

Terahertz-Nahfeldmikroskopie an Ladungsträgern in GaAs

Dissertation an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München
vorgelegt von Federico Bürgens aus Arnsberg/Westfalen

München, im Oktober 2008

Betreuer: Prof. Dr. Roland Kersting
Zweitgutachter: Prof. Dr. Eberhard Riedle
Mündliche Prüfung am 15.12.2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Grundlagen	15
2.1	Halbleiter	15
2.1.1	Grundbegriffe	15
2.1.2	Schottky-Kontakte	19
2.1.3	Kontrolle der Ladungsträgerdichte	20
2.1.4	Ladungsträger-Drift	22
2.2	Dielektrische Eigenschaften eines dotierten Halbleiters	24
2.2.1	Lorentz-Modell	24
2.2.2	Drude-Modell	26
2.3	Terahertz-Spektroskopie	29
2.3.1	Generierung von THz-Strahlung	30
2.3.2	Detektion von THz-Pulsen	32
2.4	Bildgebung in der Nahfeldmikroskopie	35
2.4.1	Technische Ansätze	35
2.4.2	Erklärung des Bildkontrasts durch das Dipolmodell	36
2.4.3	Erklärung des Bildkontrast durch das Antennenmodell	37
2.5	Grundlagen der Antennenphysik	39
2.5.1	Grundbegriffe	39
3	Entwicklung eines THz-Mikroskops	45
3.1	Entwicklung eines mikrostrukturierten Emitters	45
3.1.1	Hintergrund	45
3.1.2	Realisierung	46
3.1.3	Ergebnisse	47
3.2	Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für das THz-ANSOM	50
3.2.1	Hintergrund	50
3.2.2	Funktionsweise der Abstandskontrolle	50
3.2.3	Realisierung	52
3.2.4	Charakterisierung	56
3.2.5	Bedeutung für die THz-Mikroskopie	57

3.2.6	Zusammenfassung: SFM für THz-ANSOM	59
3.3	Physikalische Grenzen der THz-Detektion	60
3.3.1	Rauschquellen	60
3.3.2	Analyse des Rauschens	62
3.3.3	Optimierung des Aufnahmeverfahrens	64
3.4	Optischer Aufbau	69
3.5	Zusammenfassung	71
4	Verständnis der Nahfeldwechselwirkung	73
4.1	Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde	73
4.1.1	Leistungsfluß	73
4.1.2	Das RLC-Modell	75
4.1.3	Richtcharakteristik der THz-Nahfeldsonden	80
4.2	Experimente zur Nahfeldwechselwirkung	83
4.2.1	Kapazitive Antennenankopplung	83
4.2.2	Frequenzabhängige Antennenankopplung	85
4.3	Zusammenfassung	88
5	Nahfeldspektroskopie an Ladungsträgern	91
5.1	Konzept des Experiments	91
5.2	Modulations-Spektroskopie	92
5.2.1	Experimentelle Daten	92
5.2.2	Vergleich mit dem Antennenmodell	93
5.2.3	Modell-Rechnungen zur Ladungsträgerverteilung	98
5.2.4	Räumliche Auflösung der Nahfeldmessungen	100
5.2.5	Zusammenfassung	101
5.3	Temperaturabhängige Elektromodulations-Spektroskopie	102
5.3.1	Streuzeit im Antennenmodell	102
5.3.2	Experimentelle Daten	103
5.3.3	Interpretation	105
5.3.4	Zusammenfassung	108
6	Zusammenfassung und Ausblick	109
Anhang		113
A	Herleitung der Breite der Verarmungszone eines Schottky-Kontaktes	113
B	Elektromagnetische Felder von Langdrahtantennen	115
B.1	Resonante Dipol-Antenne	116
B.2	Langdrahtantenne mit konstanter Stromamplitude	117
C	Hochfrequenzinduktivität der Nahfeldsonde	119

Kurzfassung

Das Verständnis der Hochfrequenzeigenschaften von Ladungsträgern in Halbleitern ist sowohl wissenschaftlich als auch technologisch von größter Wichtigkeit.

In dieser Arbeit wird demonstriert, dass die Detektion des Drude-Verhaltens von Elektronen im Terahertz-Frequenzband mit extremer Subwellenlängen-Auflösung möglich ist. Die entwickelte Methode verbindet die Vorteile der Aperturlosen-Nahfeldmikroskopie (namentlich die extreme Subwellenlängen-Auflösung) mit der Fähigkeit der THz-Spektroskopie, ultraschnelle Ladungsträgerdynamiken untersuchen zu können.

Es wird demonstriert, dass das Verfahren in Galliumarsenid die Detektion von nur 5000 Elektronen ermöglicht und zudem Ladungsträgerverteilungen mit einer Auflösung von $\leq \lambda/100$ in lateraler Richtung aufzulösen vermag. Des Weiteren wird gezeigt, dass der mikroskopische Bildkontrast ausschließlich von den Ladungsträgern stammt, deren Dichte und Streuzeit auf diese Weise experimentell beobachtbar werden. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich mit einem Modell verstehen, das sowohl die Antennencharakteristik der Nahfeldsonde als auch die Eigenschaften des Halbleiters umfasst.

Der Bildkontrast in der Aperturlosen-Nahfeldmikroskopie (ANSOM) stammt, wie zuvor gezeigt worden war, von der Ankopplung des einfallenden Feldes an die zum Abrastern benutzte Antenne. Die spektralen Eigenschaften lassen sich hierbei durch einen Serienschwingkreis erklären. Ändert sich dessen Kapazität, so verschiebt sich die Resonanzfrequenz der Antenne.

Für die Untersuchung von Ladungsträgern in Halbleitern bedeutet dies, dass die Antennenkapazität durch die spannungsveränderliche Verarmungszonen-Breite des Schottky-Kontaktes, der sich unterhalb der Nahfeldsonde bildet, modifiziert wird. Auf diese Weise wird die Effizienz der Antennenankopplung durch die lokale Dichte der Ladungsträger unterhalb der Tastschärfe beeinflusst, wodurch die Ladungsträgerkonzentration experimentell beobachtbar wird. Analog hierzu, führt eine Veränderung der Streuzeit der Ladungsträger in der Probe zu einer modifizierten Drude-Leitfähigkeit, was sich im Antennenwiderstand des Nadel-Proben-Systems niederschlägt. Der Beitrag der Ladungsträger zum Signal des THz-Mikroskops ist mit der spektralen Antwortfunktion der Nahfeldsonde gefaltet. Bei ausreichender Kenntnis der Antenneneigenschaften der Tastschärfe können die Messergebnisse mit dem entwickelten Antennen-Halbleiter-Modell qualitativ und quantitativ beschrieben werden und erlauben hierbei Rückschlüsse auf die Ladungsträger unterhalb der Nahfeldsonde.

Eine umfassende Beschreibung der Nahfeldsonde im Kontext der Antennentheorie ermöglicht ein vertieftes Verständnis der Wechselwirkung zwischen Probe und Sonde. So wird der zu unterschiedlichen Zeitpunkten variierende THz-Nahfeldkontrast mit der Frequenzabhängigkeit der Antennenankopplung verständlich. Die verwendeten Nahfeldsonden können als Langdrahtantenne mit propagierender Stromverteilung beschrieben werden, deren ausgeprägte Richtcharakteristik eine optimierte THz-Feldankopplung entlang der Hauptstrahlungskeule ermöglicht.

Sowohl die demonstrierte THz-Nahfeldtechnik als auch das entwickelte analytische Modell sind auch auf andere Materialsysteme anwendbar, in denen sich auf diese Weise die Ladungsträgerdynamik mit hoher Orts- und Zeitaufklärung charakterisieren lässt.

Hierdurch werden die Voraussetzungen für die kontaktlose Charakterisierung von quantenelektronischen Systemen geschaffen, die im Falle anderer Charakterisierungsverfahren (z.B. durch die Zuleitungen elektronischer Messungen) in ihrem quantenmechanischen Verhalten stark beeinflusst würden.

Veröffentlichungen während der Dissertation

- i. F. Buersgens, H.-T. Chen und R. Kersting "Terahertz microscopy of charge carriers in semiconductors",
Appl. Phys. Lett. **88**, 112115 (2006).
- ii. F. Buersgens, C. H. Lang, G. Acuna, S. Manus und R. Kersting. "Shear force control for a terahertz near field microscope",
Rev. Sci. Instr. **78**, 113701 (2007).
- iii. F. Buersgens, H.-T. Chen und R. Kersting, "Mapping charge carrier distributions with THz microscopy",
Proceedings of ICPS 2006, Phys. Semicon., PTS A and B **893**, 1439 (2007).
- iv. F. Buersgens, G. Acuna und R. Kersting, "Millimeter wave probing of the acoustic phase for concealed object detection",
Opt. Express **15**, 8838 (2007).
- v. F. Buersgens, G. Acuna und R. Kersting, "Acoustic phase imaging with terahertz radiation",
Opt. Express **15**, 4427 (2007).
- vi. F. Buersgens, G. Acuna und R. Kersting, „Terahertz imaging of concealed objects by acoustic phase detection“ *Terahertz Mil. Sec. Appl. IV*, **6949**, 94905 (2008)
- vii. R. Kersting, F. Buersgens und G. Acuna, "Mapping the acoustic phase with terahertz and millimeter wave techniques",
TM-Technisches Messen **75**, 51 (2008).
- viii. G. Acuna, F. Buersgens, C. H. Lang und R. Kersting, "Impact of High-Field Charge Transport on Terahertz Emission from Semiconductor Devices",
IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. **14**, 1 (2008).
- ix. R. Kersting, F. Buersgens, G. Acuna und G. C. Cho,
"Terahertz Near-Field Microscopy", *Advances in Solid State Physics*, Bd. 47,
Springer Berlin / Heidelberg (2008).

- x. G. Acuna, F. Buerzens, C. H. Lang, M. Handloser, A. Guggenmos und R. Kersting, "Interdigitated terahertz emitters", *Electr. Lett.* **44**, 3 (2008).
- xi. A. Redo-Sanchez, G. Kaur, X.-C. Zhang, F. Buerzens, R. Kersting, "Two-dimensional acoustic phase imaging with terahertz radiation", akzeptiert zur Veröffentlichung in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technology*.

Zahlreiche Abbildungen dieser Arbeit wurden den aufgeführten Veröffentlichungen entnommen. Daher werden im Folgenden englische Beschriftungen und der Dezimalpunkt verwendet.

Weitere Veröffentlichungen

- xii. F. Buerzens, K. W. Madison, D. R. Symes, R. Hartke, J. Osterhoff, W. Grigsby, G. Dyer und T. Ditmire, "Angular distribution of neutrons from deuterated cluster explosions driven by femtosecond laser pulses", *Phys. Rev. E* **74**, 16403 (2006).
- xiii. T. Ditmire, M. Hohenberger, D. R. Symes, K. W. Madison, F. Buerzens, R. Hartke, J. Osterhoff, A. Henig und A. Edens, "Explosions of methane and deuterated methane clusters irradiated by intense femtosecond laser pulses", *Superstrong Fields in Plasmas* **827**, 109 (2006).
- xiv. R. Hartke, D. R. Symes, F. Buerzens, L. E. Ruggles, J. L. Porter und T. Ditmire, "Fusion neutron detector calibration using a table-top laser generated plasma neutron source", *Nucl. Instr. & Meth. Phys. Res.* **540**, 464 (2005).
- xv. L. E. Ruggles, J. L. Porter, J. W. W. Simpson, M. F. Vargas, D. M. Zagar, R. Hartke, F. Buerzens, D. R. Symes und T. Ditmire, "High sensitivity neutron detector for Z", *Rev. Sci. Instr.* **75**, 3595 (2004).

