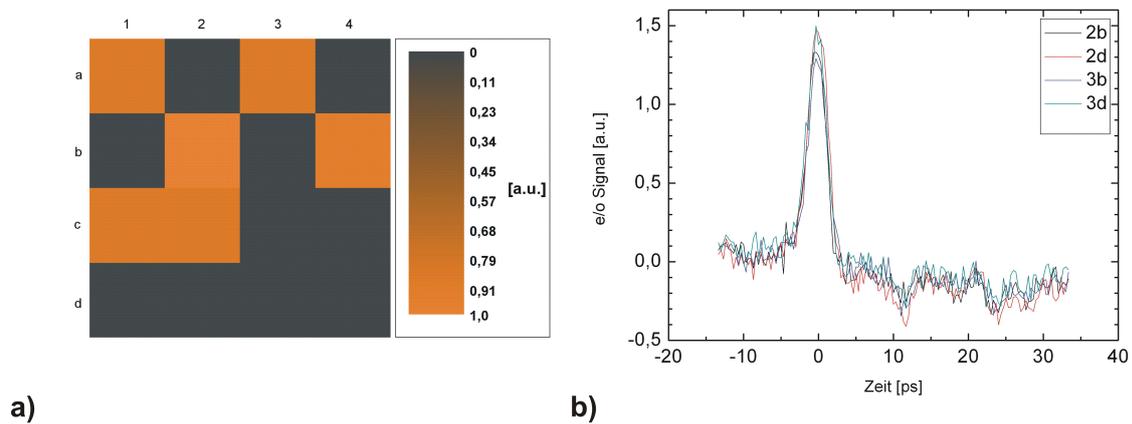


Abbildung 34: Messergebnisse des Laserverstärkersystems, a) Intensitätsüberblick über die 16 Felder der photoleitenden Antenne b) Überlagerung von vier Pulsen im Zeitbereich

Bei den Experimenten mit dem Hochleistungslasersystem traten Technologiefehler zum Vorschein. Ab el. Feldstärken von ≈ 3 kV/cm kam es zu Kurzschlüssen bei einzelnen Antennen. Zusätzlich hat sich die geringere Stabilität der Laserpulse und die kleinere aktive Fläche der einzelnen Antennen stark auf die Messergebnisse ausgewirkt (siehe Abb. 34). Trotz des niedrigen Signal-Rausch-Verhältnisses von 100:1 konnten Frequenzkomponenten bis zu 6 THz festgestellt werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Diplomarbeit wurden großflächige THz-Emitter mit den Verfahren der Mikrotechnologie hergestellt. Um die inhärenten Nachteile von großflächigen Antennen mit zwei Elektroden [15] zu überwinden, wurden die Elektroden in Form von ineinander greifenden Kammstrukturen [16] ausgeführt. Es wurde ein THz-Experiment mit elektrooptischer Detektion, an dem die THz-Emitter vermessen wurden, am Ausgang eines Hochleistungs-Laserverstärkersystem aufgebaut. Nach erfolgreichen Tests wurde ein THz-Emitter, bestehend aus 16 voneinander unabhängig ansteuerbaren photoleitenden Antennen, nach dem Prinzip diskreter Masken, die bei der Formung von Laserpulsen erprobt wurden [48], angefertigt, simuliert und vermessen.

Bei der Herstellung der großflächigen THz-Emitter haben sich die Verfahren der Mikrotechnologie sehr bewährt. Probleme gab es mit dem Dielektrikum, das die Elektroden von der Schattenmaske isolieren soll. Vor allem bei den THz-Emittlern, bestehend aus 16 Antennen, hat die Verwendung von nur einer Elektrode für die "virtuelle Masse" zu Kurzschlüssen mit der Schattenmaske geführt und in Folge zum Zusammenbruch einzelner Antennen. Eine mögliche Lösung könnte mit dem Verändern der Antennengeometrie bzw. mit dem Splitten der "virtuellen Masse" auf mehrere Elektroden erzielt werden.

