

Terahertz-Strahlung auf der Basis beschleunigter Ladungsträger in GaAs

André Dreyhaupt

Juni 2008

Wissenschaftlich-Technische Berichte
FZD-498 2008 · ISSN 1437-322X

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE



Forschungszentrum
Dresden Rossendorf

Wissenschaftlich-Technische Berichte
FZD-498
Juni 2008

André Dreyhaupt

**Terahertz-Strahlung auf der Basis
beschleunigter Ladungsträger in GaAs**

Bibliothek D 120



100163609



**Forschungszentrum
Dresden** Rossendorf

Terahertz-Strahlung auf der Basis beschleunigter Ladungsträger in GaAs

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt von André Dreyhaupt

eingereicht an der Fakultät
Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

wissenschaftlicher Betreuer: Prof. M. Helm

eingereicht am:

Zum Text:

Beim Schreiben des deutschen Textes dieser Arbeit war es manchmal schwierig, deutsche Begriffe für englische Ausdrücke zu finden. Da aber die englischen Begriffe oft auch im deutschen Sprachraum verwendet werden, erscheinen im folgenden Text die englischen Begriffe immer dann *kursiv*, wenn die deutschen Übersetzungen neben dem Schutz des Deutschtums auch Verwirrung stifteten.

Ausserdem wird weitgehend auf die Wiedergabe länglicher Rechnungen verzichtet, wenn deren Inhalt nicht Teil unserer eigenen Entwicklungen sind. Literaturangaben verweisen in diesen Fällen auf entsprechende Quellen.

Abstract

Electromagnetic radiation in the frequency range between about 100 GHz and 5 THz can be used for spectroscopy and microscopy, but it is also promising for security screening and even wireless communication. In the present thesis a planar photoconducting large-area THz radiation source is presented. The device exhibits outstanding properties, in particular high THz field strength and generation efficiency and large spectral bandwidth with short THz pulse length.

The THz emission is based on acceleration and deceleration of photoexcited carriers in semiconductor substrates. A metallic interdigitated structure at the surface of semi-insulating GaAs provides the electrodes of an AUSTON switch. In a bi-ased structure photoexcited charge carriers are accelerated. Hence electromagnetic waves are emitted. An appropriately structured second metallization, electrically isolated from the electrodes, prevents destructive interference of the emitted waves. The structure investigated here combines several advantages of different conventional photoconducting THz sources. First, it provides high electric acceleration fields at moderate voltages owing to the small electrode separation. Second, the large active area in the mm² range allows excitation by large optical powers of some mW. Optical excitation with near-infrared femtosecond lasers is possible with repetition rates in the GHz range.

The presented results point out the excellent characteristics regarding the emitted THz field strength, average power, spectral properties, and easy handling of the interdigitated structure in comparison to various conventional emitter structures. Various modifications of the semiconductor substrate and the optimum excitation conditions were investigated.

In the second part of this thesis the dynamic conductivity of GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices in an applied static electric field was investigated with time-resolved THz spectroscopy. The original goal was to explore whether the predicted effect of gain of electromagnetic radiation at THz frequencies is present in such structures. Superlattice samples were grown according to the experimental requirements, which include high specific resistance and sufficient THz transparency. The characterization of the superlattices by FOURIER transform infrared spectroscopy and photoluminescence spectroscopy confirms the pronounced miniband properties of the bandstructure. Furthermore indications of BLOCH oscillations were found by transport measurements. However, we could not measure a change of the dynamic conductivity when the electric field was toggled. Specific reasons for this and related experiments of other groups are discussed.

Kurzfassung

Elektromagnetische Strahlung im Frequenzbereich zwischen etwa 100 GHz und 5 THz wird für verschiedene Anwendungen wie Spektroskopie und Mikroskopie genutzt, kann aber auch für Sicherheitstechnik oder sogar Datenübertragung interessant sein. In der hier vorgestellten Forschungsarbeit wird eine großflächige fotoleitende THz-Strahlungsquelle beschrieben, die sich durch eine große THz-Feldstärke und große spektrale Bandbreite auszeichnet.

Die THz-Emission basiert auf der Beschleunigung und Verzögerung fotogenerierter Ladungen in Halbleitersubstraten. Eine metallische Interdigitalstruktur auf der Oberfläche von semi-isolierendem GaAs bildet die Elektroden eines Fotoschalters. Ist an diese Struktur eine Spannung angeschlossen, werden optisch generierte Ladungsträger beschleunigt und strahlen elektromagnetische Wellen ab. Eine geeignet strukturierte und isolierte zweite Metallisierung verhindert destruktive Interferenzen der abgestrahlten Wellen. Die vorgeschlagene Struktur vereinigt dabei die Vorteile verschiedener herkömmlicher fotoleitender THz-Quellen. Einerseits ermöglicht der kleine Elektrodenabstand große elektrische Felder zur Beschleunigung fotogenerierter Ladungen schon bei moderaten Spannungen. Andererseits kann die große aktive Fläche von einigen mm^2 mit großen optischen Leistungen im Bereich einiger mW angeregt werden. Die optische Anregung mit Nahinfrarot-Femtosekunden-Lasern kann mit Wiederholraten bis in den GHz-Bereich geschehen.

Bedingt durch die Eigenschaften der Anregungspulse entstehen kurze spektral breite THz-Pulse. Die vorliegenden Ergebnisse verdeutlichen die hervorragenden Eigenschaften der Interdigitalstruktur im Vergleich zu verschiedenen herkömmlichen Geometrien bezüglich der Feldstärke der abgestrahlten Wellen, der mittleren Leistung und der spektralen Eigenschaften. Dabei ist die Struktur sehr einfach zu handhaben. Es wurden verschiedene Modifikationen des Substrates und die optimalen Bedingungen der optischen Anregung untersucht.

Der zweite Teil dieser Arbeit behandelt die Erforschung der dynamische Leitfähigkeit von GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Übergittern in Abhängigkeit von einem elektrischen Feld mit Hilfe der zeitaufgelösten THz-Spektroskopie. Es sollte geklärt werden, ob der vorhergesagte Effekt der Verstärkung elektro-magnetischer Strahlung in solchen Strukturen möglich ist. Dazu wurden Übergitterproben gemäß den experimentellen Anforderungen hergestellt. Zu den Vorgaben gehört ein hoher spezifischer Widerstand und ausreichende Transparenz im THz-Bereich. Die Charakterisierung der Übergitter mit Fotolumineszenz- und FOURIER-Transformations-IR-Spektroskopie bestätigte die ausgeprägten Minibandeigenschaften der Bandstruktur. Hinweise auf BLOCH-Oszillationen wurden durch Ladungstransportmessungen gefunden. Dennoch war eine Änderung der dynamischen Leitfähigkeit beim Schalten des elektrischen Feldes nicht messbar. Gründe dafür und ähnliche Experimente anderer Gruppen werden diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

1. Eine kurze Einleitung	7
2. Hintergrund fotoleitender THz-Emission	13
2.1. Ursprung fotoleitender THz-Emission	13
2.1.1. Ladungsträgerdynamik	13
2.1.2. Theoretische Beschreibung	19
2.2. Konzepte fotoleitender THz-Quellen	20
2.2.1. Ladungsbeschleunigung im Oberflächenfeld	20
2.2.2. Ladungsbeschleunigung in externen Feldern	22
2.2.3. Metallische Interdigitalstrukturen	24
2.3. Abschirmung des elektrischen Feldes	26
2.3.1. Abschirmung durch räumlich verteilte Ladungen	26
2.3.2. Abschirmung durch das Strahlungsfeld	28
3. Experimentelle Untersuchung von THz-Quellen	31
3.1. Interdigitalstrukturen als THz-Quellen	31
3.1.1. Eigenschaften des Aufbaus	31
3.1.2. Einfluss der Beschleunigungsfeldstärke	36
3.1.3. Einfluss der Anregungsdichte	44
3.1.4. Temperaturabhängigkeit der THz-Emission	48
3.1.5. Einfluss der Größe der optischen Anregung	51
3.1.6. Strahlprofil & Strahlungsleistung	54
3.1.7. Modifikationen des Substrates	57
3.2. Vergleich verschiedener Konzepte	62
3.2.1. Ladungsbeschleunigung im Oberflächenfeld und Optisches Gleichrichten	62
3.2.2. Large-aperture-Strukturen	67
3.2.3. Dipolantennen	69
3.2.4. Gegenüberstellung	71
3.2.5. Quellen des Rauschens	73
3.3. Diskussion	75

4. Blochoszillationen	78
4.1. Hintergrund	78
4.2. Zur Existenz von Verstärkung	85
4.3. Vorbereitung und Ziel unserer Untersuchungen	89
4.4. Bewertung und Einordnung der eigenen Experimente	100
A. Strahlungsfelder beschleunigter Ladungen	104
B. Prozesstechnologie	106
C. Antwortfunktion des elektro-optischen Kristalls	110
D. Bandstruktur von Übergittern	114
D.1. Modell stark gebundener Elektronen	115
D.2. Kronig-Penney-Modell	117

1. Eine kurze Einleitung

One does not discover new continents without consenting to lose sight of the shore for a very long time.

(André Gide – French author)

Man entdeckt keine neuen Kontinente, ohne damit einverstanden zu sein, die Küste für eine sehr lange Zeit aus dem Auge zu verlieren. — Und wie schon Christoph Kolumbus, findet man sich manchmal unvermittelt an einer völlig anderen Küste wieder.

Wie es zu dieser Arbeit kam

Die eigentliche Intention der vorliegenden Arbeit war die spektroskopische Untersuchung elektronischer Eigenschaften von Halbleiterübergittern mit Hilfe von Terahertz-Spektroskopie. Nach der Präparation der Proben und dem Aufbau des Spektrometers stellte sich bald heraus, dass die Intensität der Strahlungsquelle wesentlich erhöht werden muss, um die erwarteten Eigenschaften nachzuweisen. Deswegen konzentrierten wir uns zunächst auf die Weiterentwicklung verschiedener Konzepte zur Erzeugung von Terahertzstrahlung. Die Erzeugung von Strahlung entwickelte sich zum Schwerpunkt meiner Arbeit und wird in den Kapiteln 2 und 3 behandelt. Die Spektroskopieexperimente an Halbleiterübergittern waren letztendlich nicht erfolgreich. Diesem Gebiet ist Kapitel 4 gewidmet.

Terahertz-Quellen auf Halbleiterbasis

Elektromagnetische Strahlung im Frequenzbereich zwischen etwa 100 GHz und 10 THz wird allgemein als Terahertz-(THz)-Strahlung bezeichnet. Die Forschung zur Erzeugung und Detektion dieser Strahlung gewann seit 1990 stark an Bedeutung. Dieser Frequenzbereich ist für Forschung und Anwendung interessant, da dort viele Materialien charakteristische Eigenschaften zeigen. So kann mit THz-Strahlung z.B. die konkrete Konfiguration von großen organischen Molekülen untersucht werden. Bisherige RÖNTGEN- und Infrarotspektroskopie kann nur Aussagen zur atomaren Zusammensetzung bzw. interatomaren Bindungen machen. THz-Anwendungen reichen von so genannten Neuen Materialien [1] über Spektroskopie [2] bis zu bildgebenden Verfahren [3]. Mögliche THz-Quellen sind Vakuum-elektronische Geräte wie Klystrons, Rückwärtswellenoszillatoren und Freie-Elektronen-Laser. Zu elektronischen Quellen zählen GUNN-Dioden und Quantenkaskadenlaser. Optische Geräte wie heiße Schwarzkörperstrahler und Bleisalz-Laser erzeugen ebenfalls Strahlung im THz-Bereich. Im Folgenden soll es hauptsächlich um gepulste kohärente THz-Quellen gehen, die durch einen Kurzpulslaser im sichtbaren oder nahinfraroten Wellenlängenbereich angeregt werden.

In den 1970'er Jahren entwickelten Auston und Lee [4,5] das Konzept des fotoleitenden Schaltens. Dabei wird eine metallische Leiterbahn auf einem intrinsisch nicht leitenden Halbleitersubstrat durch einen Spalt unterbrochen. Dieses Teilstück wird durch fotogenerierte Ladungsträger leitend. Stehen die Teile der Leiterbahn unter einer elektrischen Spannung, so fließt dort ein Strom, dessen zeitliche Entwicklung wesentlich von der Länge des anregenden Laserpulses und der Lebensdauer der Ladungsträger abhängt. Durch die intrinsische Ladungsträgerbeschleunigung oder durch den resultierenden Strom in den Zuleitungen kann eine THz-Welle in den freien Raum oder einen Wellenleiter abgestrahlt werden.

Basierend auf diesem Konzept wurden verschiedene Quellen und Detektoren für elektromagnetische Pulse realisiert. Bereits 1984 zeigten D. H. Auston und Mitarbeiter [6] die Übertragung kurzer elektromagnetischer Pulse im freien Raum durch Emission und Detektion mit Fotoleitern auf strahlengeschädigtem Silizium auf Saphir (engl.: Radiation Damaged Silicon On Sapphire – RD-SOS). Als Quelle zur optischen Anregung wurde ein passiv modengekoppelter Ring-Farbstofflaser verwendet. 1988 wurden mit ähnlicher Technik erstmals Frequenzen von über einem THz erzeugt [7]. Durch die Entwicklung stabiler und intensiver Kurzpulslaser mit Pulslängen unter 100 fs [8], basierend auf titandotiertem Saphir, und durch die Verwendung von GaAs, welches mit Molekularstrahlepitaxie (MBE) bei verhält-

nismäßig tiefen Temperaturen abgeschieden wurde [9], konnte eine neue Qualität fotoleitender THz-Quellen in Intensität und Bandbreite erreicht werden.

Neben fotoleitender THz-Erzeugung kann auch in nichtlinear-optischen Kristallen THz-Strahlung durch kurze Laserpulse entstehen. Dabei werden durch einen nichtlinearen Prozess zweiter Ordnung die Differenzfrequenzen zwischen allen einfallenden Wellen erzeugt [10]. Bei Anregung mit einer Laserwellenlänge von z.B. 800 ± 50 nm können theoretisch Wellen mit Frequenzen von bis zu 50 THz entstehen. Weil das elektrische Feld der THz-Welle im Vergleich zum Feld der optischen Frequenzen als quasi-statisch betrachtet werden kann, wird Differenzfrequenzmischen auch als optisches Gleichrichten bezeichnet. Die erreichbare Bandbreite dieser THz-Wellen ist nur durch die Länge des optischen Pulses begrenzt und weder von der Geometrie von Antennenstrukturen noch von Beschleunigungsspannungen abhängig. Umgekehrt kann der elektro-optische Effekt (POCKELS-Effekt) auch zur kohärenten Detektion von THz-Strahlung verwendet werden [11].

Das folgende Kapitel 2 stellt die Prozesse vor, die zur THz-Emission führen. Optische Generation und Relaxation von Ladungsträgern und die resultierende Abstrahlung elektromagnetischer Wellen werden diskutiert. Als zentraler Teil der vorliegenden Arbeit wird unsere Weiterentwicklung fotoleitender THz-Quellen behandelt, die zu einer enormen Steigerung der abgestrahlten Leistung führen kann. Im Kapitel 3 werden unsere Experimente zur Untersuchung und Charakterisierung von THz-Quellen in Abhängigkeit verschiedener Parameter beschrieben. Am Ende des Kapitels werden die Qualitäten verschiedener THz-Quellen miteinander verglichen und die Vorteile unserer Entwicklung herausgestellt. Ausführliche Abhandlungen über verschiedene Konzepte impulsiver THz-Generation und Detektion und deren historische Entwicklung sind bereits publiziert worden [12, 13].

Bloch-Oszillationen

Das letzte Kapitel dieser Arbeit behandelt elektronische Eigenschaften von Halbleiterübergittern in elektrischen Feldern. Basierend auf den Ergebnissen unter anderem von Bloch, Zener, Esaki und Tsu [14–16] gewann dieses Gebiet in den letzten 15 Jahren an Beachtung [2, 17–20]. In einem Halbleiter im Feld erfahren ungebundene Ladungsträger fortwährend eine Beschleunigung und eine Änderung des Kristallimpuls. Erreichen die Ladungen innerhalb der mittleren Streuzeit den Rand der BRILLOUIN-Zone, treten sie in die Nachbarzone über bzw. werden BRAGG-reflektiert. Dabei ändern Kristallimpuls, Geschwindigkeit und Beschleunigung ihre Vorzeichen. Die Ladungsträger nähern sich wieder dem Zentrum der BRILLOUIN-Zone. Werden die Ladungsträger nicht durch Streuprozesse gestört, ändern sie beim

Durchlaufen der BRILLOUIN-Zone ihre Zustände periodisch. Um solche BLOCH-Oszillationen zu ermöglichen, muss die mittlere Streuzeit groß gegen die Periodendauer der Oszillation sein. In Volumenhalbleitern sind die notwendigen Bedingungen bis auf wenige Spezialfälle sehr schwer zu erreichen.

In Halbleiterübergittern ist die Gitterperiode in einer Raumrichtung künstlich vergrößert. Die zugehörige BRILLOUIN-Zone im k -Raum ist also klein. Gleichzeitig ist die Breite der Energiebänder reduziert. Deswegen können Ladungen schon bei moderaten Feldstärken die BRILLOUIN-Zone schnell und in Zeiten kürzer als die mittlere Streuzeit durchlaufen. Tiefe Temperaturen verringern die Streuwahrscheinlichkeit und begünstigen somit BLOCH-Oszillationen.

Oszillierende Elektronen treten als beschleunigte Ladungen mit elektromagnetischen Wellen in Wechselwirkung. Mit BLOCH-oszillierenden Ladungen ist möglicherweise eine rein elektrisch getriebene Fern-Infrarot-Strahlungsquelle realisierbar, deren Frequenzspektrum noch dazu einfach verstimmt werden kann. Theoretisch könnten Halbleiterübergitter im Feld auch ein geeignetes Verstärkermedium für einen Fern-Infrarot-Laser sein [21–23]. Mit unseren Experimenten wollten wir die Wechselwirkung zwischen BLOCH-oszillierenden Ladungen und elektromagnetischer Strahlung untersuchen. Experimente mit ähnlicher Absicht sind inzwischen publiziert worden [20].

Eine ausführlichere Beschreibung des physikalischen Hintergrundes von BLOCH-Oszillationen, der Vorbereitung unserer Experimente und der erwarteten Ergebnisse erfolgt im Kapitel 4.

Publikationen

Teile dieser Arbeit wurden in wissenschaftlichen Zeitschriften und durch Konferenzbeiträge publiziert.

Begutachtete Beiträge in Zeitschriften

- S. WINNERL, F. PETER, S. NITSCHKE, A. DREYHAUPT, B. ZIMMERMANN, M. WAGNER, H. SCHNEIDER, M. HELM und K. KÖHLER. *Generation and detection of THz radiation with scalable antennas based on GaAs substrates with different carrier lifetimes*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics – zur Veröffentlichung akzeptiert (2007).
- F. PETER, S. WINNERL, S. NITSCHKE, A. DREYHAUPT, H. SCHNEIDER und M. HELM. *Coherent terahertz detection with a large-area photoconductive antenna*. Applied Physics Letters **91**, 081109 (2007).
- A. BARTELS, A. THOMA, C. JANKE, T. DEKORSY, A. DREYHAUPT, S. WINNERL und M. HELM. *High-resolution THz spectrometer with kHz scan rates*. Optics Express **14**, 430–437 (2006).
- A. DREYHAUPT, S. WINNERL, M. HELM und T. DEKORSY. *Optimum excitation conditions for the generation of high-electric-field THz radiation from an oscillator-driven photoconductive device*. Optics Letters **31**, 1546–1548 (2006).
- A. DREYHAUPT, S. WINNERL, T. DEKORSY und M. HELM. *High-intensity terahertz radiation from a microstructured large-area photoconductor*. Applied Physics Letters **86**, 121114 (2005).

Konferenzbeiträge

- S. WINNERL, F. PETER, S. NITSCHKE, A. DREYHAUPT, O. DRACHENKO, H. SCHNEIDER, M. HELM und K. KÖHLER. *Coherent detection of terahertz radiation with scalable antennas*. The Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics, 02.-09.09.2007, Cardiff, UK, IEEE Conference Digest, 740–741, ISBN 1-4244-1439-3 (2007).
- S. WINNERL, F. PETER, S. NITSCHKE, A. DREYHAUPT, O. DRACHENKO, H. SCHNEIDER und M. HELM. *Easy-to-use scalable antennas for coherent detection of THz radiation*. 13th International Conference on Narrow Gap Semi-

conductors, 08.-12.07.2007, Guildford, UK, Springer Proceedings in Physics – zur Veröffentlichung akzeptiert (2007).

- A. BARTELS, A. THOMA, C. JANKE, T. DEKORSY, A. DREYHAUPT, S. WINNERL und M. HELM. *High-Resolution THz Spectrometer with kHz scan rates*. Conference on Lasers and Opto-Electronics, 21.-26.05.2006, Long Beach, USA, CLEO/QELS & PhAST Technical Digest CD-ROM (2006).
- A. DREYHAUPT, S. WINNERL, T. DEKORSY und M. HELM. *Intense terahertz radiation from a large-area photoconductive device*. MRS Spring Meeting, Materials Research Society, 17.-21.04.2006, San Francisco, USA.
- S. WINNERL, A. DREYHAUPT, F. PETER, D. STEHR, M. HELM und T. DEKORSY. *High-Intensity THz Radiation from a Large-Aperture Photoconductive Emitter*. 14th International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors (HCIS-14), 24.-29.07.2005, Chicago, USA, Springer Proceedings in Physics **110**, 73–76 (2006).
- S. WINNERL, M. KRENZ, A. DREYHAUPT, D. STEHR, T. DEKORSY und M. HELM. *High-Intensity THz Radiation Pulses from a Scalable Large-Aperture Emitter*. Conference on Lasers and Opto-Electronics, 22.-27.05.2005, Baltimore, USA, CLEO/QELS & PhAST Technical Digest CD-ROM (2005).
- A. DREYHAUPT, S. WINNERL, T. DEKORSY und M. HELM. *Large-area high-power THz emitter based on interdigitated electrodes*. The Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 12th International Conference on Terahertz Electronics, 27.9.-1.10.2004, Karlsruhe, Germany, IEEE Conference Digest, 83–84, ISBN 0-7803-8490-3 (2004).

2. Hintergrund fotoleitender THz-Emission

Im folgenden Kapitel wird auf die Hintergründe fotoleitender Erzeugung von THz-Strahlung eingegangen. Die Strahlung entsteht dabei durch Beschleunigung und Verzögerung von optisch generierten Ladungen in Halbleitern. Die hier relevanten Prozesse werden im Abschnitt 2.1 diskutiert. Einige theoretische Beschreibungen aus der Literatur werden aufgezeigt. Abschnitt 2.2 stellt verschiedene Konzepte fotoleitender THz-Quellen vor.

2.1. Ursprung fotoleitender THz-Emission

2.1.1. Ladungsträgerdynamik

Der grundlegende Mechanismus ist allen Konzepten zur fotoleitenden Erzeugung von THz-Strahlung gemein: In einem Halbleiter werden optisch generierte Ladungen beschleunigt und verzögert. Die Beschleunigung wird durch ein elektrisches Feld, die Verzögerung durch Streuung und damit Impulsrelaxation sowie Ladungsträgereinfang erreicht. Die Änderung der Geschwindigkeit der Ladungen führt den MAXWELLSchen Gleichungen folgend zur Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle. Für das Fernfeld gilt: Das abgestrahlte elektrische Feld \vec{E} im Abstand r ist proportional zu Ladung q und Beschleunigung $\dot{\vec{v}}$ oder $\vec{E} \propto q\dot{\vec{v}}/r$.

Zu den Details. Zur optischen Ladungsträgergeneration in Halbleitern werden Kurzpulslaser z.B. [8] verwendet, deren Photonenenergie größer als die Bandlücke ist. Diese Systeme bieten kurze Laserpulse mit einem typischerweise GAUSSförmigem räumlichen Profil und GAUSSförmiger spektraler Zusammensetzung und zeitlicher Entwicklung. Die Länge reicht von wenigen hundert bis zu 10 fs Halbwertsbreite (engl.: Full Width at Half Maximum – FWHM). Die kurzen Pulse sind an eine spektrale Breite des emittierten Lichtes von etwa 20 bis 230 meV bzw. 10 bis 120 nm gekoppelt. Die bei der optischen Generation entstandenen Elektronen im Leitungsband und Löcher in den Valenzbändern, dargestellt in Abbildung 2.1, erhalten je nach Photonenenergie einen Energieüberschuss. Die Energieverteilung der

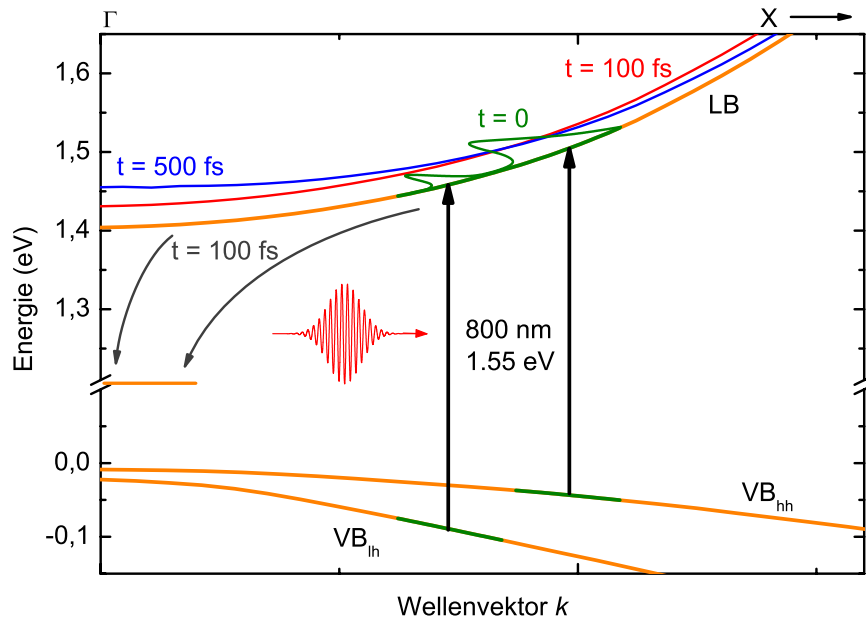


Abbildung 2.1.: Dispersion der Valenzbänder VB_{hh} und VB_{lh} und des Leitungsbandes LB von GaAs in der Nähe des Zonenzentrums [24]. Die optische Anregung erfolgte hier mit einer Wellenlänge von 800 nm und 30 nm spektraler Breite. Direkt nach der Anregung ($t = 0$) ist die Energieverteilung näherungsweise GAUSSförmig (grün). Durch Streuprozesse geht das System nach etwa 100 fs in eine heiße FERMI-Verteilung über (rot). Nach etwa 500 fs hat sich die Temperatur der Verteilung der Gittertemperatur angepasst (blau). Auf einer Zeitskala von einigen 100 fs können Ladungsträger in geeigneten Materialien in Defektniveaus eingefangen werden.

Ladungen im jeweiligen Band ist dem Anregungspuls entsprechend näherungsweise GAUSSförmig.

Bei unseren Experimenten waren die Anregungsbedingungen so gewählt, dass Ladungsträger nahe des Zonenzentrums generiert wurden. Die Beschleunigung schwerer Löcher ist wegen der höheren effektiven Masse etwa um eine Größenordnung kleiner als die der Elektronen. Auf Grund der ähnlichen effektiven Massen werden leichte Löcher etwa genauso stark beschleunigt wie Elektronen. Die optische Anregung erzeugt aber etwa drei mal weniger Löcher im Leichtlochband als im Schwerlochband mit seiner wesentlich größeren Zustandsdichte. Dorthin werden die leichten Löcher im Mittel nach etwa 100 fs gestreut [25]. Aus diesen Gründen wird im Folgenden der Beitrag der Löcher zur Abstrahlung vernachlässigt.

Die kohärent angeregten Zustände dephasieren und der Energieüberschuss wird durch Relaxationsprozesse abgebaut. Die Art und Zeitkonstanten der Relaxations-

prozesse hängen von den Anregungsbedingungen ab. Werden hohe Anregungsdichten (etwa 10^{18} Ladungen/cm³) durch einen spektral schmalen optischen Puls (etwa 15 meV) erzeugt, wird der Phasenraum nahe der Überschussenergie stark gefüllt. Dann dominiert anfänglich COULOMB-Streuung zwischen den Ladungsträgern. Die Energie wird im Ensemble umverteilt und passt sich mit einer Zeitkonstante von etwa 100 fs einer FERMI-Verteilung mit einer Temperatur über der Gittertemperatur an (rote Linie in Abb. 2.1) [26, 27]. Nun relaxieren die Elektronen verstärkt durch Emission von longitudinal-optischen (LO) Phononen bis die Temperatur der Ladungsträger der Gittertemperatur entspricht (blaue Linie in Abb. 2.1). Hingegen ist bei Anregungsdichten unter 10^{15} Ladungen/cm³ Ladungsträger-Ladungsträger-Streuung vernachlässigbar z.B. [28]. Dann dominiert von Anfang an Streuung an LO-Phononen. Das Thermalisieren und Abkühlen der Ladungsträgerverteilung passiert hier langsamer [29]. Auf einer deutlich längeren Zeitskala (etwa ns bei GaAs) rekombinieren Elektronen und Löcher über die Bandlücke.

Halbleitermaterialien mit strukturellen Defekten auf Grund von Strahlenschäden durch Ionenimplantation oder epitaktisches Wachstum bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen können Defektniveaus in der Mitte der Bandlücke aufweisen. Elektronen im Leitungsband können teilweise sehr schnell (100 fs bis wenige ps [30–32]) in diese Zustände eingefangen werden. Diese Ladungen sind dann zwar noch elektrisch aktiv aber räumlich gebunden.

Findet die optische Anregung des Halbleiters in einem elektrischen Feld statt, so erfahren die Ladungen neben Streuung und Einfang auch eine Beschleunigung. Mikroskopisch führen Beschleunigung und Verzögerung von individuellen Ladungsträgern zur Erzeugung elektromagnetischer Elementarwellen. Dabei ist die Beschleunigung proportional zur beschleunigenden Kraft im elektrischen Feld und abhängig von der effektiven Masse im Material. Die Verzögerung durch Streuung und Einfang ist durch Materialparameter gegeben. Hat die ballistische Beschleunigung eine Vorzugsrichtung oder ist sie sogar unidirektional, interferieren kohärente Elementarwellen konstruktiv und es wird eine Welle in das Fernfeld abgestrahlt. Makroskopisch bedeuten Beschleunigung und Verzögerung die Entwicklung eines zeitlich veränderlichen Stromes und den Aufbau einer Polarisierung. Dieser zeitlich veränderliche Strom oder die zeitlich veränderliche Polarisierung gehen in den Quellterm der MAXWELL-Gleichungen ein. Diese Bilder sind nur verschiedene Sichtweisen auf einen Prozess und werden im Fernfeld wie folgt beschrieben (der Übersicht halber sei nur das elektrische Feld aufgeführt). Eine ausführliche Ableitung ist im Anhang A wiedergegeben.

$$|\vec{E}_{\text{THz}}(r, t)| = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{|\ddot{\vec{r}}_e(t)|}{|\vec{r}|} \cdot \sin(\vartheta) \quad \text{mikroskopisch, für eine Ladung} \quad (2.1)$$

$$|\vec{E}_{\text{THz}}(r, t)| = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{1}{|\vec{r}|} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_V |\vec{j}(t)| \cdot \sin(\vartheta) dr_e \quad (2.2)$$

makroskopisch, für ein Ensemble

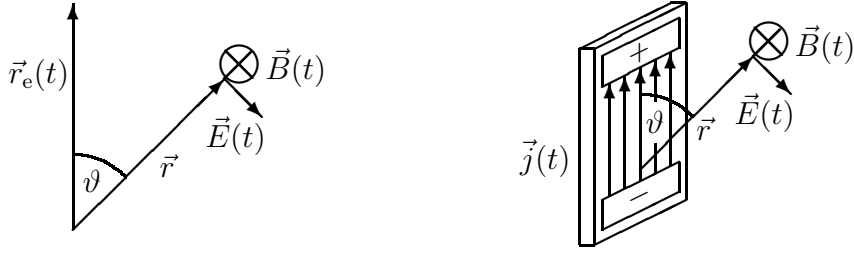


Abbildung 2.2.: Elektrisches und magnetisches Feld am Ort der Beobachtung für eine einzelne Ladung und für einen Fotostrom in einem Substrat zwischen zwei Kontakten.

Dabei werden folgende Bezeichnungen verwendet: E_{THz} – abgestrahltes elektrisches Feld, e – Elementarladung, ϵ_0 – Dielektrizitätskonstante, c – Vakuumlichtgeschwindigkeit, r – Ort des Beobachters, r_e – Ort der beschleunigten Ladung, ϑ – Winkel zwischen der Richtung der Beschleunigung $\ddot{\vec{r}}_e$ bzw. der zeitlichen Änderung der Fotostromdichte \vec{j} und der Richtung \vec{r} der Betrachtung der Welle, V – gesamtes strahlendes Volumen.

Es ist dabei zu beachten, dass Gleichung 2.1 für eine einzelne beschleunigte Ladung und deren abgestrahlte Elementarwelle im Fernfeld gilt. Das bedeutet, dass zeitabhängige Änderungen der Dichte n freier Ladungen noch nicht berücksichtigt sind. Dagegen führt ein zeitlich GAUSSförmig verteilter Laserpuls zu einer zeitlich veränderlichen Dichte der optischen Anregung und in Gleichung 2.2 über

$$\frac{d\vec{j}(t)}{dt} = e\dot{\vec{r}}_e(t) \frac{dn(t)}{dt} + en(t) \frac{d\dot{\vec{r}}_e(t)}{dt}$$

zu einer zeitlich veränderlichen Stromdichte. In der Literatur wird die Änderung der Ladungsträgerdichte bei Anregung mit fs-Laserpulsen als der wesentliche Beitrag zur Änderung des Fotostroms und damit zur THz-Feldamplitude diskutiert [33]. Andererseits entsteht ohne Beschleunigung gar kein Fotostrom.

Experimentell wurden ballistische Beschleunigung, Streuung und Einfang von Ladungen sowie Abschirmung des beschleunigenden Feldes mit verschiedenen Methoden untersucht. Die Autoren der Referenz 34 betrachten die THz-Abstrahlung

optisch generierter Ladungsträger in einer pin-Diode mit einer zeitlichen Auflösung von 10 fs. Aus der Analyse der Messdaten in Zeit- und Frequenzdomäne lassen sich Rückschlüsse auf die zugrunde liegende Dynamik der Ladungsträger ziehen.

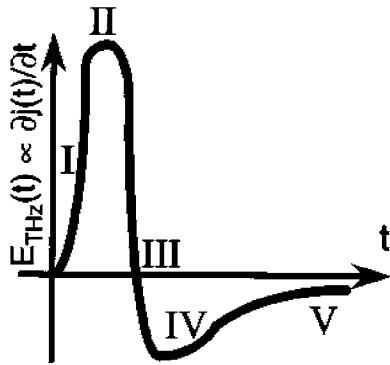


Abbildung 2.3.: Zeitlicher Feldverlauf eines THz-Pulses nach Ref. 34, Beschreibung im Text.

Die Abbildung 2.3 zeigt schematisch die zeitliche Entwicklung des abgestrahlten elektrischen Feldes. Der Abschnitt I wird einer zunehmenden Ladungsdichte und Beschleunigung zugeordnet. Im kurzen Bereich II ist die Beschleunigung konstant. Die Verringerung der Beschleunigung und die einsetzende Verzögerung der Ladungen führen zum abfallenden Signalteil. Der Nulldurchgang III wird bei verschwindender mittlerer Beschleunigung und Verzögerung erreicht. Die Amplitude des Signals im Abschnitt IV wird durch die Verzögerung bestimmt. Im Bereich V hat sich ein Gleichgewichtsdriftstrom ausgebildet. Allerdings ist eine scharfe zeitliche Abgrenzung wegen des statistischen Charakters der Prozesse nicht sinnvoll.

In Abbildung 2.4 (a) ist die zeitliche Entwicklung eines Stromes nach der optischen Anregung eines Halbleiters mit großer Ladungsträgerlebensdauer schematisch dargestellt. Die Anzahl der Ladungen nimmt entsprechend der zeitlichen Entwicklung des anregenden Laserpulses zu. Dadurch und durch die Beschleunigung der Ladungen wächst auch der Strom. Ist die Ladungsträgerlebensdauer groß gegen die Länge des anregenden Pulses, ergibt sich in (a) der schwarze Kurvenverlauf mit einem konstanten Driftstrom nach der Anregung. In großen Beschleunigungsfeldern können Ladungen innerhalb der mittleren Streuzeit Geschwindigkeiten über der mittleren Driftgeschwindigkeit erreichen. Dieser Geschwindigkeitsüberschuss wird durch Streuprozesse auf das Niveau der Driftgeschwindigkeit abgebaut (unterbrochene blaue und gepunktete rote Linie für eine mittlere bzw. große Feldstärke). Die Felstärke der abgestrahlten Welle im Halbleiter folgt der zeitlichen Ableitung des Fotostromes (Teil (b)). Hier wird der geänderte Verlauf der Wellenzüge durch den Geschwindigkeitsüberschuss deutlich. Durch die effiziente Impulsrelaxation werden Ladungen verzögert, was sich durch negative Strahlungsfeldkomponenten äußert. Spätestens an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Vakuum erreicht die Welle den ladungsfreien Raum ohne statische elektrische Felder. Weil hier das zeitliche Integral über einen Wellenzug verschwinden muss, ändert sich der Kurvenverlauf, wie in Teil (c) gezeigt. Im Teil (d) der Abbildung 2.4 sind die zugehörigen normierten Frequenzspektren dargestellt. Die durchgezogene schwarze Linie zeigt deutlich

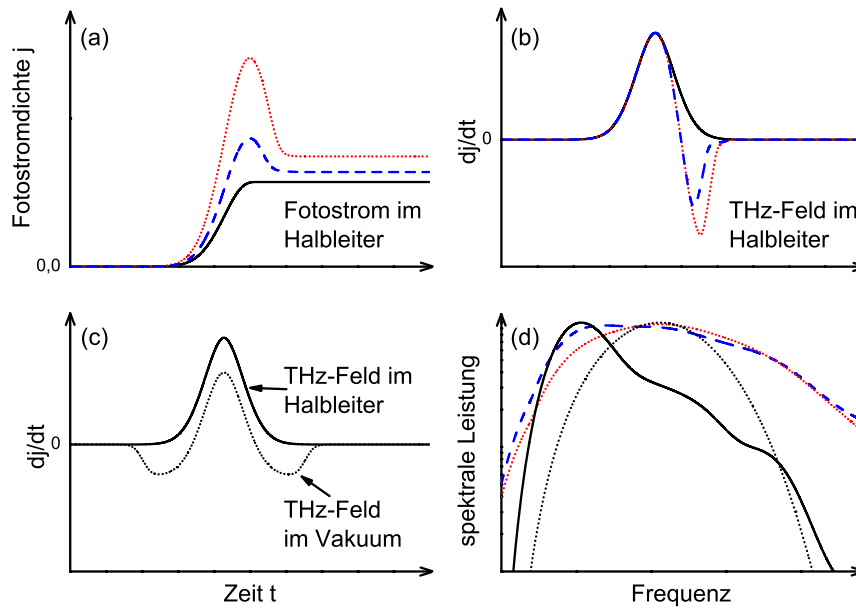


Abbildung 2.4.: (a) – zeitliche Entwicklung der Fotostromdichte in einem Halbleiter mit langer Ladungsträgerlebensdauer. Die blaue unterbrochene und die rote gepunktete Linie zeigen die Entwicklung mit Geschwindigkeitsüberschuss. (b) – Die zeitliche Ableitung der Fotostromdichte bestimmt den Verlauf des abgestrahlten elektrischen Feldes. (c) – Beim Übergang vom Halbleiter zum Vakuum verändert sich die Wellenform (hier nur für die Fotostromdichte ohne Geschwindigkeitsüberschuss gezeigt). (d) – resultierende spektrale Leistung: durchgezogen schwarz – THz-Feld im Halbleiter ohne Überschuss; schwarz gepunktet – THz-Feld im Vakuum ohne Überschuss; blau unterbrochen – THz-Feld im Halbleiter mit geringem Überschuss; rot gepunktet – THz-Feld im Halbleiter mit großem Überschuss

die niederfrequenten spektralen Anteile der Welle im Halbleiter. Die gepunktete schwarze Linie repräsentiert das Spektrum der Welle im ladungsfreien Raum. Tiefe Frequenzen sind hier unterdrückt, weil im ladungsfreien Raum kein statisches Feld existiert. Die farbigen Kurven zeigen die Spektren bei Geschwindigkeitsüberschuss. Die Spektren sind nun deutlich breiter und blauverschoben.

Mit zeitaufgelöster Lumineszenzspektroskopie wird in Referenz 35 die Ladungsträgerdynamik in *metal-semiconductor-metal* (MSM)-Interdigitalstrukturen untersucht. Dabei wird die Intensität der strahlenden Rekombination von Elektronen und Löchern betrachtet. Ist ein elektrisches Feld präsent, werden die Ladungsträgerpaare räumlich getrennt und die Rekombination unterdrückt. Schnelle Abschirmung des elektrischen Feldes durch den Aufbau einer Polarisation bewirkt wiederum eine Reduktion der Lumineszenzunterdrückung. Einige Gruppen haben eine

fotoleitende THz-Quelle mit zwei optischen Pulsen angeregt [36–39]. Der zeitliche Abstand der Anregung war dabei variabel. Auf diese Weise konnten Ursachen für ultraschnelle Abschirmung des externen Feldes sowie die Ladungsträgereinfangzeiten verschiedener Tieftemperatur-gewachsener GaAs-Proben bestimmt werden. Auf die Auswirkung schneller Raumladungsabschirmung auf die THz-Abstrahlung wird in Abschnitt 2.3.1 ausführlicher eingegangen.

2.1.2. Theoretische Beschreibung

Seit den 1990er Jahren behandelt eine Reihe wissenschaftlicher Arbeiten die theoretische Beschreibung von Prozessen, welche die THz-Abstrahlung beeinflussen. Die ersten Rechnungen betrachten mit Hilfe der MAXWELLSchen Gleichungen das abgestrahlte elektrische Feld eines zeitlich veränderlichen Stromes [40–42]. Hier besteht die Schwierigkeit, eine Beschreibung für die Entwicklung dieses ultrakurzen Stromes zu finden, die der realen Dynamik nahe kommt. Dennoch berücksichtigen Rodriguez und Mitarbeiter [42] die Reduktion des beschleunigenden Feldes durch ein Raumladungsfeld bedingt durch den Ladungstransport und durch das abgestrahlte THz-Feld selbst. Die Autoren der Referenzen 33 und 43 beschreiben die Erzeugung von THz-Strahlung mit eindimensionalen DRUDE-LORENTZ-Modellen. Die abgestrahlte THz-Welle folgt dabei aus der mikroskopisch-ballistischen Beschleunigung $dv(t)/dt$ optisch generierter Ladungen mit der effektiven Masse m^* in einem Feld E ($dv(t)/dt = eE/m^* - \text{LORENTZ-Term}$). Verzögerung durch Streuung wird durch eine mittlere Streuzeit τ beschrieben ($dv(t)/dt = -v/\tau - \text{DRUDE-Term}$). In der Differentialgleichung für die Beschleunigung wird eine Reduktion des beschleunigenden Feldes durch die Polarisationsänderung berücksichtigt (Raumladungsabschirmung, s.u.). Geschwindigkeitsüberschuss durch Seitentaltransfer wird in bisher genannten Rechnungen vernachlässigt.

Durch selbstkonsistente Lösung von Drift-Diffusions-Gleichung und POISSON-Gleichung für optisch generierte Ladungen lassen sich der ultraschnelle Aufbau einer Polarisation, damit verbunden die Abschirmung des elektrischen Feldes und die Abstrahlung einer THz-Welle berechnen [44,45]. Dieser Ansatz geht auf die BOLTZMANN-Transport-Gleichung der kinetischen Gastheorie zurück. Ladungstransport wird als inkohärenter Driftstrom j im elektrischen Feld E betrachtet ($j(x) = e\mu_{e/h}E(x)$). e und $\mu_{e/h}$ sind dabei die Elementarladung und die Beweglichkeiten für Elektronen und Löcher. Weiterhin berücksichtigt der Diffusionsstrom $j(x) = \pm eD_{e/h}\partial N_{e/h}/\partial x$ die Ladungsdiffusion auf Grund von Konzentrationsunterschieden mit den Diffusionskonstanten $D_{e/h}$ für Elektronen und Löcher. Durch das Lösen der POISSON-Gleichung wird der Antrieb für den Driftstrom für den nächsten Rechen-

schritt bestimmt. Veränderte Ladungsträgerdynamik durch Seitentaltransfer kann phänomenologisch über eine zeitabhängige Beweglichkeit eingeführt werden.

Auf mikroskopischer Ebene gibt es dreidimensionale Monte-Carlo-Simulationen [46–48], bei denen die THz-Abstrahlung aus der zeitlichen Änderung eines makroskopischen Stromes berechnet wird. Dieser Strom ist die Folge von Beschleunigung, Streuung und Einfang von Elektronen und Löchern. Aus der Kraft auf die Ladungen im Feld wird in kleinen räumlichen und zeitlichen Schritten die Beschleunigung berechnet. Streuprozesse, wie LO-Phononenemission und -absorption im Γ - und L-Tal, TO-Phononenemission und -absorption zwischen Γ - und L-Tal, Streuung an akustischen Phononen, an Störstellen, an Ladungsträgern sowie Ladungsträgereinfang, treten in jedem Zeitfenster mit ihrer spezifischen Wahrscheinlichkeit und zugehöriger Impuls- und Energieänderung auf. Nach jedem Zeitschritt wird die POISSON-Gleichung zur Bestimmung des treibenden Feldes neu gelöst. Raumladungsabschirmung wird somit Rechnung getragen. Streuzeiten und die effektive Masse können in jedem Zeitfenster für jede Ladung individuell neu festgelegt und somit Seitentaltransfer und Geschwindigkeitsüberschuss berücksichtigt werden. Diese Arbeiten stellen wohl die umfassendste theoretische Beschreibung von THz-Abstrahlung durch Fotoleitung dar.

2.2. Konzepte fotoleitender THz-Quellen

2.2.1. Ladungsbeschleunigung im Oberflächenfeld

Die einfachste Struktur zur THz-Erzeugung ist die Oberfläche eines Halbleiters. Bei Bestrahlung mit einem Kurzpuls laser treten hier im Wesentlichen zwei sich überlagernde Effekte auf – Fotostrom im Oberflächenfeld und Foto-DEMBER-Effekt.

An der Oberfläche des Halbleiterkristalls ist die Symmetrie gebrochen – der Kristall existiert nur in einer Halbsphäre – und die elektronische Bandstruktur ist gestört. Es gibt viele ungesättigte Valenzen, die als unbesetzte Oberflächenzustände zur Verfügung stehen. Weil diese Zustände periodisch und mit ausreichender Dichte auftreten, bilden sich zweidimensionale elektronische Bänder, deren Energie zumindest teilweise in der Bandlücke des Volumenhalbleiters liegen kann. Diese Oberflächenbänder sind mit ca. 0,5 eV relativ schmal und folglich ist die Zustandsdichte hoch [49]. Durch die hohe Zustandsdichte wird das FERMI-Niveau in das Oberflächenband verschoben. Dieser Effekt wird als Anheften des FERMI-Niveaus bezeichnet (engl.: FERMI level pinning). Valenz- und Leitungsband des Volumenhalbleiters werden in Abhängigkeit von der Dotierung entsprechend gebogen (Abb. 2.5), weil

das FERMI-Niveau im Gleichgewicht vom Volumen zur Oberfläche konstant sein muß.

Durch die Bandverbiegung entsteht ein Driftstrom, welcher an der Oberfläche zur Verarmung oder Anreicherung von Elektronen oder Löchern führt. Die Anreicherung von Ladungen führt zu einem Konzentrationsgradienten. Dieser Gradient treibt einen Diffusionsstrom entgegen dem Driftstrom. Im thermischen Gleichgewicht heben sich Drift- und Diffusionsstrom gegenseitig auf. Die Konzentration von Ladungen an der Oberfläche erzeugt aber auch eine Raumladungsschicht und damit ein elektrisches *built-in*-Feld, welches senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet ist (Oberflächenfeld). Das Oberflächenfeld dringt abhängig von der Dotierung etwa einige hundert Nanometer in den Halbleiter ein und hat typischerweise eine Feldstärke im Bereich von 10 bis 100 kV/cm. Fotogenerierte Ladungen erfahren im Oberflächenfeld eine Beschleunigung senkrecht zur Halbleiteroberfläche, welche die Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle wie oben beschrieben zur Folge hat [50, 51].

Bei kleinem Bandabstand und stark unterschiedlichen effektiven Massen von Elektronen und Löchern trägt der Foto-DEMBER-Effekt den größten Anteil zur THz-Abstrahlung bei. Fotogenerierte Ladungsträger diffundieren dabei wegen ihrer unterschiedlichen effektiven Massen unterschiedlich schnell vom Ort ihrer Entstehung in die Umgebung. Das heißt, der Antrieb für eine Diffusionsstromdichte $j_{e/h}(x) = \pm eD_{e/h}\partial N_{e/h}/\partial x$ ist proportional zur Diffusionskonstanten $D_{e/h} = \mu_{e/h}k_B T/e$. Diese Diffusionskonstante hängt über die Beweglichkeit von der effektiven Masse der Ladungen im Material ab. Bei einer Punktanregung im Halbleitervolumen wäre das resultierende Dipolmoment wegen der Punktsymmetrie gleich Null. Hingegen entsteht bei optischer Anregung einer Oberfläche mit einem kurzen Puls ein zeitabhängiger elektrischer Dipol senkrecht zur Oberfläche durch Ladungsdiffusion in das Halbleitervolumen hinein. Der Dipol strahlt eine elektromagnetische Welle ab [46, 52]. Der Foto-DEMBER-Effekt dominiert die THz-Generation in Halbleitern mit kleinem Bandabstand. Hier ist die optische Absorption typischerweise besonders groß und damit auch die Dichte fotogenerierter Ladungen in einer dünnen Oberflächenschicht. Entsprechend ist der diffusive Antrieb zur Ladungstrennung bei kleinem Bandabstand größer als bei großer Bandlücke.