Vorträge

- i. G. Acuna, F. Buerzens, C.H. Lang, R. Kersting, "Terahertz Emission from Charge Transport in Inhomogeneous Fields", CLEO QELS 2008, San José, Kalifornien
- ii. F. Buerzens, G. Acuna, and R. Kersting, "Terahertz imaging of concealed objects by acoustic phase detection", SPIE Defense & Security Symposium 2008, Orlando, Florida
- iii. F. Buerzens, G. Acuna, and R. Kersting, "Concealed object detection by far infrared sensing of the acoustic phase", International Conference on Infrared and Millimeter Waves 2007, Cardiff, Wales
- iv. F. Buerzens, H.-T. Chen, R. Kersting, "Mapping charge carrier distributions with THz microscopy", International Conference on the Physics of Semiconductors 2006, Wien
- v. F. Buerzens, H.-T. Chen, R. Kersting, "Terahertz microscopy of charge carrier distributions", DPG Frühjahrstagung 2005, Berlin
- vi. F. Buerzens, H.-T. Chen, R. Kersting, "THz Microscopy of Charge Carrier Distributions", Optical Terahertz Science and Technology (OTST) 2005, Orlando, Florida

1 Einleitung

Terahertz (THz) Wellen haben ihren Namen von der Frequenz, mit der ihre elektrischen und magnetischen Felder schwingen („tera“=10¹²). Üblicherweise bezeichnet dieser Terminus nicht nur eine bestimmte Frequenz, sondern bezieht sich generell auf das Band von etwa 0.1-10 THz. In Wellenlängen ausgedrückt handelt es sich um das Submillimeter- bzw. Millimeterwellenband zwischen 0.03-3 mm.

Technologisch interessant ist dieses Frequenzband in doppelter Hinsicht: Einerseits für die Erweiterung der Übertragungsbandbreiten für künftige Kommunikationsanwendungen, andererseits zur bildgebenden Untersuchung und Detektion von verborgenen Gegenständen, da viele Verpackungsmaterialien in diesem Spektralbereich transparent sind. Mögliche Anwendungskonzepte sind hierbei unter anderem spektroskopische Materialerkennung [1], Bildgebung mittels passiver [2] oder aktiver Beleuchtung [3] oder - wie am Rande dieser Arbeit gezeigt wurde - durch die Detektion des akustischen Phasenkontrastes mittels THz-Strahlung [4-6].

In der Wissenschaft bietet sich eine große Anwendungsbreite für THz-Methoden durch den Umstand, dass viele chemische Verbindungen, Halbleiterstrukturen, oder Nano-Objekte optisch-aktive Resonanzen in diesem Frequenzband zeigen. Hinzu kommt, dass typische Streuraten in Festkörpern bei Terahertz-Frequenzen liegen. Daher bieten THz-Techniken vielseitige Möglichkeiten für die kontaktlose Charakterisierung von Proben, so z.B. zur Untersuchung von ferninfraroten Absorptionslinien von Gasen [7, 8] für die Identifizierung organischer Verbindungen anhand ihrer vibronischen Moden [9, 10] oder für die zeitaufgelöste Dynamik von Intersubband-Übergängen [11].

Für viele technologische und wissenschaftliche Fragestellungen ist vor allem das Verständnis der Ladungsträgerdynamiken in verschiedensten Materialsystemen von enormem Interesse. Hierfür ermöglichen THz-Methoden weit reichende Erkenntnisse. So wurde von verschiedenen Gruppen gezeigt, dass mit THz-Wellen die Drude-Leitfähigkeit in Silizium [12, 13], in Galliumarsenid (GaAs) [14, 15] oder in Heterostrukturen [16] bestimmt werden kann. Darauf aufbauend, konnten z.B. der Ladungsträgertransport in organischen Halbleitern (d.h. in molekularen Kristallen [17] bzw. in leitenden Polymeren [18, 19]), die Funktionsweise von Proteinen [20], die Dephasierungszeiten von Ladungsträgerpopulationen in zweidimensionalen Quantenstrukturen [21, 22] und die Ladungsträgerbeschleunigungen in GaAs [23, 24] durch THz-Methoden untersucht und besser verstanden werden.

All diese Arbeiten, sind jedoch in ihrer Ortsauflösung durch die Wellenlänge der THz-Strahlung begrenzt und erfordern daher für eine Charakterisierung der Ladungsträgerdynamik makroskopische Ladungsverteilungen.

Um hingegen mikroskopische Ladungsträgerverteilungen zu untersuchen, gibt es zwar eine Vielzahl von Techniken, doch erreichen sie entweder keine hohe Zeitauflösung oder aber die Messmethode selber beeinflusst die Ladungsträgerdynamik. So bildet die Elektrostatische-Kraft-Mikroskopie (EFM) die Kraft ab, die auf eine AFM-Spitze wirkt, wenn eine Spannung zwischen Sonde und Probe anliegt [25, 26]; sie ist aber in ihrer Zeitdynamik durch das mechanische System begrenzt.

Andere mikroskopische Methoden verwenden zur Ladungsträgerdetektion z.B. einen Einzel-Elektron-Transistor an der Spitze einer Rasterkraft-Sonde [27] oder beruhen auf Kapazitäts-Mikroskopie [28], sind aber auch durch die Messelektronik in ihrer Zeitauflösung begrenzt. Die Nahfeldmikroskopie bei mittelinfraroten Frequenzen kann mit schmalbandigen Lichtquellen Ladungsträgerverteilungen mit hoher Ortsauflösung detektieren, kann hierbei aber nicht die Ladungsträgerdynamik zeitlich auflösen[29].

Zeitaufgelöste optische Verfahren wie die Anrege-Abfrage-Spektroskopie [30, 31], zeitaufgelöste Lumineszenzspektroskopie [32, 33], oder Vier-Wellen-Mischung [34, 35] sind zur Bestimmung der Intra-banddynamik einer Ladungsträgersorte ungeeignet, da sie Elektronen und Löcher generieren, die miteinander wechselwirken (Streuung, Rekombination, Coulomb-Wechselwirkung etc.).

Elektronische Verfahren sind nachteilig, da die Zuleitungen Messungen an Quantensystemen oder Nano-Objekten erheblich beeinflussen können [36]. Darüber hinaus ist die elektronische Generierung und Einkopplung von ausreichend hohen Frequenzen nur in Spezialfällen möglich.

Diese Einschränkungen können mit Hilfe der hier gezeigten zeitaufgelösten THz-Nahfeldmikroskopie von Ladungsträgern überwunden werden. Hierbei werden die Vorzüge zweier Methoden vereint: Die THz-Spektroskopie erlaubt die Untersuchung des Drude-Verhaltens der Ladungsträger [12–16], gleichzeitig wird eine extreme Subwellenlängen-Auflösung durch aperturlose THz-Nahfeldmikroskopie erreicht [37–40].

Hierbei beruht die hohe Ortsauflösung der aperturlosen Nahfeldmikroskopie (Apertureless Near Field Scanning Optical Microscopy, ANSOM) darauf, dass ein einfallendes Feld durch eine ultrascharfe, metallische Tastspitze auf die Probe fokussiert wird [41–43].

Das Zustandekommen des Nahfeldkontrastes wird oft dadurch erklärt, dass die Nahfeldwechselwirkung eine Folge der Kopplung des Dipols an der Spitze der Nahfeldsonde mit einem Spiegeldipol in der Probe ist. Für geringe Abstände zwischen Probe und Sonde steigt die Effizienz der Mie-Streuung an, die in diesem Modell den Bildkontrast bestimmt.

Wie von Chen et al. gezeigt wurde, führt diese Beschreibung zu Widersprüchen [38]. Vielmehr sind es die Antennen-Eigenschaften des Nadel-Oberflächen-Systems (NOS), die den beobachteten Nahfeldkontrast von ANSOMs erklären können [38–40, 44, 45]. Es wurde gezeigt, dass

die Nahfeldsonde als Serienschwingkreis, bestehend aus einer Kapazität, Induktivität und einem Widerstand beschrieben werden kann, und auf diese Weise ihre spektralen Eigenschaften verstanden werden können [38].

Physikalisch weiterführend ist die Nahfeld-Mikroskopie nur, wenn auf diese Weise spezifische Informationen über die Probe gewonnen werden können. Daher liegt der Fokus dieser Arbeit weniger auf der Nahfeld-Bildgebung an sich, als vielmehr auf der Entwicklung einer THz-Nahfeldtechnik, um die lokalen dielektrischen Eigenschaften einer Probe zu verstehen, sowie vor allem auf der Beschreibung und Modellierung der Wechselwirkung zwischen Nahfeldsonde und Probe.

Es konnte gezeigt werden, dass die Hochfrequenz-Dynamik von Leitungsbandelektronen in Galliumarsenid (GaAs) mit hoher Ortsauflösung untersucht und mit einem Antennen-Halbleiter-Modell verstanden werden kann. Hiermit steht ein universelles Modell zur Verfügung, das auf andere Materialsysteme anwendbar ist. Es eröffnen sich hierdurch neue Möglichkeiten zur orts- und zeitaufgelösten Charakterisierung von Ladungsträgerdynamiken in mikroskopischen Proben.

Im Grundlagenkapitel wird eine kurze Einführung in die Halbleiterphysik eines Schottky-Kontaktes gegeben. Ferner wird der Einfluss von Ladungsträgern auf die dielektrischen Eigenschaften von Halbleitern diskutiert. Das Verständnis der dielektrischen Funktion der Proben ist erforderlich, da die experimentellen Ergebnisse auf einer gezielten Modulation der lokalen Permittivität unterhalb der Nahfeldsonde beruhen. Darüber hinaus wird eine Einführung in die THz-Zeitbereichs-Spektroskopie gegeben und werden grundlegende Konzepte der THz-Generierung und -Detektion vorgestellt. Ferner wird eine Einführung in die Physik der Antennenankopplung gegeben, die für das Verständnis der Wirkungsweise der Nahfeldsonden in der THz-Mikroskopie benötigt wird.

Aufbauend auf der grundlegenden Demonstrierung der aperturlosen Nahfeld-Mikroskopie [37–39] wurden im Rahmen dieser Arbeit wesentliche Weiterentwicklungen vorgenommen, um Proben mit geringem Bildkontrast untersuchen zu können. Das Kapitel „Entwicklung eines THz-Mikroskops“ enthält eine Beschreibung der bedeutendsten Beiträge. Diese umfassen die Entwicklung eines mikrostrukturierten THz-Emitters, die Anpassung und Implementierung einer Scherkraft-Abstandsregelung für die Nahfeldmikroskopie, sowie eine Verbesserung des Signal-Rauschabstandes durch ein optimiertes messtechnisches Konzept. Die hierfür notwendigen physikalischen Grundlagen werden ebenfalls diskutiert.