Die elektrooptische Detektion war für die Experimente dieser Diplomarbeit hinreichend. Es hat sich herausgestellt, dass die Stabilität sowie die Pulsform der Hochleistungslaserpulse immense Auswirkungen auf das Signal-Rausch-Verhältnis des Signals haben. Die Vermessung der Abhängigkeit der Pulsenergien des Pumpstrahls von dem elektrooptischen Signal haben schon bei einem Zehntel der maximal möglichen Pulsenergien zu einem Sättigungsverhalten bei den THz-Emittlern geführt. Dies lässt darauf schließen, dass der Einsatz von großflächigen photoleitenden Antennen mit einer aktiven Fläche von bis zu 10 cm^2 oder mehr realisierbar ist. Der Wirkungsgrad, mit dem die Hochleistungslaserpulse des Verstärkersystems in den THz-Bereich konvertiert werden, könnte dann signifikant erhöht werden und so den Weg für nichtlineare THz-Spektroskopie eröffnen.

Wie in [16] vorhergesagt, ist die Verwendung von LT-GaAs gegenüber SI-GaAs für die verwendeten Elektrodenstrukturen, mit denen sehr hohe Feldstärken erreicht werden können, zu bevorzugen. Des weiteren konnten mit THz-Emittlern, bestehend aus LT-GaAs im Vergleich zu SI-GaAs größere THz-Felder bei gleicher Vorspannung erzeugt werden. Unter besten Bedingungen konnte mit einer LT-GaAs-Antenne, angeregt durch ultrakurze Laserpulse des Verstärkersystems, THz-Pulse mit Frequenzkomponenten bis

zu 7 THz gemessen werden.

Mit der Herstellung, der Vermessung und der Simulation eines großflächigen THz-Emitters, bestehend aus 16 voneinander unabhängig ansteuerbaren Antennen, wurde die Basis für weitere Forschungsarbeiten geschaffen. Mit einem derartigen Emitter eröffnet sich eine Unzahl neuer Möglichkeiten, die Eigenschaften der erzeugten THz-Pulse durch Modulieren der Phase und/oder der Amplitude der einzelnen photoleitenden Antennen zu beeinflussen. So kann die großflächige Antennen-Matrix, wie von Jingzhou Xu und X.-C. Zhang demonstriert wurde [49], in bildgebenden Verfahren unter zwei bestimmten Bedingungen sinnvoll eingesetzt werden: Erstens in einem bildgebenden Verfahren, bei dem kein zweidimensionales Detektor-Array vorhanden ist, bzw. wenn die Empfindlichkeit eines zweidimensionalen Detektor-Arrays viel geringer als die eines Einzel-Detektors ist; zweitens, wenn ein bildgebendes Verfahren multidimensionale Information, wie z.B. x , y und Spektroskopie, benötigt. Man könnte mit den Formeln aus der FOURIER-Optik aber auch die Strahlmaxima im Fernfeld räumlich festlegen, also den THz-Strahl fokussieren bzw. steuern oder eine THz-Pulsfolge erzeugen. Dies alles sind Eigenschaften, die bei THz-Imaging-Anwendungen von entscheidender Bedeutung sind.

Anhang (Reinraumprozesse)

A. Rezept

Die Vorgehensweise für die Herstellung der photoleitenden Antennen im Reinraum erfolgt für beide Antennenmodelle nach demselben Rezept:

1. Lithographie für die Entfernung der Randaufwölbung
2. Lithographie für die Elektroden
3. Metallisierung: Abscheiden einer Chromschicht
4. Lift-off
5. Abscheiden einer Isolierschicht aus Siliciumnitrid (SiN_x) mittels PECVD
6. Lithographie für die Schattenmaske
7. Metallisierung: Abscheiden einer Goldschicht
8. Lift-off
9. Lithographie für die Kontaktlöcher
10. Ätzen des Siliciumnitrid mittels RIE
11. Metallisierung: Abscheiden einer Goldschicht
12. Lift-off

B. Photolithographie

B.1. Positivprozess

Prozessparameter:

Aufspinnen des Photolacks AZ 5214	35 s / 4000 rpm
Aushärten auf der Heizplatte	1 min / 120 °C
Strukturbelichtung	19 s (bzw. 2 min für das Entfernen der Randaufwölbung)
Entwickeln mit MIF 726	44 s