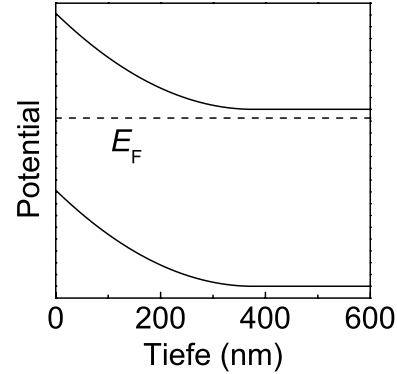


Abbildung 2.5.: Beispiel für ein Oberflächenfeld in Form einer Elektronenverarmungsschicht in einem n-Typ Halbleiter

Die Abstrahlung einzelner Elementarwellen durch Fotostrom im Oberflächenfeld und Foto-DEMBER-Effekt erfolgt unabhängig von der Richtung der optischen Anregung senkrecht zum Dipolfeld und parallel zur Halbleiteroberfläche. Wegen des großen Brechungsindexsprungs zwischen Halbleiter und Vakuum breitet sich die Welle wesentlich in der Ebene parallel zur Oberfläche aus. Die Auskopplung der THz-Strahlung in den freien Raum ist deswegen im allgemeinen schwierig und ineffizient. Bei nicht senkrechter Anregung mit einem räumlich ausgedehnten Anregungsfleck kann dennoch unter Ausnutzung des HUYGENS'schen Prinzips ein deutlicher Anteil der erzeugten Strahlung in den freien Raum gelangen. Dabei erfolgt die Abstrahlung unter dem gleichen Winkel zum Lot wie die Anregung.

Um die Effizienz dieser Techniken zu erhöhen, können einige Hilfsmittel eingesetzt werden. Bei Anregung unter dem BREWSTERwinkel kann die Menge des absorbierten Lichtes maximiert werden. Halbleiterprismen mit gleichem Brechungsindex auf der Substratoberfläche erhöhen die Auskopplungseffizienz [53]. Ein zweckdienlich ausgerichtetes Magnetfeld kann die Richtung der Beschleunigung der Elektronen und dabei die Abstrahlungscharakteristik drehen [54–58]. Durch eine geeignete Wahl des Winkels zwischen Magnetfeldrichtung und Halbleiteroberfläche wird der ausgekoppelte Anteil der THz-Welle vergrößert.

2.2.2. Ladungsbeschleunigung in externen Feldern

Das elektrische Feld zur Beschleunigung fotogenerierter Ladungsträger kann auch durch eine Spannung zwischen Kontakten gebildet werden. Durch Variation der Spannung läßt sich hier die Beschleunigung der Ladungsträger beeinflussen. In einer in Sperrrichtung geschalteten pin-Diode können optisch freie Ladungsträger in der intrinsischen Zone erzeugt werden [34, 59]. Durch die geringe Dicke der intrinsischen Schicht von einigen hundert Nanometern, bewirken schon kleine Spannungen an den Kontakten große elektrische Felder in der Größenordnung von 100 kV/cm. Die Richtung des Feldes und damit der Beschleunigung der Ladungsträger ist wie bei der THz-Erzeugung an Grenzflächen senkrecht zum Substrat.

Eine weitere Anordnung für eine THz-erzeugende Struktur bilden laterale elektrische Kontakte auf einer intrinsisch nicht leitenden Halbleiteroberfläche. Solche Strukturen werden im Folgenden als MSM-Strukturen (engl.: Metal-Semiconductor-Metal) bezeichnet. Im einfachsten Fall sind zwei Kontakte durch einen Spalt getrennt. Ist der Spalt wesentlich größer als die emittierte Wellenlänge von einigen hundert Mikrometern, so spricht man von *large-aperture*-Strukturen [41, 60]. Durch den großen Elektrodenabstand wird eine große aktive Fläche von typischerweise einigen Quadratmillimetern gebildet und es kann viel optische Energie zur Anregung

verwendet werden. Das ist vor allem bei der Verwendung verstärkter Lasersysteme interessant. Zur Erzeugung eines hinreichend großen elektrischen Feldes zur Beschleunigung der Ladungsträger sind wegen des großen Elektrodenabstandes große Spannungen im Bereich von kV notwendig. Dies ist aber bei Modulation der Spannung und Verwendung von *Lock in-* oder *Gated-Integrator/Boxcar*-Technik nachteilig. Die beim Schalten großer Spannungen auftretende Störstrahlung [41, 61, 62], tritt mit genau der gleichen Frequenz wie das zu messende Signal auf und kann deswegen nicht effizient unterdrückt werden.

Als *semi-large-aperture*-Emitter werden in der Literatur Strukturen bezeichnet, bei denen der Abstand der Elektroden gerade in der Größenordnung der abgestrahlten Wellenlänge liegt [63]. Dadurch ist die aktive Fläche entsprechend reduziert. Um hinreichend große elektrische Felder zu erreichen, sind hier Spannungen von ca. 500 V notwendig.

Bei den bisher beschriebenen Konzepten wird elektromagnetische Strahlung wegen der intrinsischen Beschleunigung von Ladungen in Halbleitern emittiert. Es kann aber auch ein ultrakurzer Strompuls in einem Leiter zur Abstrahlung von THz-Wellen genutzt werden [64]. Dazu wird wieder die Oberfläche eines semi-isolierenden Halbleiters metallisiert, wobei die Metallisierung eine Antennenstruktur bildet. Abbildung 2.6 zeigt verbreitete Antennengeometrien. In der Mitte der Antenne ist die Metallisierung unterbrochen. Es liegen beide Arme der Antenne auf verschiedenen Potentialen und der Spalt in der Metallisierung wird mit kurzen Laserpulsen angeregt. Die optisch anregbare Fläche ist dabei typischerweise wenige hundert Quadratmikrometer groß. Hier kann durch eine Interdigitalstruktur der Elektrodenabstand auf wenige Mikrometer reduziert werden. Durch die fotogenerierten Ladungsträger wird der Halbleiter leitend und durch die Antenne fließt ein kurzer Strompuls in Abhängigkeit von der Länge des Laserpulses und der Ladungsträgerlebensdauer. Die zeitliche Entwicklung des Strompulses und die Geometrie der Antenne bestimmen das Spektrum der Abstrahlung. Die linearen Dipolantennen in Abb. 2.6 (a) und (b) sind durch ihre Dipollänge und Impedanz für eine Wellenlänge optimiert [65, 66]. Für andere Wellenlängen fällt die spektrale Leistung schnell ab. *Bow-tie*-Antennen können typischerweise größere Leistungen abstrahlen, dabei ist das Frequenzspektrum schmäler und um etwa 100 GHz konzentriert [65, 67]. Lo-

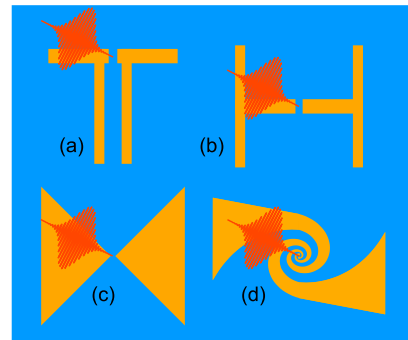


Abbildung 2.6.: Verbreitete Formen dipolartiger THz-Antennen: (a) T-förmiger linearer Dipol, (b) H-förmiger linearer Dipol, (c) *bow-tie*-Antenne, (d) logarithmische Spiralantenne

arithmische Spiralantennen ermöglichen ein breiteres Frequenzspektrum [68–70]. Die charakteristischen Dimensionen der Antenne liegen im Bereich der abgestrahlten Wellenlänge. Ein Vorteil dieses Ansatzes sind die möglichen großen elektrischen Beschleunigungsfelder, bedingt durch den kleinen Elektrodenabstand. Eine große Beschleunigung der Ladungen ermöglichen hier einen schnellen Anstieg des Stromes in der Antenne und damit eine spektral breite Emission. Die aktive Fläche, gegeben durch den Spalt zwischen den Elektroden oder z.B. eine Interdigitalstruktur, muss klein sein gegen die charakteristischen Dimensionen der Antenne, um die geometrisch bedingten Eigenschaften der Antenne nicht zu beeinflussen. Dadurch ist auch die Größe der aktiven Fläche und die anwendbare optische Energie stark eingeschränkt. Außerdem beeinflusst das Antennendesign in komplexer Weise die abgestrahlte Leistung und die Frequenzcharakteristik [43, 65, 66, 71].

2.2.3. Metallische Interdigitalstrukturen

Ein neuartiger Ansatz, zurückgehend auf eine Idee von Thomas Dekorsy, konnte in unserer Arbeitsgruppe entwickelt werden [72]. Dieser wird hier beschrieben und mit anderen Konzepten verglichen. Grundlage der Struktur sind zwei ineinandergreifende metallische Fingerelektroden (Interdigitalstruktur) auf intrinsisch nicht leitendem Halbleitersubstrat. Die Elektroden sind in Abbildung 2.7 in Gelb dargestellt. Eine zweite intransparente Metallisierung (in Grün) bedeckt jeden zweiten Spalt zwischen den Elektroden. Die zweite Metallisierung ist von der ersten elek-

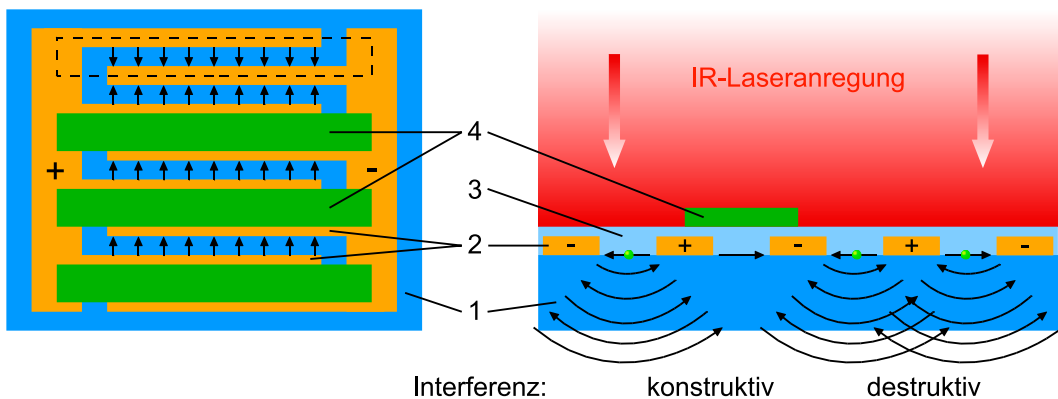


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung einer MSM-Struktur; (1) semi-isolierendes GaAs-Substrat, (2) ineinandergreifende Fingerelektroden, (3) dielektrische Isolationsschicht, (4) zweite intransparente Metallisierung. Die Richtung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden ist durch Pfeile gekennzeichnet. Die Elektronen bewegen sich entgegengesetzt dazu. Nur Elementarwellen aus unidirektionaler Beschleunigung interferieren konstruktiv.

trisch isoliert. Die verwendete Technologie zur Herstellung dieser Strukturen ist im Anhang B dargestellt. Eine Spannung an den Kontaktflächen sorgt für ein elektrisches Feld zwischen den Elektroden, durch Pfeile angedeutet. Durch die zweite Metallisierung sind nur unidirektionale Feldbereiche optisch anregbar. Folglich werden fotogenerierte Ladungen unidirektional beschleunigt und die entstehenden Elementarwellen interferieren im Fernfeld konstruktiv. Fehlt die zweite Metallisierung, so steht zwar die doppelte aktive Halbleiterfläche zur Verfügung, aber die emittierten Elementarwellen interferieren destruktiv. Im Fernfeld ist von einer solchen Struktur keine Abstrahlung messbar. Diese MSM-Struktur wird im Folgenden als Schattenemitter bezeichnet. Sie sendet zwar keine Schatten aus, aber das Beschatten eines jeden zweiten Elektrodenabstandes ist die wesentliche Eigenschaft dieses Ansatzes. Er kombiniert die Vorteile der oben beschriebenen Konzepte. Der geringe Abstand der Elektroden ist nur durch die Lithografie-Methode beschränkt und gewährleistet hohe elektrische Felder von einigen Kilovolt pro Zentimeter schon bei kleinen Spannungen von einigen Volt. Andererseits ist die aktive Fläche im Prinzip beliebig skalierbar, sodass große optische Energien angewendet werden können. Außerdem erfolgt die Abstrahlung wie bei *large-aperture*-Strukturen durch die intrinsische Beschleunigung von Ladungsträgern. Die Bandbreite der emittierten Strahlung wird nicht durch die resonante Charakteristik einer Antenne beschränkt.

Das Design des Schattenemitters lässt sich sicher weiter optimieren. Durch sinnvolle Materialauswahl und Anpassung der Dicke der Isolationsschicht kann die Absorption des anregenden Lasers und damit die Leistungseffizienz vergrößert werden. Weiterhin vergrößert eine asymmetrische Verteilung zwischen beleuchteten und unbeleuchteten Gebieten die aktive Fläche bei gleichbleibender Durchschlagfestigkeit. Die Beschleunigungsfeldstärke kann durch lokale Überhöhungen an spitzen Elektroden bei gleicher Spannung vergrößert werden. Bei H-förmigen Dipolantennen wurde der fotoleitende Spalt entsprechend modifiziert [71]. Es ist bis jetzt aber nicht untersucht, ob dieser Ansatz auf die großflächige Schattenemitterstruktur sinnvoll angewendet werden kann. In der Nähe von Spitzen ist das elektrische Feld inhomogen. Dadurch werden teilweise Ladungen ungewollt von der Hauptrichtung abweichend beschleunigt. Die daraus resultierende THz-Abstrahlung interferiert destruktiv im Fernfeld oder ist zumindest nicht in der Hauptpolarisationsrichtung polarisiert. Bei der großflächigen Anregung mehrerer Strukturperioden ist für die Abstrahlung das mittlere Beschleunigungsfeld relevant. Dieses kann für linienförmige Elektroden größer sein.

2.3. Abschirmung des elektrischen Feldes

In den vorangegangenen Abschnitten wurde THz-Generation auf Grund von Ladungsbeschleunigung in Halbleiteroberflächen oder metallisch strukturierten Halbleitern beschrieben. Die Beschleunigung erfolgt durch eine Kraft im lokalen elektrischen Feld E_{lokal} am Ort der Ladungen. Dieses beschleunigende Feld wird wesentlich durch das Oberflächenfeld bzw. das statische Feld zwischen den Elektroden bestimmt. Durch die Beschleunigung der Ladungen wird eine elektromagnetische Welle abgestrahlt (vgl. Anhang A). Das Nahfeld E_{Nah} der beschleunigten Ladungen ist dem statischen Feld E_{stat} entgegengesetzt und wirkt direkt auf die umgebenden Ladungen zurück. Außerdem werden durch die Beschleunigung Elektronen und Löcher räumlich getrennt und eine Polarisation wird aufgebaut. Auch dieses Raumladungsfeld E_{RL} ist dem statischen Feld E_{stat} entgegengesetzt und wirkt auf benachbarte Ladungen. Das lokale beschleunigende Feld E_{lokal} setzt sich also aus mehreren Anteilen zusammen.

$$\vec{E}_{\text{lokal}}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\text{stat}}(\vec{r}) + \vec{E}_{\text{Nah}}(\vec{r}, t) + \vec{E}_{\text{RL}}(\vec{r}, t)$$

Die Abschirmung des statischen Feldes durch verschiedene Prozesse reduziert also die beschleunigende Kraft auf fotogenerierte Ladungen und hat so entscheidenden Einfluss auf Amplitude und Spektrum der emittierten THz-Strahlung. Die verschiedenen abschirmenden Effekte und deren Bedeutung sind schon lange Gegenstand wissenschaftlicher Diskussionen [13, 36–40, 42, 73–76, u.v.a.] und werden hier kurz vorgestellt.

2.3.1. Abschirmung durch räumlich verteilte Ladungen

Fotogenerierte Ladungen werden also in einem elektrischen Feld beschleunigt und durch Streuung und Einfang wieder abgebremst. Doch lineare kohärente Beschleunigung und inkohärente Ladungsdrift sind mit Transport verbunden. Die Abbildung 2.8 zeigt die Verhältnisse an einer Halbleiteroberfläche in einem lateralen elektrischen Feld E_{stat} . Der optische Anregungsfleck ist hier vereinfacht rechteckig mit einer konstanten Intensität dargestellt. Der Einfluss dieser Annahme wird in der Literatur diskutiert [42, 77], ist für die folgende Diskussion aber unwesentlich.

In der Abbildung 2.8 (b) wird die Trennung der Ladungswolken einige Zeit nach der Anregung deutlich. Die Elektronen haben im Γ -Tal eine höhere Beweglichkeit als die Löcher. Deswegen hat sich die blaue Elektronenwolke in der gleichen Zeit weiter vom Ort der Anregung entfernt als die rote Wolke der Löcher. In Gebieten, in denen die beiden Wolken nicht mehr überlappen, überwiegt eine Ladungsträgerart. Als Folge wird eine Polarisation P entgegen dem äußeren elektrischen Feld

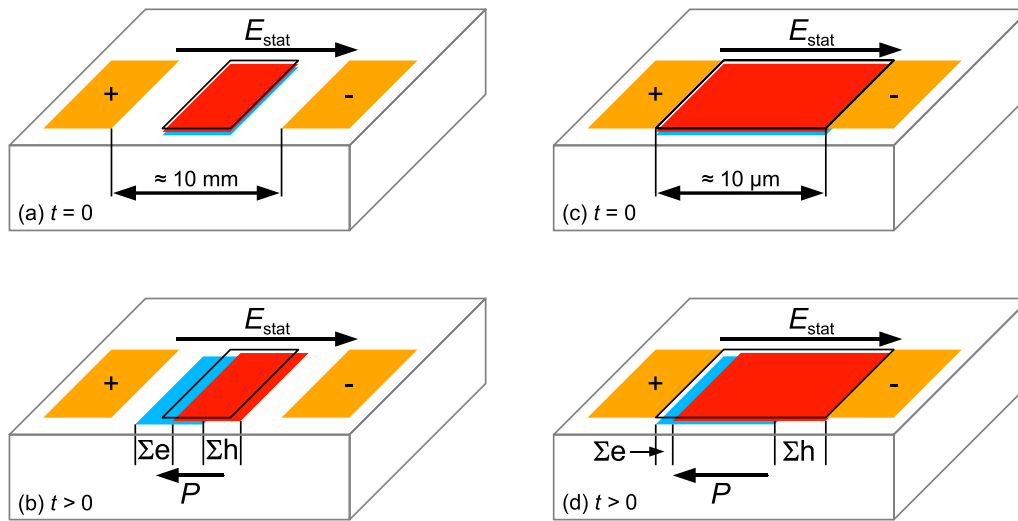


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung der lateralen Feldabschirmung. In den Bildteilen (a) und (b) ist der optische Anregungsleck, markiert durch den schwarzen Rahmen, deutlich kleiner als der Elektrodenabstand (*large-aperture*-Struktur). In den Bildteilen (c) und (d) bedeckt der Fleck den gesamten Elektrodenzwischenraum (Interdigitalstrukturen für Antennen und Schattenemitter). Zur Zeit $t = 0$ werden Ladungsträgerpaare optisch erzeugt. Die rote Fläche steht für Löcher, die blaue für Elektronen. Der geringe vertikale Versatz dient nur der Übersicht. Für Zeiten $t > 0$ werden die Ladungen teilweise separiert.

E_{stat} aufgebaut. In dem Bereich, wo die Ladungswolken noch ineinandergreifen, ist das lokale elektrische Feld entsprechend reduziert. Dieser Effekt wird als Raumladungsabschirmung bezeichnet.

Im Falle der optischen Anregung des gesamten Zwischenraumes (Abb. 2.8 (c) und (d)), können die Ladungen schnell in den Kontakt übertreten ohne weite Strecken zurücklegen zu müssen. Durch die Vorspannung des Elementes sind am Metall-Halbleiter-Übergang keine Barrieren zu überwinden. Die Summe der Ladungen, die an den Rändern der aktiven Halbleiterfläche überwiegen, ist deswegen kleiner als im vorhergehenden Fall. So ist auch die Polarisation P an der Halbleiteroberfläche gegenüber der *large-aperture*-Struktur reduziert. Allerdings können die Ladungsträger im metallischen Kontakt auf der relevanten Zeitskala von wenigen ps nicht abfließen. Der fotoleitende Schalter muss hier wie ein geladener und von Spannungsquellen getrennter Kondensator betrachtet werden. Das bedeutet, dass in die Kontakte abfließende Ladungen diesen Kondensator entladen und dabei das externe statische Feld E_{stat} reduzieren. So wird auf die eine oder andere Weise die Beschleunigung später generierter Ladungen und die dabei abgestrahlte THz-Feldamplitude verrin-

gert. Dies wird z.B. durch Experimente mit doppelter optischer Anregung [36–39,74] und verschiedene Rechnungen zum Ladungstransport [33, 43, 44, 48] belegt.

Die Größe des Raumladungsfeldes E_{RL} zwischen den getrennten Ladungswolken ist von der aktuellen Größe der Ladungswolken $\sum e$ bzw. $\sum h$ und deren Abstand d abhängig. Es gilt:

$$E_{\text{RL}} \propto \frac{\sum e + \sum h}{d}$$

Bei großen Anregungsflecken und großem Elektrodenabstand (Bildteile (a) und (b) in Abb. 2.8) ist auch der Abstand d der verschiedenen Ladungswolken groß und das Raumladungsfeld entsprechend klein. Hingegen kann das externe Feld von gleicher Größe bei kleinem Abstand der verschiedenen Ladungswolken sehr schnell durch das Raumladungsfeld vollständig abgeschirmt werden [33, 43, 48]. Dennoch wird die THz-Abstrahlung bei einfacher optischer Anregung nur wenig durch Raumladungsabschirmung reduziert [39, 40, 42, 75, 76]. Gerade der beschleunigte Aufbau einer Polarisierung durch eine Stromänderung ist im makroskopischen Bild für die THz-Abstrahlung verantwortlich. Eine ultraschnelle Feldabschirmung geht immer mit dem Aufbau einer Polarisierung und der Abstrahlung einer intensiven THz-Welle einher. Die Geschwindigkeit, mit der das äußere elektrische Feld durch Raumladungen abgeschirmt wird, hängt von der Feld- und Anregungsgeometrie ab [75, 76, 78]. Die Abschirmungseigenschaften werden nicht von der Form und Größe des Anregungsflecks beeinflusst, solange dieser größer als der Elektrodenabstand ist.

Verschiedene Autoren beobachteten eine vergrößerte THz-Feldamplitude und eine spektrale Verbreiterung, wenn die optische Anregung nahe der Anode erfolgt [48, 79, 80]. Dies wird besonders bei linienhafter Form des Anregungsflecks deutlich [75]. Die verbesserten Strahlungseigenschaften werden mit einer lokalen Feldüberhöhung in der Nähe der Anode und der unterschiedlichen Beweglichkeit der Ladungsträgerarten begründet. Durch gezieltes Design der Anode mit einer oder mehreren Spitzen lässt sich das beschleunigende Feld lokal weiter vergrößern [81]. Dabei wird die Feldverteilung und damit die Ladungsbeschleunigung inhomogen. Für die hier weiter behandelten THz-Quellen sind diese Effekte aber nicht von Belang, da der optische Anregungsfleck immer deutlich größer als der Elektrodenabstand und deren Periode ist.

2.3.2. Abschirmung durch das Strahlungsfeld

Auf fotogenerierte Ladungen in einer Emittierstruktur wirken Kräfte, die von allen lokalen elektrischen Feldern herrühren. In der bisherigen Diskussion waren dies das extern angewendete elektrische Feld und die entgegengesetzte Polarisierung durch

den Aufbau einer Raumladung. Doch auch das elektrische Nahfeld der abgestrahlten Welle wirkt unmittelbar auf Ladungen zurück und wirkt dem externen Feld entgegen.

Strahlungsfeldabschirmung tritt besonders bei Verwendung verstärkter Lasersysteme in Kombination mit fotoleitenden THz-Quellen hervor. Die Anregungsdichte im Halbleiter ist hier immer hoch. Typischerweise wird der Anregungsfleck auf einige Millimeter aufgeweitet, um das Substrat nicht zu zerstören. Deshalb kommen nur großflächige Strahlungsquellen zum Einsatz. Bisher waren das immer *large-aperture*-Strukturen mit einem entsprechend großen Elektrodenabstand von einigen Millimetern und entsprechend kleinem statischen Feld von wenigen kV/cm. Dieses Beschleunigungsfeld steht einem Strahlungsfeld von der gleichen Größenordnung gegenüber. Dadurch wird das effektiv wirkende Feld sehr stark reduziert. Bei Verwendung eines Schattenemitters kommt in dieser Situation ein bedeutender Vorteil zum Tragen. Hohe Anregungsleistungen auf großen Flächen können gleichzeitig mit großen Beschleunigungsfeldstärken eingesetzt werden.

Die Bedeutung von Strahlungsfeldabschirmung wurde an *large-aperture*-Strukturen untersucht [40–42, 60, 82], bei denen Raumladungsabschirmung unter bestimmten Bedingungen vernachlässigt werden kann. Kim und Mitarbeiter betrachten Raumladungs- und Strahlungsfeldabschirmung in einer *semi-large-aperture*-Struktur [75]. Bei diesen Experimenten wächst die THz-Feldamplitude proportional zur Anregungsdichte. Ab etwa 10^{18} oder 10^{19} Ladungsträgern pro Kubikzentimeter sättigt die Feldamplitude. Die Sättigung tritt bei gegebener Quellengeometrie unabhängig vom externen Beschleunigungsfeld bei der gleichen Anregungsdichte auf. Das abschirmende Nahfeld E_{Nah} ist proportional zum externen Feld E_{stat} . Ein Maß für die Relevanz von Strahlungsfeldabschirmung ist das Verhältnis der Amplituden von Nahfeld und externem Feld. Es hängt wesentlich von der Anregungsdichte ab. In der Vergangenheit wurden Beschreibungen für dieses Verhältnis vorgeschlagen [13, 40, 82].

Strahlungsfeld- und Raumladungsabschirmung sind auch für die Verzögerung von Ladungen von Bedeutung: Nach der Beschleunigungsphase haben die Ladungen eine dem elektrischen Feld entsprechende Geschwindigkeit ($\vec{v}_{e/h} = \mu_{e/h} \vec{E}$). Mit zunehmender Anregungsdichte wird das lokale elektrische Feld immer schneller auf die eine oder andere Weise abgeschirmt. In Folge dessen erhalten die Ladungen im Zentrum zwischen den Elektroden einen Geschwindigkeitsüberschuss ($\vec{v}_{e/h} > \mu_{e/h} \vec{E}_{\text{lokal}}$) [73, 83]. Durch Steuprozesse im Wesentlichen an LO-Phononen wird dieser Überschuss schnell abgebaut. Diese Verzögerung wird in Messdaten in der Zeitdomäne durch einen ausgeprägten negativen Scheitel nach dem positiven

2. Hintergrund fotoleitender THz-Emission

Hauptscheitel deutlich [33, 36, 42, 83, und in eigenen Daten, vgl. Kapitel 3]. Der Signalzug wird verkürzt und das Frequenzspektrum wird breiter.

3. Experimentelle Untersuchung von THz-Quellen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Strukturen zur fotoleitenden Erzeugung von THz-Strahlung untersucht. Weil THz-Quellen basierend auf Interdigitalstrukturen mit Abschattung (Schattenemitter) die wesentliche Innovation dieser Arbeit darstellen, werden anhand dieser im Abschnitt 3.1 die verwendete Technik und die beobachteten physikalischen Eigenschaften beschrieben. Als Parameter wurden die Beschleunigungsfeldstärke, die Anregungsdichte, die Substrattemperatur und die Größe der optischen Anregung variiert. Auf die Auswirkung der Variation intrinsischer Eigenschaften der Halbleitersubstrate wird am Ende des ersten Abschnitts eingegangen. Eigenschaften der Strahlung vom Oberflächenfeld, durch optisches Gleichrichten, von *semi-large-aperture*- und Interdigitalstrukturen mit Abschattung sowie Dipolantennen werden im zweiten Abschnitt 3.2 verglichen.

3.1. Interdigitalstrukturen als THz-Quellen

3.1.1. Eigenschaften des Aufbaus

Der experimentelle Aufbau wurde im Wesentlichen aus standardisierten und kommerziell erhältlichen optischen Komponenten auf einer Fläche von ca. 60×90 cm zusammengesetzt. Er ist in Abbildung 3.1 schematisch gezeigt. Zur optischen Anregung der THz-Quelle und zur Detektion wurde das Licht eines Femtosekundenlasers verwendet (Spectra-Physics: Tsunami Ultrafast Ti:sapphire Laser). Dieser ist ein modengekoppelter Festkörper-Oszillator-Laser. Als optisch aktives Medium wird die Fluoreszenz von Titan-Ionen benutzt, die als Dotierung in einem Saphirkristall vorliegen [8]. Die Lichtpulse haben eine näherungsweise GAUSSförmige zeitliche und räumliche Intensitätsverteilung. Autokorrelation der Pulse ergab eine zeitliche Halbwertsbreite zwischen 65 und 80 fs. Die Länge der Pulse ist an eine spektrale Breite gekoppelt. Bei unseren Experimenten erreichten wir Spektren mit einer Halbwertsbreite von 40 meV ($\cong 20$ nm) bis 60 meV ($\cong 30$ nm). Das entspricht unter der Annahme GAUSSscher zeitlicher Entwicklung einem Pulslängen-

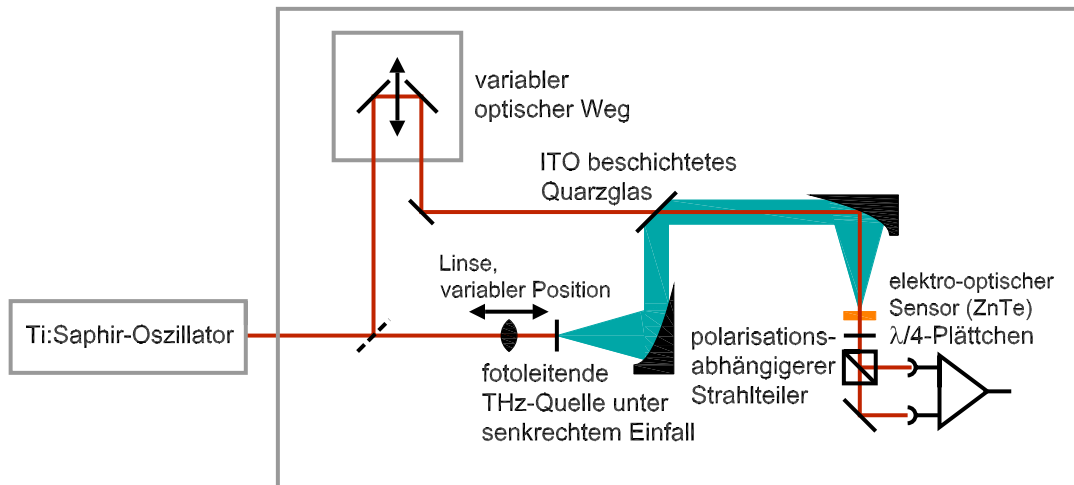


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus. Ein fotoleitendes Element auf semi-isolierendem GaAs-Substrat wird unter senkrechtem Einfall angeregt.

Bandbreite-Produkt $\Delta\tau \cdot \Delta\nu$ von 0,72. Bandbreitebegrenzung tritt für GAUSS-Pulse bei $\Delta\tau \cdot \Delta\nu = 2 \ln 2 / \pi = 0,44$ auf. Die spektral zentrale Photonenenergie wurde zwischen 1,44 und 1,65 eV entsprechend 860 bzw. 750 nm Wellenlänge variiert. Die Energie der optischen Pulse betrug maximal 10 nJ bei einer Wiederholrate von 78 MHz.

Ein dielektrischer Strahlteiler mit einem Teilungsverhältnis von etwa 1:100 teilte den Laserstrahl. Der Hauptteil der Laserenergie regte Ladungsträgerpaare im Halbleitersubstrat der THz-Quelle an. Dabei wurde durch eine Linse mit kurzer Brennweite und variabler Position die Größe des Anregungsflecks verändert. Im weiteren Strahlengang hinter der THz-Quelle dienen Gold-beschichtete *off-axis*-Parabolspiegel zur Refokussierung der Strahlung auf den Detektionsbereich. Zur Detektion diente elektro-optisches Abtasten [84–86]. Dazu wird der aus dem Lichtstrahl entnommene Abtaststrahl über ein Spiegelpaar variabler Position (Verzögerungsstrecke) geführt und mit dem THz-Strahl durch ein beschichtetes Quarzglas vereinigt. Die Beschichtung besteht aus Indiumzinnoxid (engl.: Indium Tin Oxide – ITO), welches für niederfrequente Wechselfelder als Leiter und damit als Spiegel wirkt. Hochfrequente Wechselfelder mit einer Frequenz oberhalb der Plasmafrequenz im Indiumzinnoxid spüren nur dielektrische Eigenschaften [87, 88]. So erscheint dieser dichroitische Spiegel für den Abtaststrahl transparent, für den THz-Strahl aber spiegelnd. Durch die Wahl einer Schichtdicke von 300 μm wird destruktive Interferenz durch Reflexion an Grenzflächen im relevanten Frequenzbereich minimiert und die Reflektivität theoretisch auf 92 % erhöht [88]. Das Quarzglas

wurde an unserem Institut in der Abteilung Ionentechnologie von Andreas Kolitsch durch Magnetron-*Sputtern* beschichtet und getempert. Die räumliche Vereinigung von THz- und Abtaststrahl kann bei geänderter Geometrie auch mit einer Siliziumscheibe realisiert werden. Bei unseren Experimenten war die erreichte THz-Signalamplitude bei Verwendung eines ITO-beschichteten Spiegels zur Strahlvereinigung etwa 50 % größer als bei Verwendung einer Siliziumscheibe.

Nach der räumlichen Vereinigung treffen beide Pulse auf einen elektro-optischen Sensor. Als Sensormaterial verwenden wir einen Kristall aus ZnTe oder GaP. Diese kubischen Kristalle gehören zur kristallografischen Punktgruppe $\bar{4}3m$ (oder T_d) und zeigen keine Doppelbrechung. In einem elektrischen Feld tritt der lineare elektro-optische Effekt oder PÖCKELS-Effekt auf. Das ist ein nichtlinearer Prozess zweiter Ordnung, bei dem ein elektrisches Feld eine Brechungsindexänderung in einem elektro-optischen Material proportional zum Feld hervorruft. Wegen der ausgeprägten Polarität der nicht zentrosymmetrischen Kristalle verzerrt ein äußeres elektrisches Feld die Struktur. Eine Richtung im Kristall wird gegenüber den anderen ausgezeichnet. Die Kristalle werden abhängig von der Feldamplitude doppelbrechend. Eine beliebig polarisierte elektromagnetische Welle wird in diesem Medium in zwei Teilwellen aufgeteilt, die parallel bzw. senkrecht zum Hauptschnitt polarisiert sind. Diese Teilstrahlen breiten sich verschieden schnell und dispersiv aus. Beim Verlassen des Kristalls haben sich im Allgemeinen die Phasenbeziehung und die Richtung der Teilstrahlen geändert.

In unserem Fall sind die ZnTe- oder GaP-Kristalle so geschnitten, dass eine $\langle 110 \rangle$ -Achse senkrecht zur ebenen Kristalloberfläche orientiert ist (vgl. Abb. 3.2). Diese Kristallrichtung ist eine optische Achse bei Kristallen dieser Symmetrie, wenn ein elektrisches Feld senkrecht dazu den Kristall verzerrt. Bei Einstrahlung entlang dieser Richtung ist der Brechungsindexunterschied für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl am größten. Die beiden Teilstrahlen erfahren keine Brechung, aber eine große Phasenverschiebung zueinander. Das ist gleichbedeutend mit einer Änderung des Polarisationszustandes beim Durchgang durch den Kristall von linear nach elliptisch.

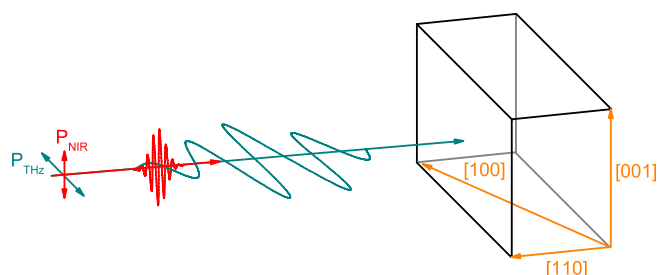


Abbildung 3.2.: Orientierung von THz- und Nahinfrarotpolarisation relativ zum elektro-optischen Kristall. Ordentlicher und außerordentlicher Strahl verlaufen parallel zur $[110]$ -Richtung.

Bei elektro-optischer Detektion von THz-Strahlung bricht das elektrische THz-Feld amplitudenabhängig die Symmetrie im Kristall. Dabei soll die THz-Welle senkrecht auf der [001]-Richtung und der Abtaststrahl soll senkrecht oder parallel zur THz-Welle polarisiert sein, um eine möglichst große Phasenverschiebung bzw. Polarisationsdrehung zu erreichen [86]. Nach dem Durchlauf des elektro-optischen Kristalls passiert der Abtaststrahl noch eine $\lambda/4$ -Wellenplatte und einen polarisationsabhängigen Strahlteiler (GLAN-FOUCAULT-Prisma). Der Abtaststrahl wird in zwei aufeinander senkrecht linear polarisierte Strahlen zerlegt. Das Intensitätsverhältnis dieser Strahlen ist proportional zur Amplitude des elektrischen THz-Feldes und wird als Differenzsignal zweier Fotodetektoren gemessen. Mit Hilfe der $\lambda/4$ -Wellenplatte werden die Teilintensitäten auf beiden Fotodioden so abgeglichen, dass deren Messsignal gleich ist, wenn keine THz-Strahlung auf den Detektor trifft. Auf diese Weise werden Auswirkungen von Laserintensitätsschwankungen auf das Messsignal minimiert. Durch das variable Spiegelpaar oder einen beweglichen Retroreflektor lässt sich der optische Weg eines Abtastpulses relativ zum zugehörigen THz-Puls variieren. Zeitlich kürzere Abtastpulse werden über die längeren THz-Pulse geschoben. Die Entwicklung der elektrischen Feldstärke des THz-Pulses wird so gemessen. Dabei ist die zeitliche Auflösung und damit die spektrale Breite der Detektion durch die Dauer des Abtastpulses gegeben.

Fällt eine THz-Welle auf einen kubischen Kristall mit der Punktgruppe $\bar{4}3m$ und ist diese Welle senkrecht zur [001]-Richtung polarisiert, so ist die THz-Feldstärke wie folgt bestimmt [86]:

$$E_{\text{THz}} = \frac{\Delta I}{I} \frac{\lambda}{2\pi n^3 r_{41} L} \quad (3.1)$$

Dabei ist E_{THz} die elektrische Feldstärke der THz-Welle, $\Delta I/I$ steht für die relative Änderung des Signals an den Fotodioden. λ ist die Wellenlänge des Abtaststrahls, n gibt den Nahinfrarot-Brechungsindex ohne Störung durch ein elektrisches Feld an und hat für ZnTe einen Wert von 2,7. r_{41} ist der elektro-optische Koeffizient. Bei ZnTe ist $r_{41} = 3,9 \text{ pm/V}$. L steht für die Länge des Lichtweges im Kristall. Gleichung 3.1 missachtet die Phasenfehlanpassung zwischen THz- und Nahinfrarotstrahl und die Gruppengeschwindigkeitsdispersion des Abtaststrahls im Kristall. Das führt zu einer Überschätzung der Amplitude ab etwa 3 THz. Weitere Informationen und eine umfassende Ableitung dazu bietet z.B. Referenz 86 und der Anhang C.

Es kann von Vorteil sein, die THz-Quelle nicht konstant vorzuspannen sondern mit periodischen Rechteckpulsen zu versorgen. Dann kann das Messsignal mit einem *Lock in*-Verstärker aufgenommen werden, dessen Referenzsignal durch die Fre-

quenz der Rechteckpulse gegeben ist. So kann das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich erhöht werden (siehe Abschnitt 3.2). Eine andere Möglichkeit ist das schnelle Überstreichen eines bestimmten Zeitbereiches durch einen Retroreflektor auf einer schwingenden Membran (*Shaker*, vgl. Diskussion auf Seite 63). Dabei wird die THz-Quelle typischerweise mit konstanter Spannung betrieben und das Differenzsignal der Fotodioden z.B. mit einer schnellen Analog-Digital-Wandlerelektronik aufgenommen. Durch die schnelle Aufnahme vieler Datenpunkte und nachfolgender Mittelung kann hier ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden. Diese Technik ist vor allem dann sinnvoll, wenn in kurzer Zeit ein großer Ausschnitt der Zeitdomäne vermessen werden soll.

Bei Erzeugung des Beschleunigungsfeldes durch eine Rechteckspannung und Verwendung von *Lock in*-Technik zur Signalaufnahme liegt die Wiederholrate der Spannungspulse sinnvollerweise weit entfernt von den Frequenzen der im System vorhandenen Störungsquellen. Bei Verwendung elektro-optischer Detektion ist die Fluktuation der Laseramplitude im Bereich weniger kHz die größte Störungsquelle (siehe Diskussion auf Seite 73 und die Referenzen 89, 90 und 91). In unserem System wurde das optimale Signal-Rausch-Verhältnis, bedingt durch den Differenzsignal-detektor, bei etwa 40 kHz erreicht. Doch auch weit höhere Wiederholraten können interessant sein. Wenn z.B. ein spannungsbedingter Effekt in einer Probe auch mit *Lock in*-Technik untersucht wird, sollten die beiden Wiederholraten der Spannungen zur Anregung von Probe und THz-Quelle um mindestens eine, besser zwei Größenordnungen verschieden sein. Anderenfalls reduziert das Tiefpassfilter des ersten *Lock in*-Verstärkers das vom zweiten *Lock in*-Verstärker zu messende Signal. Um die Tauglichkeit des Schattenemitters auch bei großen Frequenzen des Beschleunigungsfeldes zu zeigen, wurde die Quelle mit einer Frequenz von maximal 6,5 MHz geschaltet. Das elektro-optisch modulierte Signal wurde mit Fotodioden mit entsprechend kurzer Anstiegszeit gemessen. Wegen des höheren Rauschpegels bei Experimenten mit großer Bandbreite war das Signal-Rausch-Verhältnis schlechter.

Für hohe Schaltfrequenzen der äußeren Spannung folgt das lokale Beschleunigungsfeld der äußeren Spannung zeitverzögert, bis schließlich die Länge der Spannungspulse nicht mehr ausreicht, um die Elektrodenanordnung innerhalb eines Spannungspulses vollständig aufzuladen. Ab welcher Frequenz reine Ladungsver-schiebungen in den Zuleitungen relevant werden, hängt von der Kapazität der Struktur ab. An einem Kapazitätsmessplatz bestimmten wir Kapazitäten verschiedenen großer Schattenemitter und fanden für eine aktive Fläche von 9 mm² eine Kapazität von etwa 115 pF, für 100 mm² aktiver Fläche war die Kapazität 1300 pF. Die Kapazität der Emitterstrukturen war dabei im Rahmen der Messgenauigkeit un-

abhängig von der Dicke der dielektrischen Isolation zwischen den Metallisierungen. Für sehr dünne Isolationsschichten beeinflussen die dielektrischen Eigenschaften der Isolation, vermittelt durch die elektrisch leitende Abschattung, die Kapazität der Gesamtstruktur. In der Literatur [92, 93] werden Kapazitätsberechnungen für metallische Interdigitalstrukturen auf Halbleiteroberflächen wiedergegeben. Für die von uns vorgestellte Geometrie sind die berechneten Kapazitäten etwa halb so groß wie die gemessenen. Durch die Vernachlässigung der Isolation und der zweiten Metallisierung wird die Kapazität der Elemente in der Rechnung unterschätzt.

Bei Beleuchtung eines Elementes auf semi-isolierendem (SI) GaAs-Substrat mit einer optischen Leistung von etwa 700 mW fällt der elektrische Widerstand R durch die fotogenerierten Ladungen auf ca. 100 Ω . Bei einer aktiven Fläche von 9 mm² und einer Kapazität C von etwa 115 pF ergibt sich eine RC-Zeitkonstante $\tau = R \cdot C$ von etwa 11,5 ns. Das bedeutet, bei Vorspannung mit einer Frequenz von 6 MHz wird die Struktur nur noch bis auf 90 % des Endwertes aufgeladen. Die Beschleunigungsfeldstärke zwischen den Fingerelektroden sinkt um 10 % im Vergleich zu einer Gleichspannung. Für ein großflächiges Element mit 100 mm² Fläche wird die Reduktion der Feldstärke von 10 % schon bei 0,6 MHz erreicht. In Interdigitalstrukturen auf epitaktisch bei tiefen Temperaturen gewachsenem GaAs fließt ein wesentlich kleinerer Fotostrom (vgl. Abschnitt 3.1.7). Der folglich größere Widerstand in der Größenordnung von einigen k Ω führt schon bei einer Vorspannungsfrequenz von etwa 100 kHz zu einer Feldstärkereduktion von 10 %.

3.1.2. Einfluss der Beschleunigungsfeldstärke

In diesem Abschnitt wird die Dynamik der Ladungsträger in verschiedenen Beschleunigungsfeldern und die daraus folgende Abstrahlung diskutiert. Die Amplitude und die konkrete Form der Wellenzüge hängen stark von den Positionen der parabolischen Spiegel und des Sensorkristalls ab [94]. So ist die Interpretation der Zeitdomänen Daten bzgl. der Ladungsträgerdynamik nur eingeschränkt möglich. Bei der Justage des Aufbaus haben wir jedoch versucht, ein globales Signalmaximum zu finden, um die Reproduzierbarkeit zu sichern.

Um die elektrischen Eigenschaften der Interdigitalstruktur einschätzen zu können, wurden Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen. Dabei war die aktive Fläche unbeleuchtet. In der Abbildung 3.3 ist eine solche Kennlinie dargestellt. Zu Anfang wächst der Dunkelstrom proportional der Spannung, dem OHmschen Gesetz folgend. Mit zunehmender Spannung haben immer mehr Elektronen die Möglichkeit, zwischen zwei Streuprozessen genügend Energie für einen Transfer vom Γ - in das L- oder sogar das X-Tal zu sammeln. Diese Prozesse geschehen durch De-

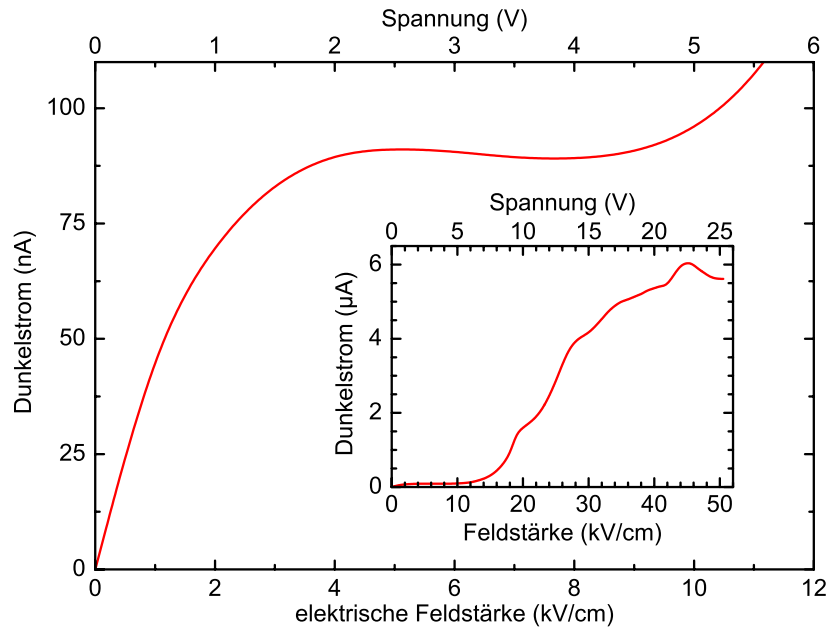


Abbildung 3.3.: Strom-Spannungs-Kennlinie eines unbeleuchteten Schattenemitters auf SI GaAs-Substrat mit 9 mm^2 aktiver Fläche. Die eingesetzte Abbildung zeigt einen größeren Spannungsbereich.

formationspotentialkopplung an verschiedene Phononenmoden an der Grenze der ersten BRILLOUIN-Zone [95]. In sehr hohen Feldern ($\approx 100 \text{ kV/cm}$) überwiegt dieser Streumechanismus Streuung an polar optischen Phononen im Γ -Tal. Durch die in den Seitentälern höhere effektive Masse und den Streuprozess an sich wird die mittlere Driftgeschwindigkeit und dabei der Strom reduziert, bekannt als GUNN-Effekt [96, 97]. Für GaAs wird die Feldstärke des Scheitelpunktes in der Literatur mit 5 bis 6 kV/cm angegeben [34, 98]. Dieses wird auch in der Strom-Spannungs-Kennlinie in Abbildung 3.3 deutlich. Der Seitentaltransfer beeinflusst die Dynamik der Ladungsträger und damit die fotoleitend erzeugten THz-Wellen (siehe weiter unten in diesem Abschnitt auf Seite 42).

Bei weiter wachsender Spannung, nimmt der Strom durch weitere Beschleunigung der Elektronen im L-Tal zu. Oberhalb von etwa 120 kV/cm werden die Elemente durch Lawinendurchbrüche zerstört. Diese Durchbruchfeldstärke liegt wesentlich unter der von Volumen-GaAs von etwa 400 kV/cm. Durchbrüche geschehen zum einen zwischen den beiden Elektroden auf der Oberfläche. An der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Dielektrikum stehen schwach gebundene Elektronen und freie Zustände zur Verfügung, die bei genügend großen Feldern zur Umbesetzung und damit zum Durchbruch führen. Zum anderen ist die dielektrische Isolationsschicht

zwischen den Elektroden und der Abdeckung herstellungsbedingt nicht vollständig homogen. So gibt es in der Schicht freie Valenzen und schwach gebundene Elektronen, die bei hohen Feldern ebenfalls zum Durchbruch führen können. Als Isolatoren wurden aus technologischen Gründen gesputtertes SiO_x oder Si_3N_4 durch plasmagestützte Gasphasenabscheidung aufgebracht (zur Technologie vgl. Anhang B). Dabei weist das Siliziumnitrid wegen seiner höheren Homogenität bessere Isolationseigenschaften auf. Um die Passivierung der Oberfläche zu verbessern und damit die Durchbruchfeldstärke zu erhöhen, könnte z.B. eine ultradünne Grenzflächen-Kontroll-Schicht [99] aus Silizium auf die Halbleiteroberfläche aufgewachsen werden. Das ist aber technologisch sehr aufwendig und wurde deswegen nicht weiter verfolgt. Shi und Mitarbeiter berichten eine Vergrößerung von Gleichstromwiderstand und Durchbruchfeldstärke von GaAs-Fotoleitern bei Beschichtung mit Si_3N_4 [100].