Im Kapitel „Verständnis der Nahfeldwechselwirkung“ wird die Antennentheorie aus dem Grundlagen-Kapitel auf die spezifischen Nahfeldsonden angewendet, die für diese Arbeit be-

nutzt wurden. Es wird eine Abschätzung zur Effizienz der Leistungsaufnahme der Antenne (d.h. der Nahfeldsonde) gemacht, ihr spektrales Verhalten untersucht, sowie Experimente zur Nahfeldwechselwirkung vorgestellt.

Im Kapitel „Nahfeldspektroskopie an Ladungsträgern“ werden die gewonnenen Erkenntnisse über die Nahfeldsonde und ihre Wechselwirkung mit dem Probendielektrikum angewendet und überprüft. Es werden die Resultate von Nahfeldmessungen vorgestellt, deren Bildkontrast ausschließlich von den extrinsischen Ladungsträgern in GaAs stammt. Es wird gezeigt, dass Ladungsträgerverteilungen von nur 5000 Elektronen detektiert werden können und dass eine Ortsauflösung von $< \lambda/100$ erreicht werden kann. Darüber hinaus demonstrieren temperaturabhängige Messungen an einem Elektronengas, dass sich Veränderungen der Streuzeit auf die Antennenankopplung auswirken, so dass die Möglichkeit besteht die Dephasierungszeit einer Probe mit hoher Ortsauflösung abzubilden. Diese Ergebnisse können im Rahmen des entwickelten Antennen-Halbleiter-Modells verstanden werden. Hiermit steht ein Modell zur Verfügung, das auch auf andere Materialsysteme übertragbar ist und die Voraussetzungen für eine hochaufgelöste Charakterisierung der Ladungsträgerdynamik in Elektronengasen schafft.

2 Grundlagen

2.1 Halbleiter

In diesem Kapitel soll eine kurze Einführung in einige grundlegende Konzepte der Festkörper- und Halbleiterphysik gegeben werden, soweit sie zur Interpretation der experimentellen Daten erforderlich sind. Für eine umfassendere Darstellung sei auf die Standardliteratur verwiesen [46–49]. Die weitere Darstellung folgt im Wesentlichen [47, 48, 50].

2.1.1 Grundbegriffe

Die elektronischen Energieniveaus eines isolierten Einzelatoms haben genau definierte Werte. Werden jedoch zwei Atome einander angenähert, kommt es durch Wechselwirkung der Elektronen zu einer Aufspaltung der Energiezustände. In einem periodischen Kristall bilden sich hierdurch Energiebänder aus, die sich berühren, überlappen oder durch eine zustandsfreie, „verbotene“ Zone getrennt sein können. Halbleiter zeichnen sich dadurch aus, dass zwischen dem oberen Ende des höchsten vollständig gefüllten Bandes, dem sog. Valenzband und der unteren Kante des nächsten, unbefüllten Bandes, dem Leitungsband, eine zustandsfreie Bandlücke mit energetischer Breite E_G existiert. Die genaue Form dieser Energiebänder hängt von der Kristallstruktur und der Bewegungsrichtung der Elektronen ab. Die Dispersionsrelation von GaAs in zwei Bändern ist in Abb. 2.1 dargestellt.

Der Grad der Befüllung der Zustände in Valenz- und Leitungsband wird bei einer bestimmten T von der Fermi-Dirac-Verteilung angegeben, die aussagt, wie hoch die Besetzungswahrscheinlichkeit F bei einer Energie E ist:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} \approx e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}, \quad (2.1.1)$$

wobei E_F die Fermi-Energie bezeichnet, d.h. die Energie, bei der die Fermi-Verteilung den Wert $1/2$ annimmt. Im zweiten Term wurde die Näherung gemacht, dass $(E - E_F) \gg k_B T$, so dass sich in dieser Näherung die Boltzmann-Verteilung ergibt. In guter Näherung gilt Gl. 2.1.1 auch für die Energie an der Leitungsbandkante E_C , die bei Halbleitern einige $k_B T$ von der Fermi-Energie entfernt liegt (ist dies nicht der Fall, handelt es sich um Halbmetalle)¹. Auf Grund der

¹Für sehr hoch dotierte Halbleiter gilt diese Näherung auch nicht mehr, doch beginnt der Halbleiter dann

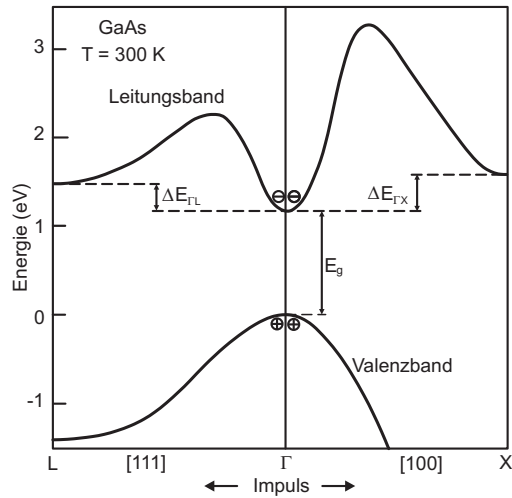


Abbildung 2.1: Bandstruktur von GaAs in der ersten Brillouin-Zone, nach [47].

Punktsymmetrie der Fermi-Verteilung um E_F muss aus Gründen der Ladungsträgererhaltung die Fermi-Energie in einem undotierten Halbleiter in (bzw. nahe) der Mitte der Bandlücke liegen, da sonst eine Temperaturänderung zur Netto-Generierung oder Vernichtung einer Form von Ladungsträgern führte. Aus der gleichen Überlegung folgt, dass n-dotierte Halbleiter eine Fermi-Energie in der oberen Hälfte der Bandlücke haben müssen, so dass bei zunehmender Temperatur mehr Elektronen im Leitungsband sind als Löcher im Valenzband. Die Fermi-Verteilung gibt nur die Besetzungswahrscheinlichkeit an, macht jedoch keine Aussage über die Verfügbarkeit von Zuständen. Hierfür muss die Zustandsdichte herangezogen werden.

In einer semiklassischen Theorie der Ladungsträgerdynamik, die die Periodizität der Gitteratome in Form von Blochwellenfunktionen berücksichtigt, ist die Energie der Elektronen oder Löcher durch den Kristallimpuls \mathbf{k} sowie den Bandindex n gegeben, d.h. durch $E_n(\mathbf{k})$. Das bedeutet, dass die Energie eines Ladungsträgers nicht mehr in einfacher Form von seinem Impuls abhängt, sondern dass der jeweilige Verlauf der Dispersionsrelation berücksichtigt werden muss (s. Abb. 2.1). Die Geschwindigkeit der Ladungsträger hängt von der Steigung des betrachteten Bandes ab [48]:

$$\mathbf{v}_n(\mathbf{k}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}. \quad (2.1.2)$$

Hierbei ist der Kristallimpuls \mathbf{k} nicht mit dem Elektronenimpuls (der auch dem periodischen Feld des Gitters Rechnung trägt) zu verwechseln. D.h ein Elektron mit einem Kristallimpuls von \mathbf{k} und Energie $E_n(\mathbf{k})$ kann sich vollkommen ungestört durch den Kristall bewegen. Der

ohnehin quasi-metallisch zu werden.

2.1 Halbleiter

Kristallimpuls ändert sich in einem elektrischen Feld \mathcal{E} gemäß dem Beschleunigungstheorem

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = -\frac{e\mathcal{E}}{\hbar}. \quad (2.1.3)$$

Zusammen mit Gl. 2.1.2 erhält man für die Beschleunigung einer Ladung im elektrischen Feld

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{k}} \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = -\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E_n(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}^2} e\mathcal{E}. \quad (2.1.4)$$

Da $e\mathcal{E}$ eine Kraft ist, führt man in Analogie zur klassischen Bewegungsgleichung $F = m \cdot a$ eine effektive Masse m^* ein, die aus Gl. 2.1.4 definiert werden kann als

$$m^* \equiv \hbar^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 E_n(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}^2} \right)^{-1}. \quad (2.1.5)$$

Dies bedeutet, dass die Masse z.B. eines Elektrons nur durch die Krümmung des Bandes gegeben ist.

Sofern in Abb. 2.1 nur kleine Werte für k auftreten, d.h. der Impuls in der Nähe von Γ liegt, kann der Bandverlauf durch eine Parabel angenähert werden. Dies gilt z.B. für fotogenerierte Ladungen (wg. des geringen Photonenimpulses, der erhalten bleiben muss) als auch für extrinsische Ladungen, sofern sie nicht durch starke elektrische Felder in Seitentäler transferiert werden. Um hochfrequente Oszillationen bei Terahertz-Frequenzen anzuregen, ist eine geringe effektive Masse erforderlich, so dass im Rahmen dieser Arbeit Ladungsträgerdynamiken im Γ -Tal von GaAs betrachtet werden, das durch eine parabolische Dispersion approximiert werden kann, d.h. durch $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$. Die effektive Masse errechnet sich gemäß Gl. 2.1.5, was im Falle einer parabolischen Dispersion einen konstanten Wert ergibt, so dass für die weiteren Betrachtungen quasi-freie Ladungsträger mit einer konstanten (effektiven) Masse angenommen werden sollen. Die Zustandsdichte kann in diesem Fall wie für ein freies Fermi-Gas über das Volumen einer Kugelschale im Impulsraum berechnet werden. Hier sei nur das Ergebnis wiedergegeben [47]:

$$N(E) = \frac{m^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_C}. \quad (2.1.6)$$

Somit ergibt sich die Anzahldichte der Ladungsträger bei einer Energie E durch das Fermi-Dirac-Integral [47]:

$$n(E) = \int_E^\infty N(E') F(E') dE'. \quad (2.1.7)$$

Abbildung 2.2 zeigt schematisch die Zustandsdichte, die Fermi-Verteilung und den Wert des

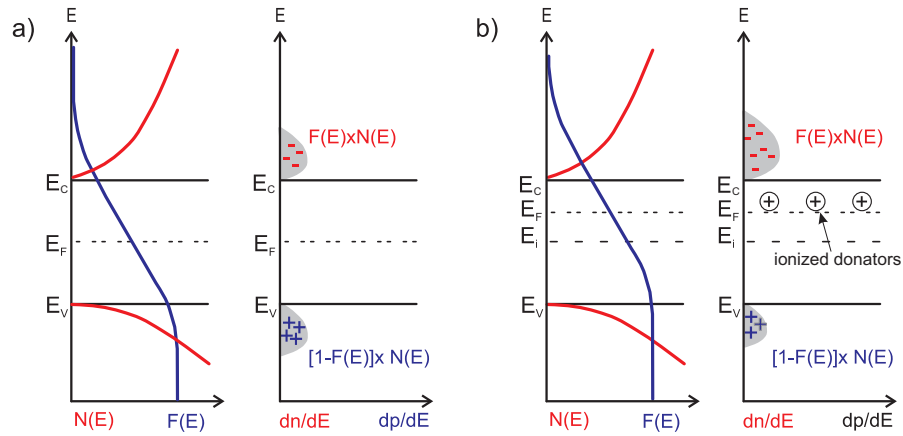


Abbildung 2.2: Zustandsdichte $N(E)$, Fermi-Verteilung $F(E)$ und Ladungsträgerdichten pro Volumen- und Energieintervall $N(E)F(E)$. a) in einem undotierten und b) in einem n-dotierten Halbleiter.