B.2. Image Reversalprozess

Prozessparameter:

Aufspinnen des Photolacks AZ 5214	35 s / 4000 rpm
Aushärten auf der Heizplatte	1 min / 120 °C
Strukturbelichtung	8 s
Aushärten auf der Heizplatte	1 min / 120 °C
Strukturbelichtung	36 s
Entwickeln mit MIF 725	44 s

C. Metallisierung

C.1. Aufdampfparameter

	Material	Leistung	Dauer	Dicke
Elektroden	Cr	50 W	7×30''	∝200 nm

C.2. Sputterprozess

	Material	Leistung	Dauer	Dicke
Elektroden	Cr	50 W	15×30''	∝200 nm
	Au	50 W	1 ×30''	∝25 nm
Schattenmaske	Ti	25 W	1 ×30''	∝10 nm
	Au	50 W	4 ×30''	∝100 nm
Kontakte	Ti	25 W	1 ×30''	∝10 nm
	Au	50 W	4 ×30''	∝100 nm

D. PECVD

PECVD (Oxford Plasmalab 80, Chamber B) - Eingabeparameter für das Abscheiden von SiN_x-Schichten:

Druck	1 torr
Leistung	10 W
Temperatur	300 °C
Gasfluss	SiH ₄ : 700 sccm NH ₃ : 18 sccm
Aufdampfzeit (Schichtdicke)	16 min (200 nm) 35 min (400 nm) 54 min (600 nm)

E. RIE

RIE (Oxford Plasmalab 80, Chamber A) - Eingabeparameter für das Ätzen von SiN_x-Schichten:

Penning Pressure	5·10 ⁻⁵ torr
Gauge Pressure	50 mtorr
Leistung	50 W
Gasfluss	Ar: 10 sccm SF ₆ : 20 sccm
Ätzdauer (Schichtdicke)	6 min 30 s (200 nm) 8-9 min (400 nm) 15 min (600 nm)

Abkürzungsverzeichnis

<i>Abb.</i>	Abbildung
<i>a.u.</i>	arbitrary units
<i>bzw.</i>	beziehungsweise
<i>ca.</i>	circa
<i>CAD</i>	Computer Aided Design
<i>d.h.</i>	das heißt
<i>el.</i>	elektrisch
<i>eng.</i>	englisch
<i>i.a.</i>	im allgemeinen
<i>FIR</i>	Fern-Infrarot
<i>fs</i>	Femtosekunden
<i>GaAs</i>	Galliumarsenid
<i>GaP</i>	Galliumphosphid
<i>LT-GaAs</i>	low-temperature-grown GaAs
μm	Mikrosekunden
<i>NIR</i>	Nah-Infrarot
<i>ps</i>	Picosekunden
<i>rd</i>	radiation damaged
<i>SI-GaAs</i>	semi insulating GaAs
<i>SNR</i>	Signal-Rausch-Verhältnis
<i>sog.</i>	so genannte
<i>SOS</i>	Silicon on Sapphire
<i>THz</i>	Terahertz
<i>TO</i>	Transversal Optisch
<i>UV</i>	Ultra Violett
<i>z.B.</i>	zum Beispiel
<i>ZnTe</i>	Zinktellurid