Im Folgenden werden die Eigenschaften der emittierten Strahlung in Abhängigkeit von der Vorspannung vorgestellt. Analog zur Diskussion in Abschnitt 2.1 sind die gemessenen Wellenzüge durch die Dynamik der Ladungen bestimmt. Die ansteigende Signalflanke, in Abb. 3.4 etwa zwischen -0,25 und 0 ps, ist verknüpft mit der drastischen Zunahme der Dichte der freien Ladungsträger während der optischen Anregung und deren ballistischer Beschleunigung. Die fallende Flanke nach dem Maximum steht für die Ausbildung eines Driftstromes, der im zeitlichen Mittel keine Ladungsbeschleunigung oder Stromänderung darstellt. Das folgende lokale Minimum wird durch Abbremsung der Ladungen hervorgerufen (Diskussion folgt weiter unten). Danach folgen noch einige Oszillationen, die nicht durch die Dynamik der fotogenerierten Ladungen erzeugt werden. Hier wirkt sich die gegenüber der initialen Abstrahlung reduzierte Frequenzbandbreite der Detektion aus. Das anfänglich abgestrahlte Frequenzspektrum wird mit der nichtlinearen Charakteristik des elektro-optischen Kristalls gewichtet. Dabei werden vor allem höhere Frequenzen unterdrückt. Die Charakteristik des verwendeten ZnTe-Kristalls ist in Abb. 3.7 gezeigt und wird dort und im Anhang C diskutiert. Durch die Reduktion im Frequenzraum wird das Signal in der Zeitdomäne breiter. Bei Unterdrückung schmaler Frequenzbereiche treten in der Zeitdomäne lange Oszillationen auf.

Der THz-Wellenzug in Abb. 3.4 zeigt bei etwa -0,35 ps Zeitverzögerung ein Minimum, welches nicht durch Ladungsträgerdynamik erklärt werden kann. Dieses Merkmal entspräche einer Beschleunigung von Ladungen entgegen dem externen elektrischen Feld. Diese Eigenschaft ist eine Folge der universellen Forderung, dass im Vakuum (d.h. in Abwesenheit von Ladungen) kein konstantes elektrisches Feld existieren kann. Vielmehr existieren nur elektrische Wechselfelder, deren zeitliches Integral verschwindet (siehe dazu Abschnitt 2.1.1). Deswegen muss ein Feldanteil mit negativem Vorzeichen vorhanden sein. In welchem Bereich im gemessenen Feld-

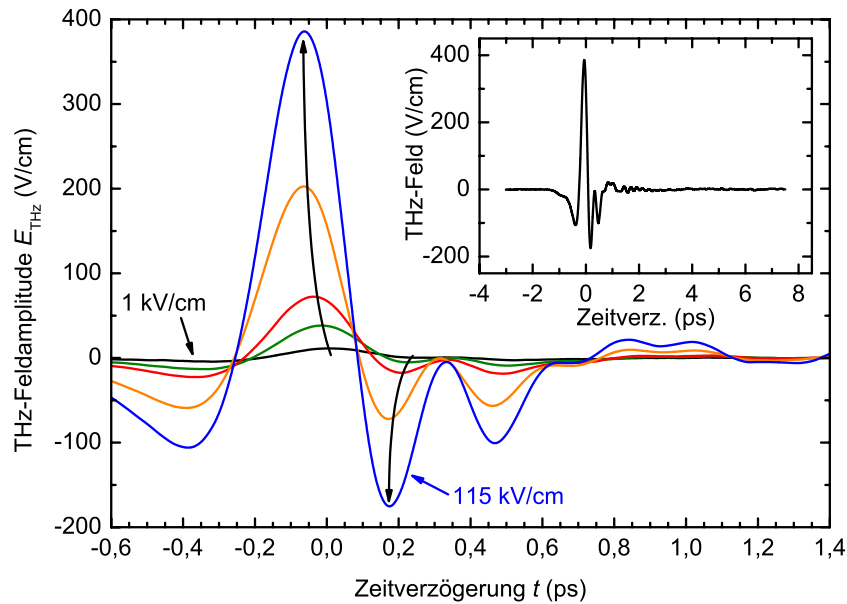


Abbildung 3.4.: THz-Wellenform für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken: schwarz – 1 kV/cm, grün – 4 kV/cm, rot – 10 kV/cm, orange – 50 kV/cm und blau – 115 kV/cm bei einer Anregungsdichte von $4 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ auf einem Anregungsfleck von $300 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite. Der Einsatz zeigt die Entwicklung der THz-Feldamplitude für ein Beschleunigungsfeld von 115 kV/cm über einen längeren Bereich der Verzögerung.

verlauf entgegengesetzte Felder auftreten, hängt stark von den Eigenschaften des abbildenden Systems ab. Leichtes Verdrehen der Parabolspiegel zur optischen Achse verändert die Form des THz-Wellenzuges sehr.

Wie im Abschnitt 2.1.1 diskutiert, ist die THz-Feldstärke proportional zur Beschleunigung der Ladungen und damit proportional zum lokalen elektrischen Feld. Dieses wird wesentlich durch die externe Vorspannung an den Elektroden bestimmt. Abbildung 3.5 zeigt die Abhängigkeit der THz-Feldamplitude vom externen Beschleunigungsfeld. Anfänglich wächst die THz-Feldamplitude sublinear, später dann linear mit dem beschleunigenden Feld.

In anderen Experimenten mit einem kleineren Anregungsfleck von $80 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite und höherer Anregungsdichte beobachteten wir für größere Beschleunigungsfelder eine Sättigung der THz-Amplitude. Für solches Verhalten gibt es verschiedene Gründe. Der Fotostrom erwärmt bei großen Beschleunigungsfeldstärken das Halbleitersubstrat am Ort der Anregung stark. Dabei wird die Beweglichkeit der Ladungen und ihre Antwort auf das beschleunigende Feld reduziert. Durch die Reduktion des Tastverhältnisses der Vorspannung wird auch die im Mittel umge-

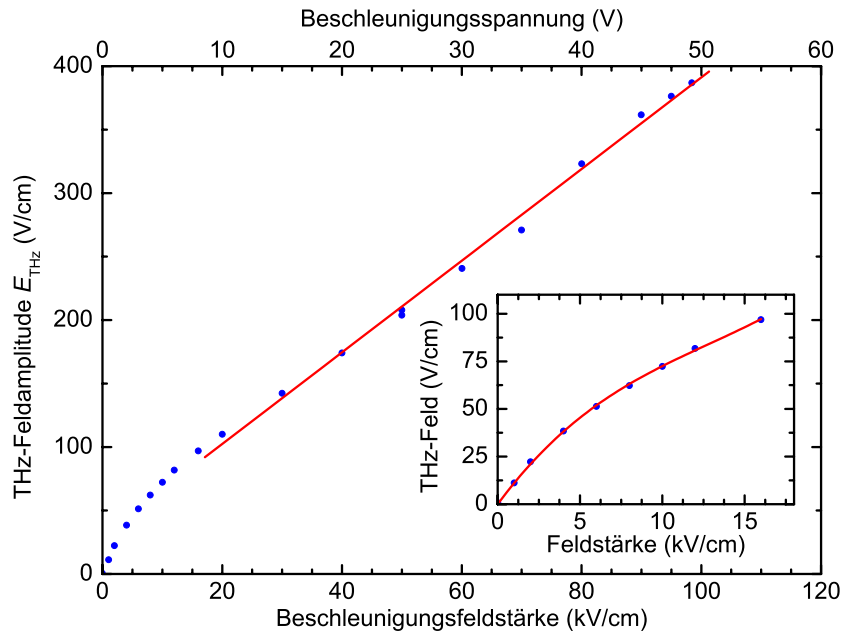


Abbildung 3.5.: Abhängigkeit der THz-Feldamplitude (Maximum) von der Beschleunigungsfeldstärke bei einer Anregungsdichte von $4 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ auf einem Anregungsfleck von $300 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite und einem Tastverhältnis von 2,5 %. Blaue Kreise – Messdaten, rote Linien – lineare und kubische (Einsatz) Anpassungen

setzte elektrische Leistung und damit die Temperatur reduziert. Bei unseren Experimenten konnte durch die Reduktion des Tastverhältnisses von 15 auf 3,5 % das Sättigungsverhalten der THz-Feldamplitude im Bereich um 100 kV/cm verhindert werden [72] (hier nicht gezeigt). Gleiches wird auch in Ref. 40 beschrieben.

In der Literatur wird Sättigung bei höheren Beschleunigungsfeldstärken berichtet [83] und anders begründet. Elektronen können in größeren Beschleunigungsfeldern schneller die für den Transfer in die Seitentäler der Bandstruktur notwendige Energie gewinnen [34, 97]. In GaAs in einem Feld von 200 kV/cm bei optischer Anregung mit 1,55 eV dauert die Energieaufnahme etwa nur 20 fs. Die Streuung erfolgt ebenfalls in kurzen Zeiten von etwa 20 fs. Das bedeutet, dass bei Experimenten in hohen Feldern schon während der optischen Anregung Elektronen in das L - oder sogar X -Tal transferiert werden. Nach dem Transfer werden diese Ladungen wegen der viel größeren effektiven Masse nicht mehr effizient beschleunigt. Vielmehr setzt eine sehr effiziente Verzögerung durch Streuprozesse ein. Diese Ladungsträger tragen wenig zur Vergrößerung des globalen Maximums in Abbildung 3.4 bei [83, 101]. Die verbesserte Verzögerung wirkt sich auf das Minimum nach dem globalen Maximum und damit auf die Bandbreite aus. Ob diese Art der Sättigung auch bei optischer

Anregung mit kürzeren Pulsen (z.B. 10 fs Halbwertsbreite) auftritt, wurde bisher nicht berichtet. Dabei wäre die ansteigende Flanke kürzer als die Zeit zum Sammeln der Energie für den Seitentaltransfer und die Zeit für den Transfer selbst. Entsprechend sollte diese Art der Sättigung nicht beobachtet werden.

Eine größere Beschleunigungsfeldstärke führt neben der Amplitudenzunahme auch zu einer zeitlichen Verkürzung des Signals. Die Halbwertsbreite des globalen Maximums sinkt von 240 fs bei 1 kV/cm auf 200 fs bei 115 kV/cm. Der Scheitelpunkt verlagert sich dabei um etwa 70 fs nach vorn. Abbildung 3.6 zeigt die THz-Wellenzüge der Abb. 3.4, normiert auf das globale Maximum. Dabei wird deutlich, dass sich das Amplitudenverhältnis zwischen dem globalen Maximum und dem vorausgehenden Minimum beschleunigungsfeldabhängig wenig ändert (vgl. Einsatz in Abb. 3.6). Hingegen nimmt die Amplitude des ersten Minimums nach dem globalen Maximum relativ zu diesem deutlich zu. Das wird durch eine drastische Reduktion des Fotostromes nach dessen vollständiger Ausprägung erreicht. Der Fotostrom wird dabei durch zunehmend effizientere Verzögerung der Ladungen oder durch Reduktion der Anzahl verringert (vgl. Abschnitt 3.1.7).

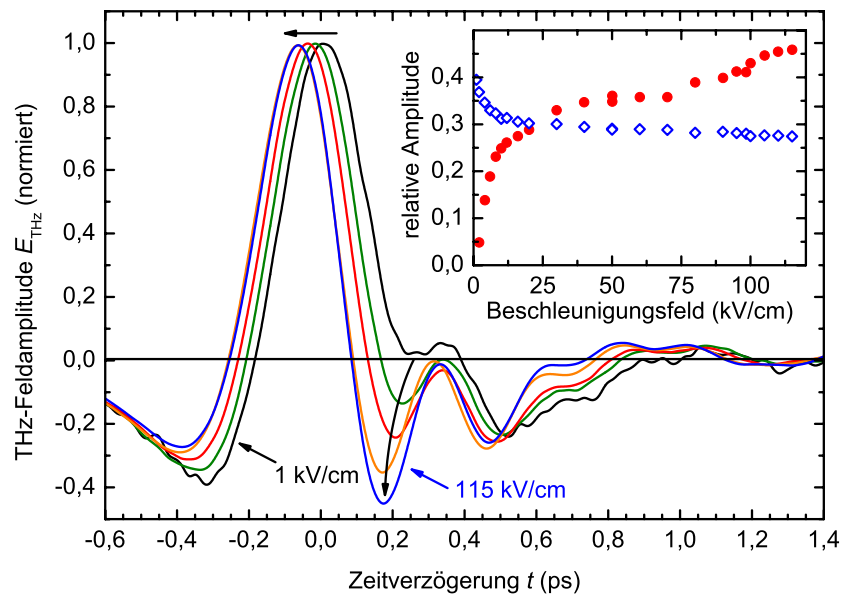


Abbildung 3.6.: Normierte THz-Wellenzüge für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken: schwarz – 1 kV/cm, grün – 4 kV/cm, rot – 10 kV/cm, orange – 50 kV/cm und blau – 115 kV/cm bei einer Anregungsdichte von $4 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ auf einem Anregungsfleck von $300 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite. Der Einsatz zeigt die Entwicklung des ersten (blaue offene Quadrate) und zweiten (rote Kreise) Minimums relativ zum Maximum mit dem Beschleunigungsfeld.

Bei zunehmendem Beschleunigungsfeld besonders unterhalb von etwa 6 kV/cm erfahren immer mehr Elektronen einen Transfer in ein Seitental der Bandstruktur. Das äußert sich im sublinearen Anstieg der THz-Feldamplitude mit zunehmendem Beschleunigungsfeld in Abb. 3.5 und in einem steilen Anstieg der roten Kurve im Einsatz in Abb. 3.6. Oberhalb von 6 kV/cm verkürzt sich nur noch die Zeit, bis der Transfer einsetzt [34, 97]. Seitentaltransfer erzeugt Geschwindigkeitsüberschuss (engl.: velocity overshoot). Das heißt, Ladungen bewegen sich zeitlich begrenzt mit einer größeren Geschwindigkeit v als ein Gleichgewichtsdriftstrom, bestimmt durch das lokale elektrische Feld E_{lokal} und die effektive-Masse-abhängige Beweglichkeit μ mit $v > v_{\text{drift}} = \mu E_{\text{lokal}}$. Geschwindigkeitsüberschuss entsteht hier durch drastische Zunahme der effektiven Ladungsträgermasse nach dem Seitentaltransfer. Durch Steuprozesse wird die Überschussgeschwindigkeit schnell auf die Driftgeschwindigkeit reduziert. Diese Verzögerung spiegelt sich in den THz-Wellenzügen als Minimum nach dem Hauptmaximum bzw. durch ein THz-Feld mit negativem Vorzeichen wider und geht mit einer Verbreiterung des Frequenzspektrums einher. Experimentelle und theoretische Untersuchungen mit diesem Ergebnis sind in der Literatur beschrieben [41, 47, 48, 102, 103]. Außerdem kann es durch plötzliche Reduktion des treibenden Feldes durch Strahlungsfeld- und Raumladungsabschirmung zu Geschwindigkeitsüberschuss kommen [73, 83]. Die Auswirkungen sind besonders bei zunehmender Anregungsdichte deutlich und werden im nächsten Abschnitt 3.1.3 beschrieben.

Nach dem Hauptmaximum und den Minima, etwa ab 0,6 ps in Abb. 3.6, sind weitere Amplitudenoszillationen messbar. Diese entstehen durch schmalbandige Absorption polarer Moleküle (im Wesentl. Wasserdampf und Kohlendioxid) in der Atmosphäre um den Aufbau. Um die Absorption zu reduzieren, wurde der Aufbau unter einer Plexiglashaube mit Stickstoff gespült.

Aus den experimentell bestimmten Daten zwischen -3 und 7 ps Zeitverzögerung wurden mit Hilfe der diskreten FOURIER-Transformation Frequenzspektren berechnet. In Abbildung 3.7 werden zwei Spektren für Beschleunigungsfelder von 1 und 115 kV/cm verglichen. Dabei wird eine Vergrößerung der Bandbreite von 2,1 auf 2,6 THz und eine leichte Blauverschiebung deutlich. Das Maximum des Spektrums wird von 0,9 auf 1,0 THz verschoben. Dieses Verhalten wird durch die oben beschriebene Ladungsträgerdynamik erklärt. Die scheinbar stärkeren Absorptionen in der grauen Linie für 1 kV/cm Beschleunigungsfeld sind durch die 35 mal kleinere Signalamplitude dieser Messung bedingt. Das Rauschen tritt entsprechend stärker hervor. Die Frequenzbandbreite 10 dB unter dem Maximum ist aber nicht nur von der Dynamik der beschleunigten Ladungen abhängig. Auch die zeitliche Ausdehnung der optischen Anregung und die Dicke des elektro-optischen Sensorkristalls

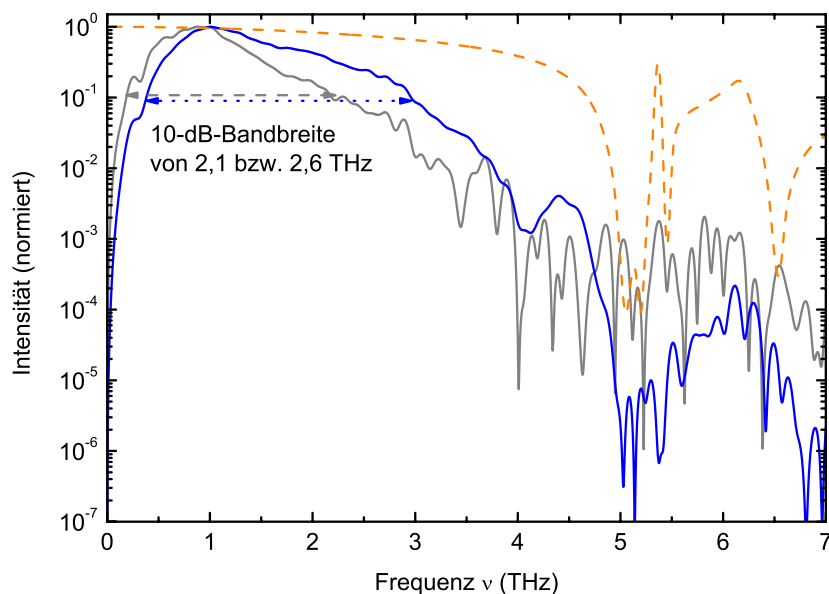


Abbildung 3.7.: Frequenzspektrum, berechnet aus den THz-Wellenformen aus Abb. 3.4 für zwei verschiedene Beschleunigungsfeldstärken: grau – 1 kV/cm und blau – 115 kV/cm. Die gestrichelte Linie in Orange gibt die Charakteristik des elektro-optischen Kristalls wieder (siehe Text und Anhang C).

beeinflussen das Spektrum. Mit einer optischen Anregung von 15 fs Halbwertsbreite und einem ZnTe-Kristall von 10 μm Dicke wurde in unserer Arbeitsgruppe mit einem Schattenemitter auf SI-GaAs eine 10 dB-Bandbreite von etwa 4,5 THz erreicht [104].

Die orange gestrichelte Linie in Abb. 3.7 zeigt die Frequenzcharakteristik des elektro-optischen Sensorkristalls, basierend auf einer Rechnung, die im Anhang C im Detail diskutiert wird. Die Materialkonstanten sind dabei Ref. 85 und den Referenzen darin entnommen. Nur die Dielektrizitätskonstante ϵ_∞ weit oberhalb der Kristallresonanzen entspricht mit 7,3 dem häufiger in der Literatur genannten Wert [105–108]. Damit passt sich die Rechnung auch besser unseren experimentellen Daten an. Das Modell berücksichtigt die Fehlanpassung der THz-Phasengeschwindigkeit an die Gruppengeschwindigkeit des Abtastpulses. Durch die Fehlanpassung werden THz-Wellenfronten und Abtastpuls im Analysatorkristall gegeneinander verschoben. Die gemessene Polarisationsdrehung des Abtastpulses ist dabei proportional zu der mittleren THz-Feldamplitude, die beim Durchlauf durch den Kristall auftrat. Streicht der Abtastpuls über eine ganze THz-Periode, so ist das gemessene Signal gleich Null. Dieser Fall tritt bei gegebener Kristalldicke zu-

erst für höhere Frequenzanteile mit kürzeren Wellenlängen auf. Die Bandbreite der Detektion wird reduziert. In der angegebenen Rechnung wird die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit des Abtastpulses durch eine quadratische Anpassung an experimentelle Daten [105, 106] beschrieben. Ebenfalls wird die Frequenzabhängigkeit des Koeffizienten r_{41} [109] des elektro-optischen Tensors, sowie die endliche zeitliche Ausdehnung des Abtastpulses berücksichtigt.

3.1.3. Einfluss der Anregungsdichte

Im Abschnitt 2.1.1 wurde gezeigt, dass Fotostrom und THz-Feldamplitude linear mit der Anzahl der fotogenerierten Ladungen zunehmen. Bei unseren Experimenten konnten wir diesen linearen Zusammenhang für Anregungsdichten zwischen 1×10^{15} und 2×10^{18} Elektron-Loch-Paare pro cm^3 und Beschleunigungsfelder ab 20 kV/cm beobachten. Für Anregungsdichten über $\text{ca. } 5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ und kleine Beschleunigungsfelder um etwa 5 bis 6 kV/cm entwickelte sich die THz-Amplitude sublinear. Bei Experimenten an einem verstärkten Lasersystem mit Anregungsdichten bis einige $10^{19}/\text{cm}^3$ beobachteten wir sogar Sättigung der THz-Feldamplitude mit der Anregungsdichte [110]. Diese wird auf die Reduktion des beschleunigenden Feldes durch das abgestrahlte THz-Feld [40–42, 111] und weniger auf Raumladungsabschirmung [42] zurückgeführt.

Die Diskussion des Verlaufes der THz-Wellenzüge ist analog zum Verhalten bei Variation des Beschleunigungsfeldes. Es soll jedoch die Entwicklung der Struktur nach dem globalen Maximum in Abbildung 3.8 diskutiert werden. Hier sind normierte THz-Wellenzüge für ein Beschleunigungsfeld von 20 kV/cm dargestellt. Bei etwa $4,1 \text{ ps}$ Zeitverzögerung wechselt das THz-Feld mit zunehmender Anregungsdichte das Vorzeichen von positiv zu negativ. Das ist, wie weiter oben auf Seite 42 diskutiert, auf Feldabschirmungs-induzierten Geschwindigkeitsüberschuss der Elektronen zurückzuführen. Mit zunehmender Anregungsdichte nimmt das Strahlungsfeld näherungsweise linear zu. Dadurch wird das lokal beschleunigende Feld reduziert (vgl. Abschnitt 2.3.2) und Ladungen können eine größere Geschwindigkeit haben als die Driftgeschwindigkeit im aktuellen lokalen Feld. Durch Streuprozesse werden diese Ladungen effizient abgebremst [73, 83]. Dabei entsteht der negative Scheitel bei $4,1 \text{ ps}$ und das Spektrum in Abbildung 3.9 wird verbreitert. Die Frequenzspektren wurden aus den THz-Wellenformen aus Abb. 3.8 für verschiedene Anregungsdichten berechnet. Besonders ab einigen 10^{17} Elektron-Loch-Paaren pro cm^3 , also ab dem Auftreten des Merkmals bei etwa $4,1 \text{ ps}$, wird das abgestrahlte Frequenzspektrum wegen der verstärkten Ladungsverzögerung breiter und etwas blauverschoben.

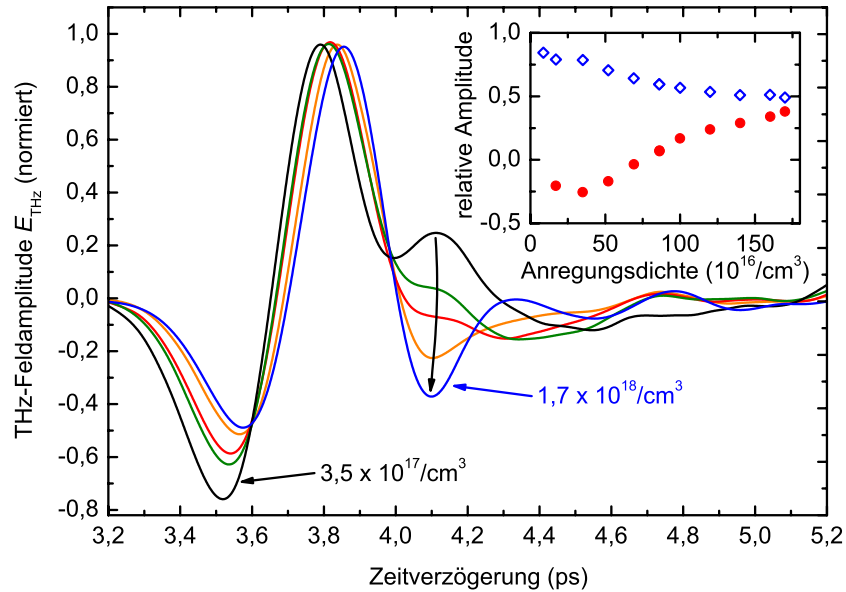


Abbildung 3.8.: Normierte THz-Wellenzüge für verschiedene Anregungsdichten: schwarz – $3,5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, grün – $7 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, rot – $8,5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, orange – $1,2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ und blau – $1,7 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ in einem Beschleunigungsfeld von 20 kV/cm auf einem Anregungsfleck von $80 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite. Der Einsatz zeigt die Entwicklung des ersten (blaue offene Quadrate) und zweiten (rote Kreise) Minimums relativ zum Maximum mit der Anregungsdichte.

Die hier gezeigten Experimente mit variabler Anregungsdichte wurden mit einem Anregungsfleck von nur $80 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite durchgeführt. Wegen der Beugungsbegrenzung konnten sich langwellige spektrale Anteile mit Wellenlängen oberhalb der $80 \mu\text{m}$ nur begrenzt in das Fernfeld ausbreiten (vgl. Abschnitt 3.1.5). Entsprechend erscheinen die Frequenzspektren insgesamt blauverschoben im Vergleich zu den vorhergehenden Experimenten mit variablem Beschleunigungsfeld.

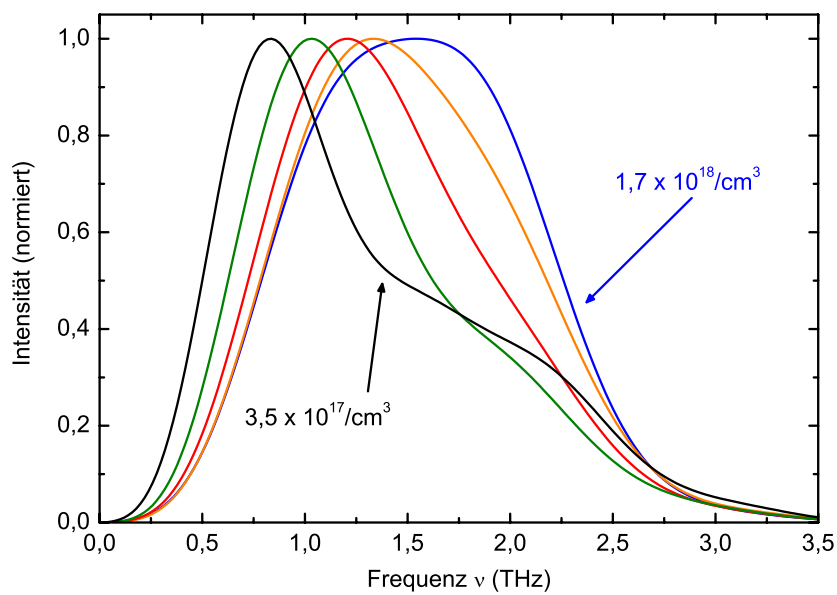


Abbildung 3.9.: Frequenzspektren, berechnet aus den THz-Wellenformen aus Abb. 3.8 für verschiedene Anregungsdichten: schwarz – $3,5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, grün – $7 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, rot – $8,5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, orange – $1,2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ und blau – $1,7 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ in einem Beschleunigungsfeld von 20 kV/cm auf einem Anregungsfleck von 80 μm Halbwertsbreite.

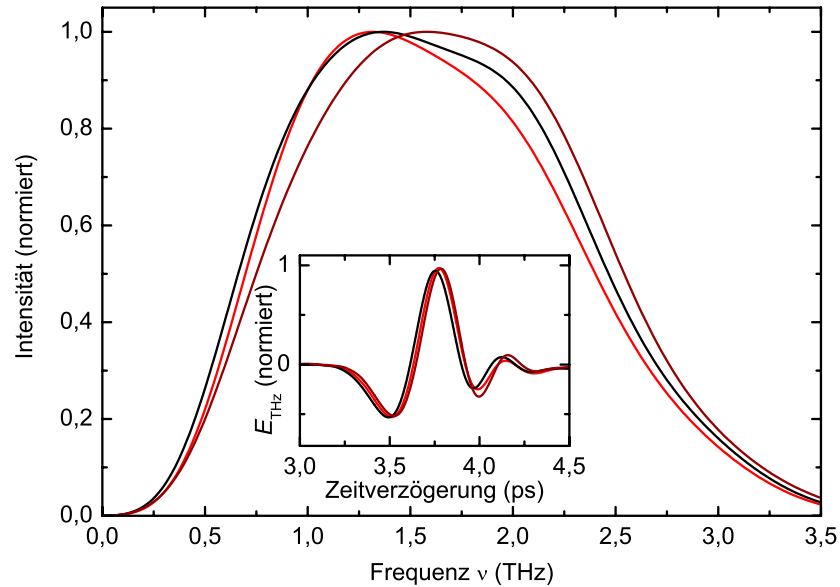


Abbildung 3.10.: Normierte Frequenzspektren und THz-Wellenzüge für verschiedene Anregungsdichten: braun – $8,5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$, schwarz – $3,5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ und rot – $8,5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ in einem Beschleunigungsfeld von 120 kV/cm auf einem Anregungsfleck von $80 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite.

Für ein viel größeres Beschleunigungsfeld von 120 kV/cm (vgl. Abb. 3.10) ist das Minimum nach dem Hauptmaximum von der Anregungsdichte unabhängig. Wie bei kleinen Beschleunigungsfeldstärken tritt Strahlungsfeldabschirmung genauso in hohen Feldern auf, denn das beschleunigende Feld ist zwar größer, aber auch das Strahlungsfeld hat proportional zum Beschleunigungsfeld zugenommen. Trotzdem entwickelt sich das Minimum nach dem Hauptmaximum mit zunehmender Feldstärke anders. Durch das hohe Feld von 120 kV/cm ist die Zeit bis zum Einsetzen des Seitentaltransfers stark reduziert (ca. 35 fs) [34, 97]. Der Seitentaltransfer dominiert jetzt die Ladungsdynamik schon während der Anregung und das Minimum nach dem Hauptmaximum tritt etwas eher bei 4,0 ps und von der Anregungsdichte unabhängig auf. Entsprechend sind die normierten Frequenzspektren für die verschiedenen Anregungsdichten sehr ähnlich.

3.1.4. Temperaturabhängigkeit der THz-Emission

Einige Publikationen behandeln die Temperaturabhängigkeit der THz-Feldamplitude [112–116]. Dabei werden im Wesentlichen Oberflächenfeldquellen betrachtet. Um die Entwicklung der THz-Feldamplitude eines Schattenemitters mit der Temperatur zu untersuchen, wurde ein solcher auf dem Kühlfinger eines Kryostaten befestigt. Die Temperatur wurde mit einem Rutheniumdioxid-Thermometer direkt auf der Substratoberfläche gemessen. Vor der Aufnahme eines Messpunktes wurde die THz-Feldamplitude durch räumliche Justage maximiert, um thermisch bedingte Positionsänderungen auszugleichen. Abbildung 3.11 zeigt die abgestrahlte THz-Feldamplitude in Abhängigkeit von der Temperatur. Von Raumtemperatur bis 80 K wird die THz-Amplitude etwa verdoppelt. Für kleinere Substrattemperaturen nimmt sie wieder ab. Unsere Experimente reichen nicht aus, um dieses Verhalten vollständig zu erklären. Dennoch sollen mögliche Ursachen kurz behandelt werden.

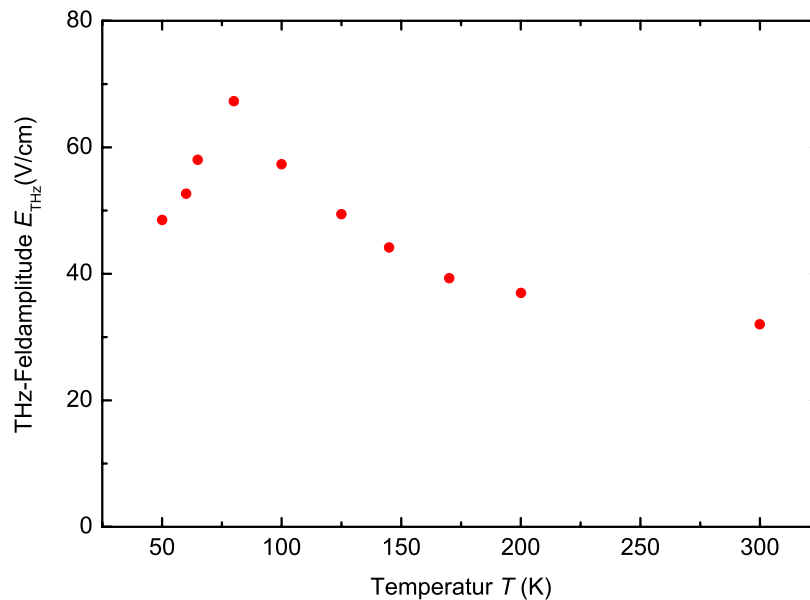


Abbildung 3.11.: Abhängigkeit der THz-Feldamplitude von der Gittertemperatur. Beschleunigungsfeld – 10 kV/cm, Anregungsdichte – $3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, Anregungswellenlänge – 800 nm

Wie im Abschnitt 2.1 diskutiert, ist die abgestrahlte THz-Feldamplitude E_{THz} proportional zur zeitlichen Änderung des Fotostromes $I(t)$

$$E_{\text{THz}} \propto \frac{d}{dt}I(t) \propto e \frac{d}{dt}n(t)\mu(t)E_{\text{lokal}}(t), \quad (3.2)$$

wobei $n(t)$ die Dichte der fotogenerierten Ladungen, $\mu(t)$ die transiente Ladungsträgerbeweglichkeit, $E_{\text{lokal}}(t)$ das lokale beschleunigende Feld und e die Elementarladung ist. Temperaturabhängige Größen, die Einfluss auf die Abstrahlung nehmen, sind verschiedene elektronische Streumechanismen sowie die Bandlücke und damit verbunden die Absorption von Photonen. Die verschiedenen Streumechanismen beeinflussen dabei die Ladungsträgerbeweglichkeit. Bandabstand und Absorption gehen in die Ladungsträgerdichte ein. Für Oberflächenquellen ist weiterhin die Änderung von Eigenschaften an der Oberfläche wie die Bandverbiegung und die Ausdehnung der Raumladungszone relevant. Im Folgenden werden Prozesse vorgestellt, die bei THz-Emission von metallisch strukturierten Fotoleitern wichtig sind.

Der Absorptionskoeffizient von GaAs nimmt für die in unseren Experimenten verwendete Anregungsenergie von 20 bis 300 K um 30 % zu [117, 118]. Das bedeutet, dass bei hohen Temperaturen mehr Ladungen oberflächennah im Bereich großer Beschleunigungsfeldstärke angeregt werden. Der Bandabstand von GaAs variiert zwischen etwa 1,52 eV bei 20 K und 1,42 eV bei 300 K. Die optische Anregung erfolgte in unseren Experimenten bei 1,56 eV mit einer Halbwertsbreite von 60 meV. Entsprechend nimmt mit fallender Gittertemperatur der Anteil der Photonen aus dem Laserspektrum ab, deren Energie über den Bandabstand reicht. Folglich werden weniger Ladungsträgerpaare erzeugt, die zur Abstrahlung beitragen. Gleichzeitig mit der Vergrößerung des Bandabstandes nimmt die Überschussenergie der Ladungen bei fallender Temperatur ab. Fällt sie unter die Energie der longitudinal-optischen Phononen in GaAs von etwa 36 meV, können diese nicht mehr emittiert werden. Relaxation ist dann nur noch über weniger effiziente Streupfade möglich und die Beschleunigung im Feld wird weniger stark behindert. Die THz-Abstrahlung ist also durch einige konkurrierende Prozesse geprägt. Unter den hier vorgestellten experimentellen Bedingungen wirkt sich die temperaturabhängige Ladungsträgerbeweglichkeit besonders aus.

Die Beweglichkeit intrinsischer Ladungsträger nimmt in Halbleitern ab dem Zersetzung- oder Schmelzpunkt mit abnehmender Temperatur T zu. Zwischen etwa 100 und 30 K erreicht sie ein Maximum und nimmt danach wieder monoton ab. Die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit der Ladungen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter kann mit HALL-Messungen bestimmt werden. Für GaAs haben z.B. Wolfe und Mitarbeiter solche Experimente analysiert [119, 120]. Die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit hängt dabei mit der temperaturabhängigen

Relevanz verschiedener Streuprozesse zusammen. Unterhalb von 30 K überwiegt die Streuung der Ladungen durch COULOMB-Wechselwirkung mit ionisierten Störstellen. Dabei ist die mittlere Impulsrelaxationszeit τ_p proportional zu $T^{3/2}$. Die Anzahl der ionisierten Störstellen nimmt zwar bei sehr kleiner Temperatur ab, aber durch die reduzierte kinetische Energie der Elektronen im Gleichgewicht mit dem Gitter vergrößert sich die Wechselwirkung. Der Wirkungsquerschnitt der Streuung an ionisierten Störstellen ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Ladungsträrgeschwindigkeit. Oberhalb von 80 K dominiert Streuung an polaroptischen Phononen. Dazwischen spielen noch Streuung durch das Deformationspotential akustischer Phononen ($\tau_p \propto T^{-3/2}$) [121], piezoelektrisch aktive akustische Phononen ($\tau_p \propto T^{-1/2}$) und an neutralen Störstellen eine Rolle [114, 119, 122].

Für die THz-Abstrahlung ist allerdings die Beweglichkeit der optisch generierten Ladungsträger im undotierten Halbleitersubstrat relevant. Im Abschnitt 2.1 wurden die verschiedenen Zeitabschnitte nach der Anregung kurz diskutiert. Die nichtthermische Verteilung direkt nach der optischen Anregung ist wegen der starken Impuls- und Energierelaxation mit sehr kurzen Streuzeiten und sehr kleiner transienter Beweglichkeit verknüpft [40]. Da dieser Prozess aber wesentlich auf Elektron-Elektron-Streuung in der hochenergetischen nichtthermischen Verteilung beruht, ist er von der Gittertemperatur unterhalb von 300 K unabhängig. Nach etwa 100 fs entspricht die Elektronenverteilung einer FERMI-Verteilung weit über Gittertemperatur. Die Emission von longitudinal-optischen Phononen reduziert die Temperatur der Verteilung auf Gittertemperatur. Dabei wächst die transiente Ladungsbeweglichkeit auf den Gleichgewichtswert an. Die Wechselwirkung dieser heißen FERMI-verteilten Ladungsträger mit longitudinal-optischen und akustischen Phononen oberhalb von etwa 30 K ist wie bei intrinsischen Ladungen temperaturabhängig.

In der Literatur wird die Temperaturabhängigkeit der transienten Ladungsträgerbeweglichkeit von einigen Autoren analog zur Gleichgewichtsbeweglichkeit behandelt [112, 114, 115]. Nach unserer Auffassung ist diese Behandlung nur oberhalb von etwa 80 K zulässig. Für tiefere Temperaturen und Elektronen im Gleichgewicht mit dem Gitter wächst die Bedeutung von Streuung an ionisierten Störstellen durch COULOMB-Wechselwirkung. Mit abnehmender Temperatur sinkt die kinetische Energie der Elektronen und die Wechselwirkung nimmt zu. Dagegen ist die Energieverteilung fotogenerierter Ladungen kurz nach der optischen Anregung wesentlich durch die Energie der Photonen und den Antrieb im elektrischen Feld bestimmt. Die Wechselwirkung mit ionisierten Störstellen sollte damit von der Gittertemperatur unabhängig sein. Dennoch beobachten auch wir in den eigenen Ergebnissen in Abb. 3.11 eine Reduktion der THz-Amplitude unterhalb von 80 K.

Um die Auswirkung der verschiedenen genannten Prozesse auf die Temperaturabhängigkeit der THz-Abstrahlung zu klären, müssten die Experimente mit höherer Photonenenergie zur Anregung wiederholt werden, um temperaturunabhängige Absorptionseigenschaften sicherzustellen. Die Photonenenergie könnte auch in Abhängigkeit des Bandabstandes gewählt werden, so dass die Überschussenergie für alle Gittertemperaturen konstant ist. Weiterhin könnte die transiente HALL-Beweglichkeit fotogenerierter Ladungen temperaturabhängig untersucht werden, um die Bedeutung der Streuung an ionisierten Störstellen zu klären.

3.1.5. Einfluss der Größe der optischen Anregung

Form und Größe des optischen Anregungsflecks auf einer fotoleitenden THz-Quelle bestimmen Form und Größe der abstrahlenden Fläche und damit die Eigenschaften der THz-Strahlung. Im Folgenden Abschnitt wird dieser Zusammenhang betrachtet.

Um optimale Betriebsbedingungen zu finden, haben wir die Eigenschaften der abgestrahlten THz-Welle wie Feldamplitude und spektrale Zusammensetzung in Abhängigkeit vom Radius a der als kreisrund angenommenen optischen Anregung untersucht. a beschreibt dabei die halbe Halbwertsbreite des Anregungsflecks. In Abb. 3.12 wird deutlich, dass die THz-Intensität mit fallender Größe des Anregungsflecks bei sonst gleichen Bedingungen etwa mit a^{-2} zunimmt, um bei etwa $300 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite ein Maximum zu erreichen. Danach fällt die THz-Intensität ungefähr mit a^2 . Der Prozess der THz-Generation in einer dünnen kreisrunden Fläche kann wie die Transmission von Strahlung durch eine Öffnung mit dieser Fläche behandelt werden. Dünn heißt hier, dass die Dicke der emittierenden Fläche viel kleiner ist, als die erzeugten Wellenlängen λ . Im Folgenden werden die beiden Grenzfälle $a \gg \lambda$ und $a \ll \lambda$ betrachtet.

Ist $a \gg \lambda$, werden alle erzeugten Wellenlängenkomponenten in das Fernfeld abgestrahlt. Unter den Annahmen einer kreisrunden Anregung der Halbleiteroberfläche mit rechteckigem Intensitätsprofil und eines unveränderlichen THz-Strahlprofils auf dem Sensorkristall, ist die THz-Intensität I_{THz} mit der Anregungsleistung P_{NIR} im Nahinfrarotbereich verknüpft durch:

$$\begin{aligned} P_{\text{NIR}}/\pi a^2 &= I_{\text{NIR}}, \\ I_{\text{NIR}} &\propto n \propto E_{\text{THz}}, \\ E_{\text{THz}}^2 &\propto I_{\text{THz}}. \end{aligned} \tag{3.3}$$

Dabei ist I_{NIR} die Intensität der Anregung, n ist die Dichte fotogenerierter Ladungs-

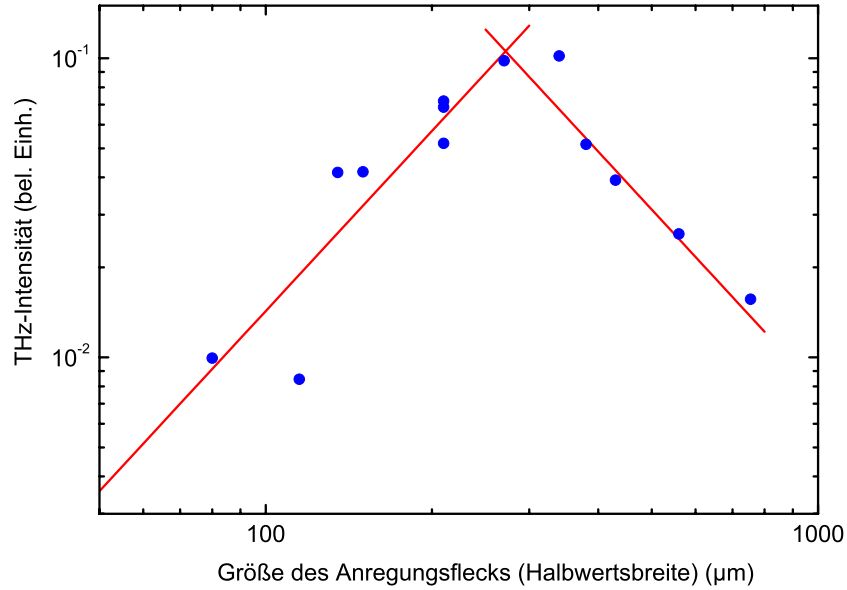


Abbildung 3.12.: Abhängigkeit der detektierten integrierten THz-Intensität (E_{THz}^2 – blaue Kreise) von der Halbwertsbreite ($2a$) des Anregungsflecks (doppelt logarithmisch). Dabei wurde die Halbwertsbreite des THz-Strahles nicht verändert.

träger und E_{THz} ist das elektrische Feld der abgestrahlten Welle. Die Leistung P_{THz} der abgestrahlten Welle ist gegeben durch:

$$P_{\text{THz}} = \pi a^2 \cdot I_{\text{THz}},$$

und mit (3.3) $P_{\text{THz}} \propto P_{\text{NIR}}^2 / a^2$. (3.4)

Die THz-Leistung fällt also für eine gegebene Anregungsleistung mit $1/a^2$ ab. Wird anstatt einer rechteckigen Intensitätsverteilung z.B. eine realistischere GAUSS-Verteilung angenommen und a als halbe Halbwertsbreite angesetzt, so behalten die Relationen 3.3 und 3.4 ihre Gültigkeit. Die Beziehungen zwischen Intensität und Leistung enthält dann zusätzlich noch einen konstanten profilabhängigen Faktor. Insbesondere ist für GAUSS-verteilte Intensitäten die Halbwertsbreite der THz-abstrahlenden Fläche um einen Faktor $1/\sqrt{2}$ und entsprechend der Flächeninhalt um einen Faktor $1/2$ gegenüber der angeregten Fläche πa^2 reduziert.

Ist die Halbwertsbreite viel kleiner als die abgestrahlten Wellenlängen, so bleibt Relation 3.4 gültig. Zusätzlich ist die Wellenausbreitung aber beugungsbegrenzt. Für die Auswirkung der Beugungsbegrenzung auf die Transmission elektromagnetischer Wellen durch eine kreisförmige Öffnung entwickelte H. A. Bethe eine Theorie [123], die vor einigen Jahren präzisiert wurde [124]. Für $a \ll \lambda$ definierte Bethe

einen Wirkungsquerschnitt $A(a, \lambda)$ für die Beugung (Gln. 57-59a in Ref. 123), der bezogen auf die Fläche der Öffnung den transmittierten Anteil der einfallenden Welle bestimmt:

$$\frac{A}{\pi a^2} \propto \frac{a^4}{\lambda^4} \quad (3.5)$$

Diese Abhängigkeit geht in Relation 3.4 ein, so dass etwa bis $a \leq 0.1\lambda$ gilt:

$$P_{\text{THz}} \propto P_{\text{NIR}}^2 a^2. \quad (3.6)$$

In unseren Experimenten haben wir die THz-Intensität für verschiedene Größen des Anregungsfleckes zwischen den beiden Grenzfällen $a \ll \lambda$ und $a \gg \lambda$ untersucht. Deswegen ist die obige Rechnung nicht streng anwendbar. Dennoch zeigt die Abbildung 3.12 qualitativ das beschriebene Verhalten. Die größte Konversionseffizienz von Nahinfrarot- zu THz-Strahlung erreichten wir für Anregungsfleckgrößen vergleichbar mit der zentralen Wellenlänge der Abstrahlung von $300 \mu\text{m}$. Das gilt nur, solange die Emission nicht mit der Anregungsleistung sättigt (vgl. Abschnitt zur Anregungsdichte). Bei Verwendung verstärkter Lasersysteme zur optischen Anregung ist es meist sinnvoll, die Anregung bei gleicher Leistung mit größeren Radien zu realisieren, um eine Sättigung der THz-Feldamplitude zu vermeiden.

J. Xu und X.-C. Zhang untersuchten die THz-Leistung durch optisches Gleichrichten in $\langle 111 \rangle$ GaAs [125]. Auch hier wurde trotz der verschiedenen Generationsprinzipien eine ähnliche Abhängigkeit von der Anregungsfleckgröße beobachtet; denn auch bei optischem Gleichrichten ist die generierte Strahlungsintensität proportional zum Quadrat der Nahinfrarotintensität. Die Aussagen zur Beugung sind vom Prinzip der Generation unabhängig.

Wegen der wellenlängenabhängigen Beugung und Abstrahlung in das Fernfeld beeinflusst die Größe des Anregungsfleckes auch die spektrale Zusammensetzung. Abbildung 3.13 zeigt Frequenzspektren für verschiedene Anregungsfleckgrößen. Für kleine Anregungsflächen sind die Spektren deutlich blauverschoben, weil nur entsprechend kürzere Wellenlängen in das Fernfeld abgestrahlt werden.

In der Literatur (z.B. Ref. 62) werden die Spektren von *large-aperture*-Strukturen im Vergleich zu anderen Generationsprinzipien, wie fotoleitende Antennen mit kleinem Elektrodenabstand oder optisch erzeugte Plasmen, häufig als niederfrequent beschrieben. Ein Grund dafür ist das vergleichsweise kleine Beschleunigungsfeld, bedingt durch den großen Elektrodenabstand. Andererseits werden diese Emittter auch typischerweise in großen Flächen angeregt, was eben langwellige Anteile im Spektrum hervorhebt. Einige Arbeitsgruppen [63,91] erreichen mit fotoleitenden sogenannten *semi-large-aperture*-Strukturen hohe THz-Feldstärken und Strahlungsleistungen. Dabei sind der Abstand der Elektroden und der Anregungsfleck eben

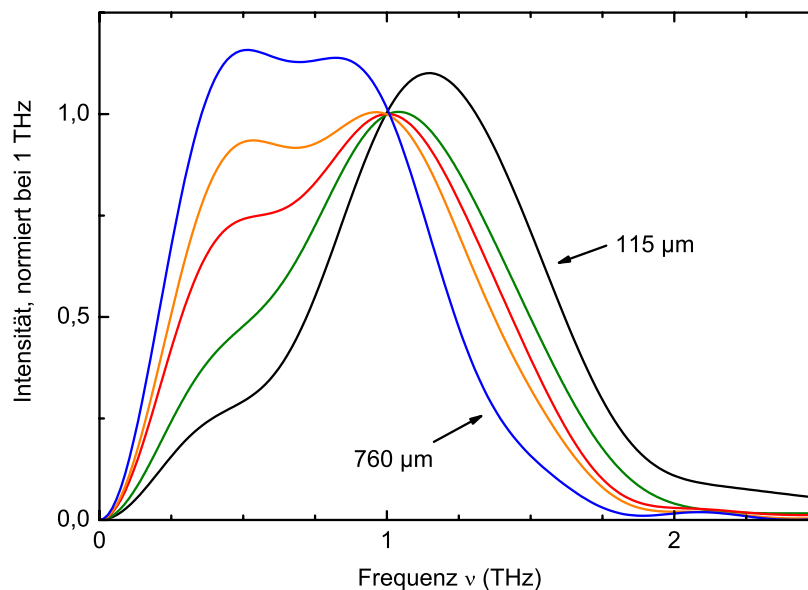


Abbildung 3.13.: Frequenzspektren normiert bei 1 THz, berechnet aus den THz-Wellenformen für verschiedene Größen des Anregungsflecks: schwarz – 115 μm , grün – 210 μm , rot – 430 μm , orange – 560 μm und blau – 760 μm Halbwertsbreite bei konstanter Anregungsleistung von 150 mW.

in der Größenordnung der Wellenlänge. So sind hier die Voraussetzungen für eine hohe Konversionseffizienz erfüllt.