Fermi-Dirac-Integrals für einen intrinsischen sowie für einen n-dotierten Halbleiter. Im Falle eines n-dotierten Halbleiters sind bei Raumtemperatur die Donatoren weitestgehend ionisiert, so dass die Dotier-Elektronen im Leitungsband sind und die Ladungsträgerdichte in Gl. 2.1.7 gleich der Dichte an Donatoren wird $n(E_C) \approx N_D$.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich Galliumarsenid (GaAs) als Halbleiter verwendet. Die wichtigsten Materialeigenschaften sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

	Symbol	Wert	Einheit
Bandlücke (300 K)	E_G	1.42	eV
Masse des Elektrons bei X	m_e^*	0.067	m_e
Masse des leichten Lochs bei Γ	m_{lh}^*	0.08	m_e
Masse des schweren Lochs bei Γ	m_{hh}^*	0.50	m_e
Elektronenmobilität	μ_e	≈ 8000	cm^2/Vs
Lochmobilität	μ_h	≈ 400	cm^2/Vs
Dielektrische Permittivität	ϵ_R	12.9	
Durchschlagfeld	\mathcal{E}_B	$3 \cdot 9 \cdot 10^7$	V/m

Tabelle 2.1: Verwendete Material-Parameter für GaAs [47].

2.1 Halbleiter

2.1.2 Schottky-Kontakte

Schottky-Kontakte entstehen, wenn ein Metall mit einem dotierten Halbleiter in Kontakt kommt. Hierbei bildet sich eine nichtleitende Verarmungszone aus, deren Breite von der Spannung zwischen Metall und Halbleiter abhängt. Dies hat nicht nur technologische Anwendungen (Schottky-Diode, MOSFET, MESFET), sondern ist bedeutsam für das Verständnis der Ladungsträgerdynamik unterhalb einer metallischen Tasterpitze, wie sie als THz-Nahfeldsonde in dieser Arbeit verwendet wurde. Die nachfolgende Diskussion ist an Sze und Ng [47] angelehnt.

Führt man ein Metall und einen n-dotierten Halbleiter zusammen, so fließen so lange Ladungen, bis im thermischen Gleichgewicht die Fermi-Energie überall den gleichen, konstanten Wert erreicht hat, s. Abb. 2.3a)-c). Der Abstand von der Leitungsbandkante zum Vakuumpotenzial bleibt überall im Halbleiter konstant (Materialeigenschaft) und so auch an der Grenzfläche zum Metall, wo das Vakuumpotenzial stetig sein muss, da sonst das elektrische Feld, der Gradient des Potenzials, divergieren würde. Auf Seiten des Halbleiters führt diese Stetigkeitsbedingung zu einer „Verbiegung“ des Vakuumniveaus in der Nähe des Metall-Halbleiter-Kontakts (s. Abb. 2.3 gestrichelte Linie). Das lokal entstehende Feld führt zu einer Verlagerung der Dotierelektronen vom Halbleiter in das Metall, so dass sich eine Verarmungszone der Breite W ausbildet, in der ein Überschuss an Dotieratomen verbleibt, Abb. 2.3c).

Dies liegt daran, dass die Austrittsarbeit, die aufgebracht werden muss, um ein Elektron von der Fermi-Kante eines Metalls ins Unendliche zu bringen, im Allgemeinen höher als bei einem n-dotierten Halbleiter ist. Im Halbleiter unterteilt sich die Austrittsarbeit in den energetischen Abstand zwischen Fermi-Energie und Leitungsband $e\phi_N$ und in die Arbeit von der unteren Leitungsbandkante bis zum Vakuumlevel $e\chi$, wobei χ als Elektronen-Affinität bezeichnet wird, s. Abb. 2.3a. Für einen dotierten Halbleiter gilt bei nicht zu niedrigen Temperaturen $n(E_C) = N_D$. Verbiegt sich das Leitungsband um einen energetischen Betrag $e\phi$ nimmt die Ladungsträgerdichte entsprechend der Fermi-Verteilung ab, so dass gilt $n(E_C + e\phi) \approx n(E_C)e^{-e\phi/k_B T}$.

Mit Hilfe der Poisson-Gleichung kann dann der Potenzialverlauf in der Verarmungszone berechnet werden, was im Anhang A hergeleitet wird. Es stellt sich heraus, dass die Breite der Verarmungszone von der Wurzel der Potentialdifferenz U zwischen Metall und Halbleiter abhängt und folgende Form hat:

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_R}{N_D e} \left(\psi - U - \frac{k_B T}{e} \right)} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_R}{N_D e} (\psi - U)}. \quad (2.1.8)$$

Hierbei ist N_D die Donatoren-Dichte, ϵ_R die dielektrische Permittivität des Halbleiters und ψ das eingebaute Potenzial, das in GaAs typischerweise 0.5-0.6 V beträgt.

Durch die räumliche Ladungstrennung ergibt sich eine Kapazität zwischen dem metallischen Kontakt auf der Probenoberfläche und dem Elektronengas. Die Kapazität eines solchen Platten-

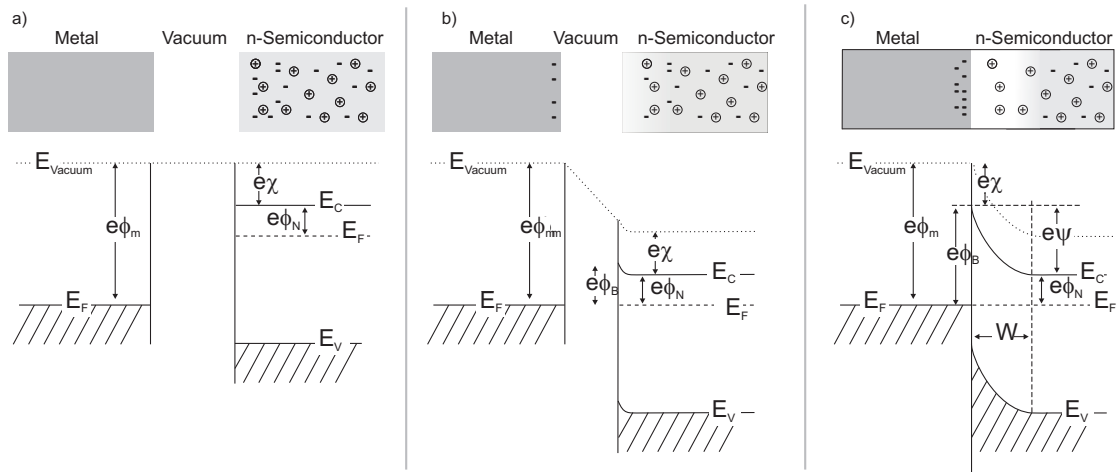


Abbildung 2.3: Entstehung der Verarmungszone bei einem Schottky-Kontakt. E_{vacuum} bezeichnet das Vakuumniveau, E_F die Fermi-Energie, E_V und E_C die Valenz- bzw. Leitungsbandkante, $e\phi_m$ die Austrittsarbeit im Metall, χ die Elektronenaffinität des Leitungsbandes, $e\phi_N$ den Abstand der Fermi-Energie vom Leitungsband im Halbleiter, und W die breite der Verarmungszone. Im oberen Teil steht \oplus für die Dotieratome und $-$ für Elektronen. Bei GaAs ist die Barrierenhöhe typischerweise $\phi_{B,GaAs} \approx 0.5 - 0.8V$. Der Potenzialunterschied, zwischen der Barrierenhöhe ϕ_B und dem Abstand des Fermi-Niveaus von der Leitungsbandkante, ϕ_N wird eingebautes Potenzial $\psi = \phi_B - \phi_N$ genannt.

kondensators ist $C = \epsilon_0 \epsilon_R \cdot \frac{A}{W}$, bzw. die Kapazität pro Flächeneinheit ist dann:

$$\frac{C(U)}{A} = \sqrt{\frac{N_D e \epsilon_0 \epsilon_R}{2 \left(\psi - U - \frac{k_B T}{e} \right)}} \quad (2.1.9)$$

Zur Berechnung dieser Kapazität wurde angenommen, dass die Elektronen dem Halbleiter quasi-metallischen Charakter verleihen und dass das Elektronengas daher eine „Kondensatorplatte“ bildet. Bei Terahertz-Frequenzen ist Gl. 2.1.9 nur noch eine grobe Näherung, da dann das anliegende elektrische Feld nicht mehr bei W endet, sondern der Beitrag der Ladungsträger zur dielektrischen Permittivität jenseits von W berücksichtigt werden muss, wo dann gilt $\epsilon_R(n(U(x)))$. Weiter gilt obige Betrachtung nur für einen idealisierten Metall-Halbleiterkontakt ohne Berücksichtigung von Interface-States, Effekten von Spiegelladungen, Verunreinigungen oder dem (in der Praxis) nicht atomar-perfekten Materialkontakt.

2.1.3 Kontrolle der Ladungsträgerdichte

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Breite der Verarmungszone moduliert, um in differentiellen Messungen das Hochfrequenzverhalten der Ladungsträger zu untersuchen. In diesem Kontext ergibt sich die Frage, wie viele Ladungsträger maximal in einem Schottky-Kontakt gegebener Größe moduliert werden können?

Für sehr große Spannungen U können in Gl. 2.1.8 die Terme $\psi \approx 0.5 V$ und $k_B T/e \approx 0.025 V$

2.1 Halbleiter

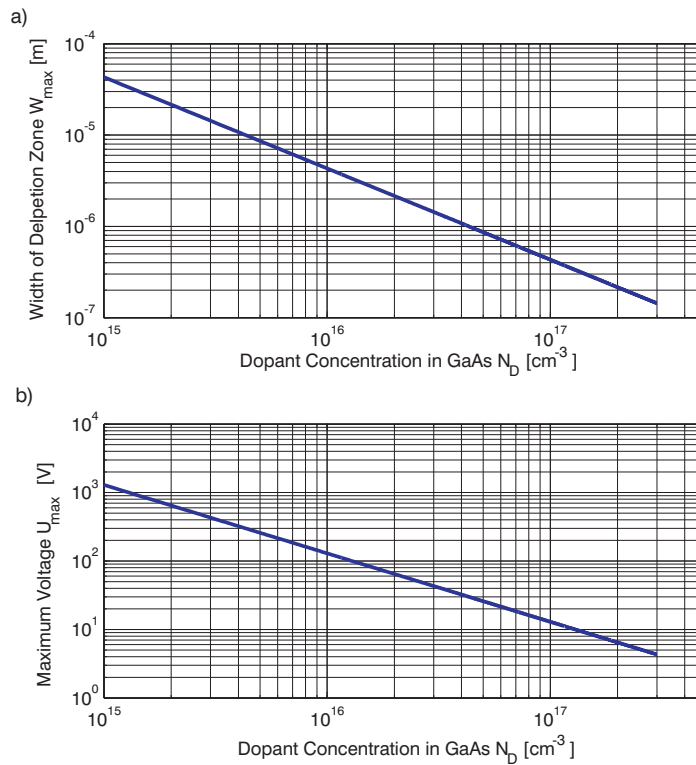


Abbildung 2.4: Aufgetragen ist die maximal erreichbare Dicke der Verarmungszone (a) bzw. die maximal anzulegende Spannung (b) jeweils als Funktion der Dotierdichte N_D .