Abbildungsverzeichnis

1	Banddiagramm eines vorgespannten Halbleiters	4
2	THz-Strahlung von kohärenten Plasmonen	6
3	Sphärische Polarkoordinaten	11
4	Schema einer optisch angeregten Antenne	12
5	Bolometer Brückenschaltung	15
6	GOLAY-Zelle	16
7	Nachweis von THz-Pulsen mit einer photoleitenden Antenne	17
8	Elektrooptische Detektion	20
9	Winkelabhängigkeit des THz- und des NIR-Feldes	21
10	Verteilung der Intensität	25
11	Phasenverteilung an der Antenne	26
12	Fernfeld bei vorgegebener Phase	26
13	Prinzip der verschränkten Elektroden	28
14	Photomaske der großflächigen Antenne	29
15	Photomasken der Antennen-Matrix	30
16	Überlagerung der vier Photomasken	30
17	Parallel Platten Reaktor	34
18	Wedge-Wedge-Bonden	35
19	Titan:Saphir-Laser	36
20	Hochleistungs-Laserverstärkersystem	37
21	Laser-Oszillator	38
22	Hochdispersiver dielektrischer Spiegel	39
23	Schematischer Aufbau eines 10 Pass Verstärkers	40
24	Brewster-Dispersionsprismenpaar	41
25	Skizze des Messaufbaus	44
26	Amplitudenverteilung der großflächigen Antenne	45
27	THz-Signal der großflächigen Antenne	46
28	Elektrooptische Signal in Abhängigkeit von der el. Vorspannung	47
29	Abhängigkeit der optischen Leistung von dem elektrooptischen Signal	48
30	Abhängigkeit des elektrooptischen Signals von der Vorspannung	49
31	LT-GaAs und SI-GaAs im direkten Vergleich	50
32	THz-Signal	50
33	Intensitätsverteilung der 16 Felder Titan:Saphir-Oszillator	51

34	Intensitätsverteilung der 16 Felder (Hochleistungslaser)	51
----	--	----

Literatur

- [1] D. H. Auston. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 26:101, 1975.
- [2] K. P. Cheung D. H. Auston and P. R. Smith. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Appl. Phys. Lett.*, 45:284–286, 1984.
- [3] Ch. Fattinger and D. Grischkowsky. Terahertz beams. *Appl. Phys. Lett.*, 54:490–492, 1989.
- [4] Madhuri Jarwala Alfred P. DeFonzo and Charles Lutz. Transient response of planar integrated optoelectronic antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 50:1155–1157, 1987.
- [5] J.-M. Halbout Y. Pastol, G. Arjavalingam and G.V. Kopcsay. Characterisation of an optoelectronically pulsed broadband microwave antenna. *Electron. Lett.*, 24:1318–1319, 1988.
- [6] D. H. Auston P. R. Smith and M. C. Nuss. Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas. *IEEE J. Quantum Electronics*, 24:255–260, 1988.
- [7] Ch. Fattinger Martin van Exter and D. Grischkowsky. High-brightness terahertz beams characterized with an ultrafast detector. *Appl. Phys. Lett.*, 55:337–339, 1989.
- [8] G. Arjavalingam Y. Pastol and J.-M. Halbout. Characterisation of an optoelectronically pulsed equiangular spiral antenna. *Electron. Lett.*, 26:133–135, 1990.
- [9] J. F. Federici A. F. J. Levi L. N. Pfeiffer D. R. Dykaar, B. I. Greene and R. F. Kopf. Log-periodic antennas for pulsed terahertz radiation. *Appl. Phys. Lett.*, 59:262–264, 1991.
- [10] J.-M. Halbout Y. Pastol, G. Arjavalingam and G. V. Kopcsay. Coherent broadband microwave spectroscopy using picosecond optoelectronic antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 54:307–309, 1989.
- [11] D. R. Dykaar A. F. J. Levi L. Pfeiffer B. I. Greene, John F. Federici. Picosecond pump and probe spectroscopy utilizing freely propagating terahertz radiation. *Opt. Lett.*, 16:48, 1991.
- [12] T. D. Hewitt Q. Wu and X.-C. Zhang. Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams. *Appl. Phys. Lett.*, 69:1026–1028, 1996.