3.1.6. Strahlprofil & Strahlungsleistung

Um die Eigenschaften des experimentellen Aufbaus zu charakterisieren, haben wir die räumliche Verteilung der THz-Feldstärke am Ort des elektro-optischen Sensors bestimmt. Dazu wurde der mit Indiumzinnoxid beschichtete Strahlteiler vertikal und horizontal geneigt (vgl. Abb. 3.1). Dabei wird der THz-Strahl relativ zum optischen Abfragestrahl auf dem elektro-optischen Kristall verschoben. Es wird die THz-Feldamplitude am Ort des Abfragestrahles mit einer räumlichen Auflösung von etwa 100 μm gemessen. Abbildung 3.14 zeigt ein leicht elliptisches GAUSS-förmiges Strahlprofil mit einer Halbwertsbreite von 340 bzw. 410 μm . Die elliptische Form folgt aus der leicht elliptischen optischen Anregung der Quelle. Zwischen Emitter und Sensor hat der THz-Strahl einen Weg von etwa 30 cm in Luft bzw. Stickstoff zurückgelegt. Das Paar parabolischer Goldspiegel war als zweifach fokussierendes Teleskop angeordnet.

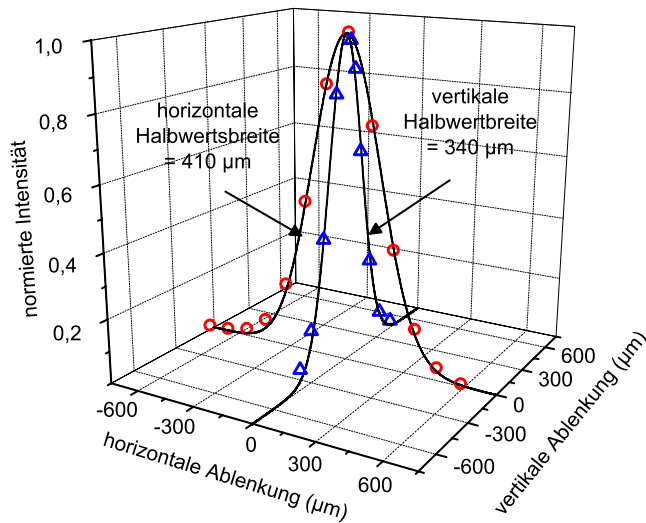


Abbildung 3.14.: Profil des THz-Strahles auf dem elektrooptischen Sensor nach Ausbreitung im freien Raum über etwa 30 cm und zweifacher Fokussierung durch ein Parabolspiegelteleskop.

Neben der kohärenten elektrooptischen Detektion der THz-Feldamplitude, wurde die THz-Leistung in dieser Arbeit auch mit einem pyroelektrischen Detektor gemessen. Die notwendige Modulation des THz-Signals wurde durch Schalten des Beschleunigungsfeldes erreicht. Es ist zu beachten, dass der pyroelektrische Detektor nicht unterscheiden kann, ob die empfangene Strahlung von kohärenten THz-Transienten oder inkohärenter Wärmestrahlung durch den Fotostrom und die Umgebung herrührt. Um hier Sicherheit zu gewinnen, wurden die Messungen unter verschiedenen Bedingungen wiederholt. Die THz-Quelle wurde zum Vergleich nicht mit einem gepulsten, sondern mit einem kontinuierlichen Laserstrahl mit gleicher optischer Leistung angeregt. So wird keine kohärente THz-Strahlung erzeugt, aber der Fotostrom und die Umgebungsstrahlung sind im zeitlichen Mittel gleich groß.

Leider war der zur Verfügung stehende pyroelektrische Detektor für diese Messaufgabe nur bedingt geeignet. Zum einen enthielt das Gerät eine optische Schlitzscheibe (*Chopper*), welcher mit 30 Hz auf einer festen und, für hier verfolgte Zwecke, sehr kleinen Frequenz lief. Ein fest integrierter *Lock in*-Verstärker diente zum Nachweis der Signale mit 30 Hz Schaltfrequenz. Zum anderen wies der Detektor wegen seiner Bauform eine zu kleine freie Apertur auf, so dass ein Teil der THz-Strahlung nicht die aktive Fläche des Detektors erreichte. Unter diesen Umständen wählten wir für die Quelle bei 30 Hz und einem Tastverhältnis von 50 % eine Vorspannung von nur max. 20 V um die während eines Spannungspulses erzeugte Wärme zu begrenzen. Der interne optische *Chopper* wurde abgeschaltet. So war die Leistungsmessung nicht optimal. Die THz-Abstrahlung wurde durch die verhältnismäßig ho-

3. Experimentelle Untersuchung von THz-Quellen

he Temperatur der Quelle eingeschränkt. Andererseits war es nicht möglich, den gesamten Parameterbereich des Schattenemitters anzuwenden. Denn für Spannungen über 20 V soll der elektrische Puls deutlich kürzer als 33 ns sein. Das wurde bei den oben beschriebenen Experimenten mit elektro-optischer Detektion durch ein reduziertes Tastverhältnis und eine Frequenz der Beschleunigungsspannung im kHz-Bereich erreicht.

Dennoch sind einige qualitative Aussagen möglich. Abbildung 3.15 zeigt die in Gleichung 3.4 bzw. 3.6 beschriebene quadratische Abhängigkeit der abgestrahlten THz-Leistung von der Anregungsleistung. Für eine Anregungsleistung von 800 mW bzw. etwa 4×10^{17} Elektron-Loch-Paare pro cm^3 und ein Beschleunigungsfeld von 40 kV/cm konnte eine Strahlungsleistung von mindestens $24 \mu\text{W}$ nachgewiesen werden. Dieser Wert fiel auf unter $0,2 \mu\text{W}$, wenn der anregende Laser kontinuierlich strahlte, die Spannung an der Quelle abgeschaltet oder der anregende Strahl verdeckt wurde.

Einige Modifikationen an den verwendeten Materialien und der Struktur können die abgestrahlte Leistung vergrößern. Bei der hier vorgestellten Schattenemitterstruktur werden weniger als 20 % der eingestrahlenen optischen Leistung absorbiert,

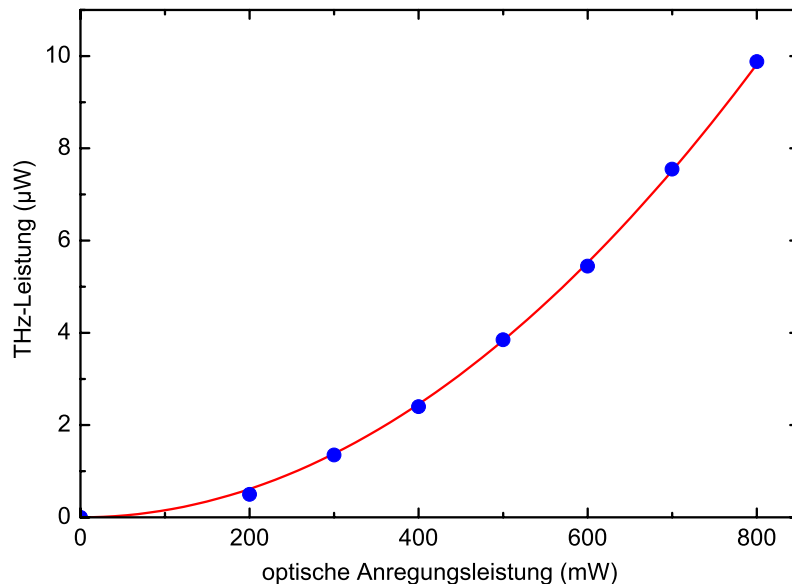


Abbildung 3.15.: Abhängigkeit der THz-Leistung, pyroelektrisch gemessen, von der Anregungsleistung für ein Beschleunigungsfeld von 20 kV/cm. Blaue Kreise – Messdaten, rote Linie – Polynom zweiter Ordnung

weil 75 % der aktiven Fläche metallisiert sind und in der restlichen Fläche der Brechungsindexsprung zwischen Luft und Halbleiter für Teilreflexionen sorgt. Die Absorption kann durch eine dielektrische Antireflexionsschicht und asymmetrische Metallisierung mit kleinerem Elektrodenabstand im beschatteten Bereich erreicht werden. Asymmetrische Metallisierungen konnten wegen der Grenzen der optischen Lithographiemethoden bei uns im Institut nicht erfolgreich realisiert werden. Die dielektrische Isolation zwischen den Metallisierungen und eine teilweise verwendete dielektrische Oberflächenschicht zum mechanischen Schutz könnte als Antireflexionsschicht gestaltet werden. Doch dazu sind prozessbedingt die Schichtdicke, der Brechungsindex und die Absorption der Schicht zu unsicher. Die Schichten wurden durch Sputtern oder durch plasmagestütztes Wachstum abgeschieden. Bei den für die Funktion der THz-Quelle notwendigen Schichtdicken wirken sich kleine Schwankungen in Schichtdicke, Brechungsindex und Absorptionskoeffizient sehr stark aus.

Die Auskopplungseffizienz der THz-Strahlung aus dem Halbleitersubstrat der THz-Quelle kann ebenfalls durch eine Antireflexionsschicht gesteigert werden. Klare Kunststoffklebebänder verschiedener Marken auf der Rückseite des Halbleitersubstrates erhöhten die nachgewiesene THz-Feldamplitude um etwa 10 – 15 %. Dabei sind diese Schichten im Bereich zwischen 0,1 und 5 THz spektral weitgehend neutral. Andere Arbeitsgruppen haben Antireflexionsschichten im THz-Frequenzbereich z.B. auf Basis organischer Materialien wie *Parylene* [126,127] und Quarzglas [128,129] eingehend untersucht.

3.1.7. Modifikationen des Substrates

Eigenschaften des Substratmaterials, wie effektive Masse und verschiedene Streumechanismen, beeinflussen die Dynamik der Ladungen und damit die abgestrahlten THz-Wellen. Bisher wurden in dieser Arbeit ausschließlich Ergebnisse von Quellen auf semi-isolierendem (SI) GaAs beschrieben. GaAs ist für die optische Anregung wegen des direkten Bandüberganges gut geeignet. Der Bandabstand bei 300 K beträgt 1,42 eV. Die Eindringtiefe von Licht bei 800 nm liegt unter $1 \mu\text{m}$ [117]. Elektron-Loch-Paare werden also nahe den oberflächlichen Elektroden im Bereich hoher elektrischer Felder erzeugt. Elektronen haben in GaAs eine im Vergleich zu anderen Halbleitern geringe effektive Masse von 0,067 Elektronenmassen. Eine weitere gewünschte Eigenschaft, besonders bei Verwendung externer elektrischer Felder, ist der hohe spezifische Widerstand und die hohe Durchbruchfeldstärke von etwa 400 kV/cm. Außerdem ist die Kristallqualität kommerziell erhältlicher GaAs-Substrate sehr gut. So streuen Ladungen verhältnismäßig wenig an Störstellen. Das

fördert deren ballistische Beschleunigung in elektrischen Feldern. Die Ladungsträgerlebensdauer beträgt einige hundert Piko- bis einige Nanosekunden.

In der Literatur werden verschiedene Modifikationen von GaAs-Substraten beschrieben. So verwenden einige Gruppen bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen (typischerweise 200 °C) epitaktisch gewachsenes GaAs (engl.: Low-Temperature grown – LT) [32, 130–134]. Unter diesen Bedingungen entsteht eine nichtstöchiometrische Struktur mit As-Überschuss in der GaAs-Matrix [135]. Das bedingt elektronische Zustände etwa in der Mitte der Bandlücke [136]. Dorthin können Elektronen im Subpikosekundenbereich eingefangen werden [9, 137]. Diese sind dann räumlich gebunden aber immer noch elektrisch aktiv, was zur Abschirmung des beschleunigenden Feldes weiter beiträgt [39]. Der schnelle Einfang bewirkt zum einen eine effiziente Verzögerung der Ladungen, was sich durch Verbreiterung des abgestrahlten Spektrums äußern wird. Zum anderen reduziert der schnelle Einfang den Fotostrom um Größenordnungen. Das ist besonders bei fotoleitenden Detektoren für gepulste THz-Strahlung relevant [104]. Die Lebensdauer der Ladungsträger bestimmt hier das Zeitfenster, in welchem ein THz-Detektor Signale aufnimmt. Ist dieses Fenster möglichst nur wenig größer als die Dauer des zu messenden Signals, so wird der Einfluss von Störsignalen effizient reduziert. Gerald Witt [131] berichtet für LT-GaAs eine deutlich höhere Durchbruchfeldstärke. Dies wurde allerdings von anderen Gruppen nicht bestätigt und hängt empfindlich von den individuellen Wachstumsbedingungen ab. Weiterhin ist für metallisch strukturierte fotoleitende THz-Quellen die Durchbruchfeldstärke im Volumenmaterial weniger wichtig. Entscheidend ist, bis zu welcher elektrischen Feldstärke Durchbrüche an den Grenzflächen zwischen Halbleiter und Vakuum oder Isolator verhindert werden können.

Auch der Einfluss von Strahlenschäden im Substratmaterial auf die Ladungsdynamik und damit auf die THz-Abstrahlung ist weitgehend untersucht [91, 102, 138, 139]. Dazu wurden verschiedene Elemente wie Arsen, Stickstoff aber auch Protonen mit verschiedenen Energien in SI-GaAs implantiert. Dabei treten verschiedene Schädigungen des Kristallgitters auf. Bei Implantation von Arsen beispielsweise, wird Gallium im Kristallgitter ersetzt. Arsen am Galliumplatz wirkt als Donator, dessen Energieniveau etwa 0,3 eV unterhalb des Leitungsbandes liegt [140]. Durch diese Störstellen können Elektronen schnell eingefangen oder gestreut werden, was ähnlich wie bei LT-GaAs das Frequenzspektrum verbreitert. Ladungsträgerlebensdauern im Bereich einiger 100 fs werden berichtet [30, 31].

Beim epitaktischen Wachstum von GaAs unter Stickstoffatmosphäre wird Stickstoff teilweise auf Arsen-Gitterplätzen eingebaut. Das führt zur drastischen Änderung der Bandstruktur [141–143]. Bei einem Stickstoffgehalt von 1,3 % entsteht ein Stickstoff-bedingter Zustand etwa 220 meV über dem Leitungsbandminimum. Die

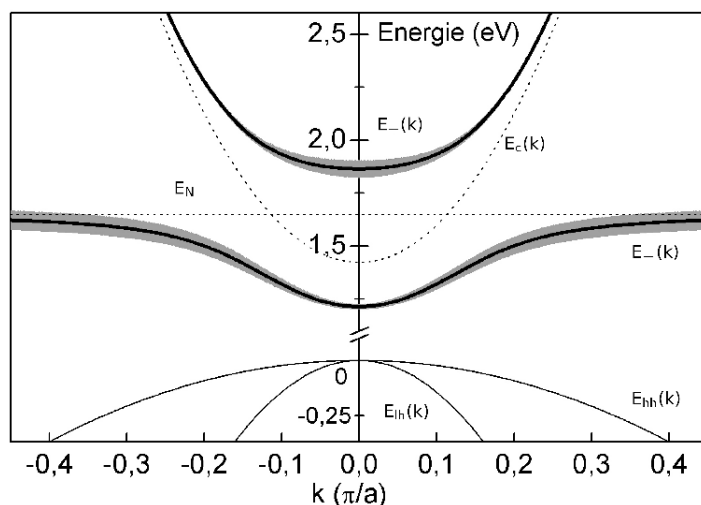


Abbildung 3.16.: Bandstruktur von GaAs:N mit 1,3 % Stickstoffanteil auf Arsengitterplätzen nahe des Zonenzentrums. Zusätzlich eingezeichnet sind das Leitungsband von GaAs $E_c(k)$, der resonante Stickstoffbedingte Zustand E_N und die Schwerloch- $E_{hh}(k)$ und Leichtlochvalenzbänder $E_{lh}(k)$ (Grafik aus Ref. 144).

Wechselwirkung zwischen Leitungsband und lokalisiertem Stickstoffzustand führt zum *band anticrossing*, vgl. Abb. 3.16. Es werden zwei Subbänder mit neuen Eigenschaften gebildet. Das untere Band $E_-(k)$ in Abb. 3.16 hat einen Abstand von 1,21 eV zum Valenzbandmaximum. Also ist die Bandlücke im Vergleich zu GaAs um etwa 210 meV reduziert. Weiterhin weist dieses Band eine kleinere und stark nichtparabolische Krümmung auf. Das bedingt eine erhöhte und stark kristallimpulsabhängige effektive Masse. In diesem Band im Zonenzentrum beträgt die effektive Elektronenmasse etwa 0,09 Elektronenmassen.

In unseren Experimenten werden THz-Emitter auf SI-, LT-GaAs und GaAs:N untersucht. Das semi-isolierende Material ist kommerziell erhältlich und hat folgende Spezifikation: Züchtungsmethode: VGF (engl.: Vertical Gradient Freeze); semi-isolierend/Kohlenstoffgehalt $> 5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$; spezifischer Widerstand $> 10^7 \Omega\text{cm}$; Elektronenbeweglichkeit $> 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$; Ätzgrubendichte (engl.: Etch Pit Density – EPD) $< 5000/\text{cm}^2$; Orientierung: (100) ($\pm 0,5^\circ$ zum Hauptflat); Dicke: 350 oder $625 \pm 25 \mu\text{m}$. Die Vorder- und Rückseiten waren poliert. Das verwendete tieftemperaturgewachsene Material besteht aus einer Schichtfolge (ab SI-GaAs-Substrat) aus 150 nm GaAs, 100 nm AlAs und $1,3 \mu\text{m}$ GaAs. Es wurde bei 210°C mit Molekularstrahlepitaxie gewachsen und anschließend bei 600°C für 20 Minuten ausgeheilt um eine höhere Ladungsträgerbeweglichkeit zu erreichen. Das GaAs:N wurde ebenfalls mit Molekularstrahlepitaxie gewachsen. An das SI-GaAs-Substrat schließen 400 nm GaAs, 1000 nm $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$, 250 nm GaAs:N, noch einmal 200 nm $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ und 4 nm GaAs an. Das Material wurde am PAUL-DRUDE-Institut in Berlin hergestellt und trägt die Probennummern M 7.339 (LT-GaAs) und M 7.532 (GaAs:N).

Im Einsatz in Abbildung 3.17 sind THz-Wellenzüge von Emitterstrukturen auf verschiedenen Substraten dargestellt. Zuerst wird die reduzierte THz-Feldamplitude

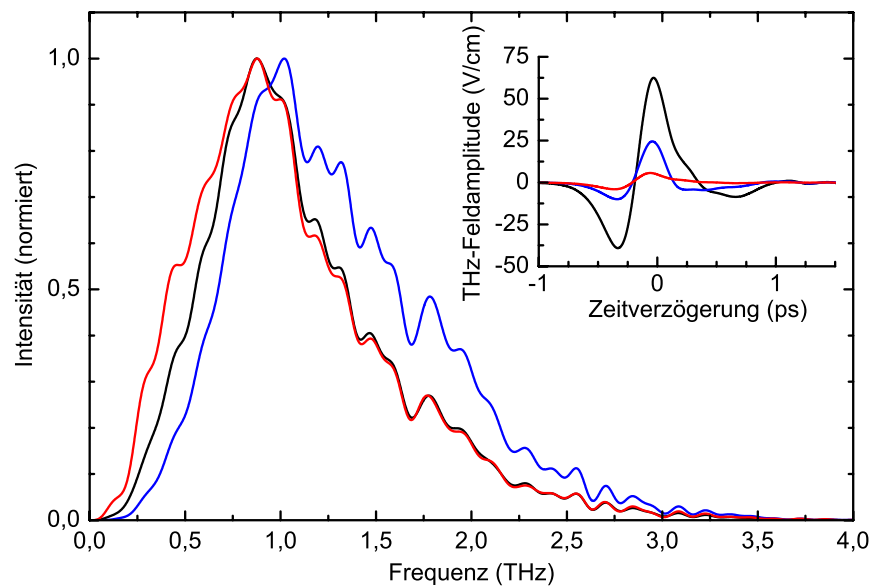


Abbildung 3.17.: THz-Wellenform und zugehörige Frequenzspektren von verschiedenen Emittersubstraten, schwarz – semi-isolierendes GaAs, blau – tieftemperaturgewachsenes GaAs, rot – GaAs mit 1,3 % Stickstoffanteil auf Arsenigitterplätzen.

für LT-GaAs und GaAs:N gegenüber semi-isolierendem GaAs deutlich. Es wird etwa $1/3$ bzw. $1/10$ der Amplitude des SI-GaAs-Materials erreicht. Im Vergleich zu SI-GaAs ist die Homogenität des Kristalls von LT-GaAs und GaAs:N geringer. Streuung an Störstellen reduziert die Ladungsträgerbeweglichkeit. Im Fall des tieftemperaturgewachsenen GaAs wird die Anzahl der Ladungen, die zur Abstrahlung beitragen, durch den schnellen Ladungseinfang zusätzlich verringert. In GaAs:N ist die Beweglichkeit der Elektronen durch die deutlich höhere effektive Masse im Vergleich zu SI-GaAs reduziert. Außerdem ist die GaAs:N-Schicht, welche die anregende Laserstrahlung absorbiert, nur 200 nm dick. Für eine effiziente Absorption sollte diese Schicht etwa der Eindringtiefe entsprechen und ungefähr fünf mal so dick sein. Dadurch würde etwa die 3,5 fache Ladungsmenge angeregt und die abgestrahlte THz-Amplitude wäre größer. Allerdings werden tiefer im Material angeregte Ladungen nur durch ein reduziertes elektrisches Feld beschleunigt, da die Elektroden auf der Oberfläche liegen. Ihr Beitrag zur THz-Abstrahlung ist entsprechend geringer.

Die zugehörigen Frequenzspektren sind ebenfalls in Abbildung 3.17 gezeigt. Hier erscheinen die Spektren für LT-GaAs und GaAs:N im Vergleich zu SI-GaAs leicht verbreitert. Im Leistungsspektrum ist die 10-dB-Bandbreite für LT-GaAs etwa 15 %

und für GaAs:N etwa 5 % größer. Dieser Vorteil ist aber durch die im gesamten Spektralbereich etwa um eine Größenordnung höhere Leistung des SI-GaAs-Elementes hinfällig. Deshalb erscheint die Verwendung von LT-GaAs als Substratmaterial für gepulste THz-Quellen mit einer großen aktiven Fläche nicht sinnvoll.

Trotzdem haben THz-Quellen auf Substrat mit reduzierter Ladungsträgerlebensdauer unter bestimmten Umständen Vorteile. Bei großen Anregungsdichten und Beschleunigungsfeldern erwärmt der große Fotostrom ein SI-GaAs-Substrat. Zum Beispiel wird bei unserer experimentellen Konfiguration bei 800 mW Anregungsleistung und 30 V Vorspannung mit 50 % Tastverhältnis eine thermische Leistung von fast 1 W auf einer Fläche von etwa 0,1 mm² freigesetzt. Große Substrattemperaturen reduzieren die Ladungsträgerbeweglichkeit und damit die abgestrahlte THz-Feldstärke. Bei noch größerer Leistung verändern die Metallisierungen ihre Struktur und die Quelle wird thermisch zerstört. Hier wirkt sich eine reduzierte Ladungsträgerlebensdauer durch die Reduktion des Fotostromes und der freiwerdenden thermischen Leistung positiv aus. Substrate mit reduzierter Ladungsträgerlebensdauer emittieren wie oben gezeigt bei gleicher Vorspannung im Vergleich zu SI-GaAs eine reduzierte THz-Feldamplitude. Doch möglicherweise kann dieser Nachteil durch den erweiterten Parameterbereich aufgehoben werden. Bei den von uns untersuchten THz-Quellen auf LT-GaAs war der Parameterbereich durch die schlechte strukturelle Qualität der Isolationsschicht eingeschränkt. Es wurde beobachtet, dass die THz-Emission bei Verwendung großer Anregungsdichten durch verstärkte Lasersysteme für Substrate mit reduzierter Ladungsträgerlebensdauer später sättigt [65, 102].

THz-Quellen mit kleiner aktiver Fläche, wie z.B. Dipolantennen, sind ebenfalls auf kleine Stromdichten angewiesen. Große Ströme führen zur dissipativen Erwärmung in einem kleinen Volumen, wodurch solche Elemente schnell zerstört werden. LT-GaAs und strahlengeschädigte Materialien als Substrat ermöglicht durch die Reduktion des Fotostromes die Anwendung größerer optischer Anregungsleistungen bzw. höhere Vorspannungen. Auch beim Fotomischen [93] mit kontinuierlichen Laserquellen kann die Reduktion des Fotostroms wichtig sein.

Fotoleitende Strukturen können auch zur Detektion von THz-Strahlung angewendet werden. Dabei wurden bisher Substrate mit sehr verschiedenen Ladungsträgerlebensdauern untersucht [7, 32, 145, 146]. Es hat sich gezeigt, dass eine kurze Lebensdauer zur Reduktion des Fotostromrauschens wünschenswert ist. Allerdings geht eine kurze Lebensdauer oft mit einer geringen Beweglichkeit und bei kleiner Leistung des Abfragestrahls mit einem sehr kleinen Messsignal einher. So muss je nach Bedarf Beweglichkeit gegen Lebensdauer abgewogen werden. In unserer Arbeitsgruppe wurde gezeigt, dass Schattenemitter als großflächige fotoleitende

Detektoren für THz-Strahlung angewendet werden können. Dabei wurden experimentell Schattenemitter auf LT- und SI-Substrat verglichen (hier nicht dargestellt, vgl. Ref. 104 und 147).

3.2. Vergleich verschiedener Konzepte

Im Kapitel 2.2 wurden verschiedene Ansätze für fotoleitende THz-Quellen vorgestellt. Um die Eigenschaften des eben beschriebenen Schattenemitters besser bewerten zu können, haben wir einige der Konzepte in eigenen Experimenten verglichen. In der Literatur sind zwar viele Ergebnisse anderer Ansätze dargestellt (z.B. Ref. 62), doch ein quantitativer Vergleich ist nur unter nahezu gleichen Bedingungen möglich. Das liegt an den vergleichsweise großen experimentellen Unsicherheiten bei der Untersuchung von THz-Strahlung. Die Auswirkungen experimenteller Umstände, wie beispielsweise die Länge des anregenden und abfragenden Laserpulses oder die Frequenzcharakteristik der Detektion sind im Nachhinein schwer quantifizierbar und vergleichbar. In unserer Arbeitsgruppe wurden Experimente zur fotoleitenden THz-Erzeugung mit Dipolantennen unterschiedlicher Geometrie und Dimension sowie mit *large-aperture*- und *semi-large-aperture*-Strukturen durchgeführt. Außerdem wurde THz-Strahlung durch Beschleunigung von Ladungen im Halbleiteroberflächenfeld und durch optisches Gleichrichten generiert. Im Folgenden werden die charakteristischen Eigenschaften gegenübergestellt.

3.2.1. Ladungsbeschleunigung im Oberflächenfeld und Optisches Gleichrichten

Zuerst soll auf THz-Quellen auf der Basis von Ladungsbeschleunigung im Oberflächenfeld und optischem Gleichrichten eingegangen werden. Bei beiden Ansätzen entsteht THz-Strahlung durch Beleuchtung mit einem Kurzpuls laser. Eine externe Spannungsquelle ist nicht nötig. Entsprechend kann die zeitliche Folge der Strahlungspulse nicht elektrisch moduliert werden. Bei Verwendung einer Modulationstechnik kann die THz-Strahlung mit Hilfe eines *Choppers* geschaltet werden. Typischerweise ist die Modulationsfrequenz dabei auf wenige kHz beschränkt. Elektrooptische Modulatoren (POCKELS-Zellen) und akusto-optische Modulatoren können den Anregungsstrahl teilweise auch mit wesentlich höheren Frequenzen modulieren.

Bei unseren ersten Experimenten zur Untersuchung der Ferninfrarottransmission von Halbleiterheterostrukturen diente die Beschleunigung von Ladungen in der Oberfläche von $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ als THz-Quelle. Dazu wurde eine $1,5 \mu\text{m}$ dicke Schicht InGaAs mit Molekularstrahlepitaxie auf semi-isolierendem InP -Substrat

gewachsen. InGaAs bietet eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit und ein großes Oberflächenverarmungsfeld im Bereich der Eindringtiefe des anregenden Strahles. Es ist neben dotiertem GaAs, InAs und InP eines der effizientesten Materialien zur THz-Erzeugung im Oberflächenfeld bzw. durch Foto-DEMBER-Effekt [148, 149]. Im Gegensatz zu strukturierten Fotoleitern werden Elektronen im Oberflächenfeld typischerweise nicht unter senkrechtem Einfall angeregt. Die größte THz-Abstrahlung wird bei Anregung unter dem BREWSTER-Winkel erreicht [150] (vgl. Abschnitt 2.2). Der experimentelle Aufbau in Abb. 3.18 ist im Vergleich zu Abb. 3.1 auf Seite 32 entsprechend modifiziert. Die optische Anregung erfolgte mit einer Halbwertsbreite von $80 \mu\text{m}$. Durch diesen vergleichsweise kleinen Anregungsfleck konnten hohe Anregungsdichten erreicht werden.

Bei Verwendung der Oberflächenfeldquelle erfolgte die Aufnahme der Messdaten mit einer *fast-scan*-Technik. Dazu wurde ein Retroreflektor im Anregungsstrahlengang auf einer schwingungsfähigen Membran befestigt. Bei unseren Experimenten bewegte sich der Retroreflektor mit Frequenzen zwischen 10 und 50 Hz. Dabei ändert sich die Länge des Anregungsstrahlenganges relativ zum Abfragestrahlengang (vgl. Abb. 3.18). Der Abtaststrahl streicht entsprechend der Schwingungsamplitude über einen gewissen Bereich in der Zeitdomäne. Bei unseren Experimenten erreichten wir etwa 12 ps. Die THz-Strahlung wurde wie oben beschrieben (vgl. Seite 31) durch elektro-optisches Abtasten nachgewiesen und die Änderung des Signals an den Fotodioden mit einer entsprechend schnellen Analog-

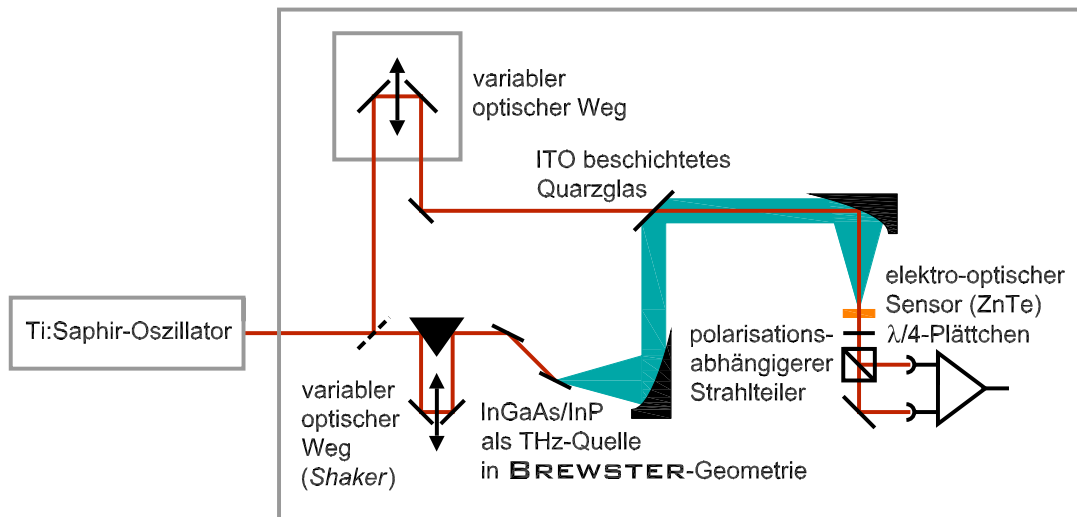


Abbildung 3.18.: Schematische Darstellung des Aufbaus. InGaAs wird als THz-Quelle unter dem BREWSTER-Winkel angeregt.

Digital-Wandler-Elektronik aufgenommen. Ein schrittweises Abtasten des THz-Wellenzuges unter Verwendung einer *Chopper*-Scheibe und *Lock in*-Technik war mit reduziertem Signal-Rausch-Verhältnis verbunden.

Eine weitere Methode zur Generation von THz-Strahlung ist das optische Gleichrichten eines kurzen Laserpulses bzw. Differenzfrequenzmischen. Dabei werden die Differenzfrequenzen eines spektral breiten Laserpulses durch nichtlineare optische Eigenschaften bestimmter Kristalle erzeugt [151]. Die dielektrische Polarisation P , welche durch das elektrische Feld E z.B. eines kurzen Laserpulses in einem Medium entsteht, lässt sich als Potenzreihe schreiben:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(\vec{r}, t) + \dots \quad (3.7)$$

Darin sind ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und $\chi^{(n)}$ die dielektrische Suszeptibilität n -ter Ordnung. Die Suszeptibilitäten beschreiben die Antwort des Mediums auf das elektrische Feld. $\chi^{(n)}$ wird mit zunehmender Ordnung n schnell klein. Für kleine elektrische Felder sind die Auswirkungen von $\chi^{(n)}$ höherer Ordnungen vernachlässigbar. In Medien mit einer nicht verschwindenden Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ treten bei genügend großen Feldamplituden neue Wellen als Kombinationen der eingestrahlten Wellen mit Summen- und Differenzfrequenzen auf. Durchdringen Pulse des verwendeten Femtosekundenlasers mit einer spektralen Halbwertsbreite von 30 nm ein solches Medium, so liegt das Spektrum der Differenzfrequenzen entsprechend im Bereich um 14 THz (vgl. Abb. 3.19). Da optisches Gleichrichten in dieser Arbeit nur am Rande benutzt wurde, soll darauf nicht weiter eingegangen werden. Ausführliche Ableitungen bieten diverse Textbücher, z.B. Ref. 151 und 152.

In der Vergangenheit wurden zum optischen Gleichrichten im hier betrachteten Frequenzbereich im Wesentlichen Einkristalle aus LiTaO_3 , LiNbO_3 , GaAs, InP, GaSe, CdTe, ZnTe oder organischen Verbindungen wie DAST (4-N,N-dimethylamino-

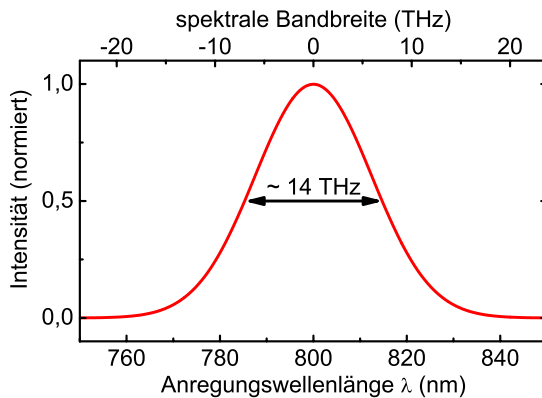


Abbildung 3.19.: Spektrum eines kurzen Nahinfrarot-Laserpulses. Aus verschiedenen Frequenzanteilen des breiten Laserspektrums werden die Differenzfrequenzen gebildet, die im THz-Bereich liegen.

4'-N'-methylstilbazolium tosylate) eingesetzt [125, 148, 153–158]. Wir haben zum Vergleich mit der Charakteristik des Schattenemitters die Emission eines 130 μm dicken ZnTe-Kristalls aufgenommen. Möglicherweise ist ZnTe nicht das optimale Material für optisches Gleichrichten. Dennoch ist es als Standardmaterial weitreichend untersucht und soll hier beispielhaft betrachtet werden. Der Kristall war so geschnitten, dass eine $\langle 110 \rangle$ -Kristallachse senkrecht zur Oberfläche und parallel zum nahinfraroten Strahl orientiert war. Eine undotierte Siliziumscheibe unter BREWSTER-Winkel im THz-Strahlengang verhinderte, dass nahinfrarotes Licht vom Generationsprozess auf die Fotodioden gelangte. Zur Signalaufnahme diente die beschriebene *Lock in*-Technik. Die Modulation des Signales wurde durch eine *Chopper*-Scheibe im Anregungs- oder THz-Strahlengang erreicht.

Die im Folgenden gezeigten Daten sollen weniger dem quantitativen Vergleich dienen. Sie sollen mehr das enorme Potential des Schattenemitters herausstellen. Abbildung 3.20 zeigt den zeitlichen Verlauf des THz-Feldes und die spektrale Zusammensetzung unter optimierten experimentellen Bedingungen. Die Oberflächenfeldquelle wurde mit 200 mW, die elektro-optische Quelle mit 615 mW und der Schattenemitter mit 790 mW optischer Leistung angeregt. Das Beschleunigungsfeld an der strukturierten Quelle war 115 kV/cm bei 2,5 % Tastverhältnis. Die von Oberflächenquelle und elektro-optischem Emitter erzeugten Wellenzüge sind im Einsatz 100 mal vergrößert dargestellt. Bei allen Experimenten war der Aufbau mit Stickstoff gespült, um die Absorption durch Wasserdampf und Kohlendioxid zu minimieren.

Qualitative Unterschiede zeigen sich deutlich im Spektrum der verschiedenen Strahlungsquellen. Die Bandbreite 10 dB unter dem Maximum ist 2,2 THz, 3,3 THz beziehungsweise 2,6 THz für elektro-optisches Gleichrichten, Oberflächenfeldquelle und Schattenemitter. Dabei ist die Charakteristik bei hohen Frequenzen, insbesondere bei optischem Gleichrichten, stark durch die begrenzte Bandbreite der verwendeten Detektion beschränkt. Das Maximum der spektralen Leistung liegt bei 2,5 THz, 2,0 THz beziehungsweise 1,0 THz für optisches Gleichrichten, Oberflächenfeldquelle und Schattenemitter. Die Frequenzcharakteristik der Abstrahlung bei optischem Gleichrichten hängt von der Orientierung des Kristalls zum optischen Strahl und dessen Polarisation sowie von der Kristalldicke ab [154].

Oberflächenfeldquelle und Schattenemitter erzeugen THz-Strahlung durch Beschleunigung von Ladungen. Dennoch ist die gemessene Bandbreite der Strahlung der Oberflächenfeldquelle deutlich größer. Dafür gibt es zwei Ursachen. Zum einen ist die Bandstruktur der Substrate verschieden. Zum anderen unterschieden sich die experimentellen Bedingungen. Die effektive Elektronenmasse in InGaAs ist mit $0,035 \cdot m_e - 0,042 \cdot m_e$ deutlich kleiner als in GaAs [159, 160]. Das resultiert in ei-

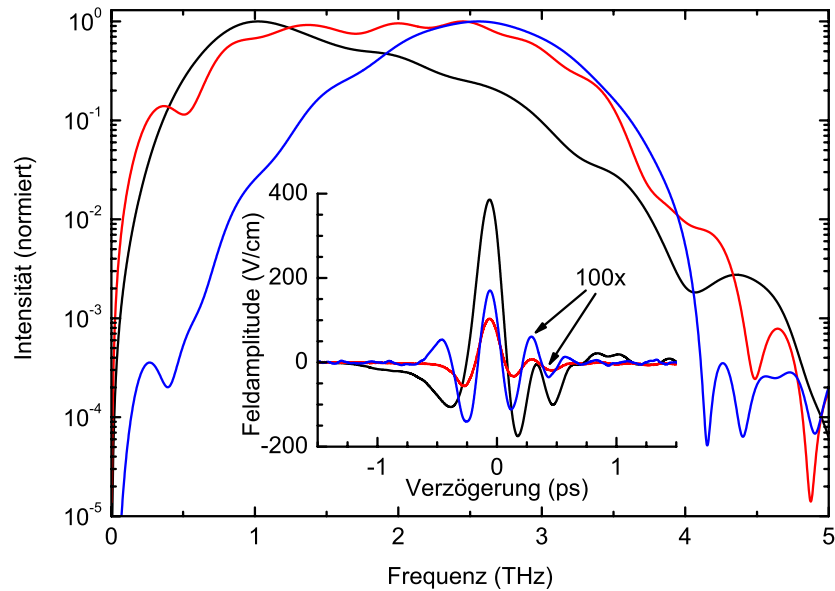


Abbildung 3.20.: Vergleich der THz-Wellenform und der zugehörigen Frequenzspektren von Schattenemitter auf Si-GaAs (schwarz), elektro-optischem Emittor aus ZnTe (blau) und Oberflächenfeldquelle auf InGaAs-Basis (rot). Die Anregungswellenlänge betrug bei allen Experimenten 800 nm. Die Beschleunigungsfeldstärke im Schattenemitter war 115 kV/cm. Der von der Oberflächenquelle und elektro-optischem Emittor erzeugte Wellenzug ist im Einsatz 100 mal vergrößert dargestellt.

ner effizienteren Beschleunigung. Außerdem bewirkt der geringe Bandabstand von 0,75 eV [161] eine große Überschussenergie nach der optischen Anregung, die sogar 300 meV über das L-Tal hinausreicht [162]. Somit sorgt der Seitentaltransfer für eine effiziente Abbremsung der Ladungen. Der geringe Bandabstand bedingt auch einen, im Vergleich zu GaAs etwa sechs mal größeren, Absorptionskoeffizienten [163] für die verwendete Wellenlänge des Anregestrahls. Das vergrößert den Anteil der THz-Strahlung, die durch den Foto-DEMBER-Effekt entsteht (vgl. Abschnitt 2.2).

Weiterhin wurde die Oberflächenfeldquelle mit einem Anregungsfleck von $80 \mu\text{m}$ Halbwertsbreite angeregt. Wie im Abschnitt 3.1.5 auf der Seite 51 ausgeführt ist, werden dabei tiefere Frequenzen unterdrückt. Durch starke Beugung erreichen langwellige Anteile den Detektor nicht und das Spektrum erscheint blauverschoben. Das Verhältnis von Signal zu Rauschen wird weiter unten diskutiert.

3.2.2. Large-aperture-Strukturen

In der Vergangenheit wurden fotoleitende THz-Quellen bestehend aus zwei parallelen elektrischen Kontakten unter Spannung auf einer Halbleiteroberfläche erfolgreich angewendet [41, 63, 111] (vgl. Abschnitt 2.2). *Large-aperture*-Strukturen mit einem Elektrodenabstand wesentlich größer als die emittierte Wellenlänge haben den Nachteil, dass sehr große Spannungen in der Größenordnung von einigen kV notwendig sind, um die zur Ladungsbeschleunigung notwendigen elektrischen Felder zu erreichen.

Wir haben eine Struktur mit einem Elektrodenabstand von 2 mm untersucht. Die Qualität der damit erzeugten Strahlung war aber viel schlechter als die Ergebnisse der *semi-large-aperture*-Struktur mit einem Elektrodenabstand von 300 μm und wird deswegen nicht weiter diskutiert. Ein großer Elektrodenabstand ist nur dann gerechtfertigt, wenn zur Vermeidung von Sättigung durch zu große Anregungsdichte, z.B. bei Verwendung verstärkter Lasersysteme, der Anregungsfleck stark vergrößert werden muss. Nach der Diskussion vom Abschnitt 3.1.5 wird die höchste Effizienz ohnehin mit einem Anregungsfleck in der Größenordnung der emittierten Wellenlänge erreicht.

Bei der Untersuchung der *semi-large-aperture*-Struktur (300 μm Elektrodenabstand) wurde die Spannung zur Erzeugung des Beschleunigungsfeldes durch den bereits erwähnten Funktionsgenerator erzeugt. Damit standen Spannungen bis maximal 60 V, bei dieser Struktur entsprechend einem Beschleunigungsfeld von 2 kV/cm zur Verfügung. In der Abbildung 3.21 sind die Ergebnisse dieser *semi-large-aperture*-Struktur und des Schattenemitters gegenübergestellt. Bei beiden Experimenten war die Beschleunigungsfeldstärke gleich 1 kV/cm entsprechend einer Vorspannung von 30 bzw. 0,5 V. Die Anregungsleistung war 615 bzw. 790 mW für *semi-large-aperture*-Struktur und Schattenemitter auf einem Anregungsfleck von 300 μm Halbwertsbreite.

Es zeigt sich eine unerwartete Ähnlichkeit bezüglich abgestrahlter Feldamplitude und Frequenzcharakteristik. Bei der *semi-large-aperture*-Struktur liegt die Halbleiteroberfläche zwischen den Kontakten frei. Beim Schattenemitter sind drei Viertel der Fläche metallisiert (Elektroden und Abschattung). Deswegen wäre in der Zeitdomäne bei gleichem Beschleunigungsfeld von der *semi-large-aperture*-Struktur eine größere THz-Amplitude zu erwarten gewesen. Die erreichte THz-Feldamplitude ist aber in beiden Fällen etwa gleich.

Ein enormer Vorteil des Schattenemitters ist der geringe Elektrodenabstand. Dadurch werden hohe Beschleunigungsfelder schon bei moderaten Spannungen erreicht. Die abgestrahlte THz-Amplitude der *semi-large-aperture*-Struktur könnte

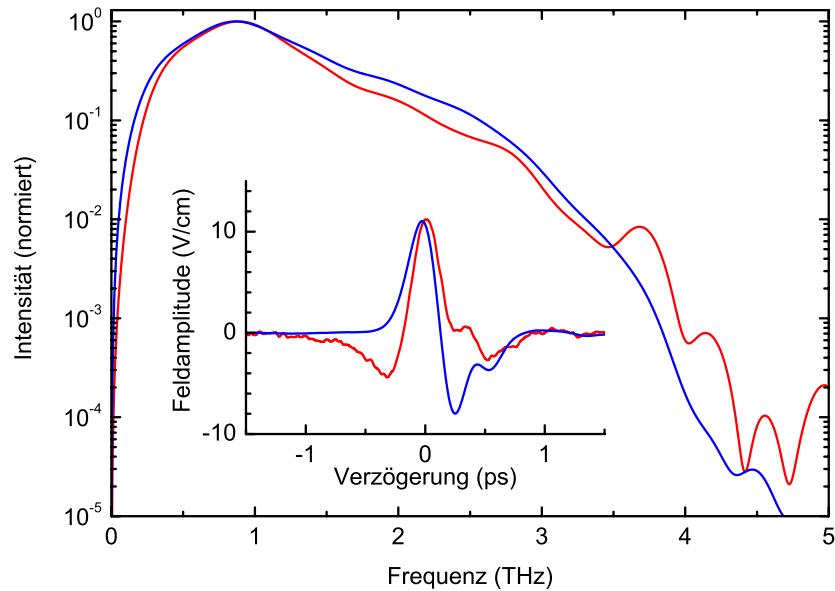


Abbildung 3.21.: Vergleich der THz-Wellenform in originaler Skalierung und der zugehörigen normierten Frequenzspektren von Schattenemitter (rot) und *semi-large-aperture*-Struktur (blau) auf SI-GaAs. Die Beschleunigungsfeldstärke war bei beiden Experimenten 1 kV/cm. Das entspricht einer Vorspannung von 0,5 V am Schattenemitter und 30 V an der *semi-large-aperture*-Struktur.

bei vollständiger Ausschöpfung des Parameterbereichs, bestimmt durch unsere technischen Gegebenheiten (60 V Vorspannung), noch etwa verdoppelt werden. Die Feldamplitude vom Schattenemitter kann aber noch um das 33-fache zunehmen. Dabei bleiben diese Spannungen von unter 60 V leicht handhabbar. Elektronische Störungen durch die Modulation der Spannungen bleiben klein.

Auffällig ist das Verhalten des ersten Minimums nach dem globalen Maximum. Im Wellenzug der *semi-large-aperture*-Struktur zeigt das Minimum die Signatur einer starken Verzögerung der Ladungsträger. Beim Schattenemitter ist dieses Minimum schwach ausgeprägt (vgl. Diskussion im Abschnitt 3.1.3). Das Minimum vor dem globalen Maximum tritt im Wellenzug der *semi-large-aperture*-Struktur gar nicht auf. Die anfängliche Dynamik fotogenerierter Ladungen ist bei beiden Konzepten gleich. Doch beim Schattenemitter erreichen Ladungsträger schon nach sehr kurzer Zeit die metallischen Elektroden. Ab diesem Zeitpunkt unterscheidet sich die Ladungsdynamik wie im Abschnitt 2.3 beschrieben. In den *large-aperture*-

Strukturen wird das Beschleunigungsfeld durch Raumladungen abgeschirmt. Bei Fotoleitern mit kleinem Elektrodenabstand wird die Kapazität der Struktur entladen. Die spektralen Eigenschaften der THz-Strahlung unterscheiden sich hingegen kaum.

3.2.3. Dipolantennen

Ein weiterer sehr erfolgreicher Ansatz zur Erzeugung von THz-Strahlung sind metallische Dipolantennen auf intrinsisch nicht leitendem Substrat [64, 164] (vgl. Abs. 2.2 und Abb. 3.22). Wir haben die Abstrahlung einer T-förmigen Dipolantenne mit der eines Schattenemitters verglichen. Der Antennendipol war $115\ \mu\text{m}$ lang und $14\ \mu\text{m}$ breit. Der fotoleitende Spalt maß $6\ \mu\text{m}$. Diese Geometrie ist möglicherweise nicht optimal zur THz-Erzeugung im betrachteten Frequenzbereich, doch sie ist als Standardgeometrie weitgehend untersucht und soll hier wieder beispielhaft betrachtet werden.