vernachlässigt werden, so dass die Breite der Verarmungszone gegeben ist durch $W \approx \sqrt{\frac{-2U\epsilon}{N_D e}}$. Die maximale Breite der Verarmungszone W_{\max} ergibt sich, wenn ein Feld in Sperrrichtung an den Schottky-Kontakt angelegt wird, das (gerade) noch nicht ausreicht, einen elektrischen Durchschlag durch Tunnel- oder Lawineneffekte auszulösen. In GaAs beträgt das Durchbruchfeld $\mathcal{E}_B \approx 3 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ (s. Tabelle 2.1). Um dieses Feld über die Breite der Verarmungszone zu erzeugen, muss eine Spannung U_{\max} am Schottky-Kontakt anliegen, so dass gilt:

$$\mathcal{E}_B = \frac{U_{\max}}{W_{\max}} = \sqrt{\frac{U_{\max} e N_D}{2\epsilon_0 \epsilon}}. \quad (2.1.10)$$

Damit ist die maximal mögliche Breite der Verarmungszone:

$$W_{\max} = \frac{U_{\max}}{\mathcal{E}_B} = \mathcal{E}_B \frac{2\epsilon_0 \epsilon R}{e N_D}, \quad (2.1.11)$$

wobei W_{\max} in Abb.2.4a) für verschiedene Dotierkonzentrationen aufgetragen ist. Zum Beispiel ist für einen Halbleiter mit $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ die maximale Verarmungszonenbreite $W_{\max} = 2.2 \mu\text{m}$ wenn eine Spannung von $U_{\max} = 130 \text{ V}$ anliegt. Daraus folgt für die maximale Anzahl von

Ladungsträgern N , die in einem Schottky-Kontakt mit Fläche A moduliert werden kann:

$$N = A \cdot W_{max} \cdot N_D = A \cdot N_D \cdot \frac{U_{max}}{\mathcal{E}_B} = A \cdot \mathcal{E}_B \frac{2\epsilon_0\epsilon}{e}, \quad (2.1.12)$$

d.h. die Anzahl der Ladungsträger, die in einem Schottky-Kontakt gegebener Abmessung durch Anlegen einer Spannung moduliert werden kann, ist unabhängig von der Dotierungsdichte. Für einen Schottky-Kontakt unter einer Nahfeldsonde mit $A = (0.1\mu m)^2$ und einer Dotierungsdichte von $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ können folglich maximal etwa 400 Ladungsträger moduliert werden.

2.1.4 Ladungsträger-Drift

Wirkt ein elektrisches Feld auf Ladungsträger in Halbleitern, werden sie zunächst ballistisch beschleunigt, d.h. der zurückgelegte Weg nimmt quadratisch mit der Zeit zu. Nach einer charakteristischen Zeit entsteht ein Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung durch das externe Feld und der „bremsenden“ Wirkung durch die Streuprozesse. Es stellt sich eine mittlere Geschwindigkeit v ein, die proportional zum wirkenden elektrischen Feld \mathcal{E} ist:

$$v = \mathcal{E} \cdot \mu_{e/h}. \quad (2.1.13)$$

Die Proportionalitätskonstante ist die Mobilität μ , die von der Art der Ladungsträger (e : „electrons“, h „holes“) abhängt. Die Mobilität trägt also phänomenologisch der Streuung der Ladungsträger Rechnung, indem sie beschreibt, welche mittlere Driftgeschwindigkeit die Ladungsträger bei gegebenem elektrischem Feld annehmen. Je nach Temperatur, Dotierkonzentration, Energie der Elektronen und Art des Halbleiters spielen verschiedene Streuprozesse eine Rolle, wie akustische Deformationspotenzialstreuung, piezoelektrische Streuung, optische Deformationspotenzialstreuung, Streuung an ionisierten und neutralen Störstellen, sowie polar-optische Phononenstreuung eine Rolle [51, 52]. Sofern der Streuprozess nur einen geringfügigen Impuls auf die Ladungsträger überträgt, so dass sie im gleichen Tal der Dispersionskurve verbleiben (vgl. Abb. 2.1, S. 16), kann die effektive Streuzeit aus der experimentell beobachteten Mobilität ¹ berechnet werden. Dies gilt für die extrinsischen Dotierelektronen, die im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter sind, aber nicht z.B. für optisch generierte, heiße Ladungsträger, die in GaAs innerhalb von 50 fs in Seitentäler streuen [31] und dort auf Grund der unterschiedlichen Bandkrümmung eine andere effektive Masse und folglich auch Mobilität erfahren.

Aus der kinetischen Energie der Elektronen $W_{kin} = 3/2k_B T$ kann die thermische Geschwindigkeit v_{th} berechnet werden ($v_{th} = \sqrt{3k_B T/m^*}$), die die mittlere freie Weglänge λ_m mit der Streuzeit τ verbindet ($\tau = \lambda_m/v_{th}$). Die mittlere freie Weglänge hängt mit der Mobilität μ in der Drude-Theorie

¹Die Mobilität hängt mit dem spezifischen Widerstand ρ folgendermaßen zusammen: $\rho = 1/(e\mu n)$, (n ist die Ladungsträgerdichte). Das heißt, experimentell kann mit Widerstandsmessungen die Mobilität gewonnen werden.

2.1 Halbleiter

n [cm ⁻³]	μ [cm ² /Vs]	γ [THz]	τ_* [ps]
10 ¹⁵	0.75	3.5	0.29
10 ¹⁶	0.65	4.4	0.25
10 ¹⁷	0.45	5.8	0.17
10 ¹⁸	0.28	9.3	0.11

Tabelle 2.2: Elektronen-Mobilität, -Streuzeit und -Streurate in GaAs bei verschiedenen starken Dotierungen bei Raumtemperatur [47].

wie folgt zusammen [48]:

$$\mu = \frac{e\lambda_m}{\sqrt{3k_B T m^*}} = \frac{e\tau}{m^*}. \quad (2.1.14)$$

Für typische Mobilitäten in GaAs von $\mu = 8000$ cm²/Vs ergibt sich eine mittlere freie Weglänge von $\lambda_m \approx 150$ nm bzw. eine Streuzeit von $\tau \approx 0.3$ ps.

Treten mehrere Streuprozesse auf, jeder mit einer Streuzeit τ_i dann ist insgesamt die effektive, mittlere freie Zeit τ_* antiproportional zu der Summe aller Kehrwerte der individuellen Streuzeiten:

$$\frac{1}{\tau_*} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots \quad (2.1.15)$$

Auf ultrakurzen Zeitskalen ist zu beachten, dass dies nur im stationären Zustand nach einer Zeit von der Größenordnung 100 fs in GaAs zutreffend ist [53]. Die Elektronen-Mobilität μ_e , die mittlere Streuzeit τ^* und Streurrate γ^* sind in Tabelle 2.2 für unterschiedliche Dotierkonzentrationen zusammengestellt.

Bei THz-Frequenzen wurden Elektronen-Mobilitäten gemessen, die vergleichbar sind mit denen bei statischen Feldern [14, 15, 54], so dass im Folgenden die Werte aus Tabelle 2.2 verwendet werden werden.

2.2 Dielektrische Eigenschaften eines dotierten Halbleiters

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten wissenschaftlichen Ergebnisse beruhen unter anderem auf einer gezielten Veränderung der dielektrischen Eigenschaften eines dotierten Halbleiters durch Veränderung der Ladungsträgerdichten. Daher soll im Folgenden der Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte und den dielektrischen Eigenschaften untersucht werden.

2.2.1 Lorentz-Modell

Ein elektrisches Feld ruft in einem Dielektrikum eine Polarisation hervor, die das einfallende Feld schwächt. Dies beruht auf einer Auslenkung von ungleichnamigen Ladungsträgern gegenüber ihrer Position ohne wirkendes elektrisches Feld. Mathematisch kann die Auslenkung der Ladungsträger durch einen getriebenen harmonischen Oszillator modelliert werden, d.h. durch eine Bewegungsgleichung der Art¹

$$m^* \ddot{x} + \gamma m^* \dot{x} + \kappa \cdot x = -e \mathcal{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}, \quad (2.2.1)$$

wobei m^* die effektive Masse der ausgelenkten Ladungsträger ist, γ die Streurrate bezeichnet, κ die Federkonstante der rückstellenden Kraft ist, und \mathcal{E} steht für das treibende elektrische Feld, das die Kreisfrequenz ω hat. Nach dem Einschwingvorgang ergibt sich eine stationäre Lösung (s. z.B. [55]) für die Auslenkung $x(t) = x_0(\omega) e^{-i\omega t}$, wobei $x_0(\omega)$ die Ortsraumamplitude der Oszillation ist, für die gilt, dass

$$x_0(\omega) = -\mathcal{E}_0 \frac{e/m^*}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (2.2.2)$$

ist. Hierbei ist die Resonanzfrequenz des Übergangs durch $\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$ gegeben. Es ist zu beachten, dass x eine komplexe Größe ist, welche der Phasenverschiebung zwischen Anregung und Auslenkung der Ladungsträger Rechnung trägt. Diese Auslenkung der Ladungsträger führt zu einem Dipolmoment $p(\omega) = -e \cdot x_0(\omega)$, so dass sich durch die n pro Volumeneinheit erzeugten Dipole eine Polarisationsdichte P ergibt: $P(\omega) = n \cdot p(\omega)$. Die dielektrische Permittivität $\epsilon(\omega)$ verknüpft die sich ergebende Polarisationsdichte mit dem wirkenden elektrischen Feld:

$$P(\omega) = \epsilon_0(\epsilon(\omega) - 1)\mathcal{E}_0(\omega). \quad (2.2.3)$$

¹Generell sind das elektrische Feld und der Ortsvektor des Ladungsträgers vektorielle Größen, so dass die Auslenkung entlang der verschiedenen Komponenten betrachtet werden müsste, entlang denen es unterschiedliche Federkonstanten und Dämpfungen geben kann. Hier soll im Weiteren nur von isotropen und homogenen Materialien ausgegangen werden, so dass die Betrachtung einer Vektorkomponente ausreichend ist und das elektrische Feld, die Position und die Polarisation als Skalare betrachtet werden können.