- [13] X.-C Zhang J.T. Darrow and D.H. Auston. Saturation Properties of Large-Aperture Photoconducting Antennas. *IEEE J. Quantum Electronics*, 28:1607, 1992.
- [14] J.P. Roberts P.K. Benicewicz and A.J. Taylor. Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:2533, 1994.
- [15] Mark Thomson Tobias Hahn Noboru Hasegawa Torsten Löffler, Markus Krefß and Hartmut G Roskos. Comparative performance of terahertz emitters in amplifier-laser-based systems. *Semicond. Sci. Technol.*, 20:134–141, 2005.
- [16] T. Dekorsy A. Dreyhaupt, S. Winnerl and M. Helm. High-intensity terahertz radiation from a microstructured large-area photoconductor. *Appl. Phys. Lett.*, 86:121114, 2005.
- [17] E. R. Weber M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, F. W. Smith B-Y. Tsaur T. George, J. B. Kortright, and A. R. Calawa. Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 54:1881–1883, 1989.
- [18] Umesh K. Mishra Richard P. Mirin, James P. Ibbetson and Arthur C. Gossard. Low temperature limits to molecular beam epitaxy of GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 65:2335–2337, 1994.
- [19] Georg A. Reider. *Photonik*. SpringerWienNewYork, second edition, 2005.
- [20] B. I. Greene-P. N. Saeta S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink and A. F. J. Levi. Optical Rectification at Semiconductor Surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 68:102–105, 1992.
- [21] G. Strasser R. Kersting, J. N. Heyman and K. Unterrainer. Coherent plasmons in n-doped GaAs. *Phys. Rev. B*, 58:4553 – 4559, 1998.
- [22] T. Müller R. Bratschitsch J. Darmo, G. Strasser and K. Unterrainer. Surface-modified GaAs terahertz plasmon emitter. *App. Phys. Lett.*, 81:871–873, 2002.
- [23] J. J. Baumberg and D. A. Williams. Coherent phonon-plasmon modes in GaAs:Al_xGa_{1-x}As heterostructures. *Phys. Rev. B*, 53:R16140 – R16143, 1996.
- [24] D. E. Aspnes E. Yablonovitch, J. P. Heritage and 976 (1989) Y. Yafet 63. Virtual Photoconductivity. *Phys. Rev.Lett.*, 63:976–979, 1989.

- [25] X.-C. Zhang B. B. Hu and D. H. Auston. Terahertz Radiation Induced by Subband-Gap Femtosecond Optical Excitation of GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 67:2709–2712, 1991.
- [26] A. V. Kuznetsov and C. J. Stanton. Ultrafast optical generation of carriers in a dc electric field: Transient localization and photocurrent. *Phys. Rev. B*, 48:10828, 1993.
- [27] Prof. Dr. Edward L. Wolf. *Nanophysics and Nanotechnology*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
- [28] M. Faraday. *Experimental Researches in Electricity*. R. Taylor and W. Francis, 1844-1855.
- [29] X.-C. Zhang J. T. Darrow and D. H. Auston. Power scaling of large-aperture photoconducting antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 58:25–27, 1991.
- [30] M. J. E. Golay. Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector. *Rev. Sci. Instrum.*, 18:347–356, 1947.
- [31] J. Engholm Pedersen, C. B. Sørensen S. Rud Keiding, W. W. Rühle P. E. Lindelof, and X. Q. Zhou. 5-THz bandwidth from GaAs-on-silicon photoconductive receiver. *J. Appl. Phys.*, 74:7022, 1993.
- [32] A. Pashkin H. Nemeč, S. Schnüll P. Kuzel, M. Khazan, and I. Wilke. Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by THz emission spectroscopy. *J. Appl. Phys. Lett.*, 90:1303–1306, 2001.
- [33] D. Grischkowsky F.E. Doany and C.-C. Chi. Carrier lifetime versus ion-implantation dose in silicon sapphire. *Appl. Phys. Lett.*, 50:460, 1987.
- [34] R. H. Jacobson P. Uhd Jepsen and S. R. Keiding. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13:2424, 1996.
- [35] J. Shah M. C. Nuss A. Leitensdorfer, S. Hunsche and W. H. Knox. Femtosecond charge transport in polar semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 82:5140, 1999.
- [36] M. Schall V. Schyja Winnewisser C., UHJepsen and H. Helm. Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃, and ZnTe. *J. Appl. Phys. Lett.*, 70:3069–3071, 1997.