Abbildung 3.23 zeigt THz-Wellenzüge und zugehörige Frequenzspektren für Dipolantenne und Schattenemitter unter weitgehend gleichen experimentellen Bedingungen. Die Beschleunigungsfeldstärke betrug für beide Geometrien $60\ \text{kV/cm}$. Die Anregungsleistung war 615 bzw. $790\ \text{mW}$ für Dipolantenne und Schattenemitter auf einem Anregungsfleck von $300\ \mu\text{m}$ Halbwertsbreite. Das bedeutet, dass der Anregungsfleck größer war als der Dipol selbst. Somit wurde nur ein Bruchteil der optischen Leistung in dem Substratbereich mit beschleunigendem Feld angewandt. Hier wird auch der entscheidende Nachteil der Dipolantennen deutlich. Experimentelle Konfigurationen, die auf Dipolantennen optimiert sind, verwenden typischerweise nur wenige mW optischer Leistung zur Anregung. Der anregende Laser wird dabei stark auf den fotoleitenden Spalt fokussiert. So ist die Strahlungskonversionseffizienz in optimierten Aufbauten viel größer als im hier beschriebenen Experiment. In unserem Aufbau führt ein viel stärkeres Fokussieren des Anregungsstrahls auf den fotoleitenden Spalt aber zur Zerstörung des Elementes durch zu großen Fotostrom infolge der großen optischen Leistung.

Bei der Verwendung von Dipolantennen wird typischerweise die emittierte Strahlung durch sphärische Saphir- oder Siliziumlinsen gesammelt [165]. Die THz-Strahlung divergiert, wenn die Dimensionen der strahlenden Geometrie am Beugungslimit

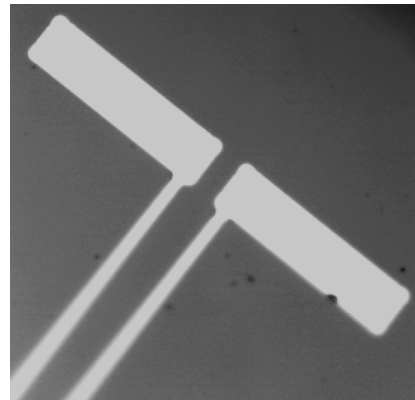


Abbildung 3.22.: Lichtmikroskopische Aufnahme der verwendeten Dipolantenne.

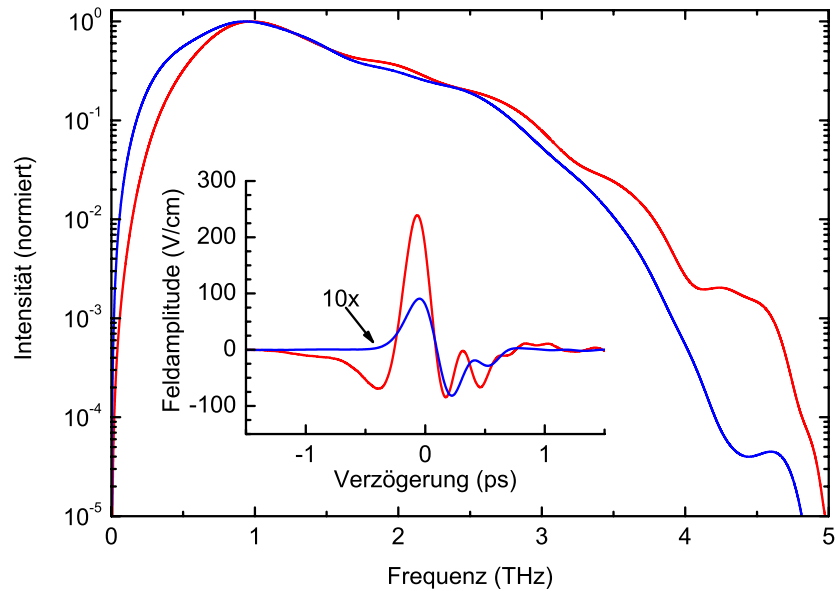


Abbildung 3.23.: Vergleich der THz-Wellenform und der zugehörigen Frequenzspektren von Schattenemitter (rot) und Dipolantenne (blau) auf Si-GaAs. Die Dipolantenne hatte eine Länge von $115 \mu\text{m}$. Die Beschleunigungsfeldstärke war bei beiden Experimenten 60 kV/cm . Die THz-Feldamplitude für die Dipolantenne ist im Einsatz zehn mal vergrößert dargestellt.

sind. So treffen besonders langwellige Anteile der Strahlung unter einem ungünstigen Winkel auf die Halbleiter-Vakuum-Grenzfläche und werden an der Grenzfläche totalreflektiert. Die Verwendung von Sammellinsen an Quelle und Detektor kann die Auskopplungseffizienz und den übertragenen Anteil der emittierten Strahlung deutlich erhöhen. Bei unseren Experimenten wurden keine Substratlinsen verwendet.

In der Zeitdomäne wird die etwa 20-fach kleinere THz-Feldstärke der emittierten Strahlung der Dipolantenne deutlich. Dieser Wert ist vergleichbar mit Ergebnissen von z.B. Cai und Mitarbeitern [71]. Die Frequenzbandbreite 10 dB unter dem Maximum ist für beide Quellen etwa gleich, wobei das Spektrum des Schattenemitters gegenüber der Dipolantenne leicht blauverschoben ist. Dies ist möglicherweise durch die Resonanzfrequenz der Antenne bedingt. Die Resonanzfrequenz ν einer Dipolantenne lässt sich über $\nu = c/(2\sqrt{\epsilon}L)$ [65, 66] abschätzen, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und $\epsilon = 13$ die Dielektrizitätskonstante für GaAs im THz-Frequenzbereich ist. Für eine Dipollänge von $L = 115 \mu\text{m}$ beträgt die Reso-

nanzfrequenz etwa 0,36 THz. Ob die Dipolantenne resonant strahlt, hängt von der Dämpfung oder der Güte ab [65, 166]. Diese lässt sich über die Impedanz bzw. die Streifenbreite einstellen. Diese Parameter wurden durch uns aber nicht variiert. Die verwendete Konfiguration entspricht verbreiteten Geometrien.

3.2.4. Gegenüberstellung

Um die Qualität der verschiedenen THz-Strahlungsquellen einzuordnen, werden oft die Amplitude des elektrischen THz-Feldes, die THz-Leistung oder das erreichbare Signal-Rausch-Verhältnis angegeben. Bei Detektion mit Fotoleitern werden Ströme gemessen, die proportional zur THz-Feldamplitude sind. Hierbei ist es theoretisch möglich, über grundlegende Gleichungen des Ladungstransportes aus dem gemessenen mittleren Fotostrom auf das antreibende THz-Feld zu schließen [89]. Doch gehen bei realen Experimenten zu viele unzureichend bekannte Parameter in die Berechnung der THz-Feldamplitude ein. Bei elektro-optischer Detektion kann die THz-Feldamplitude zumindest dann leicht berechnet werden (vgl. Gleichung 3.1 auf Seite 34), wenn die Frequenzselektivität der Detektion vernachlässigt wird. Aus der Feldamplitude \vec{E}_{THz} kann über den Betrag des POYNTING-Vektors $I_{\text{THz}} = |\vec{S}| = 1/2\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}|\vec{E}_{\text{THz}}|^2$ auf die mittlere Intensität I_{THz} und Leistung P_{THz} geschlossen werden. Weiters ist die THz-Leistung durch inkohärente Detektion, z.B. mit Bolometern oder pyroelektrischen Detektoren, direkt messbar. Hierbei ist oft der eingeschränkte Dynamikbereich der Messverfahren problematisch. Die zu messenden THz-Leistungen sind oft zu klein. Außerdem müssen Anteile thermischer Strahlung im Messsignal von der THz-Strahlung unterschieden werden (vgl. die Diskussion auf Seite 54). Das wird vor allem dann schwierig, wenn bei Verwendung von Modulationstechniken die Erwärmung der THz-Quelle durch den Fotostrom und die THz-Strahlung mit der gleichen Frequenz moduliert sind.

In der Tabelle 3.1 werden spezifisch für unsere Aufbauten die maximale THz-Feldstärke, das Signal-Rausch-Verhältnis und die Frequenzbandbreite für die verschiedenen Generationsverfahren gegenübergestellt. Die erreichten THz-Feldamplituden von Dipolantennen und *semi-large-aperture*-Strukturen sind vergleichbar mit Literaturwerten [63, 71]. Die Frequenzbandbreite wurde in den Leistungsspektren bei einer Dämpfung von 10 dB gegenüber dem Maximum abgelesen. Die maximale THz-Feldamplitude von 560 V/cm wurde mit dem Schattenemitter bei 58 V und unter Verwendung eines ZnTe-Analysatorkristalls von 25 μm Dicke nachgewiesen.

Das Signal-Rausch-Verhältnis wird üblicherweise definiert als das Verhältnis der mittleren Leistung des Nutzsignals einer Signalquelle zur mittleren Rauschleistung des Störsignals der gleichen Signalquelle. In Bezug auf Emitter-Detektor-Systeme

3. Experimentelle Untersuchung von THz-Quellen

Konzept	THz-Feld- amplitude <i>peak-peak</i> (V/cm)	Signal-Rausch- Verhältnis der THz-Feld- amplitude	10 dB-Band- breite (THz)
elektro-optisches Gleichrichten	3	21/1	2,2
Oberflächenfeld- quelle	2	310/1	3,3
Dipolantenne 30 V $\hat{=}$ 60 kV/cm	20	1 030/1	2,6
<i>semi-large-aperture</i> - Struktur 30 V $\hat{=}$ 1 kV/cm	20	1 160/1	2,4
Schattenemitter 30 V $\hat{=}$ 60 kV/cm	330	24 300/1	2,6

Tabelle 3.1.: Vergleich charakteristischer Werte für elektro-optisches Gleichrichten, Oberflächenfeldquellen, Dipolantennen, *semi-large-aperture*-Strukturen und Schattenemitter bei einer *Bias*-Spannung von 30 V und unter sonst weitgehend gleichen experimentellen Bedingungen. Die Daten der Oberflächenfeldquelle wurden mit der im Text auf Seite 63 beschriebenen *fast-scan*-Technik aufgenommen. Bei allen weiteren Quellen kam die Modulationstechnik unter Verwendung eines *Lock in*-Verstärkers zum Einsatz.

im THz-Frequenzbereich finden sich in der Literatur verschiedene Größen. Bei fotoleitender und elektro-optischer Detektion und schrittweisem Abtasten des THz-Wellenzuges wird oft das Verhältnis zwischen Signal- und Rauschamplitude für eine bestimmte Zeitkonstante bzw. Integrationszeit der Messtechnik für einen Messpunkt angegeben [62, 81, 84]. Bei Verwendung von *fast-scan*-Techniken [63] oder Kammspektroskopie [167] wird das Signal-Rausch-Verhältnis auf das Zeitintervall und die Dauer der Messung bezogen. Die Amplitude des Rauschens wird gemeinhin durch das quadratische Mittel des gemessenen Signals angegeben. Um dieses Signal zu messen, kann die Zeitverzögerung so eingestellt werden, dass der Messbereich weit vor dem Signalmaximum liegt. Einige Autoren verwenden auch Wellenzüge, die ohne Beschleunigungsspannung an der THz-Quelle oder mit blockiertem Anregestrahl aufgenommen wurden. Diese Methoden zur Bestimmung der Rauschampli-

tude unterschlagen allerdings die THz-Amplitudenschwankung durch Rauschen der Intensität des Anregungslasers. Für das Signal-Rausch-Verhältnis finden sich in der Literatur Zahlen zwischen $10/1$ und $10^6/1$. Diese Werte sind schwer vergleichbar. Sie geben eher die Qualität des Gesamtsystems inklusive Kurzpulslaser und Messelektronik wieder. Durch gezielte Wahl der Parameter, wie z.B. Einschränkung im Frequenzbereich, lassen sich hier sehr große Zahlen erreichen [168]. Von praktischer Bedeutung für Spektroskopieexperimente ist eher der Abstand der spektralen Amplitude oder Intensität vom Rauschniveau in der Frequenzdomäne und die Reproduzierbarkeit der Spektren [89,90,169]. Doch auch hier werden die Eigenschaften des Gesamtsystems von Laser, THz-Emitter und Detektor sowie der Messelektronik betrachtet.

In der Tabelle 3.1 wird der Vollständigkeit halber das Verhältnis zwischen Signal- und Rauschamplitude für eine Zeitkonstante des *Lock in*-Verstärkers von 100 ms ohne weitere Mittelung und für gleiche Punktdichte in der Zeitdomäne wiedergegeben. Die Anregungsleistung betrug 615 mW. Der ZnTe-Sensorkristall hatte eine Dicke von $160 \mu\text{m}$. Die Amplitude des Rauschens wurde weit vor dem Signalmaximum durch das quadratische Mittel der Signalamplitude bestimmt. Dadurch wird das Gewicht seltener Messpunkte mit großer Abweichung vom Mittelwert reduziert. Für die Untersuchung der Oberflächenquelle unter Verwendung der *fast-scan*-Technik wurden zum Vergleich Daten mit etwa gleicher Statistik (Messzeit und Länge des aufgenommenen THz-Wellenzuges) ausgewählt.

3.2.5. Quellen des Rauschens

Bei den hier beschriebenen Experimenten treten im Wesentlichen drei Phänomene auf: thermisches Rauschen (auch JOHNSON-Rauschen), Schrotrauschen (engl.: shot noise) und $1/f$ -Rauschen. Die wichtigsten Quellen für das Rauschen des gemessenen Signals sind:

- Intensitätsrauschen des anregenden und abtastenden Lasers
- elektronisches Rauschen an den Fotodioden
- Rauschen der Elektronik
- Einfluss der thermischen Hintergrundstrahlung

Die bedeutendste Rauschquelle resultiert aus Intensitätsschwankungen der verwendeten Laser [90]. Diese wirken sich über den anregenden Strahl auf die Amplitude der THz-Feldstärke aus und werden ohne Reduktion detektiert. Auch Intensitätsrauschen des Abtaststrahls wird detektiert. Bei elektro-optischer Detektion

wird die Polarisationsdrehung des Abtaststrahls bei Anwesenheit des elektrischen THz-Feldes im Sensorkristall gemessen. Dazu wird der Abtaststrahl häufig in zwei Teile zerlegt, deren Intensitäten mit zwei Fotodioden gemessen werden (vgl. 3.1.1 auf Seite 31). Ohne THz-Strahlung soll die Abtastintensität auf beiden Fotodioden gleich und das Differenzsignal gleich Null sein. In diesem Fall wird Intensitätsrauschen effizient unterdrückt. Diese Gleichtaktunterdrückung oder Symmetriedämpfung beträgt bei dem verwendeten Differenzdetektor 50 dB. Das gemessene Signal ohne THz-Strahlung ist dann von der Abtastintensität unabhängig. Ist gleichzeitig zum Abtaststrahl ein THz-Feld im Sensorkristall präsent, so ist das Differenzsignal der Fotodioden aber proportional zur Abtastintensität und deren Schwankungen stören die Messung.

Das Rauschen der Laserintensität ist umgekehrt proportional zur Frequenz [91]. Oberhalb etwa 1 bis 2 kHz wird das Rauschen des Gesamtsystems von der Frequenz unabhängig. Hier werden Laserintensitätsschwankungen von thermischem Rauschen und Schrotrauschen der Elektronik überwogen, deren Amplitude von der Frequenz unabhängig ist. Thermisches Rauschen entsteht durch thermische Schwankungen der lokalen Elektronendichte in den Fotodioden und allen Wirkwiderständen der folgenden Messelektronik [170,171]. Vorhandene Ladungen erfahren proportional zur Temperatur einen thermischen Antrieb, der keine Vorzugsrichtung hat (BROWNSche Bewegung). Für den Effektivwert der Rauschspannung V_{Rauschen} eines Widerstandes R mit der Temperatur T gilt: $V_{\text{Rauschen}}(\text{rms}) = \sqrt{4kTR\Delta f}$, wobei k die BOLTZMANN-Konstante und Δf die Frequenzbandbreite der Messung ist. Für gegebene experimentelle Bedingungen (Temperatur und Impedanz des Fotodetektors oder Widerstände der Messelektronik) läßt sich das thermische Rauschen nur über die Bandbreite der Messung beeinflussen. Das ist gleichbedeutend mit der Wahl der Zeitkonstante $\tau = (2\pi\Delta f)^{-1}$ am *Lock in*-Verstärker. Eine Reduktion der Rauschspannung kann durch Verlängerung der Messzeit erreicht werden ($V_{\text{Rauschen}} \propto 1/\sqrt{\tau}$).

Schrotrauschen entsteht beim Fluss quantisierter Medien, z.B. Photonen oder Elektronen. Dabei tritt durch einen individuellen Prozess der Teilchencharakter des Mediums hervor, z.B. wenn eine Potentialbarriere überwunden werden muss oder Photonen Elektron-Loch-Paare generieren. Der Strom der Quanten ist nicht konstant, sondern unterliegt statistischen Schwankungen. Bei unabhängigen Quanten ist die Amplitude des Rauschens proportional zur Quadratwurzel des Quantenstromes. Das Schrotrauschen I_{Rauschen} eines elektrischen Stromes I ist gegeben als $I_{\text{Rauschen}} = \sqrt{2eI\Delta f}$. e ist die Elementarladung und Δf die Frequenzbandbreite der Messung. Auch hier reduziert die Wahl einer größeren Zeitkonstante τ am *Lock in*-Verstärker die Amplitude des Rauschens.

Die Umgebung der experimentellen Aufbauten hat eine von Null Kelvin verschiedene Temperatur und sendet entsprechend dem STEFAN-BOLTZMANN-Gesetz Strahlung aus. Wird die thermische Strahlung einer unendlich ausgedehnten Fläche bei 300 K mit einem frequenzunabhängigen Detektor mit einer aktiven Fläche von $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ nachgewiesen, so beträgt die gemessene Leistung nach dem STEFAN-BOLTZMANN-Gesetz einige Mikrowatt. Doch diese Strahlung ist inkohärent, das heißt, die mittlere elektrische Feldstärke aller thermischen Wellenzüge zu einem Zeitpunkt ist gleich Null. Nur die statistische Abweichung von diesem Mittelwert wird von der kohärenten Detektion der hier gezeigten Experimente aufgenommen. Die Abweichung vom Mittelwert ist viel kleiner als die anderen Rauschquellen und der Einfluss thermischer Hintergrundstrahlung auf die gemessene THz-Feldamplitude kann vernachlässigt werden.

Alle genannten Rauschquellen sind voneinander statistisch unabhängig. Deswegen ist der Gesamttrauschpegel als die Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate der einzelnen Anteile gegeben.

3.3. Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Eigenschaften des Schattenemitters als Quelle für THz-Strahlung vorgestellt und mit anderen Konzepten verglichen. Im Frequenzbereich zwischen wenigen hundert GHz und etwa 5 THz ist die vorgeschlagene Interdigitalstruktur mit Abschattung auf GaAs-Substrat anderen fotoleitenden Konzepten impulsiver kohärenter THz-Generation überlegen. Sie vereint die Vorteile von Dipolantennen und *large-aperture*-Strukturen. Der kleine Elektrodenabstand ermöglicht ein großes Beschleunigungsfeld bei moderaten Spannungen. Die Abstrahlung erfolgt durch die großflächige konstruktive Überlagerung von Elementarwellen, die durch die Ladungsträgerbeschleunigung im Halbleiter entstehen. Eine Antennencharakteristik beeinflusst nicht das Spektrum. Wie bei *large-aperture*-Strukturen kann eine große Leistung zur optischen Anregung verwendet werden. Nun untersucht auch eine Reihe anderer Forschungsgruppen THz-Quellen, die auf unidirektionaler Ladungsbeschleunigung durch Abschattung oder ähnlichen Konzepten basieren [172–175].

Die abgestrahlte mittlere Leistung von einigen Mikrowatt ist im Vergleich zu anderen Quellen in den angrenzenden Frequenzbereichen sehr klein. Vakuum-elektronische Geräte wie Magnetrons, Gyrotrons und Rückwärtswellenoszillatoren [176] erreichen unter 1 THz Leistungen von bis zu einem Milliwatt. Freie-Elektronen-Laser können noch deutlich mehr leisten. Kleine und handliche Halbleiterelemente,

wie IMPATT- oder GUNN-Dioden, können ebenfalls Frequenzen von 1 THz erreichen. Dabei beträgt die Leistung immerhin noch etwa 0,1 mW bei 0,7 THz. Oberhalb von 10 THz können Bleisalz-Laser Leistungen von etwa 1 mW abstrahlen. In den Bereich zwischen 1 und 10 THz drangen bisher nur optisch gepumpte Gaslaser [177, 178] und Quantenkaskadenlaser [179–181] vor. Diese emittieren scharfe Linien mit bis zu einigen Milliwatt Leistung.

Es gibt für den Schattenemitter aber noch Potential für Weiterentwicklungen. Die Flächenausnutzung kann durch asymmetrische Elektrodenabstände zwischen beleuchteten und unbeleuchteten Bereichen optimiert werden. Schmalere Elektroden geben mehr Fläche zur optischen Anregung frei. Bedingt durch die Gegebenheiten beim Herstellungsprozess sind bei aktuellen Strukturen nur 25 % der Halbleiteroberfläche optisch anregbar. Bei Ausreizung der kleinsten Strukturgröße im Prozess und asymmetrischen Elektrodenabständen ist eine Vergrößerung der aktiven Fläche auf etwa 45 % der Gesamtfläche möglich. Passivierende Schichten auf der Substratoberfläche und die Optimierung der Isolation zwischen Elektroden und Abschattung können die Durchschlagsfestigkeit erhöhen, so dass größere Beschleunigungsfelder und höhere Anregungsdichten angewendet werden können. Die Kühlung der THz-Quelle auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff erhöht die abgestrahlte Leistung auf etwa das Vierfache. Andere Substrate, wie z.B. InP, können wegen Kristallresonanzen bei höheren Frequenzen bessere Eigenschaften im oberen Bereich des Spektrums erzielen.

In anderen Arbeitsgruppen [174, 175] werden seit einiger Zeit ähnliche Strukturen untersucht. Dabei wird durch eine metallische Interdigitalstruktur unter Spannung auf einer Halbleiteroberfläche ein elektrisches Feld zur Ladungsbeschleunigung bereitgestellt. Unidirektionale Ladungsbeschleunigung wird dabei durch selektives Verätzen der Elektrodenzwischenräume erreicht. Dieser Ansatz bietet theoretisch den Vorteil, dass der Dunkelstrom und damit die dissipierte Leistung gegenüber dem hier vertretenen Konzept auf die Hälfte reduziert sein kann. Im direkten Vergleich erwies sich der Schattenemitter als robuster und leistungsfähiger als die geätzten Strukturen auf dem aktuellen Entwicklungsstand.

Die optische Anregung des Schattenemitters kann auch mit einem verstärkten Lasersystem erfolgen. Dabei muss der Anregungsfleck vergrößert werden, um das Element nicht durch einen zu großen Fotostrom thermisch zu zerstören. Zu hohe Anregungsdichten sind auch wegen der Feldabschirmung nicht sinnvoll. Wird die Quelle unter diesbezüglich optimierten Bedingungen betrieben, so ist die Qualität der abgestrahlten Wellen mit anderen THz-Quellen vergleichbar, die mit verstärkten Kurzpulslasern angeregt werden [62, 182].

Die Verwendung der vorgestellten metallischen Interdigitalstruktur auf GaAs als Detektor für kohärente THz-Strahlung ist Gegenstand aktueller Untersuchungen [104,147]. Dabei wirkt das elektrische Feld einer einfallenden THz-Welle als Antrieb für Ladungen, die durch einen Abfragepuls fotogeneriert werden. Der gemessene Fotostrom ist dann wie bei Dipolantennen proportional zum elektrischen THz-Feld. Die große aktive Fläche und die Unabhängigkeit von einer Frequenzcharakteristik einer Antenne sind wiederum die Vorteile der Struktur.

Zukünftig sollen weitere Interdigitalstrukturen mit Abschattung untersucht werden, mit denen verschiedene Moden elektrischer Feldverteilung erzeugt und detektiert werden können. Dabei sind die Elektroden nicht koplanar sondern radial oder zirkular angeordnet. Entsprechende Systeme erzeugen THz-Wellen mit zirkularer bzw. radialer Feldverteilung, was der Einkopplung in Wellenleiter mit punktsymmetrischem Querschnitt dienlich sein kann [183,184]. Insbesondere radial polarisierte Feldmoden wie z.B. TM_{01} -Wellen sind für die THz-Wellenleitung vorteilhaft. Die verlust- und dispersionsarme Ausbreitung von THz-Wellen entlang von metallischen Drähten [185] wurden mit SOMMERFELD-Wellen identifiziert [186]. Am Ende eines Drahtes, der eine SOMMERFELD-Mode führt, kann durch eine geriffelte (engl.: corrugated) Spitze eine starke Überhöhung der THz-Feldstärke erzielt werden [187]. Eine solche Spitze eignet sich als Sonde für ein THz-Nahfeldmikroskop, das räumliche Strukturen auflösen kann, die wesentlich kleiner sind als die THz-Wellenlänge. Es hat sich gezeigt, dass radial polarisierte THz-Wellen aus speziellen Emittlern sehr viel besser an Wellenleiter-Drähte koppeln können, als linear polarisierte Strahlung [188].

Damit wurden die hervorragenden Eigenschaften von Interdigitalstrukturen mit unidirektionaler Ladungsbeschleunigung als THz-Strahlungsquellen gezeigt. Die linear polarisierte TEM_{00} -Mode eignet sich gut für Freistrahlausbreitung. Damit ist das große Potential dieses Ansatzes als Quelle und Detektor noch nicht erschöpft. Technologische Weiterentwicklungen können die abgestrahlte Leistung und das Spektrum verbessern. Neue Elektrodenanordnungen können Multipol-Strahlungsmoden erzeugen, die für verschiedenste Anwendungen interessant sind.

4. Blochoszillationen

In den bisherigen Kapiteln dieser Arbeit wurden Konzepte und Methoden zur Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung beschrieben. Auf den folgenden Seiten wird nun eine Anwendung dieser Technologie zur THz-Zeitdomänenspektroskopie vorgestellt. Die anfängliche Intention der Arbeit war die spektroskopische Untersuchung elektronischer Eigenschaften von Halbleiterübergittern. Werden dotierte Übergitter hinreichend großen elektrischen Feldern ausgesetzt, kann ein Teil der Elektronen räumliche Oszillationsbewegungen vollziehen. Die Heterostrukturen können dabei so gestaltet werden, dass die charakteristische Energie der Oszillationen im Bereich einiger meV bzw. im THz-Frequenzbereich liegt. Mit Hilfe von THz-Zeitdomänenspektroskopie sollten die Absorptionseigenschaften der oszillierenden Elektronen untersucht werden.

Im folgenden Text wird kurz das Phänomen der BLOCH-Oszillationen und einige Konsequenzen vorgestellt. Es wird speziell auf eine mögliche Verstärkung von elektromagnetischer Strahlung durch BLOCH-Oszillationen eingegangen. Am Ende des Kapitels werden unsere Experimente vorgestellt und mit denen anderer Gruppen verglichen. Es wird begründet, warum es aus technologischen Gründen nicht möglich war, Verstärkung von THz-Strahlung durch BLOCH-Oszillationen zu beobachten.

4.1. Hintergrund

In seiner Arbeit „Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern“ hat Felix Bloch 1928 Elektronen in periodischen Gittern durch ebene DE BROGLIE-Wellen beschrieben, „die im Rhythmus des Gitteraufbaus moduliert sind“ [14]. Für stark gebundene Elektronen und unter Berücksichtigung der nächsten Nachbargitterpunkte konnte er die Eigenfunktionen und erlaubten Energiebereiche bestimmen. Die Struktur dieser erlaubten Energiebereiche oder Energiebänder im reziproken Raum (Impuls- oder k -Raum) bestimmen entscheidend die elektronischen Eigenschaften. Umfangreiche Abhandlungen dazu können Lehrbüchern der elementaren Festkörperphysik entnommen werden [189, 190]. Für Bandstrukturrechnungen wurden in dieser Arbeit das Modell stark gebundener Elektronen (engl.:

tight-binding method) und das KRONIG-PENNEY-Modell verwendet. Diese einfachen Modelle werden im Anhang D kurz zusammengefasst.

Werden Elektronen in solchen Energiebändern einem elektrischen Feld ausgesetzt, so erfahren sie eine Beschleunigung, ihre Energie bezüglich des Energiebandes nimmt zu und der zugehörige Kristallimpuls ändert sich. Energie- und Impulsänderung sind in der Abbildung 4.1 (a) schematisch dargestellt. Die Energieaufnahme erfolgt, bis die Ladungen durch Streuprozesse z.B. an Gitterschwingungen oder Kristallfehlern in ihrer Bewegung gestört werden. Diese Streuprozesse führen die meisten Ladungen zurück in das Zentrum der ersten BRILLOUIN-Zone. Danach erfolgt erneut Beschleunigung, Energieaufnahme und Streuung. Hat das räumlich ausgedehnte elektrische Feld eine Vorzugsrichtung, schlägt sich diese auch in der Beschleunigung und Kristallimpulsänderung nieder. Im zeitlichen Mittel folgen die Ladungen dem Feld. Es fließt ein elektrischer Strom.

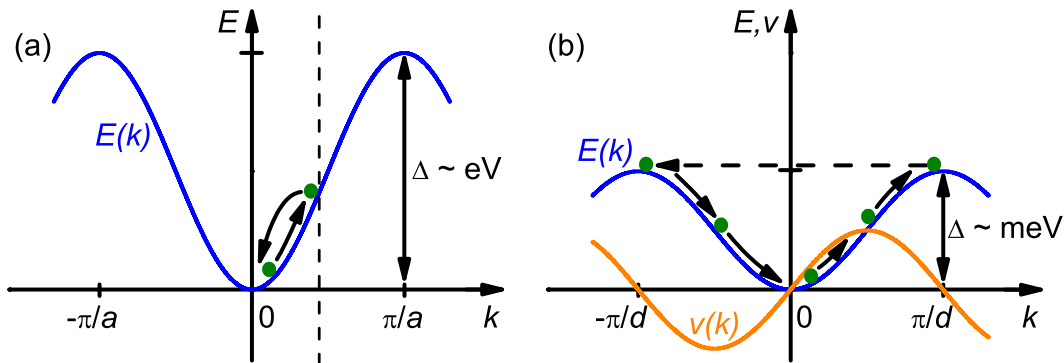


Abbildung 4.1.: Schematische Energie-Kristallimpulsdispersion $E(k)$ (blau) des ersten Leitungsbandes eines Halbleiters (a) und eines Halbleiterübergitters (siehe weiter unten) (b). a und d sind die Periode des Kristallgitters bzw. Übergitters. E und Δ stehen für die Energie der Elektronen bzgl. der Bandstruktur und die Breite des Bandes. $v(k)$ (orange) beschreibt die Gruppengeschwindigkeit der Elektronen.

Vergeht zwischen zwei Streuprozessen im Mittel viel Zeit und ist das elektrische Feld hinreichend groß, so können die Elektronen den Wendepunkt der Bandstruktur erreichen, an dem die Krümmung des Bandes ihr Vorzeichen wechselt. An diesem Punkt ist die effektive Masse unendlich groß und es erfolgt keine Beschleunigung im Feld. Über diesen Punkt hinaus erhält die effektive Masse ein negatives Vorzeichen. Das ist äquivalent einer Ladungsbeschleunigung entgegen dem elektrischen Feld bzw. einer Abbremsung. Bei weiterer Änderung des Kristallimpulses, erreichen die Elektronen den Rand der BRILLOUIN-Zone. Wegen der Äquivalenz der BRILLOUIN-Zonen ist ein Übertritt in die Nachbarzone der im k -Raum periodi-

schen Bandstruktur gleichbedeutend mit einer Reflexion zum gegenüberliegenden Zonenrand (Umklappprozess, vgl. Abb. 4.1 (b)). Weitere Bewegung im Feld führt die Elektronen wieder zum Zonenzentrum. Solche feldinduzierten Zustandsänderungen gehen mit periodischen Änderungen von Energie, Kristallimpuls und Ort einher und werden als BLOCH-Oszillationen bezeichnet. Im zeitlichen Mittel bleiben diese Größen aber unverändert, solange keine Streuungen auftreten. BLOCH-oszillierende Ladungen tragen nicht zum Transport bei. BLOCH-Oszillationen äußern sich in der Strom-Spannungs-Charakteristik durch Abnahme des Stromes mit zunehmender Spannung. Eine solche Charakteristik wird als negativ-differentieller Leitwert oder Widerstand bezeichnet. Der oszillierende Charakter folgt direkt aus der Beschreibung von Bloch und wurde erstmals von Clarence Zener 1934 herausgestellt [15].

Lange Zeit erschienen BLOCH-Oszillationen nur als akademisches Konstrukt, da in realen Kristallen mit nur einigen Å Gitterperiode die BRILLOUIN-Zone sehr groß ist und die Ladungen Energie in der Größenordnung von eV aufnehmen müssten, um den Zonenrand zu erreichen. Andererseits gibt es in realen Kristallen im zugänglichen Temperaturbereich sehr viele Streumöglichkeiten an Gitterschwingungen und statischen Störungen der Kristallperiodizität. Deswegen sind die mittleren Streuzeiten in solchen Kristallen im Bereich einiger fs immer viel kleiner als die Zeit, die ein Elektron in einem Feld unterhalb der Durchbruchfeldstärke benötigt, um den Zonenrand zu erreichen oder gar eine ganze Oszillationsperiode zu durchlaufen. Dennoch wird die Möglichkeit von BLOCH-Oszillationen in Volumenhalbleitern und deren experimentelle Befunde in der Literatur beschrieben [191–195].

Die experimentelle Situation änderte sich drastisch durch die Verwirklichung der Idee von Halbleiterübergittern durch Leo Esaki and Raphael Tsu [16]. Während des epitaktischen Wachstums von Halbleitern variierten sie periodisch die Zusammensetzung der wachsenden Verbundhalbleiter oder die Dichte von Dotierungen. Dadurch entsteht in Wachstumsrichtung ein periodisches Potential, dargestellt in Abb. 4.2, dessen Periodizitätslänge im Ortsraum künstlich gestaltet werden kann. Diese Periodizitätslänge kann um ein bis zwei Größenordnungen größer sein als die Gitterperiode von Volumenhalbleitern. Ist die Periode kürzer als die mittlere freie Weglänge der Ladungen, überlappen die Wellenfunktionen der Ladungsträger teilweise und es bildet sich eine Folge von schmalen erlaubten und verbotenen Energiebereichen durch die Zerlegung der BRILLOUIN-Zone in eine Folge von „Minizonen“. Wegen der schmalen Energiebänder (Minibänder) und gleichzeitig kleinen Mini-BRILLOUIN-Zone können Elektronen in moderaten elektrischen Feldern über den Wendepunkt der Banddispersion oder sogar bis zum Zonenrand getrieben werden (Abb. 4.1 (b)). Daraus resultiert eine Umkehrung der Bewegungsrichtung und eine negativ-differentielle Leitfähigkeit für elektrische Felder in Wachstumsrich-

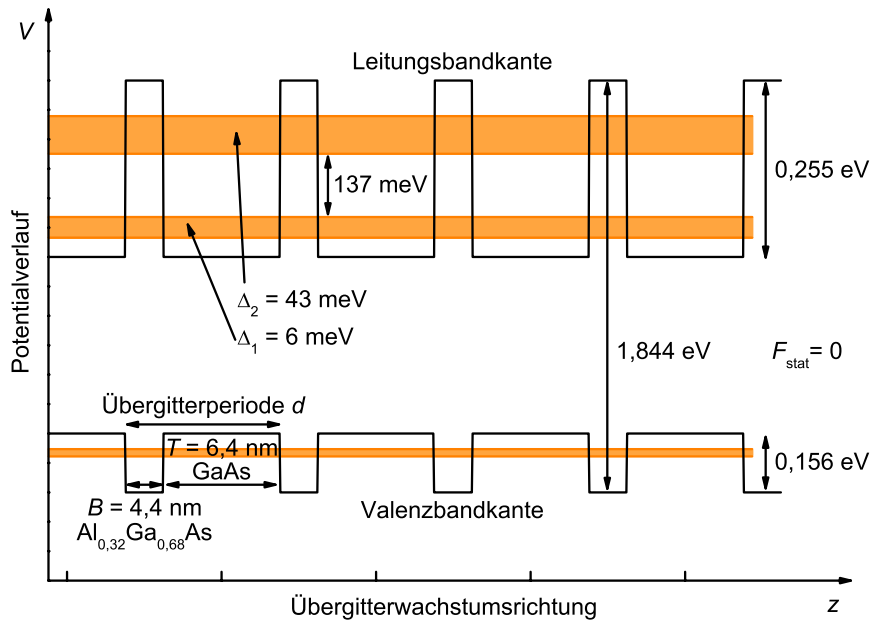


Abbildung 4.2.: Schematischer Verlauf von Valenz- und Leitungsbandkante eines der hier untersuchten Halbleiterübergitter (G 688). Die Bereiche in Orange stellen Valenz- und Leitungsminibänder dar. Die Angaben sind für 300 K gültig.

tung des Übergitters. Bei entsprechender Streuzeit und hinreichenden elektrischen Feldstärken können Elektronen durch die Mini-BRILLOUIN-Zone und im Ortsraum BLOCH-Oszillationen ausführen. Dabei liegen die charakteristischen Frequenzen ω_B abhängig von der Feldstärke F_{stat} und dem Übergitterdesign im THz-Bereich:

$$\hbar\omega_B = eF_{\text{stat}}d \quad (4.1)$$

e ist dabei die Elementarladung und d die Übergitterperiode.

Quantenmechanisch gesehen führt ein elektrisches Feld in Wachstumsrichtung zur Ausprägung diskreter Energieniveaus. Durch das Feld wird die Translations-symmetrie des Übergitters gebrochen. Bei Translation im realen Raum um eine Übergitterperiode d im Feld F_{stat} variiert das Potential um die elektrostatische Energie $eF_{\text{stat}}d$. Die Energieniveaus einzelner Quantentöpfe liegen nicht mehr resonant zu den Niveaus der Nachbarn, sondern um $eF_{\text{stat}}d$ verschoben. Das heißt, das Miniband zerfällt streng genommen in n einzelne diskrete und äquidistante Energieniveaus $E_n = E_0 + neF_{\text{stat}}d$. n ist die laufende Nummer der Übergitterperioden. Die delokalisierten BLOCH-Wellen, die für $F_{\text{stat}} = 0$ über das gesamte Übergitter ausgedehnt waren, sind nicht mehr Eigenfunktionen des Systems. Die Anordnung der äquidistanten Energieniveaus wird als WANNIER-STARK-Leiter bezeichnet. Ihr

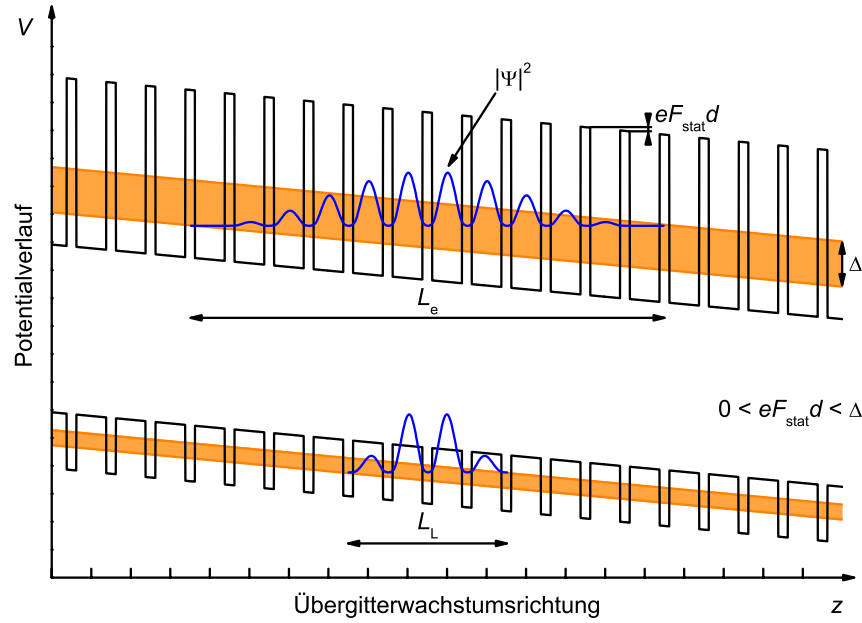


Abbildung 4.3.: Schematischer Verlauf von Valenz- und Leitungsbandkante eines Halbleiterübergitters mit der Periode d in einem elektrischen Feld F_{stat} . Die Ausdehnung der Wellenfunktionen ψ von Elektronen und Löchern ist auf die Lokalisierungslänge L beschränkt.

Abstand wächst mit der elektrischen Feldstärke. Ist die Aufspaltung $eF_{\text{stat}}d$ der einzelnen Zustände kleiner als die ursprüngliche Minibandbreite Δ , so werden Wellenfunktionen ψ entsprechend der Minibandbreite lokalisiert [196–199] (vgl. Abb. 4.3). Für größere Feldstärken werden die Elektronen in den Quantentöpfen gefangen.

Eine erste Beschreibung der Ladungsdynamik bietet das semiklassische Modell nach Esaki und Tsu [16], welches die Bewegungsgleichung einer Ladung betrachtet.

$$\hbar \frac{\partial k}{\partial t} = -eF_{\text{stat}} \quad (4.2)$$

Wechselwirkungen zwischen den Elektronen oder die Störung des Bandes durch ein elektrisches Feld werden vernachlässigt. In dem Modell wird weiter vereinfachend angenommen, dass Streuprozesse Ladungen energieunabhängig in das Zonenzentrum zurückführen. Sie werden mit einer Relaxationszeit beschrieben. Ausserdem ist das Modell eindimensional und vernachlässigt die Banddispersion der Wirtskristalle in den Übergitterschichten. Für eine harmonische Dispersion des ersten Minibandes

$$E(k) = \frac{\Delta}{2} [1 - \cos(kd)] \quad (4.3)$$

folgt für die Gruppengeschwindigkeit v_G

$$v_G = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E(k)}{\partial k} = \frac{d\Delta}{2\hbar} \sin(kd). \quad (4.4)$$

Dieser Verlauf ist in der Abbildung 4.1 (b) neben der Banddispersion dargestellt. Durch Integration der Bewegungsgleichung 4.2 ergibt sich

$$kd = \omega_B(t - t_0) + k_0d \quad \text{mit} \quad \omega_B = \frac{eF_{\text{stat}}d}{\hbar}. \quad (4.5)$$

t_0 ist der Zeitpunkt, zu dem ein Elektron mit k_0 seine Bewegung beginnt. ω_B bezeichnet die Frequenz der Oszillation durch das Band. Damit folgt weiter für die Gruppengeschwindigkeit v_G und Start der Bewegung zur Zeit $t = 0$ im Zonenzentrum

$$v_G(t) = v_0 \sin(\omega_B t). \quad (4.6)$$

Darin ist $v_0 = d\Delta/2\hbar$ die maximale Gruppengeschwindigkeit. Durch Integration lässt sich die Trajektorie des Elektrons im Ortsraum angeben:

$$z(t) = \int_{t_0=0}^t v_G(t') dt' = \frac{1}{2} \frac{\Delta}{eF_{\text{stat}}} [1 - \cos(\omega_B t)] \quad (4.7)$$

Die Ladungen führen also mit der Zeit harmonische Bewegungen im Ortsraum aus. Mit zunehmendem elektrischen Feld werden die Ladungen lokalisiert (vgl. auch Abb. 4.3). Die Lokalisierungsgröße L ist durch Δ/eF_{stat} gegeben.

Bei Beachtung nur einer mittleren Relaxationszeit τ ist die mittlere Driftgeschwindigkeit v_D für das Ensemble durch Integration der Gruppengeschwindigkeit (4.4) für harmonische Bänder gegeben

$$\begin{aligned} v_D &= \int_0^\infty \exp(-t/\tau) dv_G = \frac{eF_{\text{stat}}d^2\Delta}{2\hbar^2} \int_0^\infty \cos\left(\frac{eF_{\text{stat}}d}{\hbar}t\right) \exp(-t/\tau) dt \\ &= \frac{\mu F_{\text{stat}}}{1 + (F_{\text{stat}}/F_c)^2} \quad \text{mit} \\ \mu &= \frac{e\tau\Delta d^2}{2\hbar^2} \quad \text{und} \quad F_c = \frac{\hbar}{e\tau d} \end{aligned} \quad (4.8)$$

μ bezeichnet hier die Ladungsträgerbeweglichkeit im Miniband. F_c ist die kritische Feldstärke, ab welcher die Driftgeschwindigkeit und der Strom bei wachsendem Feld nicht weiter zunehmen. In der Abbildung 4.4 ist die statische Geschwindigkeits-

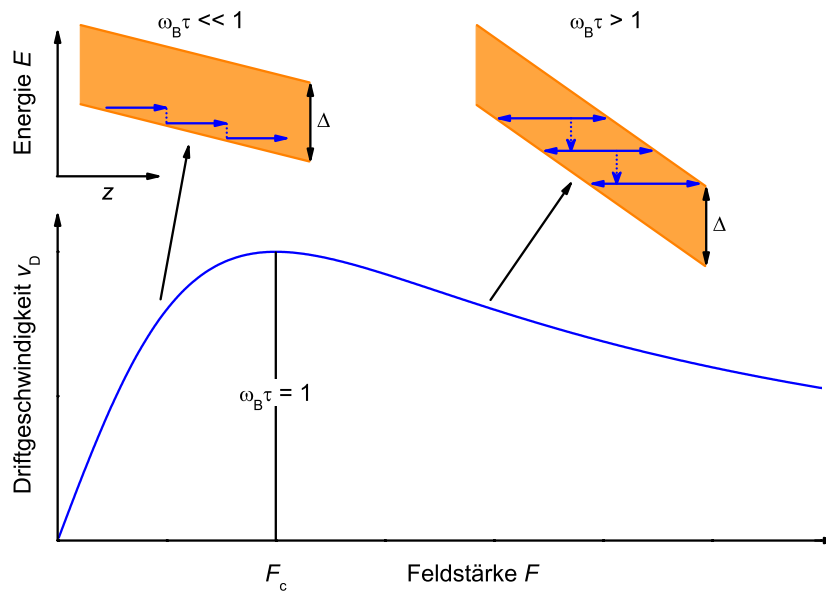


Abbildung 4.4.: Bewegung von Minibandelektronen in verschiedenen Feldstärken (oben) und statische Geschwindigkeits-Feldstärke-Charakteristik (unten), wie durch Gleichung 4.8 gegeben.

Feldstärke-Charakteristik analog zur Gleichung 4.8 und der Minibandtransport in den verschiedenen Bereichen schematisch gezeigt.

Das semiklassische Bild des Minibandtransports mit BLOCH-Oszillationen in kleinen Feldern und das quantenmechanische Bild der WANNIER-STARK-Niveaus entsprechen einander im Sinne des Korrespondenzprinzips. Durch Superposition von WANNIER-STARK-Zuständen lassen sich Wellenpakete erzeugen, deren Schwerpunkt in Raum und Zeit harmonische Schwingungen ausführt, die BLOCH-Oszillationen entsprechen.

Der erste experimentelle Nachweis der WANNIER-STARK-Leiter gelang E. Mendez und P. Voisin und Mitarbeitern 1988 [200, 201]. Mendez beobachtete eine Aufspaltung des Fotolumineszenz-Maximums in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke in einem Übergitter. Fotostromspektren zeigen noch deutlicher Maxima mit feldabhängiger Position. Voisin untersuchte die feldabhängige Fotoreflexion eines Übergitters. Dabei wurde die Feldabhängigkeit der Übergänge zwischen Valenzband und einzelnen WANNIER-STARK-Zuständen gezeigt. Weiterhin wurde die Existenz der WANNIER-STARK-Leiter durch Spektroskopie an Inter- und Intrabandübergängen nachgewiesen. In diesen Experimenten wurde ein lokalisiertes Wellenpaket in

einem Halbleiterübergitter im elektrischen Feld erzeugt. Dabei wurden durch kurze Laserpulse in der Bandstruktur Zustände gleicher Phase angeregt. Bei der folgenden synchronen Bewegung durch den Phasenraum spiegeln die Eigenschaften des Ensembles die individuelle Bewegung der Ladungen wider. Das Wellenpaket vollführt räumliche Oszillationen. Durch Streuprozesse wird die Kohärenz der Bewegung gestört. Nach einiger Zeit ist ein Großteil der Ladungen in beliebiger Phase zueinander, sodass die individuellen Eigenschaften nicht mehr durch das gemessene Ensemblemittel wiedergegeben werden. Zur Detektion der anfänglich kohärenten Bewegung wurden verschiedene Techniken eingesetzt.

Durch Vierwellenmischen [202] wurde der optische Übergang zwischen einem Valenzbandzustand und einigen WANNIER-STARK-Zuständen mit räumlichem Überlapp untersucht. Dabei konnte der WANNIER-STARK-Fächer deutlich aufgelöst werden [17, 203, 204]. Christian Waschke und Mitarbeitern gelang der Nachweis kohärenter THz-Strahlung, die durch die beschleunigte Bewegung BLOCH-oszillierender Elektronen in einem Übergitter entstand [18]. Thomas Dekorsy und Mitarbeiter beobachteten BLOCH-Oszillationen in einem GaAs/AlGaAs-Übergitter durch elektrooptische Detektion [205, 206]. Das zeitlich veränderliche elektrische Dipolfeld durch die phasenkohärente Oszillation von Ladungen erzeugt eine optische Anisotropie im Kristall (Doppelbrechung). Ein optischer Abtaststrahl, der kürzer ist als die Periodendauer der Dipolschwingung, erfährt durch die feldabhängige Doppelbrechung eine messbare Polarisationsänderung. Einen Überblick über diese und weitere Experimente sowie eine Zusammenstellung des physikalischen Hintergrundes wird in den Referenzen 207 und 208 gegeben.

4.2. Zur Existenz von Verstärkung

Bei den bisher diskutierten Experimenten stand die Untersuchung der kohärenten Dynamik von Minibandelektronen im Vordergrund, die auch die Emission von THz-Strahlung durch BLOCH-oszillierende Elektronen beinhaltet. Im Folgenden soll das Verhalten von elektrisch getriebenen Übergittern untersucht werden, in denen Ladungsträger durch Dotierung vorhanden sind. Im Gegensatz zu den im letzten Abschnitt beschriebenen Experimenten werden hier keine Eigenzustände durch einen kurzen Laserpuls kohärent angeregt. Elektronen befinden sich auf Grund der Dotierung in einem teilweise gefüllten Band in einer FERMI-Verteilung. Durch ein externes elektrisches Feld können sie umverteilt werden. Insbesondere wird nun un-

tersucht, inwieweit ein Übergitter unter elektrischer Vorspannung als THz-Quelle und THz-Verstärkermedium geeignet ist.