2.2 Dielektrische Eigenschaften eines dotierten Halbleiters

Folglich kann die komplexe dielektrische Funktion geschrieben werden als

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{P(\omega)}{\epsilon_0 \mathcal{E}_0(\omega)} = 1 + \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.2.4)$$

mit den Real- und Imaginärteilen ϵ' bzw. ϵ''

$$\epsilon' = 1 + \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (2.2.5)$$

$$\epsilon'' = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (2.2.6)$$

Um genau zu sein, gilt Gl. 2.2.4 nur, falls es keine höherfrequenten Resonanzen (so z.B. Plasmonen, Intra- und Interbandübergänge, Phononen etc.) im betrachteten Dielektrikum gibt. Ansonsten setzt sich die dielektrische Funktion im gesamten Frequenzraum additiv aus allen Oszillatorübergängen zusammen (Summenregel von Thomas, Reiche, Kuhn), wenn gegenseitige Abschirmung vernachlässigbar ist¹. Es ergibt sich dann [56]:

$$\epsilon(\omega) \approx 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m^*} \sum_j \frac{f_j n_j}{\omega_{0,j}^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} \quad (2.2.7)$$

wobei f_k die Oszillatorstärke des Oszillatorübergangs bezeichnet und n_j für die Volumendichte der bei der Resonanzfrequenz $\omega_{0,j}$ anregbaren Dipole ist². Für die Summe aller Oszillatorstärken muss gelten $\sum_j f_j = 1$. Betrachtet man die dielektrische Funktion nahe eines Oszillatorübergangs, sind nur Übergänge bei höheren Frequenzen bedeutsam, da nur diese bei der betrachteten Frequenz mitschwingen können. Liegt der nächsthöhere Oszillatorübergang spektral weit genug entfernt, kann der Beitrag aller höherfrequenten Resonanzen in einer konstanten Hintergrund-Permittivität ϵ_B zusammengefasst werden. Dann ergibt sich:

$$\epsilon(\omega)|_{\omega \ll \omega_0} \approx \frac{e^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{n}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} + \epsilon_B \quad (2.2.8)$$

¹Eine konsequentere Betrachtung müsste die wechselseitige, elektrodynamische Beeinflussung der Polarisierungen der verschiedenen Oszillatorübergänge berücksichtigen.

²Es wurde hier der Einfachheit halber angenommen, dass alle Übergänge durch oszillierende Elektronen mit der gleichen Masse m^* hervorgerufen werden, ansonsten müsste m_j^* in die Summe gezogen werden.

2.2.2 Drude-Modell

In einem unendlich ausgedehnten Halbleiterkristall können die Leitungsbandelektronen ausgelenkt werden, ohne dass sie eine rückstellende Kraft erfahren. In diesem quasimetallischen Fall kann ihr Hochfrequenzbeitrag zur dielektrischen Funktion durch das Drude-Modell beschrieben werden. Das Drude-Modell ist ein Spezialfall des Lorentzmodells, das anwendbar ist, wenn auf die ausgelenkten Ladungsträger keine Rückstellkraft wirkt, d.h. die Federkonstante κ gleich null ist. In diesem Fall ist formal die Frequenz des Oszillatorübergangs ebenfalls gleich null, d.h. $\omega_0 = \sqrt{\kappa/m^*} = 0$.

Hierdurch vereinfacht sich Gleichung 2.2.4 zu

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.2.9)$$

Dies gilt wieder so nur für den Fall, dass keine höherfrequenten Oszillatorübergänge berücksichtigt werden müssen, ansonsten kann Gl. 2.2.8 geschrieben werden als [57]

$$\epsilon(\omega)|_{\omega \ll \omega_0} = 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega} + \frac{e^2}{\epsilon_0 m^*} \sum_j \frac{f_j n_j}{\omega_{0,j}^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} \approx \epsilon_B - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.2.10)$$

Ein negativer Wert für den Realteil der Permittivität bedeutet eine gegenphasige Bewegung der Ladungsträger zum Feld [58].

In Kapitel 2.1.4 war die Proportionalität zwischen der Streuzzeit τ und der Mobilität hergeleitet worden, wobei τ der inversen Dämpfung γ in den Gleichungen 2.2.2-2.2.10 entspricht. Für eine höhere Mobilität (d.h. geringere Dämpfung), was zum Beispiel oft durch eine Reduzierung der Temperatur erreicht werden kann, nimmt der Beitrag der Ladungsträger zur dielektrischen Funktion an Bedeutung zu. Für $\gamma \rightarrow 0$ (d.h. $\tau \rightarrow \infty$) vereinfacht sich Gl. 2.2.10 zu

$$\epsilon'(\omega) \approx \epsilon_B - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m^*} \frac{1}{\omega^2} \quad \text{und} \quad \epsilon''(\omega) = 0. \quad (2.2.11)$$

Für niedrige Frequenzen $\omega \rightarrow 0$ divergiert die dielektrische Funktion, da das Dielektrikum ein (perfekter) Leiter¹ wird und die Hintergrundpermittivität keine Rolle mehr spielt.

Die Nullstelle von Gl. 2.2.11 wird als Plasmafrequenz ω_p bezeichnet [59] und ist gegeben durch

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_B m^*}}. \quad (2.2.12)$$

¹Bei vernachlässigbarer Dämpfung geht die Dielektrizitätszahl eines Metalls für niedrigere Frequenzen gegen minus unendlich. Dem steht gegenüber, dass für ein statisches Feld (d.h. $\omega = 0$ statt $\omega \rightarrow 0$) die Permittivität plus unendlich beträgt. Dies folgt daraus, dass die Elektronen bei Frequenzen größer null gegenphasig zum Feld schwingen, zumal das Drude-Modell formal aus dem Lorentzmodell mit $\omega_0 = 0$ gewonnen wurde, so dass endliche Frequenzen immer oberhalb der Resonanzfrequenz liegen. Für ein statisches Feld hingegen, erfolgt die Ladungsträgerauslenkung in die Richtung des Feldes, theoretisch mit beliebiger Amplitude, so dass gilt $\epsilon(0) = +\infty$ [56].

2.2 Dielektrische Eigenschaften eines dotierten Halbleiters

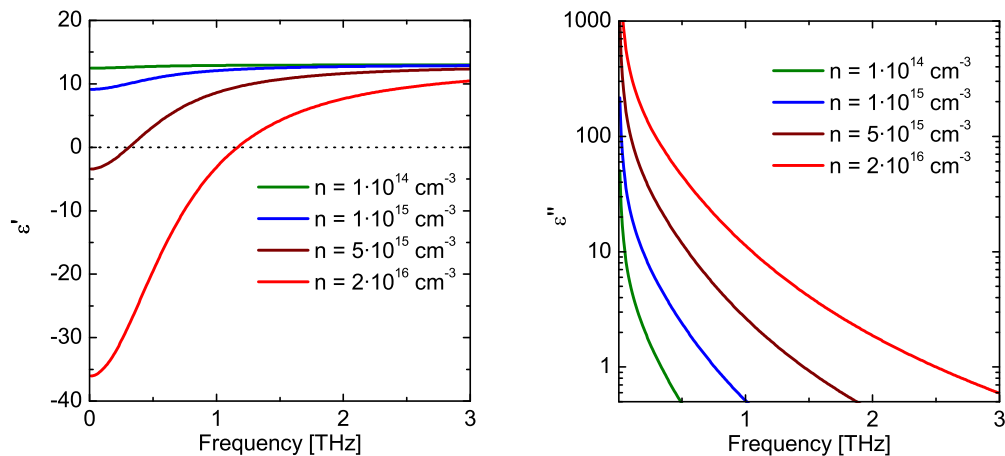


Abbildung 2.5: a) Real- und b) Imaginärteil der dielektrischen Funktion von GaAs für verschiedene Ladungsträgerkonzentrationen ($\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$).

Wie weiter unten gezeigt werden wird, können Wellen nur ungedämpft für $\omega > \omega_p$ propagieren. Hiermit kann Gl. 2.2.11 umgeschrieben werden zu

$$\epsilon'(\omega) \approx \epsilon_B \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (2.2.13)$$

Bedeutung für diese Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die starke Abhängigkeit der dielektrischen Funktion von GaAs nahe der Plasmafrequenz der extrinsischen Ladungsträger ausgenutzt. Hierbei wurden Ladungsträgerdichten von $n = 10^{15} - 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ verwendet, die zu Plasmafrequenzen im Bereich von 0.2-2 THz führen. Da der nächsthöhere Oszillatorübergang in GaAs weit entfernt ist¹, kann stets die Hintergrund-Permittivität von GaAs mit $\epsilon_r \approx 12.9$ angenähert werden. In Abb. 2.5 ist dargestellt, wie sich der Real- und Imaginärteil der frequenzabhängigen dielektrischen Funktion von GaAs für verschiedene Ladungsträgerdichten verhält. Es ist zu erkennen dass der Realteil der Permittivität für $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bei niedrigen Frequenzen kleiner als null ist, wohingegen er für geringere Ladungsträgerdichten stets positiv bleibt (Abb. 2.5a)). Das bedeutet auch, dass eine Veränderung der Ladungsträgerdichte das Vorzeichen der dielektrischen Permittivität bei geringen Frequenzen verändern kann. Für mittlere und hohe Frequenzen bleibt der Realteil in Abb. 2.5a) positiv, ändert aber abhängig von der Ladungsträgerdichte seinen Wert zum Teil um mehr als eine Größenordnung. Hinzu kommt, dass auch der Imaginärteil der dielektrischen Funktion sowohl vom Betrag her, als auch was die spektrale Position betrifft, empfindlich von der Ladungsträgerdichte abhängt.

¹Die nächste Resonanz stammt von Phononen und liegt bei etwa 8 THz [60, 61] und kann daher vernachlässigt werden.

Absorption eines Elektronengases

Mit der dielektrischen Funktion kann die Absorption und Leitfähigkeit des Elektronengases bestimmt werden. Für die Lichtgeschwindigkeit in Materie gilt $c_{Mat} = c_{Vak}/n$, wobei n den Brechungsindex bezeichnet. Analog wird aus einer propagierenden Welle im Vakuum $e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ durch die Verkürzung der Wellenlänge in Materie $e^{-i(n \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$. Der Brechungsindex kann aus der dielektrischen Funktion gewonnen werden, wobei der Zusammenhang gilt:

$$n = \sqrt{\epsilon}, \quad (2.2.14)$$

was bedeutet, dass ein negativer Wert für die Permittivität ϵ zu einem imaginären Brechungsindex führt. Dies führt bei einer propagierenden Welle zu einer exponentiellen Dämpfung. Das heißt, der Realteil des Brechungsindex beeinflusst die Phase einer propagierenden Welle, wohingegen der Imaginärteil für die Absorption in Materie verantwortlich ist.

Da für vernachlässigbarer Dämpfung der Realteil der dielektrischen Funktion¹ für $\omega > \omega_p$ positiv ist, ist der Brechungsindex reel und bewirkt daher keine Dämpfung. Für $\omega < \omega_p$ hingegen, ist $\epsilon' < 0$ und der Brechungsindex wird (rein) imaginär, so dass Wellen unterhalb der Plasmafrequenz eine Dämpfung erfahren.

Der Absorptionskoeffizient α ist

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im}(n). \quad (2.2.15)$$

Abbildung 2.6 zeigt den Brechungsindex und die Absorption verschiedener Elektronengase in GaAs bei THz-Frequenzen, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden. Offenbar führt die Existenz von quasi-freien Ladungen in GaAs zu einer starken Absorption einer eindringenden Welle, vgl. Abbildung 2.6b). Nichtsdestoweniger beträgt die Eindringtiefe bei einer Ladungsträgerdichte von $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ etwa $10 \mu\text{m}$. Für niedrigere Frequenzen nimmt die Eindringtiefe zwar zu, doch dringt ein immer geringerer Teil der Welle ein, das heißt, das Verhältnis aus Eindringtiefe zur Wellenlänge wird kleiner für geringere Frequenzen.

¹Vgl. Gl. 2.2.11, S. 26.