- [37] H. Helm M. Schall and S. R. Keiding. Far Infrared Properties of Electro-Optic Crystals Measured by THz Time-Domain Spectroscopy. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 20:595–604, 1999.
- [38] M. Litz Q. Wu and X.-C. Zhang. Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors. *Appl. Phys. Lett.*, 68:2924–2926, 1996.
- [39] Q. Wu and X.-C. Zhang. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor. *Appl. Phys. Lett.*, 70:1784–1786, 1997.
- [40] Han-Kwang Nienhuys Paul C. M. Planken and Tom Wenckebach Huib J. Bakker. Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18:313, 2001.
- [41] Joseph W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, 1968.
- [42] Jürgen Bruns. Wedge-wedge-bonden. <http://de.wikipedia.org/wiki/Bild:WEDGE-WEDGE.jpg>, 2000.
- [43] Kevin O’Keeffe. *Control of atomic photoionization with the carrier envelope phase of few-cycle laser pulses*. PhD thesis, Technische Universität Wien, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Photonik, 2005.
- [44] M. Lenzner G. Tempea Ch. Spielmann S. Sartania, Z. Cheng and K. Ferencz F. Krausz. Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate. *Opt. Lett.*, 22:1562–1564, 1997.
- [45] Ch. Spielmann A. Stingl, M. Lenzner and R. Szipöcs F. Krausz. Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 20:602–604, 1995.
- [46] F. Krausz Ch. Spielmann M. Hentschel, Z. Cheng. Generation of 0.1-TW optical pulses with a single-stage Ti:sapphire amplifier at a 1-kHz repetition rate. *Appl. Phys. B*, 70:161–164, 2000.
- [47] A. Saint D. Matten X. Xin, H. Altan and R. R. Alfano. Terahertz absorption spectrum of para and ortho water vapors at different humidities at room temperature. *J. Appl. Phys.*, 100:094905, 2006.
- [48] A. M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Rev Sci. Instrum.*, 71:1929–1960, 2000.

- [49] Jingzhou Xu and X.C. Zhang. Terahertz wave reciprocal imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 88:151107, 2005.

Danksagung

Ich möchte mich hiermit bei den zahlreichen Beteiligten des Instituts für Photonik, die am Entstehungsprozess dieser Arbeit beteiligt waren, herzlichst bedanken. Der Dank bezieht sich dabei nicht ausschließlich auf die fachliche Zusammenarbeit, sondern ist vielmehr auch als Dank für die immer angenehme und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre zu verstehen.

Herrn Prof. Dr. Karl Unterrainer danke ich für die Vergabe dieser Diplomarbeit und die Bereitstellung der dafür benötigten Mittel.

Ein großes Dankeschön gebührt meinem Betreuer Dr. Juraj Darmo für die schnelle Korrektur und vor allem die endlose Geduld, die er mir entgegengebracht hat. Als Ansprechpartner für alle Probleme war er stets präsent und ohne seine innovativen Ideen wäre diese Arbeit in der vorliegenden Form sicherlich nicht entstanden.

Bei Dr. Markus Kitzler möchte ich mich außerordentlich für die Bereitstellung und für sein unerbittliches Engagement für die oft langwierige Wartung des Hochleistungs-Laserverstärkersystems bedanken.

Da mit dieser Arbeit meine Studienzeit endet, möchte ich die Gelegenheit nutzen, auch weiteren Menschen Dank zu sagen, die zwar nicht direkt an dieser Arbeit mitgewirkt haben, mich bis hierher jedoch begleitet haben.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir über all die Jahre mit großzügiger moralischer und finanzieller Unterstützung zur Seite gestanden haben. Ohne sie wäre es unmöglich gewesen, *so ein* Studentenleben zu führen. Danke nochmals für die wahrscheinlich schönsten Jahre meines Lebens!

Ein herzliches Dankeschön geht natürlich auch an meine Freundin Bärbl, die mir eine große Hilfe bei der Interpunktion war, für den Feinschliff der einen oder anderen Formulierungen verantwortlich zeichnet und bei allen experimentellen Rückschläge mit mir mitleiden musste.

Als letztes möchte ich allen österreichischen Steuerzahlern dafür danken, dass sie mir durch ihre Abgaben bis zur Einführung der Studiengebühren im Herbst 2001 eine unentgeltliche Ausbildung gewährten. Ich werde ihnen diese Investition in meinem späteren Leben durch meinen höheren Verdienst und die damit verbundenen höheren Abgaben wieder zurückerstatten.