Die Frage, ob Elemente mit einer negativ-differentiellen Leitfähigkeit als Verstärkermedium dienen können, ist von fundamentalem wissenschaftlichen Interesse. Eine praktische Anwendung wäre eine rein elektrisch getriebene kohärente Strahlungsquelle im THz-Frequenzbereich. Quantenkaskadenlaser dringen in den THz-Bereich vor [179,180]. Doch eine Strahlungsquelle auf Basis eines BLOCH-Oszillators wäre wegen der Durchstimbarkeit wesentlich flexibler und möglicherweise auch bei höheren Temperaturen, z.B. Stickstoff- oder sogar Raumtemperatur zu betreiben.

Esaki und Tsu sagten für Halbleiterübergitter BLOCH-Oszillationen und statische negativ-differentielle Leitfähigkeit voraus [16]. Ktitorov und Mitarbeiter untersuchten mit einem semi-klassischen Modell die komplexe dynamische Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ eines Halbleiterübergitters für kleine Wechselfelder [21]. Dabei wurden nur das erste Miniband und k -unabhängige Streuzeiten betrachtet. Es zeigte sich, dass für hinreichend hohe Feldstärken F_{stat} der Realteil der dynamischen Leitfähigkeit unterhalb der BLOCH-Frequenz ω_{B} negativ ist.

$$\text{Re}\{\sigma(\omega)\} < 0 \quad (4.9)$$

Die dynamische Leitfähigkeit σ als Funktion von Kreisfrequenz ω und statischem elektrischen Feld F_{stat} kann geschrieben werden als

$$\sigma(\omega, F_{\text{stat}}) = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_{\text{B}}^2 \tau^2} \times \frac{1 - i\omega\tau - \omega_{\text{B}}^2 \tau^2}{\omega_{\text{B}}^2 \tau^2 + (1 - i\omega\tau)^2} \times \frac{I_1(\Delta/2k_{\text{B}}T)}{I_0(\Delta/2k_{\text{B}}T)}. \quad (4.10)$$

Darin ist σ_0 die DRUDE-Leitfähigkeit für $\omega = 0$, τ die mittlere Streuzeit, $\omega_{\text{B}} = eF_{\text{stat}}d/\hbar$ ist die BLOCH-Frequenz, Δ ist die Minibandbreite, I_0 und I_1 sind die modifizierten BESSEL-Funktionen 0-ter und 1-ter Ordnung. In der Abbildung 4.5 ist der Realteil der dynamischen Leitfähigkeit für verschiedene statische Feldstärken bzw. BLOCH-Frequenzen dargestellt. Liegt kein statisches Feld vor ($\omega_{\text{B}}\tau = 0$), zeigt die dynamische Leitfähigkeit das von Paul Drude beschriebene Verhalten [189]. Ist das Produkt aus mittlerer Streuzeit und BLOCH-Frequenz gerade gleich 1, verschwindet die Gleichfeldleitfähigkeit. Für $\omega_{\text{B}}\tau > 1$ wird $\text{Re}\{\sigma(\omega)\}$ unterhalb der BLOCH-Frequenz kleiner als Null und eine einfallende Welle mit der Frequenz ω wird verstärkt. Hier nimmt $\text{Re}\{\sigma(\omega)\}$ mit steigender Frequenz weiter ab (vgl. Einsatz in der Abb. 4.5). Kurz unterhalb der BLOCH-Frequenz wächst die Leitfähigkeit wieder an, um bei ω_{B} das Vorzeichen und damit von Verstärkung zu Absorption zu wechseln. In Abb. 4.5 wird dabei die Punktlinie überschritten.

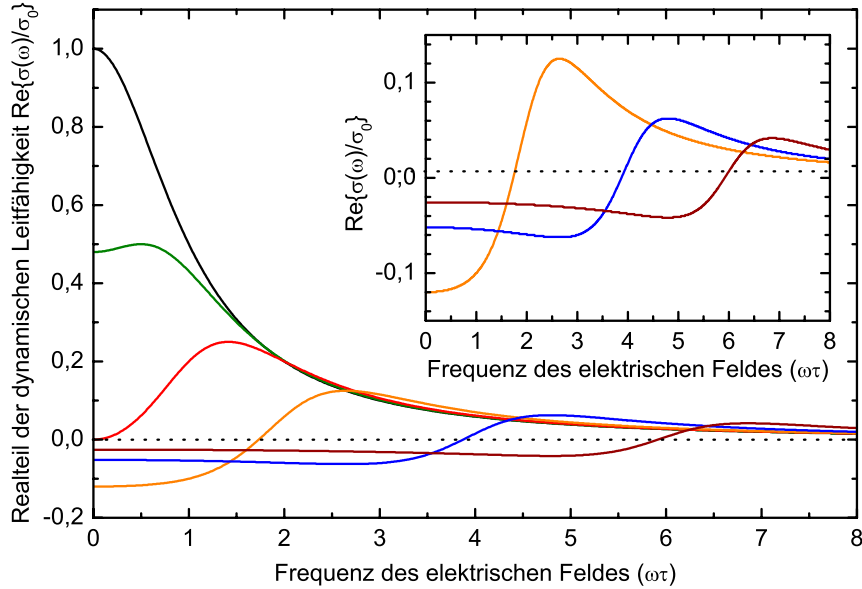


Abbildung 4.5.: Realteil der dynamischen Leitfähigkeit eines vorgespannten Übergitters in Einheiten von σ_0 als Funktion der Frequenz eines elektrischen Feldes in Einheiten $\omega\tau$ nach Ktitorov und Mitarbeitern [21]. Das Produkt aus BLOCH-Frequenz ω_B und mittlerer Streuzzeit τ wurde variiert: $\omega_B\tau = 0$ – schwarz, $\omega_B\tau = 0,5$ – grün, $\omega_B\tau = 1$ – rot, $\omega_B\tau = 2$ – orange, $\omega_B\tau = 4$ – blau und $\omega_B\tau = 6$ – braun. Der Einsatz zeigt die Kurven für $\omega_B\tau = 2, 4$ und 6 vergrößert.

Um die Natur der Verstärkung von Wechselfeldern zu verstehen, muss die Dynamik der Ladungsträger im Miniband betrachtet werden. In einem statischen Feld ändert sich der Kristallimpuls von Elektronen beim Durchlaufen der Mini-BRILLOUIN-Zone linear mit der Zeit. Bei gleichmäßiger Besetzung der Zustände im k -Raum mitteln sich deren individuelle Beiträge zum Gesamtstrom zu jedem Zeitpunkt zu Null. Ist dem statischen Feld eine Wechselfeldkomponente $F(\omega)$ überlagert, wird die k -Änderung mit ω moduliert. Die Zeit zum Durchlaufen der BRILLOUIN-Zone bleibt dabei unverändert. Die Phase zwischen Elektron und Wechselfeld bestimmt, welche Bereiche im k -Raum schnell und welche langsam durchlaufen werden. Da aber die Wahrscheinlichkeit inelastischer Streuprozesse in der Banddispersion nicht konstant ist, führt Streuung zu einer wellenartigen Bündelung von Elektronen im Phasenraum [209, 210] (k -Raumbündelung). Elektronen, deren k -Vektor sich in der Nähe der Zonengrenze auf Grund der Phasenbeziehung zum Wechselfeld nur langsam ändert, werden mit großer Wahrscheinlichkeit zum Zonenzentrum gestreut. Diese Gruppe wird zu Gunsten derer entvölkert, deren k sich am Zonenrand schnell

ändert. Das führt zu einer Modulation des Stromes mit höheren Harmonischen des treibenden Wechselfeldes. Der Strom ist zum Feld phasenverschoben. Für $\omega < \omega_B$ läuft die Phase des Stromes um mehr als 90° dem Wechselfeld hinterher [209]. Das impliziert die negative Leitfähigkeit in Abb. 4.5.

Im quantenmechanischen Bild entsteht Verstärkung durch strahlungsinduzierte Übergänge zwischen den Niveaus der WANNIER-STARK-Leiter. Ist die Energie der Strahlung $\hbar\omega$ gleich der Energie der BLOCH-Oszillation $\hbar\omega_B$, sind Photonenabsorption und -emission gleich wahrscheinlich, da $\hbar\omega$ gerade dem Abstand $eF_{\text{stat}}d$ der WANNIER-STARK-Niveaus entspricht. Die Symmetrie zwischen Emission und Absorption kann aber gebrochen werden. Weicht die Photonenenergie von $\hbar\omega_B$ ab, so ist zur Erfüllung der Impulserhaltung elastische Streuung nötig.

Stimulierte Emission bedeutet, dass ein Photon mit der Energie $\hbar\omega < \hbar\omega_B$ (links in Abb. 4.6) einen nichtresonanten Übergang aus einer höheren in eine niedrigere Stufe der WANNIER-STARK-Leiter induziert [22,211]. Nahe dem Zonenzentrum ist die Besetzungswahrscheinlichkeit hoch, wie in der Abbildung 4.6 durch die graue Schattierung dargestellt. Von dort können Elektronen in einen virtuellen Zwischenzustand übergehen. Die Energieänderung beträgt dabei $\hbar\omega$. Impuls- und Energieerhaltung werden beim Übergang von dem virtuellen Zwischenzustand in den Endzustand auf der nächst niedrigeren Stufe der WANNIER-STARK-Leiter durch elastische Streuung gewährleistet. Dabei ändert sich der k -Wert des Elektrons entsprechend.

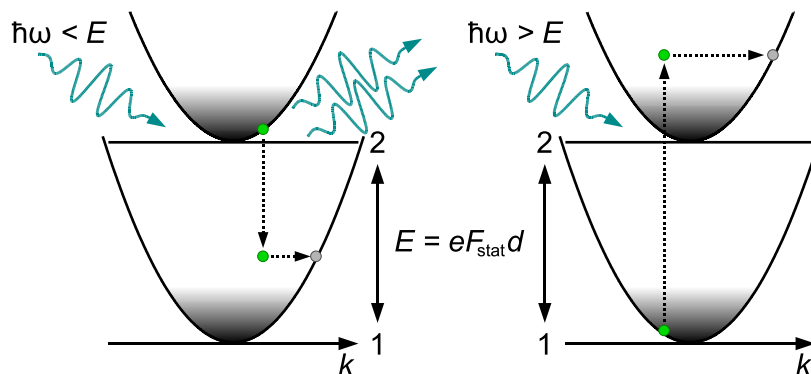


Abbildung 4.6.: Mögliche quantenmechanische Übergänge zwischen zwei WANNIER-STARK-Niveaus. Fällt ein Photon mit einer Energie ungleich des Niveauabstandes ein, tritt stimulierte Emission (links) oder Absorption (rechts) mit erhöhter Wahrscheinlichkeit auf. Dies geschieht durch nichtresonante Absorption oder Emission in einen virtuellen Zwischenzustand und darauf folgende Relaxation in den Endzustand durch elastische Streuung.

Es nimmt einen Endzustand mit einer Besetzungswahrscheinlichkeit ein, die kleiner ist als die des Anfangszustands. Der umgekehrte Prozess der Absorption tritt bei $\hbar\omega < \hbar\omega_B$ mit wesentlich kleinerer Wahrscheinlichkeit auf. Denn die Anfangszustände mit großem k -Wert sind hierbei gering besetzt. Dafür ist die Besetzung im Endzustand hoch. Deswegen überwiegt bei $\hbar\omega < \hbar\omega_B$ stimulierte Emission die Absorption.

Ist die Photonenenergie $\hbar\omega$ größer als die WANNIER-STARK-Aufspaltung $eF_{\text{stat}}d$ ($\hbar\omega > \hbar\omega_B$, rechts im Bild 4.6), wird Absorption gegenüber stimulierter Emission bevorzugt. Die Anregung erfolgt genauso wie im Fall $\hbar\omega < \hbar\omega_B$ über einen virtuellen Zwischenzustand. Nur sind die Besetzungsverhältnisse umgekehrt.

4.3. Vorbereitung und Ziel unserer Untersuchungen

Unsere Experimente sollten zeigen, ob bei Durchstrahlung eines Übergitters mit negativ-differentieller Leitfähigkeit das Spektrum einer THz-Quelle verändert wird, ob also die Wechselwirkung zwischen einfallendem Wechselfeld und spannungsgetriebenen Minibandelektronen zu Verstärkung oder Abschwächung einzelner spektraler Komponenten führt. Dazu untersuchten wir dotierte GaAs/AlGaAs-Übergitter mit einem sehr schmalen ersten Miniband ($\Delta < 10$ meV), kaum größer als die Streuverbreiterung der WANNIER-STARK-Niveaus bei Raumtemperatur. Durch diese schmalen Bänder wurde die Spitzenstromdichte beim Einsetzen der negativ-differentiellen Leitfähigkeit reduziert, denn in schmalen Bändern mit schwacher Krümmung der Dispersion ist die effektive Masse der Ladungen groß. Die Emission optischer Phononen ($\hbar\omega \approx 36$ meV) ist ohne Änderung der k -Vektoren senkrecht zur Wachstumsrichtung nicht möglich. Deswegen ist die mittlere Streuzeit groß, was BLOCH-Oszillationen begünstigt. Außerdem war der Abstand zu höheren Minibändern möglichst groß gewählt. Dadurch wird Tunneln in diese Bänder unterdrückt. Transport findet maßgeblich im ersten Miniband statt. Die GaAs-Quantentopfschichten waren mit Silizium dotiert, um Ladungsträger für den Minibandtransport bereitzustellen. Diese Dotierung sollte einerseits klein sein, um den Strom durch die Probe zu begrenzen, andererseits frieren die Ladungen bei zu niedriger Dotierung bei tiefen Temperaturen aus. Eine Si-Dotierung im Bereich von $10^{16}/\text{cm}^3$ hat sich als guter Kompromiss erwiesen.

Charakteristische Parameter der verwendeten Übergitter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Übergitterproben wurden von Tomas Roch am Institut für Festkörperelektronik der TU Wien in der Arbeitsgruppe von Gottfried Strasser mit Mo-

Probenbezeichnung	G 437	G 688	G 690
Topfbreite (nm)	6,5	6,4	6,6
Barrierenbreite (nm)	4,2	4,4	4,5
Aluminiumanteil in der Barriere (%)	33	32	32
Breite des ersten Minibandes (meV)	6	6	5
Abstand zum zweiten Miniband (meV)	137	137	132
Si-Dotierung des Topfes (cm^{-3})	5×10^{16}	6×10^{16}	3×10^{16}
Dicke und Si-Dotierung der unteren Kontaktschichten (cm^{-3})	1000 nm 1×10^{18} 100 nm 3×10^{17}	600 nm 4×10^{17} 400 nm 1×10^{17}	1000 nm 1×10^{17}
Dicke und Si-Dotierung der oberen Kontaktschichten (cm^{-3})	100 nm 3×10^{17} 200 nm 1×10^{18}	200 nm 2×10^{17} 50 nm 1×10^{18}	200 nm 1×10^{17} 50 nm 1×10^{18}

Tabelle 4.1.: Eigenschaften der untersuchten Übergitter. Die geometrischen Daten wurden durch RÖNTGEN-Beugung bestimmt (vgl. Abb. 4.8), die Minibandbreite folgt aus KRONIG-PENNEY-Bandstrukturrechnungen. Für die Dotierungen sind die nominellen Werte angegeben.

lekularstrahlepitaxie hergestellt. In der Transmissions-Elektronen-mikroskopischen Aufnahme Abb. 4.7 des Übergitters G 690 sind Quantentopf- und Barriereschichten wegen des unterschiedlichen Aluminiumgehaltes deutlich zu unterscheiden. Zur Charakterisierung der Übergitter kamen verschiedene Methoden zum Einsatz. Mit Hilfe von RÖNTGEN-Beugung wurde die Kristallqualität und die elementare Zusammensetzung untersucht. Fotolumineszenz- und Infrarotspektren geben Informationen über die Übergitterbandstruktur. Durch Strom-Spannungs-Kennlinien wird der Ladungstransport charakterisiert.

Die Abbildung 4.8 zeigt beispielhaft Rockingkurven über den BRAGG-Reflex der GaAs (002)-Ebene der Übergitter G 688 und G 690, welche mit Hilfe von RÖNTGEN-

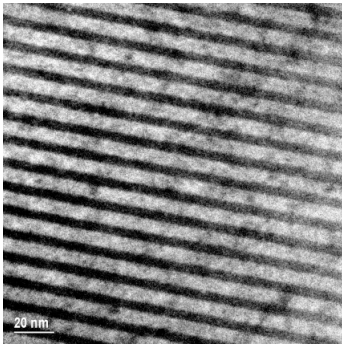


Abbildung 4.7.: Aufnahme der Schichtstruktur des Übergitters G 690 mit Hilfe eines Transmissions-Elektronen-Mikroskopes.

Beugung bestimmt wurden. Die Satelliten neben dem Substratreflex repräsentieren die periodische Struktur der Übergitter. Die Probe G 690 zeigt im Vergleich zu G 688 eine größere Periode und rauhere Grenzflächen. Diese äußern sich in der blauen Kurve durch breitere Satelliten. Die Differenz der Halbwertsbreiten wächst von weniger als 10 % auf etwa 70 % mit zunehmender Entfernung vom zentralen Reflex. In beiden Übergittern gibt es Bereiche mit unterschiedlichen Periodizitätslängen. Die Satellitenreflexe von G 690 sind etwas asymmetrisch mit einer Schulter zum Substratreflex. Das zeigt an, dass einige Perioden von G 690 eine geringfügig größere Dicke haben. Bei G 688 sind die verschiedenen Periodizitäten stärker ausgeprägt und werden durch die aufgespaltenen Satelliten deutlich.

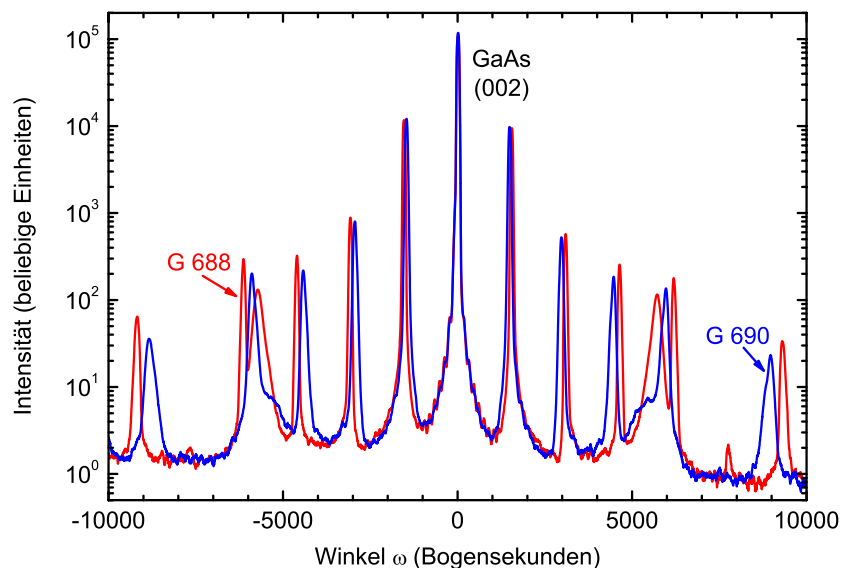


Abbildung 4.8.: Mit RÖNTGEN-Beugung bestimmte Rockingkurven über den BRAGG-Reflex der GaAs (002)-Ebene der Übergitter G 688 – rot und G 690 – blau.

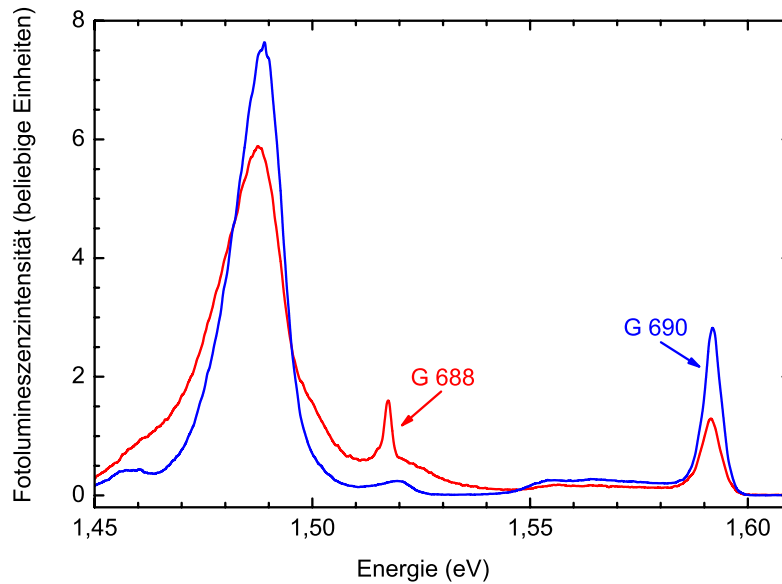


Abbildung 4.9.: Fotolumineszenzspektren der Übergitter G 688 – rot und G 690 – blau bei 10 K.

In Abbildung 4.9 sind exemplarisch Fotolumineszenzspektren der Übergitter G 688 und G 690 dargestellt. Unterhalb von 1,53 eV wird die Signatur der GaAs-Schichten mit verschiedenen Dotierungen deutlich. Das breite Merkmal bei 1,49 eV rührt von den hochdotierten Deckschichten her. Die Übergittereigenschaften treten durch die Rekombination aus dem ersten Miniband in die Übergitter-Schwerlochzustände bei etwa 1,59 eV zum Vorschein.

Die Minibandeigenschaften zeigen sich auch in der Transmission der Übergitter im Bereich der mittleren Infrarotstrahlung. Mit Hilfe der FOURIER-Transformations-IR-Spektroskopie wurden die Übergitter in *multi-pass*-Wellenleitergeometrie bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Die Abbildung 4.10 zeigt die Transmissionseigenschaften des Übergitters G 690. Starke Absorption durch Interminibandübergänge zwischen dem ersten und zweiten Miniband treten dabei vor allem für Zustände im Zentrum und am Rand der Mini-BRILLOUIN-Zone auf, da für diese Zustände die kombinierte Zustandsdichte groß ist. Bei etwa 130 meV liegt die Absorption des Übergangs am Rand der Mini-BRILLOUIN-Zone. Dieser ist besonders bei hohen Temperaturen deutlich, da die Elektronen durch die thermische Anregung gleichmäßig über die Mini-BRILLOUIN-Zone verteilt sind und dabei auch den Zonenrand bevölkern. Bei tiefen Temperaturen gewinnt die Absorption durch den Übergang im Zonenzentrum bei etwa 165 meV an Bedeutung. Durch die Wahl der

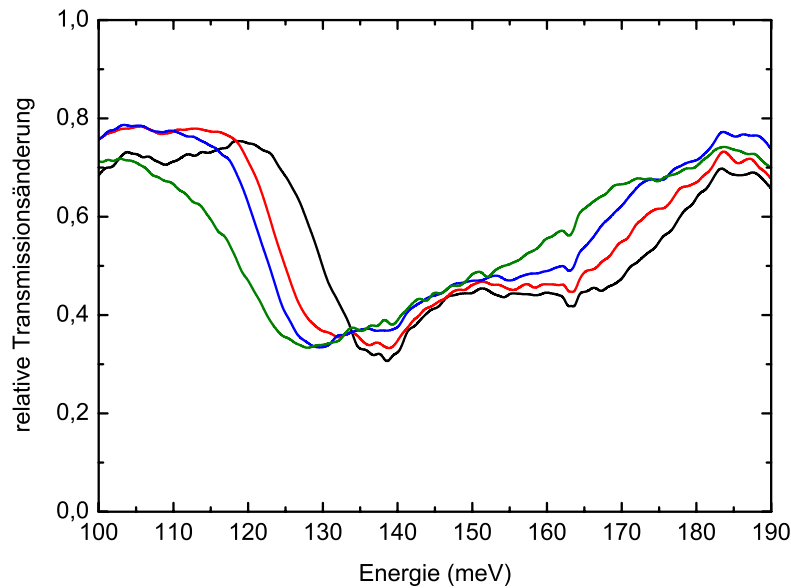


Abbildung 4.10.: Transmissionseigenschaften des Übergitters G 690 im mittleren Infrarot bei verschiedenen Temperaturen: schwarz – 10 K, rot – 70 K, blau – 130 K und grün – 300 K. Gezeichnet ist das Verhältnis der Transmission bei Polarisation des Lichtes parallel und senkrecht zur Übergitterwachstumsrichtung. Die Auflösung beträgt etwa 1 meV.

Dotierung ist das Miniband bei tiefen Temperaturen nur teilweise gefüllt und die Elektronen konzentrieren sich durch die geringere thermische Anregung im Zentrum der Mini-BRILLOUIN-Zone. Weiterhin tritt bei tiefen Temperaturen der Übergang zwischen den Störstellenbändern $1s$ und $2p_z$ bei etwa 138 meV hervor [212]. Durch die geringe thermische Anregung frieren hier Elektronen in das $1s$ -Band aus.

Die Temperaturabhängigkeiten belegen die Existenz ausgedehnter elektronischer Zustände und den Minibandcharakter der Energiestruktur. Im Falle eines Übergitters ohne Minibandstruktur, z.B. durch eine stark schwankende Periode mit nicht-resonanten Subbändern, wären nur Intersubbandübergänge messbar gewesen, deren Absorption wesentlich weniger von der Temperatur abhängt. Die Besetzung der Grundzustände wäre im betrachteten Bereich temperaturunabhängig. Nur die Energie der Niveaus würde sich geringfügig mit der temperaturabhängigen Gitter- und Übergitterperiode ändern.

Diese Informationen über die Bandstruktur können nicht durch rein elektrische Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien gewonnen werden. Denn dort sind Minibandtransport und sequenzielles Tunneln durch lokalisierte Zustände in gekoppelten Quantentöpfen schwer unterscheidbar [213]. Dennoch wurden Strom-Spannungs-

Kennlinien aufgenommen, um die kritische Feldstärke für BLOCH-Oszillationen zu bestimmen. Dabei war das elektrische Feld entlang der Übergitterwachstumsrichtung ausgerichtet, um eine Änderung des Kristallimpulses der Ladungsträger in der Minibanddispersion zu erreichen (vertikaler Transport). Abbildung 4.12 zeigt Strom-Spannungs-Kennlinien des Übergitters G 690, welche für alle untersuchten Übergitter typisch sind.

Um die Dissipation von Wärme zu reduzieren, wurde der elektrische Strom begrenzt. Dazu wurden die Übergitterschichten in einigen Bereichen durch nasschemisches Ätzen entfernt. Dabei verblieben kreisrunde Inseln des Übergitters (span.: Mesa – Tisch) mit Durchmessern zwischen 100 und 1000 μm (vgl. Abb. 4.11). Auf die hochdotierte Deckfläche der Mesas und das benachbarte hochdotierte Substrat wurden metallische Kontakte aufgebracht. Die Kontakte bestehen aus einer Schichtfolge von Gold, Germanium, Nickel und noch einmal Gold. Durch Tempern bei etwa 380 $^{\circ}\text{C}$ entsteht ein Eutektikum mit nahezu OHMSchen Eigenschaften des Metall-Halbleiter-Überganges. Weitere Details zur Prozessierung sind im Anhang B zusammengefasst.

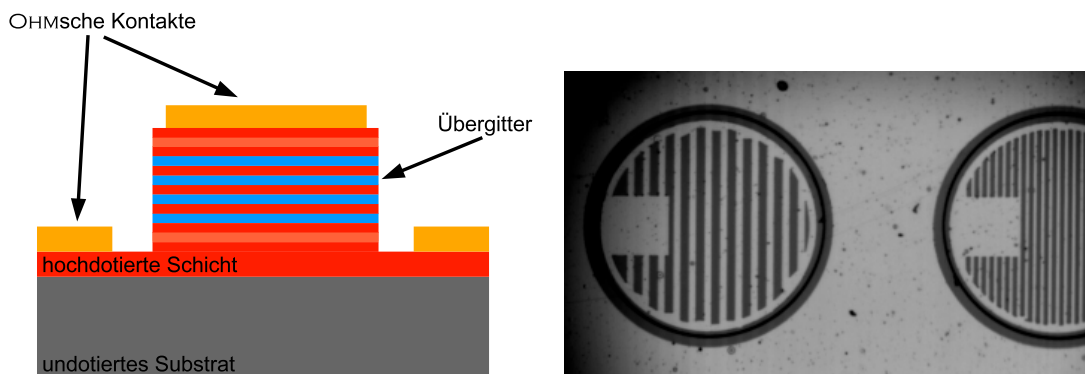


Abbildung 4.11.: Schematische Schnittdarstellung einer Mesa mit Übergitterstruktur und lichtmikroskopische Aufnahme von oben mit Gitterkopplern verschiedener Perioden.

Die Strom-Spannungs-Kennlinien in Abbildung 4.12 belegen bei Spannungen nahe Null die OHMSche Charakteristik der Kontakte. Bei zunehmender Spannung wächst die Stromstärke sublinear. Abhängig von der Übergittertemperatur nimmt die Stromstärke ab einer bestimmten kritischen Spannung wieder ab. Hier zeigt das Übergitter den ESAKI-TSU-artigen negativ-differentiellen Leitwert oder Widerstand (engl.: Negative Differential Conductance (NDC) – Resistance (NDR)) [16]. Dieses Verhalten ist an die Dynamik der Ladungsträger gebunden. Im OHMSchen Bereich erfahren die Ladungen im elektrischen Feld eine Beschleunigung und Impulsän-

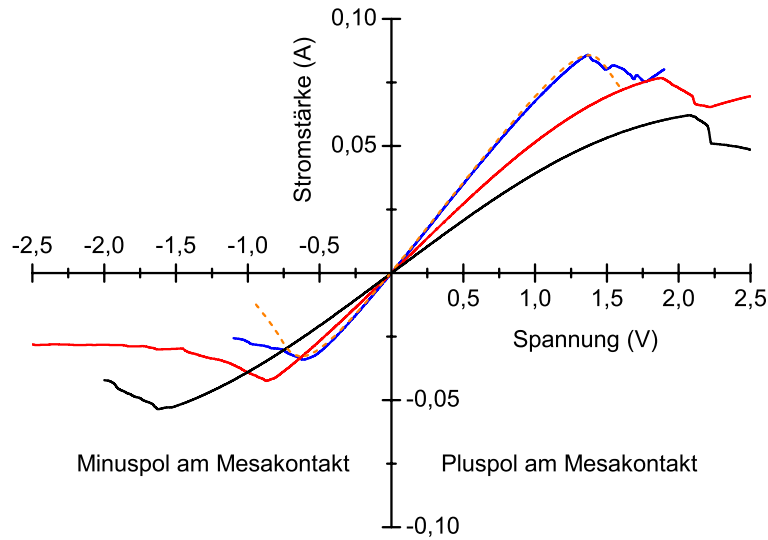


Abbildung 4.12.: Stromstärke-Spannungs-Kennlinien einer Mesastruktur des Übergitters G 690 mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ bei verschiedenen Temperaturen: blau – 40 K, rot – 100 K und schwarz – 200 K. Die gestrichelte Linie in Orange gibt eine Anpassung an die Daten bei 40 K nach dem Modell von Esaki und Tsu wieder [16].

derung, bis sie durch verschiedene Streuprozesse wieder in das Zentrum der Mini-BRILLOUIN-Zone zurück gelangen. Bei zunehmender Feldstärke erreichen immer mehr Ladungen innerhalb der mittleren Streuzeit den Bereich der Mini-BRILLOUIN-Zone mit negativer Krümmung. Dabei werden sie abgebremst und der Strom wird reduziert. Ist das Feld so groß, dass Elektronen in die Nachbar-Mini-BRILLOUIN-Zone übertreten bzw. am Zonenrand das Vorzeichen des Kristallimpulses wechseln, so nimmt der Strom wegen der Umkehr der Bewegungsrichtung ab.

Die orange gestrichelte Linie in Abbildung 4.12 zeigt eine Anpassung nach dem Modell von Esaki und Tsu [16] an Messdaten bei 40 K. Parameter der Anpassung sind die Serienwiderstände der Kontakte, die Asymmetrie der Kennlinie bzgl. $U = 0 \text{ V}$, die Ladungsträgerbeweglichkeit und die mittlere Streuzeit τ . Der Wert von τ wurde bei 40 K zu $0,6 \text{ ps}$ bestimmt. Bei 40 K beträgt der Serienwiderstand der Kontakte einer Mesa mit $100 \mu\text{m}$ Durchmesser $11,5 \Omega$. Beim Erreichen des Scheitelstromes ist $\omega_B \tau = 1$. Daraus folgt für die minimale Frequenz der BLOCH-Oszillationen $\omega_B/2\pi = 270 \text{ GHz}$. In der Abbildung 4.5 entspricht $\omega\tau = 1$ also diesen 270 GHz.

Im Bereich höherer Felder mit negativ-differentieller Leitfähigkeit ist der Transport instabil. Die Reduktion des Stromes als Antwort auf eine Erhöhung der Spannung führt zur Bildung statischer oder dynamischer Felddomänen. Die Dynamik hängt unter anderem stark von der Kristallqualität ab. Domänenbildung geschieht chaotisch [214–216]. Deswegen sind die Kennlinien oberhalb der kritischen Spannung schlecht reproduzierbar. Existieren Felddomänen, ist die Feldverteilung und damit die Frequenz der BLOCH-Oszillationen räumlich inhomogen. Die Anwendung des KTITOROVschen Modells der dynamischen Leitfähigkeit ist dann nicht mehr so einfach und müßte für jede Domäne zu jedem Zeitpunkt einzeln betrachtet werden. Eine inhomogene Feldverteilung würde auch das geplante THz-Transmissionsexperiment empfindlich stören. Darum wurde die Spannung am Übergitter so klein gewählt, dass gerade noch kein negativ-differentieller Leitwert auftrat ($\omega_B \tau \leq 1$; etwa -0,6 V in Abb. 4.12). Durch die positive Strom-Spannungs-Antwort in diesem Feldbereich wurde die Entstehung von Felddomänen unterdrückt. Verstärkung kann in diesem Bereich auch nicht auftreten. Allerdings ist die Änderung des Leitwertes schon recht groß (vgl. Abb. 4.5) und sollte sich in einer Transmissionsänderung niederschlagen.

Die kritische Feldstärke hängt von der Temperatur ab (vgl. Abb. 4.12). Mit abnehmender Temperatur wird die mittlere Streuzeit verlängert und mehr Elektronen haben die Möglichkeit, den Umkehrpunkt der Banddispersion und den Zonenrand zu erreichen. Dabei treten BLOCH-Oszillationen bei einer niedrigeren kritischen Spannung auf. Diese Temperaturabhängigkeit ist ein weiterer Anhaltspunkt für die Existenz einer Minibandstruktur. Abnehmende Ströme oberhalb einer kritischen Spannung treten in vielen Kristallen mit direkter Bandstruktur und Seitentälern neben dem Zonenzentrum auf – GUNN-Effekt [96]. Jedoch ist der GUNN-Effekt nur geringfügig temperaturabhängig, durch die temperaturabhängige Bandstruktur. Außerdem tritt dabei negativ-differentieller Widerstand durch Geschwindigkeitsüberschuss nicht abrupt auf. Dies wird z.B. in der Kennlinie der THz-Emitterstruktur in Abbildung 3.3 auf Seite 37 deutlich.

Die Kennlinien sind besonders bei tiefen Temperaturen unsymmetrisch. Die Spitzenstromstärke nimmt bei positiver Polung (Pluspol am Mesakontakt) mit zunehmender Temperatur ab, bei negativer Polung (Minuspol am Mesakontakt) hingegen zu. Diese Asymmetrie ist eine Folge der unsymmetrischen Kontakte. Der Kontakt auf dem Substrat ist um ein Vielfaches größer als der Kontakt auf der Mesa. Zum einen könnte der SCHOTTKY-Charakter der Kontakte verschieden stark ausgeprägt sein. Andererseits erwärmt sich der Mesakontakt durch den Stromfluss deutlich, während der Substratkontakt auf annähernd konstanter Temperatur bleibt. Eine Mesa-temperaturabhängige Thermospannung könnte das effektive elektrische Feld

im Übergitter vergrößern oder reduzieren und so die Kennlinie bzgl. der externen Spannung verschieben. Für diese These spricht auch die Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie. Bei tiefen Temperaturen ist der Temperaturunterschied der Kontakte besonders groß und die Asymmetrie besonders ausgeprägt. Bei Raumtemperatur verschwindet sie fast vollständig.

Bei den THz-Transmissionsexperimenten wurde der Einfluss des vertikalen Transports auf das Spektrum der THz-Strahlung untersucht. Dazu muss das elektrische THz-Feld parallel zur Übergitterwachstumsrichtung und zum externen statischen Feld orientiert sein. Das eingestrahlte THz-Feld muss an die Übergänge der WANNIER-STARK-Leiter koppeln. Die Übergitterstrukturen sind mit etwa $4\ \mu\text{m}$ Höhe viel kleiner als die benutzten THz-Wellenlängen. So war eine Einstrahlung von der Seite aus geometrischen und optischen Gründen nicht sinnvoll. Deswegen dienten metallische Gitterkoppler auf der Übergitterdeckfläche zur Ankopplung des THz-Feldes an den vertikalen Transport. Diese Gitterkoppler bestanden aus einer metallischen Streifenstruktur mit einer Periode von 10 oder $20\ \mu\text{m}$. Trifft eine elektromagnetische Welle auf den Gitterkoppler, wird das elektrische THz-Feld wegen der größeren Wellenlänge in den nicht metallisierten Bereichen in das Übergitter nahe der Oberfläche hinein gebeugt. Die teilweise evaneszente Welle im Halbleiter hat eine Komponente parallel zur Wachstumsrichtung und kann so an Übergänge der WANNIER-STARK-Leiter koppeln [217–219]. Die Gitterkoppler sind im rechten Teil der Abb. 4.11 dargestellt. Sie dienten gleichzeitig als Mesakontakt für das statische Feld.

Die Zusammensetzung der Übergitter wurde variiert (vgl. Tabelle 4.1). Die Dotierung bzw. die Dichte freier Ladungsträger in den Kontaktschichten und Quantentöpfen wurde verändert. Eine allgemein geringere Dotierung verbessert die Transmission und vergrößert die detektierte THz-Feldstärke (vgl. Abb. 4.14). Andererseits geht die anteilige Änderung der THz-Amplitude durch die BLOCH-Oszillationen zurück. Außerdem verschlechtert eine geringere Dotierung der Kontaktschichten die Homogenität des statischen elektrischen Feldes im Übergitter. Bei großem Widerstand, besonders des Substratkontaktes, nimmt das Feld in der Mesa radial nach außen zu. Entsprechend ist die Reaktion des elektronischen Systems räumlich inhomogen.

Vor dem Wachsen der Übergitter haben wir mit Modellrechnungen versucht, die optimalen Gestaltungsparameter der Übergitterstruktur zu bestimmen. Wir haben die dynamische Leitfähigkeit der Übergitter nach Ktitorov und Mitarbeitern und die Leitwerte der Kontaktschichten mit einem DRUDE-Modell berechnet. Damit lässt sich die zu erwartende relative Transmissionsänderung beim Schalten der Spannung am Übergitter bestimmen. Im Bereich zwischen 0,25 und 2,5 THz lag

die THz-Transmission durch die Übergitter G 437, G 688 und G 690 zwischen 2 und 4 %, 8 und 17 % bzw. 15 und 25 %. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in der Abbildung 4.14 gestrichelt dargestellt. Die theoretische relative Transmissionsänderung beim Schalten zwischen $\omega_B\tau = 0$ und $\omega_B\tau = 1$ bei 0,5 THz lag bei 0,6 %, 1,6 % bzw. 1 %.

Weiterhin haben wir die Strom-Spannungs-Kennlinien der Übergitter nach dem Modell von Esaki und Tsu unter Berücksichtigung der Serienwiderstände an den Kontakten durch den Transport in den hochdotierten Schichten berechnet. Abbildung 4.13 zeigt berechnete Kennlinien des Übergitters G 690 für verschiedene Mesadurchmesser (a) und Dotierungen der Kontaktschichten (b). Mit zunehmendem Mesadurchmesser, dargestellt in Abb. 4.13 (a), wächst der Serienwiderstand der Kontaktschichten relativ zum Übergitterwiderstand. Entsprechend fällt ein größerer Anteil der Spannung am Serienwiderstand ab und die kritische Feldstärke im Übergitter wird erst bei einer größeren Gesamtspannung erreicht. Weil die größeren Mesas dem Strom durch die Struktur einen geringeren Gesamtwiderstand entgegensetzen, nimmt auch der Strom zu. Wird bei konstantem Mesadurchmesser die Kontaktdotierung erhöht (Abb. 4.13 (b)), so verringert sich der Serienwiderstand. Es fällt weniger Spannung in den Kontaktschichten ab und die kritische Feldstärke im Übergitter wird bei einer geringeren Gesamtspannung erreicht. Kleine Gesamtspannungen und niedrige Ströme sind wichtig für erfolgreiche Experimente, denn die umgesetzte elektrische Leistung erwärmt die Strukturen. Hohe Proben Temperaturen reduzieren wiederum die mittlere Streuzeit und behindern so die BLOCH-Oszillationen.

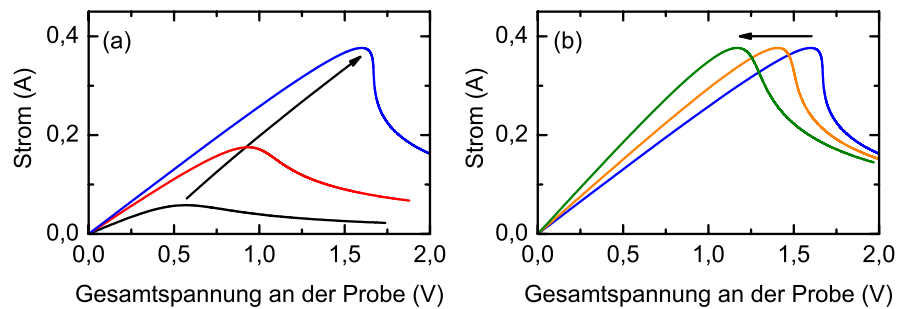


Abbildung 4.13.: Theoretische Kennlinien des Übergitters G 690 berechnet nach dem Modell von Esaki und Tsu. (a): Dotierung der Kontaktschichten – $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$; Mesadurchmesser: schwarz – $100 \mu\text{m}$; rot – $200 \mu\text{m}$; blau – $300 \mu\text{m}$; (b): Mesadurchmesser – $300 \mu\text{m}$; Dotierung der Kontaktschichten: blau – $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$; orange – $2 \times 10^{17}/\text{cm}^3$; grün – $1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$

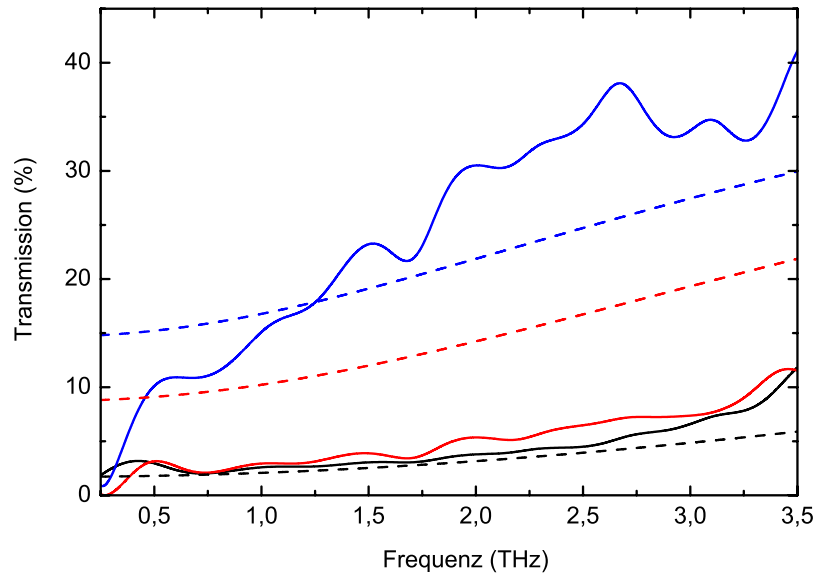


Abbildung 4.14.: Transmissionseigenschaften der Übergitter G 437 – schwarz, G 688 – rot und G 690 – blau im THz-Bereich bei Raumtemperatur. Gezeichnet ist das Verhältnis der Transmission durch die Übergitter relativ zur Transmission durch undotiertes Silizium gleicher Geometrie. Die gestrichelten Linien zeigen die erwartete Transmission nach Modellrechnungen (siehe Text).

Diese Überlegungen zur THz-Transmission, zu den Widerstandsverhältnissen und zur Wärmebegrenzung gaben die entscheidenden Anhaltspunkte zur Auswahl der Gestaltungsparameter der Übergitter. Die Dotierung der Übergitter musste hoch genug sein, um auch bei tiefen Temperaturen genügend Ladungsträger bereitzustellen. Die Dotierung der Kontaktschichten musste klein genug sein, um ausreichend THz-Transmission zuzulassen. Andererseits musste die Kontaktdotierung hoch genug sein, um eine kleine Gesamtspannung und eine homogene Feldverteilung zu ermöglichen. Eine Dotierung der Kontaktschichten von etwa $1 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ erscheint uns optimal. Der Durchmesser der Mesas wurde hinsichtlich elektrischer Eigenschaften und der Transmission optimiert. Kleinere Mesas setzten wegen des reduzierten Querschnittes dem Strom einen größeren Widerstand entgegen und erwärmen sich im Vergleich zu größeren Strukturen bei gleicher Spannung nicht so stark. Außerdem ist das Fläche-Rand-Verhältnis hier zum Rand verschoben. Da die Wärmeabfuhr bei der gegebenen Geometrie im Wesentlichen über den Rand erfolgt, werden kleinere Mesas besser gekühlt. Andererseits stellen kleine Mesas eine beugungsbegrenzende Apertur für die verwendete Strahlung dar. Mesas mit einem Durchmesser

von 300 und 400 μm erscheinen als der beste Kompromiss zwischen elektrischen, thermischen und optischen Eigenschaften der untersuchten Strukturen.

Zur Auswahl einer geeigneten Probe für die THz-Transmissionsexperimente unter Vorspannung wurde die Absorption der realen Übergitter im THz-Bereich untersucht. In der Abbildung 4.14 sind diese Spektren dargestellt. Entsprechend der unterschiedlichen Dotierung bzw. Dichte der freien Ladungsträger zeigen die Übergitter verschieden starke Absorption (DRUDE-Absorption). Hier sind die Kontaktschichten von wesentlicher Bedeutung. Es konnte leider nicht geklärt werden, warum das Übergitter G 688 eine ähnlich geringe Transmission zeigt wie G 437 und damit so weit von der Rechnung abweicht. THz-Transmissionsexperimente an Mesastrukturen unter Vorspannung wurden mit den Übergittern G 437 und G 690 durchgeführt.

4.4. Bewertung und Einordnung der eigenen Experimente

Im Laufe der Experimente wurde der Aufbau mehrfach verbessert. Anfänglich stand eine Oberflächenfeldquelle auf InGaAs-Basis zur Verfügung. Damit wurde eine THz-Feldamplitude von etwa 10 V/cm erreicht. Der THz-Strahl passierte bis zur Detektion insgesamt vier Parabolspiegel, um einen phasenrichtigen Fokus am Probenort zu erreichen. Bei den letzten Experimenten wurde die THz-Strahlung mit der im Abschnitt 2.2 und Kapitel 3 beschriebenen Interdigitalstruktur erzeugt. Damit stand eine THz-Feldamplitude von etwa 500 V/cm zur Verfügung. Das Signal-Rausch-Verhältnis wurde etwa 300-fach vergrößert. THz-Quelle und Probe waren bei den Experimenten nah beieinander montiert. Die Substratrückseite der Übergitterproben war mit einer Schicht aus Silberleitlack überzogen. Nur an der Position der Mesa war die Rückseite frei. So konnte nur Strahlung zum Detektor gelangen, die auch das Übergitter unter Vorspannung passiert hat.

Die THz-Strahlung wurde mit zwei Parabolspiegeln auf den elektro-optischen Kristall fokussiert. Der experimentelle Aufbau gleicht im Wesentlichen der Abbildung 3.1 auf Seite 32. Anstelle der fotoleitenden THz-Quelle befand sich allerdings ein Mikroskopkryostat. Das Fenstermaterial war Mylar (Polyethylenterephthalat). Auf dem Kühlfinger des Kryostaten waren die THz-Quelle und die Übergitterprobe in einem Abstand von weniger als 1 mm befestigt. Die Transmissionsexperimente wurden bei tiefen Temperaturen unter 40 K durchgeführt. Durch die Kühlung kann die dissipative Wärme von der Mesastruktur schnell abgeführt werden. Außerdem ist die mittlere Streuzeit größer und BLOCH-Oszillationen treten schon bei

niedrigeren Feldern auf. Dadurch wird auch die umgesetzte elektrische Leistung verringert.

Um brechungsindex-bedingte FABRY-PEROT-Reflexionen zu minimieren, war auf den Rückseiten der Halbleitersubstrate jeweils ein Kunststoffklebeband als Antireflexionsschicht aufgebracht. Um die Erwärmung der untersuchten Mesastruktur zu reduzieren, wurde das statische Feld zum Antrieb der BLOCH-Oszillationen mit einer Frequenz von 20 bis 100 kHz und einem Tastverhältnis von 20 % moduliert. Die THz-Quelle wurde mit konstanter Spannung betrieben. Die feldabhängige Änderung der THz-Transmission durch das Übergitter, wurde mit einem *Lock in*-Verstärker gemessen, dessen Referenzsignal durch die Feldmodulation am Übergitter gegeben war. Zur Reduktion des Rauschens wurde die Zeitkonstante des *Lock in*-Verstärkers auf 300 ms gesetzt (-3-dB-Punkt des Tiefpassfilters: 0,5 Hz bzw. Detektionsbandbreite: 0,4 oder 0,8 Hz bei einem *roll off* von 12 bzw. 6 dB/oct). Die ausgelesenen Messwerte wurden 100 mal gemittelt. Daraus ergaben sich Messzeiten von etwa einer Stunde. Leider war auf diese Weise kein Signal über dem Rauschen messbar.

Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde eine Doppel-*Lock in*-Technik eingesetzt. Dabei wurde die Spannung zur Erzeugung eines Beschleunigungsfeldes in der THz-Quelle und die Spannung zur Beschleunigung der Ladungen im Übergitter in Form rechteckiger Pulse moduliert. Am Übergitter hatte die Spannungsmodulation ein Tastverhältnis von 20 % und eine Frequenz von 20 bis 100 kHz. Die Frequenz zur Anregung der THz-Quelle betrug 115 Hz bei 50 % Tastverhältnis. Ein erster *Lock in*-Verstärker diente zur Messung des Signals mit der hohen Modulationsfrequenz mit einer entsprechend kurzen Zeitkonstante von 100 μ s. Ein zweiter *Lock in*-Verstärker nahm das langsam modulierte Messsignal vom ersten *Lock in*-Verstärker auf. Die Zeitkonstante dafür konnte mit 100 bis 300 ms lang gewählt werden.