2.3 Terahertz-Spektroskopie

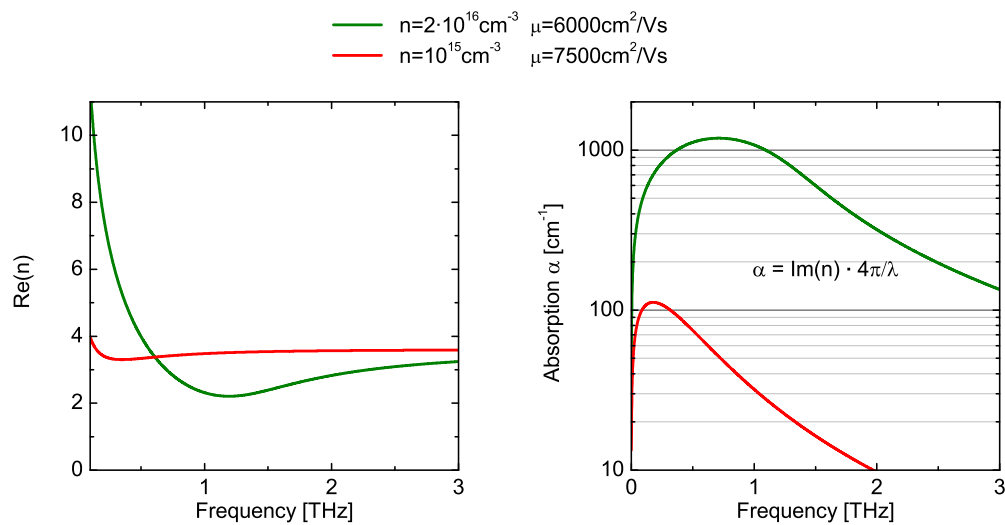


Abbildung 2.6: Realteil des Brechungsindexes sowie Absorption von GaAs für verschiedene Elektronendichten.

2.3 Terahertz-Spektroskopie

Im Folgenden soll die etablierte experimentelle Methode zur Erzeugung und Detektion von gepulster THz-Strahlung vorgestellt werden.

Der große Vorteil der zeitaufgelösten THz-Spektroskopie, verglichen mit Verfahren im nahinfraroten oder sichtbaren Frequenzbereich, besteht darin, dass nicht eine zeitintegrierte Intensität gemessen wird, sondern dass Amplitude *und* Phase des elektrischen Feldes gleichzeitig gemessen werden können. So zeigt z.B. Abbildung 2.7a) das gemessene elektrische Feld eines THz-Pulses im Zeitbereich, dessen Amplitude zu jedem Zeitpunkt bestimmt werden kann. Das zugehörige Amplitudenspektrum (Teilbild 2.7b)) und Phasenspektrum könnten mit Hilfe der Fourier-Transformation gewonnen werden.

Die Kenntnis von Amplitude und Phase einer elektromagnetischen Welle, die z.B. durch eine Probe transmittiert wurde, ermöglicht es den Real- *und* Imaginärteil der dielektrischen Funktion der Probe zu bestimmen [12–15]. Da andere spektroskopische Techniken (bei kürzeren Wellenlänge) keine Informationen über die absolute optische Phase der Strahlung enthalten, kann die komplexe dielektrische Funktion nicht direkt bestimmt werden. Sollen trotzdem Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion bestimmt werden, werden die Kramers-Kronig-Beziehungen verwendet, die allerdings eine Integration über den gesamten Frequenzraum erfordern und somit Annahmen über den Frequenzverlauf benötigen. Hingegen kann mit der THz-Spektroskopie im Zeitbereich die dielektrische Permittivität (bzw. der Brechungsindex und die Absorption) über einen weiten spektralen Bereich direkt gemessen werden.

Nachfolgend werden die etablierten Methoden zur Generierung und zur Detektion von THz-Strahlung vorgestellt.

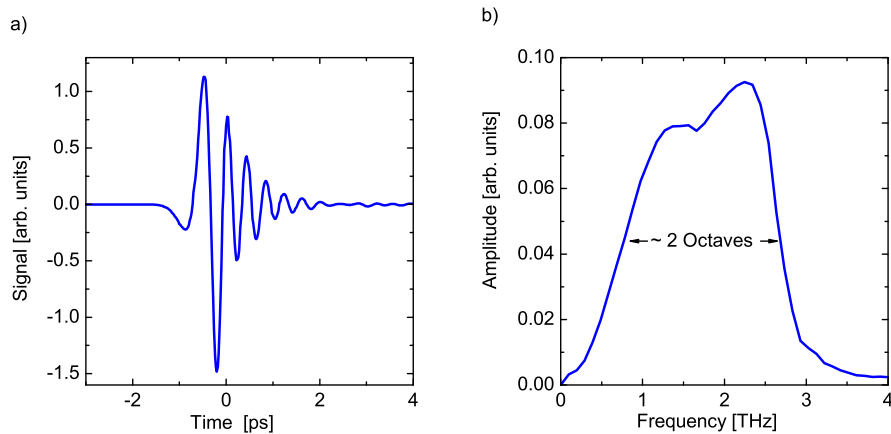


Abbildung 2.7: a) Eine THz-Feldtransiente im Zeitbereich und b) das zugehörige Amplitudenspektrum.

2.3.1 Generierung von THz-Strahlung

Das Terahertz-Frequenzband (0.1..10 THz, $\lambda_{\text{THz}} = 0.1 - 3 \text{ mm}$) war lange nur schwer zugänglich, da elektronische Schaltelemente (z.B. Transistoren, FETs, HEMTs etc.) nicht ausreichend hohe und optische Verfahren (wie Interband-Laser) keine ausreichend niedrigen Frequenzen generieren konnten, so dass lange vom „Terahertz-Gap“ gesprochen wurde. Mittlerweile steht eine Vielzahl von kohärenten Quellen zur Verfügung: Diese umfassen unter anderem Backward-Wave-Oszillatoren (BWOs) [62], frequenz-multiplizierte Gunn-Dioden [63], Gyrotrons [64], freie Elektronen Laser (FELs) [65], Differenzfrequenzgenerierung [66], p-Germanium-Laser [67] oder seit kurzem auch Quantenkaskadenlaser [68, 69]. Hierbei handelt es sich vornehmlich um schmalbandige Dauerstrichquellen, die nur eine eingeschränkte Durchstimmbarkeit besitzen.

In vielen Fällen wird eine hohe Zeitauflösung angestrebt, was kurze THz-Pulse erfordert. Insbesondere für zeitaufgelöste spektroskopische Anwendungen werden daher THz-Pulse von nur wenigen optischen Halbwellen in Halbleitern oder nicht-linearen Materialien generiert, die dann eine entsprechend hohe Bandbreite von mehreren Oktaven aufweisen. Hierbei wird durch einen ultraschnellen optischen Prozess eine Ladungsträgerdynamik induziert, die elektromagnetische Strahlung emittiert. Prominente Beispiele sind kohärente Plasmaoszillationen durch ultraschnelle Abschirmung des Oberflächenfeldes [23], der Foto-Dember Effekt auf Grund der unterschiedlichen Ladungsträgermobilitäten in i-InAs [70], Bloch-Oszillationen von Ladungen [71] oder optische Gleichrichtung in elektrooptisch aktiven Kristallen [72–74]. Hierbei beruht die optische Gleichrichtung auf einer Schwebung zwischen den transienten Polarisierungen, die verschiedene Frequenzkomponenten des anregenden Femtosekunden-Pulses hervorrufen. Effiziente Emission findet nur statt, sofern die Gruppengeschwindigkeit des anregenden Pulses mit der THz-Phasengeschwindigkeit übereinstimmt. Die Technik der Pulsfrontverkipfung zur Phasenanpassung [75] hat hier die Grundlage für die Generierung hochenergetischer THz-Pulse

2.3 Terahertz-Spektroskopie

mit verstärkten Femtosekunden-Lasern geschaffen [76, 77].

Darüber hinaus existiert die Familie der fotoleitenden Schalter, die breitbandige THz-Pulse bei hohen Wiederholraten im Megahertz-Bereich ermöglichen. Für diese Arbeit wurden vor allem fotoleitende Emittoren verwendet, so dass nachfolgend der Emissionsmechanismus kurz dargestellt werden soll.

Funktionsprinzip des fotoleitenden Emitters

In Abb. 2.8 ist schematisch das Funktionsprinzip eines fotoleitenden Emitters dargestellt. Ein kurzer Laserpuls erzeugt Fotoladungen zwischen Elektroden auf einem Halbleiter. Wird eine Spannung zwischen den Elektroden angelegt, wirkt ein elektrisches Feld, das die Fotoladungen beschleunigt. Die resultierende Stromtransiente führt dann zur Abstrahlung von THz-Wellen.

Hierbei ist die durch die beschleunigten Fotoladungen erzeugte zeitlich veränderliche Stromdichte j proportional zum abgestrahlten elektrischen Feld [78]:

$$\mathcal{E}_{\text{THz}} \propto \frac{\partial j}{\partial t}. \quad (2.3.1)$$

Die Stromdichte j ist dabei gleich der elektrischen Leitfähigkeit σ multipliziert mit dem anliegenden Feld $\mathcal{E}_{\text{Anl.}}$, also $j = \sigma \cdot \mathcal{E}_{\text{Anl.}}$ (Ohmsches Gesetz). Da die Leitfähigkeit gleich der Ladungsträger-Mobilität multipliziert mit der Ladungsdichte ist ($\sigma = e \cdot n \cdot \mu$), ergibt sich:

$$\mathcal{E}_{\text{THz}} \propto \frac{\partial(n \cdot \mathcal{E}_{\text{Anl.}})}{\partial t}.$$

Ein Beitrag zur Feldstärke des THz-Pulses kommt also aus der zeitlichen Veränderung der Ladungsträgerdichte n . Diese ändert sich zunächst während der Generierung durch den Laserpuls sowie durch Rekombination von Elektronen und Löchern. Darüber hinaus wird die THz-Feldstärke von der zeitliche Änderung des beschleunigenden Feldes zwischen den Elektroden beeinflusst. Das (quasi-)statische angelegte Feld wird nämlich durch die Bewegung der Ladungsträger in eben diesem Feld dynamisch abgeschirmt. Das beschleunigende elektrische Feld kann geschrieben werden als die ursprüngliche Feldstärke $\mathcal{E}_{\text{Anl.}}$ mal eine Funktion der Zeit $f(t)$, die die dynamische Abschirmung berücksichtigt. Es ergibt sich hieraus, dass die Feldstärke des emittierten THz-Feldes näherungsweise proportional zum anliegenden Feld ist:

$$\mathcal{E}_{\text{THz}} \propto \mathcal{E}_{\text{Anl.}} \frac{\partial(n \cdot f(t))}{\partial t}. \quad (2.3.2)$$

Das heißt, je höher das angelegte Feld ist, desto stärker ist das emittierte THz-Feld.