Mit dieser Technik war ein Signal mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von 10:1 messbar. Die Wellenform entsprach etwa der THz-Transmission durch eine spannungslose Mesa bei viel geringerer Amplitude und war dazu etwas phasenverschoben. Der gleiche Wellenzug war aber messbar, wenn eine andere optisch nicht transparente Mesa elektisch kontaktiert wurde. Das Messsignal entstand also durch elektromagnetische Kopplung zwischen den Zuleitungen zu THz-Quelle und Übergitter. Dieses Übersprechen war durch die Verwendung von Koaxialleitungen weitgehend reduziert. Das Übersprechen konnte nur durch einen größeren Abstand zwischen fotoleitender THz-Quelle und Übergittermesa weiter verkleinert werden. Dazu müsste die THz-Strahlung der Quelle durch ein Parabolspiegelteleskop auf die Probe fokussiert und durch ein weiteres Parabolspiegelpaar der Detektion zugeführt werden.

Dies erschien uns wegen der optischen Verluste aussichtslos. Transmissionsänderungen durch BLOCH-Oszillationen von Elektronen in Halbleiterübergittern sind mit der von uns eingesetzten Technik nicht nachweisbar.

Im gleichen Zeitraum erschienen Publikationen von P. G. Savvidis und Mitarbeitern [20, 220], in welcher auch dotierte Übergitter auf Verstärkung und Absorption untersucht wurden. Dazu wurde eine InAs/AlSb-Über-Übergitterstruktur mit Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Durch trockenes Ätzen wurden daraus zwei parallele Mesareihen präpariert. Der Mesadurchmesser betrug $10\ \mu\text{m}$. Die beiden Mesareihen wurden im Zentrum eines Wellenleiters platziert. Der Wellenleiter war durch die periodische Anordnung von Substraterhebungen in Form eines photonischen Kristalls gegeben und wurde von einem *distributed* BRAGG *reflector* (*DBR*) begrenzt. Diese Struktur war mit einer vergoldeten Platte abgedeckt.

Der geringe Mesadurchmesser beschränkte den Strom und damit die dissipative Erwärmung. Die große Anzahl gleichzeitig kontaktierter Elemente ermöglichte ein hinreichend großes Messsignal. Die Über-Übergitterstruktur bestand aus einem Stapel von 34 InAs/AlSb-Übergittern mit 15 Perioden, die durch eine n^+ -InAs-Schicht voneinander getrennt waren. Diese Struktur unterdrückte teilweise die Formation von statischen und dynamischen Felddomänen. Die Ankopplung der THz-Welle zur Spektroskopie erfolgte seitlich in die Wellenleitergeometrie aus Mesas und photonischem Kristall. Dabei war die THz-Welle parallel zur Übergitterwachstumsrichtung polarisiert und das THz-Feld konnte den Minibandtransport beeinflussen. Die spektralen Eigenschaften des photonischen Kristalls und des *DBR* waren so gewählt, dass nur Strahlung in einem relativ schmalen Band (1,35-2,3 THz) um die BLOCH-Frequenz zur Detektion gelangt. Als spektral schmalbandige und durchstimmbare THz-Quelle diente in diesem Experiment der fern-infrarot Freie-Elektronen Laser des Center for Terahertz Science and Technology der University of California, Santa Barbara, USA. Mit diesen technologischen Mitteln war eine Änderung der THz-Transmission durch die Übergitterstruktur in Abhängigkeit von der Vorspannung messbar. Absolute Verstärkung bei Betrachtung der Leistungsbilanz der elektromagnetischen Wellen konnte jedoch nicht nachgewiesen werden, denn die Verluste im System wurden durch die Verstärkung nicht aufgehoben.

Hinweise auf Verstärkung durch BLOCH-oszillierende Elektronen geben auch Hirakawa und Mitarbeiter [2, 211, 221]. In den Experimenten werden, wie schon vorher z.B. bei Waschke und Mitarbeitern [18], undotierte Übergitter unter Vorspannung durch einen kurzen Laserpuls optisch angeregt. Die Interpretation ist aber neu. Hirakawa und Mitarbeiter vergleichen hier zwei Gedankenexperimente. Einmal wird ein Übergitter im Feld mit kurzen Laserpulsen optisch angeregt. Im anderen Fall wird in einem Übergitter mit Ladungsträgern ein elektrisches Feld instantan ein-

geschaltet. Die Stromantwort der Systeme soll gleich sein. So wird eine Beziehung zwischen der zeitabhängigen komplexen Leitfähigkeit $\sigma(t)$ und dem abgestrahlten THz-Feld $E_{\text{THz}}(t)$ für den Fall des instantanen Einschaltens abgeleitet. Die Frequenzspektren werden mit der frequenzabhängigen Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ korreliert. Die Autoren identifizieren $\sigma(\omega)$ mit der komplexen Leitfähigkeit nach Ktitorov und Mitarbeitern [21]. Diese Zusammenhänge werden in der Literatur noch kontrovers diskutiert, denn die Gleichungen von Ktitorov und Mitarbeitern gelten für Ladungen in statischen Feldern mit einer kleinen dynamischen Störung. Einige Autoren vertreten die Meinung, dass abruptes Einschalten eines Feldes eine andere Stromantwort des Systems zur Folge hat und die beiden Fälle deswegen nicht vergleichbar sind [222]. Dennoch konnten Hirakawa und Mitarbeiter ein Verstärkungsspektrum berechnen, welches gut zu experimentellen Ergebnissen passt. Verstärkung entsteht dabei durch nichtresonante Übergänge zwischen benachbarten WANNIER-STARK-Zuständen mit Unterstützung durch Streuprozesse [211].

In den Abschnitten 4.1 und 4.2 wurden die Eigenschaften im Kristallgitter oszillierender Ladungen behandelt. Daraus wurde abgeleitet, dass Halbleiterübergitter vielversprechende Verstärkermedien für elektrisch getriebene Fern-Infrarot-Quellen sein können. Danach wurden unsere Vorbereitungen zur Messung der THz-Transmission durch Übergitter im Feld vorgestellt. Unsere Experimente sollten die Wechselwirkung zwischen einer THz-Welle und BLOCH-oszillierenden Ladungen aufklären. Dazu wurden die experimentellen Parameter entsprechend den bekannten Anforderungen (z.B. Begrenzung des Stromes, Unterdrückung von Domänen) gewählt. Der Nachweis möglicher Verstärkung wäre ein nächster Schritt gewesen. Diese Ziele wurden wegen technologischer Unzulänglichkeiten nicht erreicht.

In der Zwischenzeit konnte eine andere Arbeitsgruppe mit innovativerer Technik zumindest die Wechselwirkung zwischen Ladung und Strahlung beobachten [20]. Die Unterscheidung zwischen reduzierter Absorption und Verstärkung steht weiterhin aus. Außerdem ist eine endgültige und umfassende theoretische Beschreibung der experimentellen Befunde noch nicht gegeben. Eine mögliche Alltagsnutzung jenseits experimenteller Aufbauten unter Laborbedingungen bleibt weiter fraglich. Die Untersuchungen verschiedener Arbeitsgruppen mit sehr verschiedenen Ansätzen zeigen aber das große wissenschaftliche Interesse an diesem komplexen Themenbereich.

Anhang A.

Strahlungsfelder beschleunigter Ladungen

Hier soll kurz die Ableitung wiedergegeben werden, die von den MAXWELL-Gleichungen zu den Gleichungen 2.1 und 2.2 auf Seite 16 führt. Sie kann mit Hilfe von Textbüchern der Elektrodynamik oder z.B. Ref. 41 nachvollzogen werden.

Die MAXWELL-Gleichungen lauten in Differentialschreibweise:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \varrho / \epsilon_0 & \operatorname{rot} \vec{E} &= -\partial \vec{B} / \partial t \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \partial \vec{E} / \partial t \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Darin ist ϱ die Ladungs- und \vec{j} die Stromdichte. ϵ_0 und μ_0 sind die Dielektrizitätskonstante und die magnetische Feldkonstante.

Ist die magnetische Flussdichte \vec{B} durch die Rotation eines Vektorpotentials \vec{A} gegeben, so gilt:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{A} \quad \text{und} \\ 0 &= \operatorname{rot} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

Damit lässt sich der Vektor $\vec{E} + \partial \vec{A} / \partial t$ als Gradient eines skalaren Potentials ϕ schreiben, da $\operatorname{rot} \operatorname{grad} \phi = 0$ und es folgt für das elektrische Feld zur Zeit t am Ort \vec{r} im Raum:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi(\vec{r}, t) \quad (\text{A.2})$$

Für das Vektorpotential \vec{A} besteht eine gewisse Freiheit bzgl. der Divergenz (Eichfreiheit). Mit der LORENTZ-Konvention $\text{div } \vec{A} = -1/c^2 \partial\phi/\partial t$ ergeben sich die zeitliche und räumliche Entwicklung der Potentiale folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\epsilon_0} = \text{div } \vec{E} &= \text{div} \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi \right) = -\text{div grad } \phi - \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \vec{A} = -\Delta\phi + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \\ \text{also} \quad \Delta\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Andererseits gilt nach Maxwell:

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \text{grad } \phi$$

Das kann gleichgesetzt werden mit

$$\text{rot } \vec{B} = \text{rot rot } \vec{A} = \text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A} = -\frac{1}{c^2} \text{grad } \frac{\partial \phi}{\partial t} - \Delta \vec{A}.$$

Daraus folgt die Vektorpotentialgleichung

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{j} = -\mu_0 \rho \vec{v} \quad (\text{A.4})$$

Die Potentialgleichungen A.3 und A.4 haben im Allgemeinen Lösungen der Form

$$\phi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}', t)}{|\vec{r}|} d\vec{r}' \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\rho(\vec{r}', t)}{|\vec{r}|} \vec{v}(\vec{r}', t) d\vec{r}'. \quad (\text{A.6})$$

\vec{r}' sind darin die Ortskoordinaten der Ladungen. Diese Potentiale bestimmen mit Gleichung A.2 das Strahlungsfeld einer zeitlich veränderlichen Ladungsverteilung unter der Voraussetzung, dass die Geschwindigkeit v der Ladungen viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c ist.

$$\vec{E}_{\text{THz}}(\vec{r}, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}', t)}{|\vec{r}|} \vec{v}(\vec{r}', t) d\vec{r}' - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{grad} \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}', t)}{|\vec{r}|} d\vec{r}' \quad (\text{A.7})$$

Dabei ist V' das gesamte strahlende Volumen. Nach der Auswertung des Gradienten fällt der zweite Term der rechten Seite von Gleichung A.7 mit $1/r^2$ ab. Beim Übergang in das Fernfeld ($r \gg \lambda$) sind Terme, die mit $1/r$ abfallen maßgeblich. Damit folgt für das Strahlungsfeld am Ort $r \gg \lambda$ einer veränderlichen Stromdichte $\vec{j} = \rho \cdot \vec{v}$:

$$\vec{E}_{\text{THz}}(\vec{r}, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{1}{|\vec{r}|} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_{V'} \vec{j}(\vec{r}', t) d\vec{r}' \quad (\text{A.8})$$

Anhang B.

Prozesstechnologie

Herstellung der THz-Strahlungsquellen

Bei der Herstellung der im Text beschriebenen THz-Quellen kamen Standardtechniken zum Einsatz, welche hier kurz vorgestellt werden. Bei der Prozessierung im Reinraum gibt es viele Parameter, die variiert werden können. Weil die Untersuchung der THz-Quellen aber lange Zeit nicht Hauptthema der Arbeit war, wurde der Parameterraum nicht systematisch abgearbeitet. Vielmehr wurden Prozessbedingungen gewählt, die zielführend und sinnvoll erschienen, ohne dass viele andere Möglichkeiten ausprobiert wurden.

Als Substrat kam semi-isolierendes GaAs verschiedener kommerzieller Anbieter zum Einsatz. Die Scheiben hatten Durchmesser von 2, 3 und 4 Zoll. Die Spezifikation war für alle Scheiben etwa gleich. Wir haben als Züchtungsmethode VGF (engl.: Vertical Gradient Freeze) bevorzugt. VGF-Material ermöglicht im Vergleich zu LEC (engl.: Liquid Encapsulated CZOCHRALSKI) gewachsenem GaAs eine geringere Ätzgrubendichte (engl.: Etch Pit Density – EPD) von $< 5000/\text{cm}^2$ bei gleichfalls etwas reduzierter Elektronenbeweglichkeit von $> 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Wir haben die Vermutung, dass die Ätzgrubendichte Einfluss auf den elektrischen Widerstand und die Durchschlagsfestigkeit des fertigen Elementes hat. Interdigitalstrukturen, die anfänglich auf LEC-Substraten prozessiert wurden, hatten nur einen geringen elektrischen Widerstand und es konnte keine große Beschleunigungsspannung angewendet werden. Die GaAs-Scheiben waren semi-isolierend. Der spezifische Widerstand wurde bei den verwendeten Substraten durch den Gehalt an Kohlenstoff eingestellt. Der Kohlenstoffgehalt ist mit $> 5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ spezifiziert und ermöglicht einen spezifischen Widerstand von $> 10^7 \Omega\text{cm}$. Das Hauptflat der Scheibe war parallel zur (100)-Richtung ($\pm 0,5^\circ$) des Kristalls orientiert. Damit war durch die Lage der Metallisierung auf dem Substrat die Polarisation der THz-Strahlung in (010)-Richtung orientiert. Die Abhängigkeit der emittierten THz-Feldstärke von der Orientierung der Polarisation zur Kristallrichtung wurde von uns nicht untersucht. Die Scheiben

hatten eine Dicke von 350 ± 25 oder $625 \pm 25 \mu\text{m}$ und waren auf der Vorder- und Rückseite poliert.

Die Prozessierung der Substrate fand hauptsächlich im Klasse-100-Reinraum der Abteilung Prozesstechnologie des Institutes für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Forschungszentrums Dresden Rossendorf (FZD) statt. Die Erzeugung dielektrischer Schichten und die Kleinserienfertigung wurde teilweise durch die Gesellschaft für Silizium-Mikrosysteme mbH (GeSiM) ausgeführt.

Zu Beginn des Prozesses wurden die Substrate nacheinander mit Trichlorethylen, Aceton und Methanol im Ultraschallbad gereinigt. Danach wurde ein Standardfotolack für Positivprozesse (belichtete Bereiche werden frei) aufgeschleudert. Die Strukturierung erfolgte durch Belichtung des Lackes durch eine Maske für Fotolithographie. Dafür habe ich verschiedene Masken mit der rechnergestützten Konstruktionssoftware AutoCAD gezeichnet. Die Masken wurden im Photronics Maskenzentrum Dresden GmbH geschrieben. Nach der Belichtung und Temperung der belackten Scheiben wurden die belichteten Bereiche des Fotolackes durch ein Acetonbad geöffnet. Kurz vor dem Metallisieren wurde mit HCl:DI-Wasser 1:5 möglicherweise vorhandenes Oxid auf der GaAs-Oberfläche entfernt.

Die Metallisierung der Interdigitalstruktur erfolgte durch Elektronenstrahlverdampfen (FZD) bzw. *Sputtern* (GeSiM) in Vakuumanlagen. Die Schichtfolge der Metallisierung war 5 nm Chrom gefolgt von 150 bis 200 nm Gold oder Platin. Anfänglich haben wir auch eine Folge von 20 nm Germanium, 40 nm Gold, 20 nm Nickel und 200 nm Gold verwendet. Bei einer thermischen Behandlung (10 Minuten tempern bei $380 \text{ }^\circ\text{C}$) bildet sich ein Au/Ge-Eutektikum und Germanium diffundiert in die GaAs-Oberfläche ein und führt zu einer entarteten Dotierung, in deren Folge die SCHOTTKY-Barriere im Vergleich zu Cr/Au-Metallisierungen schmaler sein kann. Wegen der geringen Dotierung des semi-isolierenden Substrates sind die elektrischen Eigenschaften der verschiedenen metallischen Kontakte aber fast identisch. Die im Abschnitt 3.1.2 in der Abbildung 3.3 auf der Seite 37 gezeigte Kennlinie wurde an einer Cr/Au-Metallisierung aufgezeichnet. Das *lift off*-Verfahren (Acetonbad in Ultraschall) verlief an Cr/Au-Metallisierungen besser und an Cr/Pt-Metallisierungen am besten. Deswegen wurde die Cr/Au- bzw. Cr/Pt-Schichtfolge gegenüber dem Au/Ge-Eutektikum bevorzugt.

Nach Spülen mit Aceton und Trockenblasen mit Stickstoff wurde die dielektrische Isolationsschicht aufgebracht. An dieser Stelle verwendeten wir anfangs gesputtertes Siliziumoxid von 140 bis 560 nm Dicke. Die Qualität dieser Isolationsschicht war allerdings wiederholt schlecht und sehr inhomogen. In der verhältnismäßig großen Fläche der Schattenemitter fanden sich fast immer Stellen, an denen die Isolationsschicht durch Leckströme durchbrochen wurde. Die Schichtqualität hätte durch

Probentemperaturen um 1200 °C beim *Sputtern* wesentlich verbessert werden können. Doch diese Temperaturen sind nicht anwendbar, denn oberhalb von 600 °C zersetzt sich GaAs. Für dickere Siliziumoxidschichten wäre das nass-chemische Öffnen der elektrischen Kontakte mit verdünnter Flußsäure problematisch gewesen. Deswegen haben wir die gesputterte Siliziumoxidschicht durch eine Siliziumnitridschicht (Si_3N_4) ersetzt, welche durch plasmagestützte Gasphasenabscheidung (engl.: Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition – PECVD) erzeugt wurde. Diese Vorgehensweise bietet mehrere Vorteile. Zuerst erlaubt das Abscheidungsverfahren die Erzeugung einer qualitativ hochwertigen Schicht bei ausreichend niedrigen Temperaturen. Das Öffnen der Kontakte erfolgte nach einem weiteren Fotolithographieschritt mit trockenem reaktivem Ionenätzen (engl.: Reactive Ion Etching – RIE). Dadurch waren Schichtdicken von 1 μm möglich. Außerdem kann Siliziumnitrid die Oberflächenzustände vom GaAs-Substrat passivieren [100] und damit die Durchbruchfeldstärke des fertigen Elementes erhöhen.

Nun schloss ein weiterer Fotolithographieschritt zur Strukturierung der Abschattung jedes zweiten Elektrodenabstandes an. Nach Belichten, Tempern und Öffnen des Fotolackes wurden die Proben mit einer weiteren Cr/Au- bzw. Cr/Pt-Schichtfolge bedampft bzw. besputtert. Die Schichtdicke des Chrom-Haftvermittlers war 5 nm. Die Gold- oder Platinschicht war 50 nm dick. Durch *lift off* im Ultraschall-Acetonbad wurden die gewünschten Elektrodenabstände wieder frei. Nach einer abschließenden Reinigung mit Aceton und Methanol waren die THz-Quellen fertig prozessiert. In der Kleinserienfertigung wurde in einem weiteren PECVD-Schritt eine Siliziumoxid- oder -nitridschicht zum mechanischen Schutz der Struktur abgeschieden. Hier wurde der Prozessschritt zum Öffnen der elektrischen Kontakte mit reaktivem Ionenätzen am Ende durchgeführt.

Zuleitungen zur Erzeugung der Beschleunigungsfeldstärke bzw. zur Messung des Fotostromes wurden anfangs durch Gold- und Aluminiumbonden, später durch direktes Anlöten angebracht. Wir haben Fotolithographiemasken für THz-Quellen mit verschiedenen aktiven Flächen von 1×1 , 2×2 , 3×3 und $10 \times 10 \text{ mm}^2$ gezeichnet. Für Experimente mit Substraten geringer spezifischer Widerstände ist eine kleine aktive Fläche notwendig, um den Gesamtwiderstand des fertigen Elementes hoch zu halten und ausreichende elektrische Feldstärken anwenden zu können. Große aktive Flächen sind für großflächige optische Anregung notwendig. Dabei steigt die Kapazität der Gesamtstruktur. Es wächst auch die Wahrscheinlichkeit für einen lokalen Leckstrom in der aktiven Fläche.

Prozessierung von Übergitterstrukturen

Im Kapitel 4 wurden Experimente an Halbleiterübergittern beschrieben. Die Übergitter wurden mit Molekularstrahlepitaxie auf semi-isolierendem GaAs gewachsen. Als Ausgangsmaterial stand uns von jedem Übergitter ein Viertel eines 2"-Wafers zur Verfügung. Die Proben mussten strukturiert und kontaktiert werden.

Zuerst wurde ein Fotolack für Positivprozesse aufgeschleudert und durch Fotolithographie strukturiert. Zum nasschemischen Ätzen kam eine Lösung aus Schwefelsäure und Wasserstoffperoxid ($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:8:150$) zum Einsatz. Dabei entstanden kreisrunde Übergitterinseln mit Durchmessern zwischen 100 und 1000 μm . Dieser Prozessschritt wurde an Randstücken der Viertelwafer für jedes Übergitter zur Bestimmung der jeweils gültigen Ätzrate durchgeführt. Nach einer weiteren Ultraschallreinigung in Aceton und Methanol folgte ein Fotolithographieschritt zur Strukturierung der elektrischen Kontakte. Der Fotolack wurde mit Chlorbenzol behandelt, um den *lift off*-Prozess zu erleichtern. Vor dem Metallisieren wurde Oxid an der Oberfläche mit Salzsäure ($\text{HCl}:\text{DI-Wasser} = 1:5$) entfernt. Unmittelbar danach wurde die getrocknete Probe mit einer Schichtfolge aus 20 nm Germanium, 40 nm Gold, 20 nm Nickel und 200 nm Gold bedampft. Der folgende *lift off*-Prozess im Ultraschall-Aceton-Bad entfernte den verbleibenden Fotolack und nichtgewünschte Teile der Metallisierung.

Anschließend wurden die Proben für 10 Minuten bei 380 °C getempert. Dadurch entsteht ein Au/Ge-Eutektikum und Germanium diffundiert in die GaAs-Oberfläche ein und führt zu einer entarteten Dotierung. Dabei wird die SCHOTT-KY-Barriere am Metall-Halbleiter-Übergang sehr schmal. So entstehen Kontakte mit nahezu OHMScher Charakteristik. Die Kontakte wurden durch Bonden mit Aluminium oder Golddrähten mit den Zuleitungen am Probenhalter verbunden.

Anhang C.

Antwortfunktion des elektro-optischen Kristalls

Im Folgenden wird die Rechnung zur Bestimmung der Antwortfunktion des elektro-optischen Kristalls wiedergegeben. Das Modell basiert wesentlich auf Arbeiten von W. Faust und C. Henry [109] und A. Leitenstorfer und Mitarbeitern [85]. Einige Parameter wurden anderen Arbeiten entnommen [105–108]. Zur Ableitung und zum detaillierten Verständnis sei dahin verwiesen. Verwendete Bezeichnungen sind:

Naturkonstanten:

$$\begin{aligned} \hbar &= 1,05457 \times 10^{-34} && 1/2\pi \cdot \text{PLANCKsches Wirkungsquantum in Js} \\ c &= 2,99792 \times 10^8 && \text{Vakuumlichtgeschwindigkeit in m/s} \end{aligned}$$

Materialkonstanten für ZnTe:

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty &= 7,3 && \text{Dielektrizitätskonstante} \\ &&& \text{weit oberhalb der Reststrahlenbande} \\ \omega_{\text{TO}}/2\pi &= 5,306 \times 10^{12} && \text{Frequenz transversal optischer Phononen in Hz} \\ \omega_{\text{LO}}/2\pi &= 6,176 \times 10^{12} && \text{Frequenz longitudinal optischer Phononen in Hz} \\ \gamma &= 3,01 && \text{Phononendämpfung} \\ C &= -0,07 && \text{FAUST-HENRY-Koeffizient} \\ r_{41} &= 3,9 \times 10^{-12} && \text{Koeffizient des elektro-optischen Tensors} \\ &&& \text{bei 0 THz in m/V} \end{aligned}$$

Parameter:

d	Dicke des elektro-optischen Kristalls in m
$n_{\text{THz}}(\omega)$	komplexer Brechungsindex für den THz-Frequenzbereich
$n_g(\lambda)$	Brechungsindex für die nahinfrarote Wellengruppe
$G(\omega)$	Antwortfunktion
$\tau = 65 \times 10^{-15}$	Dauer des GAUSSförmigen Abtastpulses in s
$FT(\omega)$	Filterfunktion auf Grund der endlichen zeitlichen Ausdehnung des Abtastpulses

Die Amplitude und Phase der elektro-optischen Modulation für eine gegebene THz-Kreisfrequenz ω ist nach Ref. 85 proportional zu einer komplexwertigen Funktion $G(\omega)$:

$$G(\omega) = \frac{2}{n_{\text{THz}}(\omega) + 1} \cdot \frac{c \cdot [\exp(-2\pi i \omega d (n_g(\lambda) - n_{\text{THz}}(\omega))/c) - 1]}{-2\pi i \omega d (n_g(\lambda) - n_{\text{THz}}(\omega))} \quad (\text{C.1})$$

Der Term $d(n_g(\lambda) - n_{\text{THz}}(\omega))/c$ berücksichtigt die Zeitdifferenz der THz-Phasenfronten und der nahinfraroten Wellengruppe beim Durchlauf durch einen ZnTe-Kristall der Dicke d . Der Brechungsindex $n_g(\lambda)$ für die nahinfrarote Wellengruppe wird durch eine Anpassung an Daten aus Ref. 106 wiedergegeben. λ ist dabei die zentrale Wellenlänge der Gruppe des Abtastpulses. Das Polynom und die Parameter der Anpassung lauten:

$$n_g(\lambda) = \frac{c_1 + 2c_2 \cdot 2\pi/\lambda + 3c_3 \cdot (2\pi/\lambda)^2}{c} \quad (\text{C.2})$$

$$c_1 = 1,19277 \times 10^9 \text{ m/s}$$

$$c_2 = -61,94369 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$c_3 = 4,21369 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$$

Die dielektrische Antwort eines gedämpften harmonischen Oszillators wird benutzt, um den komplexwertigen Brechungsindex n_{THz} für den THz-Frequenzbereich in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz ω zu beschreiben (vgl. Abb. C.1 und Ref. 85):

$$n_{\text{THz}}(\omega) = \sqrt{\left[1 + \frac{(\hbar\omega_{\text{LO}})^2 - (\hbar\omega_{\text{TO}})^2}{(\hbar\omega_{\text{TO}})^2 - (\hbar\omega)^2 - i\gamma\hbar\omega}\right]} \cdot \epsilon_\infty \quad (\text{C.3})$$

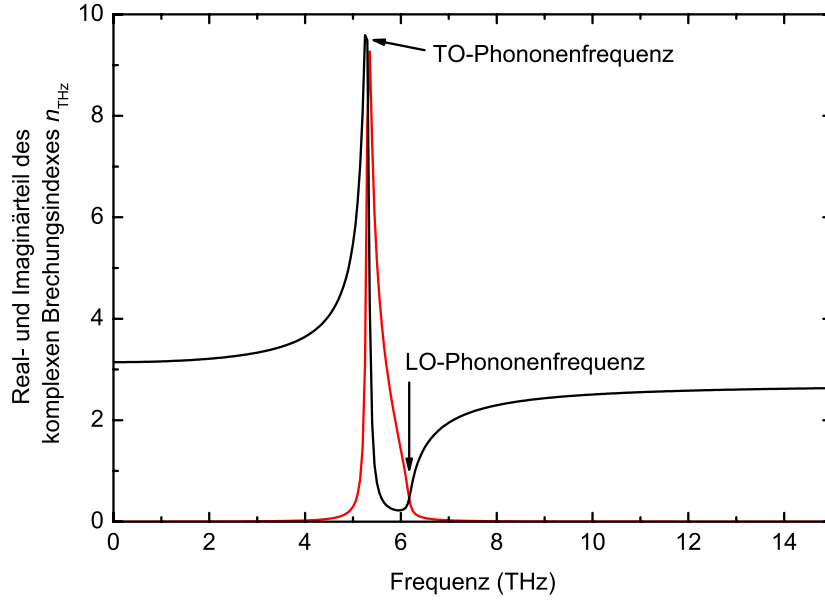


Abbildung C.1.: Verlauf des komplexen Brechungsindex von ZnTe im THz-Frequenzbereich nach Gleichung C.3. Der Realteil ist schwarz, der Imaginärteil rot gezeichnet.

Um die Frequenzabhängigkeit des elektro-optischen Tensors in der Nähe der Kristallresonanzen zu berücksichtigen, wird Gleichung C.1 nach [109] mit $r_{41}(\omega)$ multipliziert.

$$r_{41}(\omega) \propto 1 + C \left(1 - \frac{(\hbar\omega)^2 - i\gamma\hbar\omega}{(\hbar\omega_{\text{TO}})^2} \right)^{-1} \quad (\text{C.4})$$

Nun muß die Funktion $G(\omega)$ zur Berücksichtigung der zeitlichen Dauer τ des GAUSSförmigen Abtastpulses noch mit einer Filterfunktion $FT(\omega)$ frequenzabhängig gewichtet werden:

$$FT(\omega) \propto \exp \left[-\frac{\omega^2 \cdot \tau^2}{4 \ln(2)} \right] \quad (\text{C.5})$$

Die komplette komplexwertige Antwortfunktion $R(\omega)$ eines ZnTe-Sensorkristalls ist durch die Verbindung der Gleichungen C.1, C.4 und C.5 gegeben mit:

$$R(\omega) \propto FT(\omega) \cdot r_{41}(\omega) \cdot G(\omega) \quad (\text{C.6})$$

Der Realteil dieser Funktion ist in Abb.C.2 für drei verschiedene Kristalldicken dargestellt. Hier wird deutlich, wie die Bandbreite der THz-Detektion durch eine

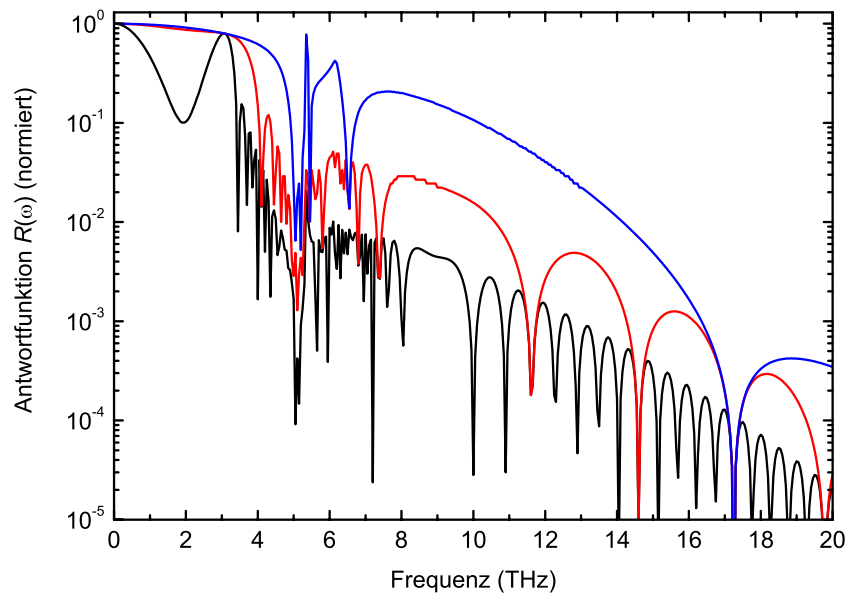


Abbildung C.2.: Verlauf des Realteils der normierten Antwortfunktion $R(\omega)$ von ZnTe-Kristallen als elektro-optische Sensoren nach Gleichung C.6. schwarz – 1000 μm , rot – 200 μm , blau – 25 μm Kristalldicke.

kleinere Kristalldicke verbessert wird. Dabei ist zu beachten, dass die Signalamplitude proportional zur Kristalldicke abnimmt. Im Bereich zwischen etwa 5 und 6 THz werden in ZnTe Phononen angeregt (vgl. Abb. C.1). Die Verläufe von Real- und Imaginärteil des Brechungsindex und der Antwortfunktion sind stark nicht-linear bzw. divergieren. In diesem Frequenzbereich ist ZnTe als Analysatorkristall ungeeignet.

Anhang D.

Bandstruktur von Übergittern

Die Behandlung der Dynamik von Ladungen in Festkörpern kann quantenmechanisch erfolgen. Die Kristallgitter von Halbleitern stellen für Ladungen ein periodisches Potential dar. In der Wachstumsrichtung eines Übergitters wird das Potential durch die Bandkanten der einzelnen Schichten gegeben. Die Periodizität kann durch die Schichtdicken festgelegt werden. Bei unseren Experimenten wählten wir GaAs/Al_{0,32}Ga_{0,68}As-Übergitter mit einer Periodizitätslänge von 11 nm. In den Schichtebenen senkrecht zur Wachstumsrichtung eines Übergitters ist die Gitterperiode gleich der des Volumenkristalls. Für GaAs beträgt die Gitterkonstante etwa 0,565 nm [24]. Die Konstante von Al₃₂Ga₆₈As weicht nur sehr wenig davon ab [223]. Bei Halbleiterübergittern ist die Potentiallandschaft durch die verschiedenen Periodizitäten also stark anisotrop.

Zur Beschreibung solcher Systeme kann die *envelope approximation* angewendet werden. Dabei wird das Problem separiert in die räumlichen Dimensionen parallel zu den Schichtebenen und senkrecht dazu, also parallel zur Wachstumsrichtung. Die Wellenfunktion für Ladungen in solchen Systemen kann dann als ein Produkt der Wellenfunktionen in den Schichtebenen und der Wellenfunktion senkrecht dazu geschrieben werden. In den Schichtebenen sind die Wellenfunktionen die BLOCH-Wellen des Volumenhalbleiters. In der Wachstumsrichtung z ist die Wellenfunktion ein Produkt aus der BLOCH-Welle des Volumenhalbleiters und einer einhüllenden Funktion (*envelope function*). Sie beschreibt die Eigenschaften des Übergitters und variiert langsam mit z im Vergleich zu der BLOCH-Welle des Volumenhalbleiters [224]. Der Übergitterkristall wird im Folgenden als unendlich ausgedehnt betrachtet, da bei hier untersuchten Übergittern mit 300 Perioden Randeffekte vernachlässigt werden können. Die Bewegung in Wachstumsrichtung z wird durch die SCHRÖDINGER-Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\text{eff}}(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \chi(z) = E\chi(z) \quad (\text{D.1})$$

beschrieben. Darin ist $\chi(z)$ die *envelope function*. Das Potential V und die effektive Masse m_{eff} hängen vom Ort z ab:

$$V(z) = \begin{cases} 0 & \text{im Quantentopf,} \\ 0,255 \text{ eV} & \text{in der Barriere.} \end{cases}$$

$$m_{\text{eff}}(z) = \begin{cases} m_{\text{T}} = 0,067 \cdot m_e & \text{im Quantentopf,} \\ m_{\text{B}} = 0,094 \cdot m_e & \text{in der Barriere.} \end{cases}$$

Wobei m_e die Masse freier Elektronen ist. Nun werden zwei Lösungsansätze für die SCHRÖDINGER-Gleichung beschrieben.

D.1. Modell stark gebundener Elektronen

Das Modell stark gebundener Elektronen (engl.: tight-binding method) betrachtet die Eigenschaften von Elektronen in einzelnen Quantentöpfen, die wie atomare Potentiale behandelt werden. Ein Kristall- oder Übergitterpotential erscheint als unendliche periodische Anordnung atomarer Potentiale. Im Grenzfall unendlich hoher Barrieren lässt sich eine analytische Lösung der SCHRÖDINGER-Gleichung $H_{\text{at}}\phi_n = E_{0n}\phi_n$ für die Wellenfunktion ϕ_n und die Energie-Eigenwerte E_{0n} der Zustände in einem Quantentopf angeben. Die Energie-Eigenwerte in einem atomaren Potential lauten:

$$E_{0n} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{\text{T}} b^2} n^2 \quad (\text{D.2})$$

Darin ist n der Index der Energieniveaus und b die Breite des Quantentopfes. In schmalen Quantentöpfen liegen die Energieniveaus also höher und sind stärker aufgespalten.

Ist die Barrierenhöhe begrenzt, so dringen die Wellenfunktionen im Topf in die Barriere ein. Elektronen bekommen die Möglichkeit in die Nachbartöpfe zu tunneln. Zustände im Kontinuum sind über das gesamte Übergitter ausgedehnt. Sind nur gebundene Zustände besetzt und überlappen die Wellenfunktionen nur sehr wenig, so wird der HAMILTON-Operator H des periodischen Übergitterkristalls in der Nähe der Gitterpunkte, also der Quantentöpfe, durch den atomaren Operator H_{at} näherungsweise beschrieben. Um eine vollständige Beschreibung des Systems zu geben, wird der atomare HAMILTON-Operator um eine gitterperiodische Korrektur $U(z)$ erweitert: $[H_{\text{at}} + U(z)]\psi_n(z) = E_n\psi_n(z)$. Weil das Übergitterpotential als Aneinanderreihung von M Potentialtöpfen an den Orten $z_m = m \cdot d$, $m = 1, 2, 3 \dots M$, d –

Periodizitätslänge des Übergitters, interpretiert wird, kann eine Linearkombination von atomaren Eigenfunktionen ϕ_n als Lösungsansatz verwendet werden.

$$\psi_n(z) = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{m=1}^M e^{ikz_m} \phi_n(z - z_m) \quad (\text{D.3})$$

k ist der Wellenvektor eines Elektrons. Werden nur die nächsten Nachbarpotentialtöpfe berücksichtigt, erhält man mit diesen Wellenfunktionen folgende Energieeigenwerte des Systems

$$E_n(k) = E_{0n} - \alpha_n - 2\beta_n \cos(kd), \quad (\text{D.4})$$

wobei α_n als Shift-Integral und β_n als Überlappintegral bezeichnet werden. Explizite Formeln für die Berechnung dieser Integrale aus den Wellenfunktionen und dem Potential finden sich z.B. in Ref. 190.

Die Energieeigenwerte $E(k)$ stellen wegen der k -Abhängigkeit ausgedehnte Energiebänder dar. Die Breite $4\beta_n$ dieser Minibänder wächst mit zunehmendem Überlappintegral. Die Minibänder sind über das gesamte Übergitter ausgedehnt, weil die Wellenfunktionen wegen der endlichen Barrierenhöhe in die Barrieren und die Nachbarquantentöpfe eindringen. Der Überlapp der Wellenfunktionen benachbarter Töpfe ermöglicht den Elektronen Bewegung durch das gesamte Übergitter.

Für das erste Leitungsminiband lautet die Dispersion D.4:

$$E_1(k) = \frac{\Delta}{2} [1 - \cos(kd)]. \quad (\text{D.5})$$

Dabei ist $\Delta = 4\beta_0$ die Minibandbreite. Der Energienullpunkt wurde in das Minimum des untersten Bandes gelegt. Wegen der Periodizität der Dispersion genügt es, die Wellenvektoren von Elektronen innerhalb der ersten BRILLOUIN-Zone zwischen $-\pi/d$ und π/d zu betrachten. Das Modell stark gekoppelter Elektronen liefert eine anschauliche Erklärung für das Auftreten von Minibändern in einem Übergitter und es liefert eine einfache analytische Gleichung für die Dispersion eines Minibandes. Es werden aber nur die Wechselwirkungen mit den nächsten Nachbarn eines Quantentopfes beachtet. Eine quantitative Berechnung der Minibandstruktur ist nicht möglich, da unklar ist, wie die unterschiedlichen effektiven Massen der Elektronen in den verschiedenen Materialien bei der Berechnung des Überlapp- und des Shiftintegrals zu berücksichtigen sind. Im folgenden Abschnitt wird ein Modell diskutiert, in dem alle Übergitterperioden und die unterschiedlichen effektiven Massen berücksichtigt werden können und mit dem eine quantitative Berechnung der Minibandstruktur möglich ist.

D.2. Kronig-Penney-Modell

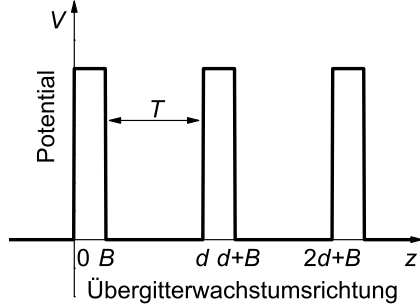


Abbildung D.1.: Schematischer Potentialverlauf eines periodischen Gitters.

Beim KRONIG-PENNEY-Modell befinden sich Teilchen nicht auf gebundenen Zuständen in einem Quantentopf, sondern werden als freie Teilchen betrachtet. Das Potential eines Kristall- oder Übergitters wird durch ein periodisches Rechteckpotential $V(z)$ angenähert. Dabei gilt $V(z) = V(z + d)$. d ist die Periodizitätslänge, vgl. Abb. D.1. Der rechteckige Potentialverlauf eines Übergitters wird durch ein solches Potential sogar sehr gut beschrieben. Randeffekte können bei einer großen Anzahl von Perioden vernachlässigt werden. Die SCHRÖDINGER-Gleichung für dieses Potential hat wieder

die Form von Gleichung D.1.

Nach dem BLOCH-Theorem [14] sind die Eigenfunktionen eines solchen Problems gleich den Lösungen der SCHRÖDINGER-Gleichung für ein freies Teilchen, überlagert von einer gitterperiodischen Funktion $u(z)$. Es gilt:

$$\begin{aligned}\psi(z) &= e^{ikz}u(z) \text{ und} \\ \psi(z + d) &= e^{ikd}\psi(z)\end{aligned}\tag{D.6}$$

Über den Phasenfaktor $\exp(ikz)$ wird der Wellenvektor k als Quantenzahl eingeführt.

Lösungen der SCHRÖDINGER-Gleichung für freie Teilchen in den verschiedenen Bereichen mit konstantem Potential (Topf und Barriere) sind Linearkombinationen aus unabhängigen hin- und herlaufenden ebenen Wellen. Die Wellenfunktionen sind:

$$\psi_T = Ae^{(ik_T z)} + Be^{(-ik_T z)} \quad \text{in Quantentöpfen} \tag{D.7}$$

$$\frac{\hbar^2 k_T^2}{2m_T} = E$$

$$\psi_B = Ce^{(ik_B z)} + De^{(-ik_B z)} \quad \text{in Barrieren} \tag{D.8}$$

$$\frac{\hbar^2 k_B^2}{2m_B} = E - V_0$$

Für Zustände, deren Energie E kleiner als die Barrierehöhe V_0 ist, fällt die Wellenfunktion ψ_B in der Barrierschicht exponentiell ab, weil k_B dann imaginär ist.

Zur Bestimmung der komplexen Koeffizienten A, B, C und D werden die Randbedingungen am Übergang zwischen Topf und Barriere betrachtet. Um physikalisch

sinnvolle Ergebnisse zu bekommen, muss die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte $\psi^*(z) \cdot \psi(z)$ über den gesamten Kristall aber insbesondere am Übergang zwischen Quantentopf und Barriere stetig sein.

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{z \rightarrow 0 \\ z < 0}} \psi_{\text{T}}^*(z) \cdot \psi_{\text{T}}(z) &= \lim_{\substack{z \rightarrow d \\ z > d}} \psi_{\text{B}}^*(z) \cdot \psi_{\text{B}}(z) \\ \lim_{\substack{z \rightarrow B \\ z < B}} \psi_{\text{B}}^*(z) \cdot \psi_{\text{B}}(z) &= \lim_{\substack{z \rightarrow B \\ z > B}} \psi_{\text{T}}^*(z) \cdot \psi_{\text{T}}(z) \end{aligned} \quad (\text{D.9})$$

In Lehrbüchern wird für Volumenhalbleiter auch stetige Differenzierbarkeit gefordert. Das ist hier wegen der unterschiedlichen effektiven Massen in Topf und Barriere bei Halbleiterübergittern nicht sinnvoll. Vielmehr muss für stationäre Zustände auch die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsstromdichte $j_{\text{W}}(z)$ stetig sein [224].

$$j_{\text{W}}(z) = \frac{\hbar}{2im_{\text{eff}}(z)} \left[\psi^*(z) \cdot \frac{\partial}{\partial z} \psi(z) - \psi(z) \cdot \frac{\partial}{\partial z} \psi^*(z) \right]$$

Aus diesen Forderungen folgen Randbedingungen für die Wellenfunktionen an den Grenzflächen. Aus der Stetigkeit der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte ergibt sich für die Wellenfunktionen:

$$\psi_{\text{T}}(0) = \psi_{\text{B}}(0), \quad \psi_{\text{B}}(B) = \psi_{\text{T}}(B) \quad (\text{D.10})$$

Aus der Stetigkeit der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsstromdichte folgt:

$$\frac{1}{m_{\text{T}}} \frac{\partial \psi_{\text{T}}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{m_{\text{B}}} \frac{\partial \psi_{\text{B}}}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad \frac{1}{m_{\text{B}}} \frac{\partial \psi_{\text{B}}}{\partial z} \Big|_{z=B} = \frac{1}{m_{\text{T}}} \frac{\partial \psi_{\text{T}}}{\partial z} \Big|_{z=B} \quad (\text{D.11})$$

Wegen diesen Gleichungen ist die Wellenfunktion an den Grenzflächen nicht stetig differenzierbar. Sie weist einen Knick auf, dessen Stärke vom Verhältnis der beiden effektiven Massen abhängt. Die Gleichungen D.10 und D.11 stellen ein homogenes 4×4 -Gleichungssystem für die Amplituden A, B, C und D dar. Für nicht-triviale Lösungen muss die Determinante des Gleichungssystems verschwinden. Dies führt zu der transzendenten Gleichung:

$$\begin{aligned} \cos(kd) &= \cos(k_{\text{T}}T) \cos(k_{\text{B}}B) - \frac{1}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \sin(k_{\text{T}}T) \sin(k_{\text{B}}B) \\ \text{mit } \xi &= \frac{m_{\text{B}}k_{\text{T}}}{m_{\text{T}}k_{\text{B}}} \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

Mit dieser Gleichung kann zu jedem Energieeigenwert E numerisch ein Wellenvektor k gesucht werden. Die linke Seite der Gleichung ist auf den Wertebereich zwischen -1 bis 1 beschränkt, die rechte nicht. Deswegen gibt es Energiebereiche,

in denen keine Lösung k existiert. Diese Energiebereiche sind die Lücken zwischen den Minibändern.

Mit Hilfe von KRONIG-PENNEY-Bandstrukturrechnungen (Gl. D.12) wurde die Dispersion der Minibänder für verschiedene Quantentopf- und Barrierenbreiten berechnet. Die Wachstumsparameter für die in Kapitel 4 beschriebenen Übergitterproben konnten so festgelegt werden. Das Übergitter G 688 beispielsweise hat eine Quantentopfbreite T von 6,4 nm und eine Barrierenbreite B von 4,4 nm. Das daraus berechnete erste und zweite Miniband sind in der Abbildung D.2 dargestellt.

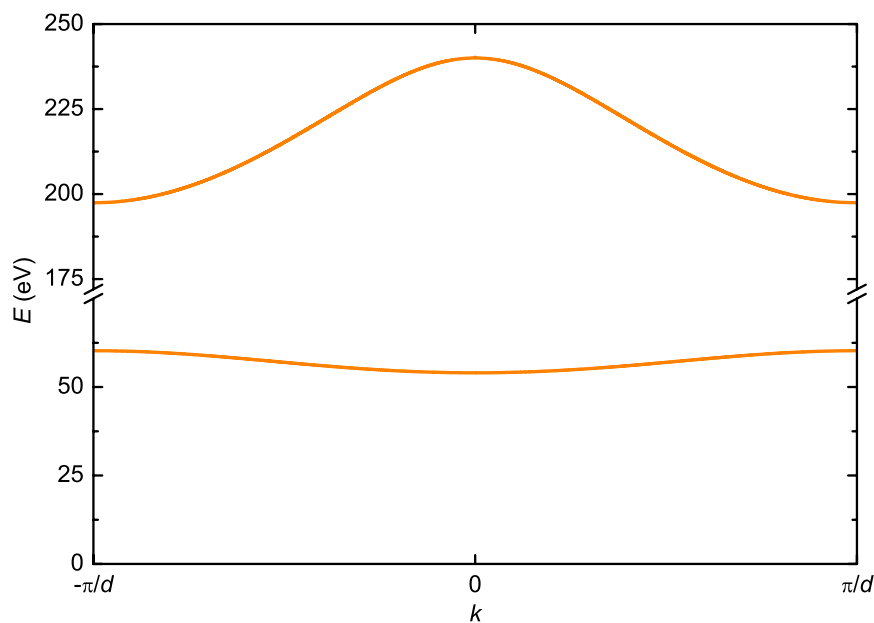


Abbildung D.2.: Dispersion des ersten und zweiten Minibandes des Übergitters G 688, berechnet durch numerische Auswertung des Ausdrucks D.12.

Literaturverzeichnis

- [1] H. O. MOSER, B. D. F. CASSE, O. WILHELMI und B. T. SAW. *Terahertz response of a microfabricated rod-split-ring-resonator electromagnetic metamaterial*. Physical Review Letters **94**, 063901 (2005).
- [2] N. SEKINE und K. HIRAKAWA. *Dispersive terahertz gain of a nonclassical oscillator: Bloch oscillation in semiconductor superlattices*. Physical Review Letters **94**, 057408 (2005).
- [3] M. USAMI, M. YAMASHITA, K. FUKUSHIMA, C. OTANI und K. KAWASE. *Terahertz wideband spectroscopic imaging based on two-dimensional electro-optic sampling technique*. Applied Physics Letters **86**, 141109 (2005).
- [4] D. H. AUSTON. *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*. Applied Physics Letters **26**, 101–103 (1975).
- [5] C. H. LEE. *Picosecond optoelectronic switching in GaAs*. Applied Physics Letters **30**, 84–86 (1977).
- [6] D. H. AUSTON, K. P. CHEUNG und P. R. SMITH. *Picosecond photoconducting Hertzian dipoles*. Applied Physics Letters **45**, 284–286 (1984).
- [7] P. R. SMITH, D. H. AUSTON und M. C. NUSS. *Subpicosecond photoconducting dipole antennas*. IEEE Journal of Quantum Electronics **24**, 255–260 (1988).
- [8] D. E. SPENCE, P. N. KEAN und W. SIBBETT. *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Optics Letters **16**, 42–44 (1991).
- [9] S. GUPTA, M. Y. FRANKEL, J. A. VALDMANIS, J. F. WHITAKER, G. A. MOUROU, F. W. SMITH und A. R. CALAWA. *Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*. Applied Physics Letters **59**, 3276–3278 (1991).

-
- [10] K. H. YANG, P. L. RICHARDS und Y. R. SHEN. *Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO_3* . Applied Physics Letters **19**, 320–323 (1971).
- [11] D. H. AUSTON, K. P. CHEUNG, J. A. VALDMANIS und D. A. KLEINMAN. *Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media*. Physical Review Letters **53**, 1555–1558 (1984).
- [12] K. SAKAI (Editor), *Topics in applied physics: Terahertz optoelectronics*, Vol. 97. Springer, Berlin / Heidelberg / New York. ISBN 978-3-540-20013-0 (2005).
- [13] J. SHAN und T. F. HEINZ. *Terahertz radiation from semiconductors*. In *Topics in applied physics: Ultrafast dynamical processes in semiconductors*, Vol. 92, 1–56. Springer, Berlin / Heidelberg / New York. ISBN 978-3-540-40239-8 (2004).
- [14] F. BLOCH. *Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern*. Zeitschrift für Physik **52**, 555–600 (1929).
- [15] C. ZENER. *A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **145**, 523–529 (1934).
- [16] L. ESAKI und R. TSU. *Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors*. IBM Journal of Research and Development **14**, 61–65 (1970).
- [17] K. LEO, P. HARING BOLIVAR, F. BRUGGEMANN, R. SCHWEDLER und K. KÖHLER. *Observation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice*. Solid State Communications **84**, 943–946 (1992).
- [18] C. WASCHKE, H. G. ROSKOS, R. SCHWEDLER, K. LEO, H. KURZ und K. KÖHLER. *Coherent submillimeter-wave emission from Bloch oscillations in a semiconductor superlattice*. Physical Review Letters **70**, 3319–3322 (1993).
- [19] K. JIN, M. ODNOLYUDOV, Y. SHIMADA, K. HIRAKAWA und K. A. CHAO. *Terahertz frequency radiation from Bloch oscillations in $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ superlattices*. Physical Review B **68**, 153315 (2003).
- [20] P. G. SAVVIDIS, B. KOLASA, G. LEE und S. J. ALLEN. *Resonant crossover of terahertz loss to the gain of a Bloch oscillating InAs/AlSb superlattice*. Physical Review Letters **92**, 196802 (2004).

- [21] S. KTITOROV, G. SIMIN und V. SINDALOVSKII. *Bragg reflections and high-frequency conductivity of an electronic solid-state plasma*. Soviet Physics – Solid State **13**, 1872–1874 (1972). [Fizika Tverdogo Tela **13**, 2230–2233, (1971)]
- [22] H. WILLENBERG, G. H. DÖHLER und J. FAIST. *Intersubband gain in a Bloch oscillator and quantum cascade laser*. Physical Review B **67**, 085315 (2003).
- [23] T. HYART, N. V. ALEXEEVA, A. LEPPANEN und K. N. ALEKSEEV. *Terahertz parametric gain in semiconductor superlattices in the absence of electric domains*. Applied Physics Letters **89**, 132105 (2006).
- [24] K. BRENNAN und K. HESS. *Theory of high-field transport of holes in GaAs and InP*. Physical Review B **29**, 5581–5590 (1984).
- [25] R. SCHOLZ. *Hole-phonon scattering rates in gallium arsenide*. Journal of Applied Physics **77**, 3219–3231 (1995).
- [26] T. ELSAESSER, J. SHAH, L. ROTA und P. LUGLI. *Initial thermalization of photoexcited carriers in GaAs studied by femtosecond luminescence spectroscopy*. Physical Review Letters **66**, 1757–1760 (1991).
- [27] J. H. COLLET, S. HUNSCHE, H. HEESSEL und H. KURZ. *Influence of electron-hole correlations on the absorption of GaAs in the presence of nonthermalized carriers*. Physical Review B **50**, 10649–10655 (1994).
- [28] A. LEITENSTORFER, C. FÜRST, A. LAUBEREAU, W. KAISER, G. TRÄNKLE und G. WEIMANN. *Femtosecond carrier dynamics in GaAs far from equilibrium*. Physical Review Letters **76**, 1545–1548 (1996).
- [29] A. LEITENSTORFER, A. LOHNER, T. ELSAESSER, S. HAAS, F. ROSSI, T. KUHN, W. KLEIN, G. BOEHM, G. TRAENKLE und G. WEIMANN. *Ultrafast coherent generation of hot electrons studied via band-to-acceptor luminescence in GaAs*. Physical Review Letters **73**, 1687–1690 (1994).
- [30] A. KROTKUS, S. MARCINKEVICIUS, J. JASINSKI, M. KAMINSKA, H. H. TAN und C. JAGADISH. *Picosecond carrier lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions: An alternative material to low-temperature GaAs for optoelectronic applications*. Applied Physics Letters **66**, 3304–3306 (1995).
- [31] S. MARCINKEVICIUS, C. JAGADISH, H. H. TAN, M. KAMINSKA, K. KORONA, R. ADOMAVICIUS und A. KROTKUS. *Influence of annealing on carrier*

- dynamics in As ion-implanted epitaxially lifted-off GaAs layers*. Applied Physics Letters **76**, 1306–1308 (2000).
- [32] Y. C. SHEN, P. C. UPADHYA, E. H. LINFIELD, H. E. BEERE und A. G. DAVIES. *Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters*. Applied Physics Letters **83**, 3117–3119 (2003).
- [33] Z. PIAO, M. TANI und K. SAKAI. *Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas*. Japanese Journal of Applied Physics **39**, 96–100 (2000).
- [34] A. LEITENSTORFER, S. HUNSCHE, J. SHAH, M. C. NUSS und W. H. KNOX. *Femtosecond high-field transport in compound semiconductors*. Physical Review B **61**, 16642–16652 (2000).
- [35] R. KERSTING, J. PLETTNER, K. LEO, S. AVERIN und H. KURZ. *Time-resolved luminescence study of ultrafast carrier transport in GaAs metal-semiconductor-metal devices*. Applied Physics Letters **62**, 732–734 (1993).
- [36] J. E. PEDERSEN, V. G. LYSSENKO, J. M. HVAM, P. U. JEPSEN, S. R. KEIDING, C. B. SØRENSEN und P. E. LINDELOF. *Ultrafast local field dynamics in photoconductive THz antennas*. Applied Physics Letters **62**, 1265–1267 (1993).
- [37] B. B. HU, E. A. DE SOUZA, W. H. KNOX, J. E. CUNNINGHAM, M. C. NUSS, A. V. KUZNETSOV und S. L. CHUANG. *Identifying the distinct phases of carrier transport in semiconductors with 10 fs resolution*. Physical Review Letters **74**, 1689–1692 (1995).
- [38] C. W. SIDERS, J. L. W. SIDERS, A. J. TAYLOR, S.-G. PARK, M. R. MELLOCH und A. M. WEINER. *Generation and characterization of terahertz pulse trains from biased, large-aperture photoconductors*. Optics Letters **24**, 241–243 (1999).
- [39] K. J. SIEBERT, A. LISAIKAS, T. LÖFFLER und H. G. ROSKOS. *Field screening in low-temperature-grown GaAs photoconductive antennas*. Japanese Journal of Applied Physics **43**, 1038–1043 (2004).
- [40] J. DARROW, X.-C. ZHANG, D. AUSTON und J. MORSE. *Saturation properties of large-aperture photoconducting antennas*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, 1607–1616 (1992).

- [41] P. K. BENICEWICZ, J. P. ROBERTS und A. J. TAYLOR. *Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors*. Journal of the Optical Society of America B **11**, 2533–2546 (1994).
- [42] G. RODRIGUEZ und A. J. TAYLOR. *Screening of the bias field in terahertz generation from photoconductors*. Optics Letters **21**, 1046–1048 (1996).
- [43] P. U. JEPSEN, R. H. JACOBSEN und S. R. KEIDING. *Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas*. Journal of the Optical Society of America B **13**, 2424–2436 (1996).
- [44] T. DEKORSY, T. PFEIFER, W. KÜTT und H. KURZ. *Subpicosecond carrier transport in GaAs surface-space-charge fields*. Physical Review B **47**, 3842–3849 (1993).
- [45] R. KERSTING, J. N. HEYMAN, G. STRASSER und K. UNTERRAINER. *Coherent plasmons in n-doped GaAs*. Physical Review B **58**, 4553–4559 (1998).
- [46] M. B. JOHNSTON, D. M. WHITTAKER, A. CORCHIA, A. G. DAVIES und E. H. LINFIELD. *Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces*. Physical Review B **65**, 165301 (2002).
- [47] D. LIU und J. QIN. *Monte carlo simulation of THz-pulse generation from bulk GaAs surface*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves **24**, 2127–2137 (2003).
- [48] E. CASTRO-CAMUS, J. LLOYD-HUGHES und M. B. JOHNSTON. *Three-dimensional carrier-dynamics simulation of terahertz emission from photoconductive switches*. Physical Review B **71**, 195301 (2005).
- [49] P. Y. YU und M. CARDONA. *Fundamentals of semiconductors, physics and materials properties*. Springer, Berlin / Heidelberg / New York. ISBN 978-3-540-25470-6 (1996).
- [50] X.-C. ZHANG und D. H. AUSTON. *Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics*. Journal of Applied Physics **71**, 326–338 (1992).
- [51] M. B. JOHNSTON, A. DOWD, R. DRIVER, E. H. LINFIELD, A. G. DAVIES und D. M. WHITTAKER. *Emission of collimated THz pulses from photoexcited semiconductors*. Semiconductor Science and Technology **19**, S449–S451 (2004).

- [52] H. DEMBER. *Über die Vorwärtsbewegung von Elektronen durch Licht*. Physikalische Zeitschrift **33**, 207–208 (1932).
- [53] M. B. JOHNSTON, D. M. WHITTAKER, A. DOWD, A. G. DAVIES, E. H. LINFIELD, X. LI und D. A. RITCHIE. *Generation of high-power terahertz pulses in a prism*. Optics Letters **27**, 1935–1937 (2002).
- [54] X.-C. ZHANG, Y. JIN, T. D. HEWITT, T. SANGSIRI, L. E. KINGSLEY und M. WEINER. *Magnetic switching of THz beams*. Applied Physics Letters **62**, 2003–2005 (1993).
- [55] N. SARUKURA, H. OHTAKE, S. IZUMIDA und Z. LIU. *High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics*. Journal of Applied Physics **84**, 654–656 (1998).
- [56] C. WEISS, R. WALLENSTEIN und R. BEIGANG. *Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces*. Applied Physics Letters **77**, 4160–4162 (2000).
- [57] J. SHAN, C. WEISS, R. WALLENSTEIN, R. BEIGANG und T. F. HEINZ. *Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces*. Optics Letters **26**, 849–851 (2001).
- [58] A. CORCHIA, R. MCCLAUGHLIN, M. B. JOHNSTON, D. M. WHITTAKER, D. D. ARNONE, E. H. LINFIELD, A. G. DAVIES und M. PEPPER. *Effects of magnetic field and optical fluence on terahertz emission in gallium arsenide*. Physical Review B **64**, 205204 (2001).
- [59] L. XU, X.-C. ZHANG, D. H. AUSTON und B. JALALI. *Terahertz radiation from large aperture Si p-i-n diodes*. Applied Physics Letters **59**, 3357–3359 (1991).
- [60] E. BUDIARTO, J. MARGOLIES, S. JEONG, J. SON und J. BOKOR. *High-intensity terahertz pulses at 1-kHz repetition rate*. IEEE Journal of Quantum Electronics **32**, 1839–1846 (1996).
- [61] A. WETZELS, A. GURTNER, A. BUIJSERD, T. VIJFTIGSCHILD, H. TER HORST und W. J. VAN DER ZANDE. *Reduction of electronic noise in THz generation*. Review of Scientific Instruments **74**, 3180–3181 (2003).

- [62] T. LÖFFLER, M. KRESS, M. THOMSON, T. HAHN, N. HASEGAWA und H. G. ROSKOS. *Comparative performance of terahertz emitters in amplifier-laser-based systems*. Semiconductor Science and Technology **20**, S134–S141 (2005).
- [63] G. ZHAO, R. N. SCHOUTEN, N. VAN DER VALK, W. T. WENCKEBACH und P. C. M. PLANCKEN. *Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter*. Review of Scientific Instruments **73**, 1715–1719 (2002).
- [64] D. GRISCHKOWSKY, S. KEIDING, M. VAN EXTER und C. FATTINGER. *Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors*. Journal of the Optical Society of America B **7**, 2006–2015 (1990).
- [65] M. TANI, S. MATSUURA, K. SAKAI und S. I. NAKASHIMA. *Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs*. Applied Optics **36**, 7853–7859 (1997).
- [66] R. YANO, H. GOTOH, Y. HIRAYAMA, S. MIYASHITA, Y. KADOYA und T. HATTORI. *Terahertz wave detection performance of photoconductive antennas: Role of antenna structure and gate pulse intensity*. Journal of Applied Physics **97**, 103103 (2005).
- [67] H. HARDE und D. GRISCHKOWSKY. *Coherent transients excited by subpicosecond pulses of terahertz radiation*. Journal of the Optical Society of America B **8**, 1642 (1991).
- [68] D. R. DYKAAR, B. I. GREENE, J. F. FEDERICI, A. F. J. LEVI, L. N. PFEIFFER und R. F. KOPF. *Log-periodic antennas for pulsed terahertz radiation*. Applied Physics Letters **59**, 262–264 (1991).
- [69] K. A. MCINTOSH, E. R. BROWN, K. B. NICHOLS, O. B. MCMAHON, W. F. DINATALE und T. M. LYSZCZARZ. *Terahertz measurements of resonant planar antennas coupled to low-temperature-grown GaAs photomixers*. Applied Physics Letters **69**, 3632–3634 (1996).
- [70] T.-A. LIU, G.-R. LIN, Y.-C. LEE, S.-C. WANG, M. TANI, H.-H. WU und C.-L. PAN. *Dark current and trailing-edge suppression in ultrafast photoconductive switches and terahertz spiral antennas fabricated on multienergy arsenic-ion-implanted GaAs*. Journal of Applied Physics **98**, 013711 (2005).

- [71] Y. CAI, I. BRENER, J. LOPATA, J. WYNN, L. PFEIFFER und J. FEDERICI. *Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas*. Applied Physics Letters **71**, 2076–2078 (1997).
- [72] A. DREYHAUPT, S. WINNERL, T. DEKORSY und M. HELM. *High-intensity terahertz radiation from a microstructured large-area photoconductor*. Applied Physics Letters **86**, 121114 (2005).
- [73] A. E. IVERSON, G. M. WYSIN, D. L. SMITH und A. REDONDO. *Overshoot in the response of a photoconductor excited by subpicosecond pulses*. Applied Physics Letters **52**, 2148–2150 (1988).
- [74] A. J. TAYLOR, G. RODRIGUEZ und D. SOME. *Ultrafast field dynamics in large-aperture photoconductors*. Optics Letters **22**, 715–717 (1997).
- [75] J. H. KIM, A. POLLEY und S. E. RALPH. *Efficient photoconductive terahertz source using line excitation*. Optics Letters **30**, 2490–2492 (2005).
- [76] D. S. KIM und D. S. CITRIN. *Coulomb and radiation screening in photoconductive terahertz sources*. Applied Physics Letters **88**, 161117 (2006).
- [77] M. BIELER, G. HEIN, K. PIERZ, U. SIEGNER und M. KOCH. *Spatial pattern formation of optically excited carriers in photoconductive switches*. Applied Physics Letters **77**, 1002–1004 (2000).
- [78] D. S. KIM und D. S. CITRIN. *Enhancement of terahertz radiation from photoconductors by elliptically focused excitation*. Applied Physics Letters **87**, 061108 (2005).
- [79] S. E. RALPH und D. GRISCHKOWSKY. *Trap-enhanced electric fields in semi-insulators: The role of electrical and optical carrier injection*. Applied Physics Letters **59**, 1972–1974 (1991).
- [80] U. D. KEIL, D. R. DYKAAR, R. F. KOPF und S. B. DARACK. *Femtosecond reflectivity measurements and second harmonic generation in nonresonant excitation of photoconductive switches*. Applied Physics Letters **64**, 1812–1814 (1994).
- [81] I. BRENER, D. DYKAAR, A. FROMMER, L. N. PFEIFFER, J. LOPATA, J. WYNN, K. WEST und M. C. NUSS. *Terahertz emission from electric field singularities in biased semiconductors*. Optics Letters **21**, 1924–1926 (1996).

- [82] P. K. BENICEWICZ und A. J. TAYLOR. *Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased InP photoconductors*. Optics Letters **18**, 1332–1334 (1993).
- [83] H. SON, T. B. NORRIS und J. F. WHITAKER. *Terahertz electromagnetic pulses as probes for transient velocity overshoot in GaAs and Si*. Journal of the Optical Society of America B **11**, 2519–2527 (1994).
- [84] Q. WU und X.-C. ZHANG. *Ultrafast electro-optic field sensors*. Applied Physics Letters **68**, 1604–1606 (1996).
- [85] A. LEITENSTORFER, S. HUNSCHE, J. SHAH, M. C. NUSS und W. H. KNOX. *Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory*. Applied Physics Letters **74**, 1516–1518 (1999).
- [86] P. C. M. PLANKEN, H.-K. NIENHUYS, H. J. BAKKER und T. WENCKEBACH. *Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe*. Journal of the Optical Society of America B **18**, 313–317 (2001).
- [87] J. R. BELLINGHAM, W. A. PHILLIPS und C. J. ADKINS. *Electrical and optical properties of amorphous indium oxide*. Journal of Physics: Condensed Matter **2**, 6207–6221 (1990).
- [88] T. BAUER, J. S. KOLB, T. LÖFFLER, E. MOHLER, H. G. ROSKOS und U. C. PERNISZ. *Indium–tin–oxide-coated glass as dichroic mirror for far-infrared electromagnetic radiation*. Journal of Applied Physics **92**, 2210–2212 (2002).
- [89] M. VAN EXTER und D. GRISCHKOWSKY. *Characterization of an optoelectronic terahertz beam system*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **38**, 1684–1691 (1990).
- [90] L. DUVILLARET, F. GARET und J. L. COUTAZ. *Influence of noise on the characterization of materials by terahertz time-domain spectroscopy*. Journal of the Optical Society of America B **17**, 452–461 (2000).
- [91] S. R. ANDREWS, A. ARMITAGE, P. G. HUGGARD und A. HUSSAIN. *Optimization of photoconducting receivers for THz spectroscopy*. Physics in Medicine and Biology **47**, 3705–3710 (2002).

- [92] J. SOOLE und H. SCHUMACHER. *Transit-time limited frequency response of InGaAs MSM photodetectors*. IEEE Transactions on Electron Devices **37**, 2285–2291 (1990).
- [93] E. R. BROWN, K. A. MCINTOSH, K. B. NICHOLS und C. L. DENNIS. *Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs*. Applied Physics Letters **66**, 285–287 (1995).
- [94] P. KUŽEL, M. A. KHAZAN und J. KROUPA. *Spatiotemporal transformations of ultrashort terahertz pulses*. Journal of the Optical Society of America B **16**, 1795–1800 (1999).
- [95] S. ZOLLNER, S. GOPALAN und M. CARDONA. *Microscopic theory of intervalley scattering in GaAs: k dependence of deformation potentials and scattering rates*. Journal of Applied Physics **68**, 1682–1693 (1990).
- [96] J. B. GUNN. *Microwave oscillations of current in III-V semiconductors*. Solid State Communications **1**, 88–91 (1963).
- [97] A. SCHWANHÄUSSER, M. BETZ, M. ECKARDT, S. TRUMM, L. ROBLEDO, S. MALZER, A. LEITENSTORFER und G. H. DÖHLER. *Ultrafast transport of electrons in GaAs: Direct observation of quasiballistic motion and side valley transfer*. Physical Review B **70**, 085211 (2004).
- [98] E. M. CONWELL und M. O. VASSELL. *High-field transport in n-type GaAs*. Physical Review **166**, 797–821 (1968).
- [99] T. HASHIZUME, K. IKEYA, M. MUTOH und H. HASEGAWA. *Surface passivation of GaAs with ultrathin $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}$ interface control layer formed by MBE and in situ ECR plasma nitridation*. Applied Surface Science **123-124**, 599–602 (1998).
- [100] W. SHI, J. XU und X.-C. ZHANG. *Terahertz generation from Si_3N_4 covered photoconductive dipole antenna*. Chinese Optics Letters **1**, 308–310 (2003).
- [101] C. LUDWIG und J. KUHL. *Studies of the temporal and spectral shape of terahertz pulses generated from photoconducting switches*. Applied Physics Letters **69**, 1194–1196 (1996).
- [102] T.-A. LIU, M. TANI und C.-L. PAN. *THz radiation emission properties of multienergy arsenic-ion-implanted GaAs and semi-insulating GaAs based photoconductive antennas*. Journal of Applied Physics **93**, 2996–3001 (2003).

- [103] D. LIU und J. QIN. *Carrier dynamics of terahertz emission from low-temperature-grown GaAs*. Applied Optics **42**, 3678–3683 (2003).
- [104] S. WINNERL, F. PETER, S. NITSCHKE, A. DREYHAUPT, B. ZIMMERMANN, M. WAGNER, H. SCHNEIDER, M. HELM und K. KÖHLER. *Generation and detection of THz radiation with scalable antennas based on GaAs substrates with different carrier lifetimes*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics – zur Veröffentlichung akzeptiert (2007).
- [105] T. R. SLIKER und J. M. JOST. *Linear electro-optic effect and refractive indices of cubic ZnTe*. Journal of the Optical Society of America **56**, 130–131 (1966).
- [106] Q. WU und X.-C. ZHANG. *Design and characterization of traveling-wave electrooptic terahertz sensors*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **2**, 693–700 (1996).
- [107] A. D. CORSO, F. MAURI und A. RUBIO. *Density-functional theory of the nonlinear optical susceptibility: Application to cubic semiconductors*. Physical Review B **53**, 15638–15642 (1996).
- [108] H. J. BAKKER, G. C. CHO, H. KURZ, Q. WU und X.-C. ZHANG. *Distortion of terahertz pulses in electro-optic sampling*. Journal of the Optical Society of America B **15**, 1795–1801 (1998).
- [109] W. L. FAUST und C. H. HENRY. *Mixing of visible and near-resonance infrared light in GaP*. Physical Review Letters **17**, 1265–1268 (1966).
- [110] S. WINNERL, A. DREYHAUPT, F. PETER, D. STEHR, M. HELM und T. DEKORSY. *High-Intensity THz Radiation from a Large-Aperture Photoconductive Emitter*. In *Springer Proceedings in Physics*, Vol. 110, 73–76 (2006).
- [111] D. YOU, R. R. JONES, P. H. BUCKSBAUM und D. R. DYKAAAR. *Generation of high-power sub-single-cycle 500-fs electromagnetic pulses*. Optics Letters **18**, 290–292 (1993).
- [112] B. B. HU, X.-C. ZHANG und D. H. AUSTON. *Temperature dependence of femtosecond electromagnetic radiation from semiconductor surfaces*. Applied Physics Letters **57**, 2629–2631 (1990).
- [113] S. C. HOWELLS, S. D. HERRERA und L. A. SCHLIE. *Infrared wavelength and temperature dependence of optically induced terahertz radiation from InSb*. Applied Physics Letters **65**, 2946–2948 (1994).

- [114] A. G. MARKELZ und E. J. HEILWEIL. *Temperature-dependent terahertz output from semi-insulating GaAs photoconductive switches*. Applied Physics Letters **72**, 2229–2231 (1998).
- [115] S. KONO, P. GU, M. TANI und K. SAKAI. *Temperature dependence of terahertz radiation from n-type InSb and n-type InAs surfaces*. Applied Physics B: Lasers and Optics **71**, 901–904 (2000).
- [116] M. NAKAJIMA, M. HANGYO, M. OHTA und H. MIYAZAKI. *Polarity reversal of terahertz waves radiated from semi-insulating InP surfaces induced by temperature*. Physical Review B **67**, 195308 (2003).
- [117] M. D. STURGE. *Optical absorption of gallium arsenide between 0.6 and 2.75 eV*. Physical Review **127**, 768–773 (1962).
- [118] J. S. BLAKEMORE. *Semiconducting and other major properties of gallium arsenide*. Journal of Applied Physics **53**, R123–R181 (1982).
- [119] C. M. WOLFE, G. E. STILLMAN und W. T. LINDLEY. *Electron mobility in high-purity GaAs*. Journal of Applied Physics **41**, 3088–3091 (1970).
- [120] G. E. STILLMAN, C. M. WOLFE und J. O. DIMMOCK. *Hall coefficient factor for polar mode scattering in n-type GaAs*. Journal of Physics and Chemistry of Solids **31**, 1199–1204 (1970).
- [121] J. BARDEEN und W. SHOCKLEY. *Deformation potentials and mobilities in non-polar crystals*. Physical Review **80**, 72–80 (1950).
- [122] J. D. ZOOK. *Piezoelectric scattering in semiconductors*. Physical Review **136**, A869–A878 (1964).
- [123] H. A. BETHE. *Theory of diffraction by small holes*. Physical Review **66**, 163–182 (1944).
- [124] F. GARCIA DE ABAJO. *Light transmission through a single cylindrical hole in a metallic film*. Optics Express **10**, 1475–1484 (2002).
- [125] J. Z. XU und X.-C. ZHANG. *Optical rectification in an area with a diameter comparable to or smaller than the center wavelength of terahertz radiation*. Optics Letters **27**, 1067–1069 (2002).
- [126] K. KAWASE und N. HIROMOTO. *Terahertz-wave antireflection coating on Ge and GaAs with fused quartz*. Applied Optics **37**, 1862–1866 (1998).

- [127] I. HOSAKO. *Antireflection coating formed by plasma-enhanced chemical-vapor deposition for terahertz-frequency germanium optics*. Applied Optics **42**, 4045–4048 (2003).
- [128] A. GATESMAN, J. WALDMAN, M. JI, C. MUSANTE und S. YAGVESSON. *An anti-reflection coating for silicon optics at terahertz frequencies*. IEEE Microwave and Guided Wave Letters **10**, 264–266 (2000).
- [129] H.-W. HÜBERS, J. SCHUBERT, A. KRABBE, M. BIRK, G. WAGNER, A. SEMENOV, G. GOL'TSMAN, B. VORONOV und E. GERSHENZON. *Parylene anti-reflection coating of a quasi-optical hot-electron-bolometric mixer at terahertz frequencies*. Infrared Physics & Technology **42**, 41–47 (2001).
- [130] F. W. SMITH, H. Q. LE, V. DIADIUK, M. A. HOLLIS, A. R. CALAWA, S. GUPTA, M. FRANKEL, D. R. DYKAAR, G. A. MOUROU und T. Y. HSIANG. *Picosecond GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors*. Applied Physics Letters **54**, 890–892 (1989).
- [131] G. L. WITT. *LTMBE GaAs: present status and perspectives*. Materials Science and Engineering B **22**, 9–15 (1993).
- [132] E. R. BROWN, K. A. MCINTOSH, F. W. SMITH, K. B. NICHOLS, M. J. MANFRA, C. L. DENNIS und J. P. MATTIA. *Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer*. Applied Physics Letters **64**, 3311–3313 (1994).
- [133] K. MA, R. URATA, D. A. B. MILLER und J. S. HARRIS, JR. *Low-temperature growth of GaAs on Si used for ultrafast photoconductive switches*. IEEE Journal of Quantum Electronics **40**, 800–804 (2004).
- [134] A. KROTKUS und J.-L. COUTAZ. *Non-stoichiometric semiconductor materials for terahertz optoelectronics applications*. Semiconductor Science and Technology **20**, S142–S150 (2005).
- [135] A. C. WARREN, J. M. WOODALL, J. L. FREEOUF, D. GRISCHKOWSKY, D. T. MCINTURFF, M. R. MELLOCH und N. OTSUKA. *Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy*. Applied Physics Letters **57**, 1331–1333 (1990).
- [136] D. C. LOOK, D. C. WALTERS, M. O. MANASREH, J. R. SIZELOVE, C. E. STUTZ und K. R. EVANS. *Anomalous Hall-effect results in low-temperature*

- molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band.* Physical Review B **42**, 3578–3581 (1990).
- [137] X. Q. ZHOU, H. M. VAN DRIEL, W. W. RÜHLE, Z. GOGOLAK und K. PLOOG. *Femtosecond carrier kinetics in low-temperature-grown GaAs.* Applied Physics Letters **61**, 3020–3022 (1992).
- [138] J. LLOYD-HUGHES, E. CASTRO-CAMUS, M. D. FRASER, C. JAGADISH und M. B. JOHNSTON. *Carrier dynamics in ion-implanted GaAs studied by simulation and observation of terahertz emission.* Physical Review B **70**, 235330 (2004).
- [139] M. MIKULICS, M. MARSO, I. CAMARA MAYORGA, R. GÜSTEN, S. STANČEK, P. KOVÁČ, S. WU, X. LI, M. KHAFIZOV, R. SOBOLEWSKI, E. A. MICHAEL, R. SCHIEDER, M. WOLTER, D. BUCA, A. FÖRSTER, P. KORDOŠ und H. LÜTH. *Photomixers fabricated on nitrogen-ion-implanted GaAs.* Applied Physics Letters **87**, 041106 (2005).
- [140] W.-C. CHEN und C.-S. CHANG. *Structures and defects in arsenic-ion-implanted GaAs films annealed at high temperatures.* Journal of Applied Physics **81**, 7295–7300 (1997).
- [141] M. WEYERS, M. SATO und H. ANDO. *Red shift of photoluminescence and absorption in dilute GaAsN alloy layers.* Japanese Journal of Applied Physics **31**, L853–L855 (1992).
- [142] W. SHAN, W. WALUKIEWICZ, J. W. AGER III, E. E. HALLER, J. F. GEISZ, D. J. FRIEDMAN, J. M. OLSON und S. R. KURTZ. *Band anticrossing in GaInNAs alloys.* Physical Review Letters **82**, 1221–1224 (1999).
- [143] E. P. O'REILLY, A. LINDSAY und S. FAHY. *Theory of the electronic structure of dilute nitride alloys: beyond the band-anti-crossing model.* Journal of Physics: Condensed Matter **16**, S3257–S3276 (2004).
- [144] S. SINNING. *Ultraschnelle Ladungsträgerdynamik in Stickstoff-haltigem GaAs.* Dissertation, Technische Universität Dresden (2005).
- [145] F. G. SUN, G. A. WAGONER und X.-C. ZHANG. *Measurement of free-space terahertz pulses via long-lifetime photoconductors.* Applied Physics Letters **67**, 1656–1658 (1995).

- [146] K. S. M. TANI und H. MIMURA. *Ultrafast photoconductive detectors based on semi-insulating GaAs and InP*. Japanese Journal of Applied Physics **36**, L1175–L1178 (1997).
- [147] F. PETER, S. WINNERL, S. NITSCHKE, A. DREYHAUPT, H. SCHNEIDER und M. HELM. *Coherent terahertz detection with a large-area photoconductive antenna*. Applied Physics Letters **91**, 081109 (2007).
- [148] X.-C. ZHANG, Y. JIN und X. F. MA. *Coherent measurement of THz optical rectification from electro-optic crystals*. Applied Physics Letters **61**, 2764–2766 (1992).
- [149] M. ZEDLER, C. JANKE, P. HARING BOLIVAR, H. KURZ und H. KUNZEL. *Improved coherent terahertz emission by modification of the dielectric environment*. Applied Physics Letters **83**, 4196–4198 (2003).
- [150] X.-C. ZHANG, B. B. HU, J. T. DARROW und D. H. AUSTON. *Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces*. Applied Physics Letters **56**, 1011–1013 (1990).
- [151] Y. R. SHEN. *The principles of nonlinear optics*. John Wiley & Sons. ISBN 978-0-471-43080-3 (2003).
- [152] V. G. DMITRIEV, G. G. GURZADYAN und D. N. NIKOGOSYAN. *Handbook of nonlinear optical crystals*. Springer, Berlin / Heidelberg / New York, 3. Auflage. ISBN 3-540-65394-5 (1999).
- [153] X.-C. ZHANG, X. F. MA, Y. JIN, T.-M. LU, E. P. BODEN, P. D. PHELPS, K. R. STEWART und C. P. YAKYMYSHYN. *Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal*. Applied Physics Letters **61**, 3080–3082 (1992).
- [154] A. RICE, Y. JIN, X. F. MA, X.-C. ZHANG, D. BLISS, J. LARKIN und M. ALEXANDER. *Terahertz optical rectification from $\langle 110 \rangle$ zinc-blende crystals*. Applied Physics Letters **64**, 1324–1326 (1994).
- [155] T. J. CARRIG, G. RODRIGUEZ, T. S. CLEMENT, A. J. TAYLOR und K. R. STEWART. *Scaling of terahertz radiation via optical rectification in electro-optic crystals*. Applied Physics Letters **66**, 121–123 (1995).
- [156] A. NAHATA, A. S. WELING und T. F. HEINZ. *A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling*. Applied Physics Letters **69**, 2321–2323 (1996).

- [157] A. G. STEPANOV, J. HEBLING und J. KUHL. *Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phase-matched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts*. Applied Physics Letters **83**, 3000–3002 (2003).
- [158] M. NAGAI, K. TANAKA, H. OHTAKE, T. BESSHO, T. SUGIURA, T. HIROSUMI und M. YOSHIDA. *Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses*. Applied Physics Letters **85**, 3974–3976 (2004).
- [159] O. BEROLO, J. C. WOOLLEY und J. A. VAN VECHTEN. *Effect of disorder on the conduction-band effective mass, valence-band spin-orbit splitting and the direct band gap in III-V alloys*. Physical Review B **8**, 3794–3798 (1973).
- [160] R. J. NICHOLAS, S. J. SESSIONS und J. C. PORTAL. *Cyclotron resonance and the magnetophonon effect in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$* . Applied Physics Letters **37**, 178–180 (1980).
- [161] Y. TAKEDA, A. SASAKI, Y. IMAMURA und T. TAKAGI. *Electron mobility and energy gap of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ on InP substrate*. Journal of Applied Physics **47**, 5405–5408 (1976).
- [162] K. Y. CHENG, A. Y. CHO, S. B. CHRISTMAN, T. P. PEARSALL und J. E. ROWE. *Measurement of the Gamma-L separation in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ by ultraviolet photoemission*. Applied Physics Letters **40**, 423–425 (1982).
- [163] S. ADACHI. *Physical properties of III-V-semiconductor compounds*. John Wiley & Sons. ISBN 0-471-57329-9 5 (1992).
- [164] T. A. LIU, M. TANI, M. NAKAJIMA, M. HANGYO, K. SAKAI, S. I. NAKASHIMA und C. L. PAN. *Ultrabroadband terahertz field detection by proton-bombarded InP photoconductive antennas*. Optics Express **12**, 2954–2959 (2004).
- [165] C. FATTINGER und D. GRISCHKOWSKY. *Terahertz beams*. Applied Physics Letters **54**, 490–492 (1989).
- [166] S. MATSUURA, M. TANI und K. SAKAI. *Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas*. Applied Physics Letters **70**, 559–561 (1997).

- [167] C. JANKE, M. FÖRST, M. NAGEL, H. KURZ und A. BARTELS. *Asynchronous optical sampling for high-speed characterization of integrated resonant terahertz sensors*. Optics Letters **30**, 1405–1407 (2005).
- [168] P. C. M. PLANKEN, C. E. W. M. VAN RIJMENAM and R. N. SCHOUTEN. *Opto-electronic pulsed THz systems*. Semiconductor Science and Technology **20**, S121–S127 (2005).
- [169] P. U. JEPSEN und B. M. FISCHER. *Dynamic range in terahertz time-domain transmission and reflection spectroscopy*. Optics Letters **30**, 29–31 (2005).
- [170] W. SCHOTTKY. *Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern*. Annalen der Physik **362**, 541–567 (1918).
- [171] J. B. JOHNSON. *Thermal agitation of electricity in conductors*. Physical Review **32**, 97 (1928).
- [172] T. HATTORI, K. EGAWA, S. I. OOKUMA und T. ITATANI. *Intense Terahertz Pulses from Large-Aperture Antenna with Interdigitated Electrodes*. Japanese Journal of Applied Physics **45**, L422–L424 (2006).
- [173] *Nach persönlicher Kommunikation mit Alexander Grün vom Institut für Photonik der Technischen Universität Wien.*
- [174] *Nach persönlicher Kommunikation mit Federico Bürsgens und Roland Kersting vom Lehrstuhl für Photonik und Optoelektronik der Ludwig-Maximilians-Universität München.*
- [175] M. FÖRST, M. NAGEL, M. AWAD, M. WÄCHTER, T. DEKORSY und H. KURZ. *Coherent and ultrafast optoelectronics in III-V semiconductor compounds*. Physica status solidi (b) **244**, 2971–2987 (2007).
- [176] B. GORSHUNOV, A. VOLKOV, I. SPEKTOR, A. PROKHOROV, A. MUKHIN, M. DRESSEL, S. UCHIDA und A. LOIDL. *Terahertz BWO-spectroscopy*. International journal of infrared and millimeter waves **26**, 1217–1240 (2005).
- [177] F. K. KNEUBUHL, D. P. SCHERRER und D. B. MOIX. *Modern aspects of far-infrared gas-lasers*. Archiv für Elektrotechnik **77**, 35–40 (1993).
- [178] A. D. SEMENOV, H. W. HUBERS, H. RICHTER, M. BIRK, M. KROCKA, U. MAIR, K. SMIRNOV, G. N. GOL'TSMAN und B. M. VORONOV. *2.5 THz heterodyne receiver with NbN hot-electron-bolometer mixer*. Physica C **372**, 448–453 (2002).

- [179] R. KÖHLER, A. TREDICUCCI, F. BELTRAM, H. E. BEERE, E. H. LINFIELD, A. G. DAVIES, D. A. RITCHIE, R. C. IOTTI und F. ROSSI. *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*. Nature **417**, 156–159 (2002).
- [180] A. TREDICUCCI, R. KÖHLER, L. MAHLER, H. E. BEERE, E. H. LINFIELD und D. A. RITCHIE. *Terahertz quantum cascade lasers—first demonstration and novel concepts*. Semiconductor Science and Technology **20**, S222–S227 (2005).
- [181] C. WALTHER, G. SCALARI, J. FAIST, H. BEERE und D. RITCHIE. *Low frequency terahertz quantum cascade laser operating from 1.6 to 1.8 THz*. Applied Physics Letters **89**, 231121 (2006).
- [182] F. PETER. *Untersuchung der räumlichen Strahlcharakteristik von fotoleitenden Terahertz-Strahlungsquellen*. Diplomarbeit, Technische Universität Dresden (2006).
- [183] T.-I. JEON und D. GRISCHKOWSKY. *Direct optoelectronic generation and detection of sub-ps-electrical pulses on sub-mm-coaxial transmission lines*. Applied Physics Letters **85**, 6092–6094 (2004).
- [184] J. DEIBEL, M. ESCARRA und D. MITTLEMAN. *Photoconductive terahertz antenna with radial symmetry*. Electronics Letters **41**, 226–228 (2005).
- [185] K. WANG und D. M. MITTLEMAN. *Metal wires for terahertz wave guiding*. Nature **432**, 376–379 (2004).
- [186] T.-I. JEON, J. ZHANG und D. GRISCHKOWSKY. *THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire*. Applied Physics Letters **86**, 161904 (2005).
- [187] S. A. MAIER, S. R. ANDREWS, L. MARTÍN-MORENO und F. J. GARCÍA-VIDAL. *Terahertz surface plasmon-polariton propagation and focusing on periodically corrugated metal wires*. Physical Review Letters **97**, 176805 (2006).
- [188] J. A. DEIBEL, K. WANG, M. D. ESCARRA und D. MITTLEMAN. *Enhanced coupling of terahertz radiation to cylindrical wire waveguides*. Optics Express **14**, 279–290 (2006).
- [189] N. W. ASHCROFT und N. D. MERMIN. *Solid state physics*. Saunders, Philadelphia. ISBN 0-03-049346-3 (1987).
- [190] C. KITTEL. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, München. ISBN 978-3-486-57723-5 (1991).

- [191] R. W. KOSS und L. M. LAMBERT. *Experimental observation of wannier levels in semi-insulating gallium arsenide*. Physical Review B **5**, 1479–1483 (1972).
- [192] P. ROBLIN und M. W. MULLER. *Coherent Zener oscillations*. Journal of Physics C: Solid State Physics **16**, 4547–4554 (1983).
- [193] P. ROBLIN und M. W. MULLER. *Time-dependent tunnelling and the injection of coherent Zener oscillations*. Semiconductor Science and Technology **1**, 218–225 (1986).
- [194] V. SANKIN und I. STOLICHNOV. *Negative differential conduction in the Bloch oscillations regime in the hexagonal silicon carbide polytypes 4H, 6H and 8H*. Superlattices and Microstructures **23**, 999–1004 (1998).
- [195] V. I. SANKIN. *Wannier-Stark localization in the natural superlattice of silicon carbide polytypes*. Semiconductors **36**, 717–739 (2002). [Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov **36**, 769–793 (2002)]
- [196] K. HACKER und G. OBERMAIR. *Stark ladders in a one-band-model*. Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei **234**, 1–5 (1970).
- [197] M. LUBAN und J. H. LUSCOMBE. *Localized eigenstates of one-dimensional tight-binding systems: A new algorithm*. Physical Review B **35**, 9045–9055 (1987).
- [198] J. BLEUSE, G. BASTARD und P. VOISIN. *Electric-Field-Induced Localization and Oscillatory Electro-optical Properties of Semiconductor Superlattices*. Physical Review Letters **60**, 220–223 (1988).
- [199] M. DIGNAM, J. E. SIPE und J. SHAH. *Coherent excitations in the Stark ladder: Excitonic Bloch oscillations*. Physical Review B **49**, 10502–10513 (1994).
- [200] E. E. MENDEZ, F. AGULLÓ-RUEDA und J. M. HONG. *Stark localization in GaAs-GaAlAs superlattices under an electric field*. Physical Review Letters **60**, 2426–2429 (1988).
- [201] P. VOISIN, J. BLEUSE, C. BOUCHE, S. GAILLARD, C. ALIBERT und A. REGRENY. *Observation of the Wannier-Stark quantization in a semiconductor superlattice*. Physical Review Letters **61**, 1639–1642 (1988).

-
- [202] T. YAJIMA und Y. TAIRA. *Spatial optical parametric coupling of picosecond light pulses and transverse relaxation effect in resonant media*. Journal of the Physical Society of Japan **47**, 1620–1626 (1979).
- [203] J. FELDMANN, K. LEO, J. SHAH, D. A. B. MILLER, J. E. CUNNINGHAM, T. MEIER, G. VON PLESSEN, A. SCHULZE, P. THOMAS und S. SCHMITT-RINK. *Optical investigation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice*. Physical Review B **46**, 7252–7255 (1992).
- [204] P. LEISCHING, P. HARING BOLIVAR, W. BECK, Y. DHAIBI, F. BRÜGGMANN, R. SCHWEDLER, H. KURZ, K. LEO und K. KÖHLER. *Bloch oscillations of excitonic wave packets in semiconductor superlattices*. Physical Review B **50**, 14389–14404 (1994).
- [205] T. DEKORSY, P. LEISCHING, K. KÖHLER und H. KURZ. *Electro-optic detection of Bloch oscillations*. Physical Review B **50**, 8106–8109 (1994).
- [206] M. FÖRST, G. SEGSCHNEIDER, T. DEKORSY, H. KURZ und K. KÖHLER. *Midbandgap electro-optic detection of Bloch oscillations*. Physical Review B **61**, R10563–R10566 (2000).
- [207] K. LEO. *Interband optical investigation of Bloch oscillations in semiconductor superlattices*. Semiconductor Science and Technology **13**, 249–263 (1998).
- [208] K. LEO. *High-field transport in semiconductor superlattices*. In *Springer tracts in modern physics*, Vol. 187. Springer, Berlin / Heidelberg / New York. ISBN 978-3-540-00569-8 (2003).
- [209] H. KRÖMER. *On the nature of the negative-conductivity resonance in a superlattice Bloch oscillator*. arXiv:cond-mat/0007482v2 [cond-mat.mes-hall] (2000).
- [210] E. SCHOMBURG, N. V. DEMARINA und K. F. RENK. *Amplification of a terahertz field in a semiconductor superlattice via phase-locked k-space bunches of Bloch oscillating electrons*. Physical Review B **67**, 155302 (2003).
- [211] Y. A. TARAKANOV, M. A. ODNOLYUDOV, K. A. CHAO, N. SEKINE und K. HIRAKAWA. *Scattering-assisted terahertz gain in semiconductor superlattices in the Wannier-Stark-Ladder regime*. Physical Review B **74**, 125321 (2006).

- [212] D. STEHR, C. METZNER, M. HELM, T. ROCH und G. STRASSER. *Resonant impurity bands in semiconductor superlattices*. Physical Review Letters **95**, 257401 (2005).
- [213] A. WACKER und A.-P. JAUHO. *Quantum transport: The link between standard approaches in superlattices*. Physical Review Letters **80**, 369–372 (1998).
- [214] A. AMANN, J. SCHLESNER, A. WACKER und E. SCHÖLL. *Chaotic front dynamics in semiconductor superlattices*. Physical Review B **65**, 193313 (2002).
- [215] A. AMANN, K. PETERS, U. PARLITZ, A. WACKER und E. SCHÖLL. *Hybrid model for chaotic front dynamics: From semiconductors to water tanks*. Physical Review Letters **91**, 066601 (2003).
- [216] A. AMANN. *Nonlinear and chaotic front dynamics in semiconductor superlattices*. Dissertation, Technische Universität Berlin (2004).
- [217] D. HEITMANN und U. MACKENS. *Grating-coupler-induced intersubband resonances in electron inversion layers of silicon*. Physical Review B **33**, 8269–8283 (1986).
- [218] L. ZHENG, W. L. SCHAICH und A. H. MACDONALD. *Theory of two-dimensional grating couplers*. Physical Review B **41**, 8493–8499 (1990).
- [219] L. WENDLER, T. KRAFT, M. HARTUNG, A. BERGER, A. WIXFORTH, M. SUNDARAM, J. H. ENGLISH und A. C. GOSSARD. *Optical response of grating-coupler-induced intersubband resonances: The role of Wood’s anomalies*. Physical Review B **55**, 2303–2314 (1997).
- [220] P. ROBRISH, J. XU, S. KOBAYASHI, P. G. SAVVIDIS, B. KOLASA, G. LEE, D. MARS und S. J. ALLEN. *Loss and gain in Bloch oscillating superlattices: THz Stark ladder spectroscopy*. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **32**, 325–328 (2006).
- [221] Y. SHIMADA, K. HIRAKAWA, M. ODNOLIODOV und K. A. CHAO. *Terahertz conductivity and possible Bloch gain in semiconductor superlattices*. Physical Review Letters **90**, 046806 (2003).
- [222] A. LISAIKAS, N. V. DEMARINA, E. MOHLER und H. G. ROSKOS. *Comment on "Dispersive terahertz gain of a nonclassical oscillator: Bloch oscillation in semiconductor superlattices"*. arXiv:cond-mat/0605651v1 [cond-mat.mes-hall] (2006).

- [223] S. ADACHI. *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications.* Journal of Applied Physics **58**, R1–R29 (1985).
- [224] G. BASTARD. *Superlattice band structure in the envelope-function approximation.* Physical Review B **24**, 5693–5697 (1981).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen danken, die zur erfolgreichen Gestaltung dieser Arbeit beigetragen haben.

Dr. Stephan Winnerl, Prof. Manfred Helm, Prof. Thomas Dekorsy und Priv.-Doz. Dr. Harald Schneider möchte ich besonders für ihre reichhaltigen Ideen, konkreten Vorschläge, umfangreiche Geduld und Ausdauer bei deren Umsetzung danken. Der unkomplizierte Umgang in allen wissenschaftlichen und persönlichen Bereichen war sehr angenehm. Stephan Winnerl danke ich besonders für die umfassende Begleitung von der Ideenentwicklung, dem Aufbau des Spektrometers über die Ausgestaltung und Durchführung der Experimente, die Fehlersuche bis zur Auswertung und Analyse der Ergebnisse. Ohne seine kriminalistische Denkweise wären einige Rätsel ungelöst geblieben. Manfred Helm danke ich besonders für die ausgewogene Kombination aus Freiheit bei der wissenschaftlichen Arbeit und konstruktiven und konkreten Unterstützung.

Allen Kollegen der Abteilung danke ich für das offene, unkomplizierte Arbeitsklima. Dabei wurden anstehende Probleme gemeinsam diskutiert, was mir die Arbeit sehr erleichtert hat. Hier sind besonders zu nennen: Dr. Christiana Villas-Boas Grimm, Marcel Krenz, Uta Lucchesi, Stefan Menzel, Sven Nitsche, Sabine Ohser, Falk Peter, Dr. Steffen Sinning, Dr. Dominik Stehr, Martin Wagner und Burkhard Zimmermann.

Dr. Tomas Roch und Prof. Gottfried Strasser vom Institut für Festkörperelektronik der TU Wien danke ich für das Wachstum der Übergitterproben. Unsere Designvorgaben wurden sehr gut erreicht und die Proben waren von sehr hoher Qualität. Den Mitarbeitern des PAUL-DRUDE-Instituts Berlin danke ich für die Bereitstellung des tieftemperaturgewachsenen GaAs und des GaAs:N.

Den Kollegen der Abteilung Prozesstechnologie Dr. Bernd Schmidt, Heike Felsmann, Claudia Neisser, Bernd Scheumann und Gabriele Schnabel danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Präparation von Proben und THz-Quellen.

Ohne die konstruktiven Diskussionen mit Dr. Steffen Howitz und die präzise Arbeit von Frau Kluge von der GeSiM Gesellschaft für Silizium-Mikrosysteme mbH wäre die Kleinserienfertigung der THz-Strahlungsquellen nicht möglich ge-

wesen. Dr. Albrecht Bartels und Dr. Christof Janke von der Firma GIGAOPTICS GmbH danke ich für ihr Engagement bei der weltweiten Markteinführung der THz-Strahlungsquellen.

Meinen Töchtern Lenka und Reina und meiner Freundin Karin danke ich für den Beistand und für das geduldige Ertragen der zeitlichen Entbehrungen und der Belastungen während des Zusammenschreibens.

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Die Arbeit entstand mit wissenschaftlicher Betreuung durch Prof. Manfred Helm am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Forschungszentrums Dresden Rosendorf.

Ich habe vorher kein anderes Promotionsverfahren eröffnet. Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden in der aktuell gültigen Fassung an.

André Dreyhaupt