Auf diese Weise lassen sich mit fotoleitenden Emittoren hohe Feldamplituden realisieren. Zudem bietet dieser Emittortyp die Möglichkeit der elektronischen Modulation der Terahertz-

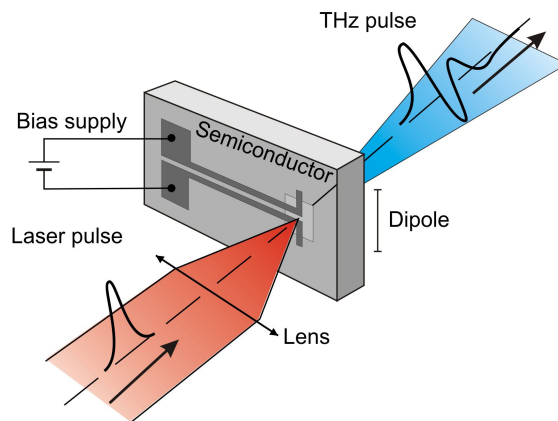


Abbildung 2.8: Funktionsweise eines fotoleitenden Emitters.

Generierung, was eine effiziente Rauschunterdrückung und somit hohe Signalqualität ermöglicht. Eine genauere Beschreibung des Emissionsprozesses unter Berücksichtigung der Drude-Eigenschaften der Ladungsträger findet sich in [79].

2.3.2 Detektion von THz-Pulsen

Um die Amplitude und Phase des Feldes bestimmen zu können, müssen die THz-Transienten im Zeitbereich erfasst werden. Eine Möglichkeit besteht darin, mit einem Bolometer das Korrelationsignal zwischen verschiedenen THz-Pulsen zu messen und hieraus den ursprünglichen Verlauf des Feldes zu errechnen. Dies hat den Nachteil, dass nur Informationen über die relative Phase gewonnen werden können. Hinzu kommt, dass die Detektion mittels Bolometer nur eine maximale Sensitivität von etwa $100 \text{ fW} / \sqrt{\text{Hz}}$ erreicht [80].

Eine andere Möglichkeit zur zeitaufgelösten Erfassung der THz-Feldtransiente besteht in der Benutzung fotoleitender Antennen. Hierbei wird eine Dipolstruktur auf einen intrinsischen Halbleiter aufgebracht und mittels eines Femtosekunden-Lasers für kurze Zeit fotoleitend, so dass das momentane elektrische Feld eines THz-Pulses einen messbaren Strom hervorruft. Es handelt sich im Grunde um das inverse Funktionsprinzip des fotoleitenden Emitters, der in Abb. 2.8 schematisch dargestellt ist. Dieses Verfahren ermöglicht eine sehr sensitive Detektion, doch wirken die Metallelektroden, die auf den Halbleiter aufgebracht werden, wie Antennen, so dass z.B. resonante Frequenzen effizienter eingekoppelt werden. Dieser nicht konstante Frequenzgang führt zur Verzerrung des Signals [81]. Hinzu kommt, dass die Zeitauflösung nicht durch die Pulsdauer des Abfragelaser, sondern durch die Lebensdauer der Fotoladungen auf etwa 100 fs begrenzt ist [81].

Elektrooptische Detektion

Diese Nachteile können durch elektrooptische Signaldetektion (EOS, Electro Optic Sampling) vermieden werden. Bei der elektrooptischen Detektion wechselwirkt das THz-Feld mit dem Abfrage-Laserpuls in einem geeigneten Kristall, wenn sie sich zeitlich und räumlich überlagern. Hierbei ist die Zeitdauer der Wechselwirkung, durch die Pulslänge des Femtosekunden-Laserpuls gegeben. Da die Pulslänge wesentlich kleiner ist als die Periodendauer der THz-Strahlung, kann mittels einer Anrege-Abfrage-Technik durch Variierung der Zeitverzögerung zwischen dem anregenden und den abfragenden Laserpuls das elektrische Feld des THz-Pulses zu verschiedenen Zeitpunkten abgetastet werden.

Die THz-Wellen führen in einem elektrooptisch aktiven Kristall, wie z.B. ZnTe (Zinktellurid), GaP (Galliumphosphit) oder LiTaO₃ (Lithiumtantaloxid), durch den linearen Kerr-Effekt (Pockels-Effekt) zu einer Doppelbrechung, die mit dem Femtosekunden-Abfragelaser zeitaufgelöst gemessen werden kann [81–83]. Hierbei erlaubt EOS eine artefaktfreie Detektion [84] mit gleicher oder besserer Sensitivität als fotoleitende Antennen [85, 86] bis in den mittelinfraroten Spektralbereich [87, 88]. Für eine genauere physikalische Beschreibung dieses Zweite-Ordnung-Suszeptibilitäts-Effekts sei auf Veröffentlichungen zu diesem Themenfeld verwiesen [88–91].

Es kann gezeigt werden, dass das elektrische Feld des THz-Pulses \mathcal{E}_{THz} durch den elektrooptischen Effekt eine Änderung des Brechungsindex entlang der optischen Achsen des $\langle 110 \rangle$ geschnittenen ZnTe-Kristalls hervorruft, die 45° gedreht zu der Polarisationssebene des Abfrage-Lasers stehen [44, 91]. Die Änderung des Brechungsindex ist dann:

$$\Delta n = n^3 r_{41} \mathcal{E}_{THz}, \quad (2.3.3)$$

wobei n der Brechungsindex von ZnTe im Nahinfraroten (d.h. für den Abfragelaser) ist und r_{41} den elektrooptische Koeffizient von ZnTe bezeichnet. Da die Polarisation des THz-Feldes als Linearkombination von zwei gleichphasigen Feldern entlang den optischen Achsen verstanden werden kann, führt die elektrooptisch generierte Brechungsindex-Änderung entlang jenen Achsen zu einer Phasendifferenz $\Delta\phi$ zwischen den beiden Komponenten. Die Phasendifferenz hängt von der Zeitverzögerung τ zwischen THz-Feld und Abfragelaser sowie von der Dicke des Kristalls l ab [89, 90, 92]:

$$\Delta\phi(\tau) = \frac{2\pi}{\lambda_{Opt}} \int_0^l dz \int_{-\infty}^{+\infty} dt \Delta n(\mathcal{E}(\tau + t, z)) \frac{I_{Opt}(t)}{W_{Opt}}. \quad (2.3.4)$$

Hier steht λ_{Opt} für die Abfrage-Wellenlänge, $I_{Opt}(t)$ für die Intensität und W_{Opt} für die Flächenenergiedichte des Abfrage-Pulses. Dieser letzte Term stellt sicher, dass der THz-Puls nur den Brechungsindex für den Abfragepuls moduliert, wenn beide sich zeitlich überlappen.

Vernachlässigt man Reflektionen beim Eintritt in den Kristall sowie die endliche Zeitdauer des Abfragepulses (d.h. nimmt man für $I_{Opt}(t)$ eine Deltafunktion an) und vernachlässigt man weiter

die Frequenz-abhängige THz-Absorption¹ im ZnTe-Kristall, so erhält man:

$$\Delta\phi(\tau) \approx \frac{2\pi}{\lambda_{Opt}} \cdot l \cdot n^3 r_{41} \mathcal{E}_{THz}. \quad (2.3.5)$$

Das heißt, bei einer Wellenlänge von $\lambda_{Opt} = 780$ nm und mit einem Brechungsindex von $n = 2.8$, sowie einem elektrooptischen Koeffizienten von $r_{41} = 3.9$ pm/V ergibt sich eine Phasenverschiebung pro Feldstärke und Kristalldicke l von

$$\frac{\Delta\phi}{\mathcal{E}_{THz} \cdot l} \approx 3.9^\circ \cdot \frac{1}{(\text{kV/cm}) \text{ mm}}. \quad (2.3.6)$$

In der Kleinwinkelnäherung entspricht eine Phasendifferenz zwischen zwei orthogonalen Komponenten des elektrischen Feldes der relativen Änderung der Intensität einer Polarisationsrichtung $\Delta I/I$, also $\Delta I/I \approx \Delta\phi$. Hiermit lässt sich schreiben:

$$\mathcal{E}_{THz} \approx \frac{\lambda_{Opt}}{2\pi n_{ZnTe}^3 r_{41} L} \frac{\Delta I}{I} = 15 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \cdot \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{1}{l[\text{mm}]}. \quad (2.3.7)$$

Mit dieser Gleichung kann dann aus den experimentellen Daten die THz-Feldamplitude abgeschätzt werden.

¹Bis Frequenzen von etwa 3 THz und Kristalllängen bis 1 mm, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, ist dies eine akzeptable Näherung, da die Amplitudenabsorptionskoeffizienten für ZnTe in diesem Spektralbereich unter 10 cm^{-1} liegen [93, 94]. Dessen ungeachtet variiert die Absorption um mehr als eine Größenordnung in diesem Bereich, so dass die Detektorantwortfunktion auch aus diesem Grund nicht flach ist.

2.4 Bildgebung in der Nahfeldmikroskopie

Die ersten bildgebenden Verfahren bei Terahertz-Frequenzen beruhten auf dem Abrastern einer Probe durch einen THz-Fokus. Diese Fernfeldmethoden sind in ihrer Auflösung durch das Abbe-Kriterium auf maximal die Hälfte der Wellenlänge begrenzt. In der Praxis werden meist beugungsbegrenzte Auflösungen von etwa 1 mm erreicht [95–97]. Daher wurden unterschiedliche Ansätze zur Steigerung der räumlichen Auflösung verfolgt.

2.4.1 Technische Ansätze

Aperturbehaftete Methoden

Zur Erzielung von wesentlich höheren Auflösungen als die halbe Wellenlänge der verwendeten Strahlung können ultrafeine Aperturen (d.h. mit Durchmesser sehr viel kleiner als die Wellenlänge) verwendet werden, die über die Probe gerastert werden. Objekte, die sich nah genug an der Apertur befinden, um mit dem Nahfeld in Wechselwirkung zu treten, können dann mit einer Auflösung von etwa dem Durchmesser der Apertur aufgelöst werden, wie zunächst mit Zentimeterwellen [98] und später für den sichtbaren Spektralbereich [99, 100] demonstriert wurde. Im Bereich der Terahertz Bildgebung ist dieser Ansatz auch verfolgt worden, wodurch zunächst Auflösungen von 100 Mikrometern erreicht wurden [101], später durch die Kombination mit einem Detektor hinter einer Apertur, sogar von 5 Mikrometern [102, 103]. Mit fotoinduzierten Aperturen konnten Auflösungen mit Dauerstrich-THz-Quellen von $\lambda/10$ erreicht werden [104]. Eine weitere Steigerung der Auflösung mittels noch feinerer Aperturen ist nur schwer zu bewerkstelligen, da die transmittierte Intensität durch eine Sub-Wellenlängen-Apertur mit der sechsten Potenz des Öffnungsdurchmessers skaliert [105], so dass hier ein sehr deutlicher Signalverlust entsteht.

Aperturlose Nahfeldmikroskopie

Andererseits können auch extreme Sub-Wellenlängen-Auflösungen erzielt werden, indem die Feldüberhöhung, die an der Spitze einer leitenden Nahfeldsonde entsteht, über die Probe gerastert wird [41]. Durch die entstehende Feldüberhöhung können auf diese Weise Raman-Signale lokal um Größenordnungen verstärkt werden [41] oder die Wechselwirkung des Feldes mit Oberflächenplasmonen auf der Probenoberfläche zur Bildgebung genutzt werden [42]. Mit diesem Ansatz können im sichtbaren Spektralbereich Auflösungen von $\approx 1/500$ oder 1 nm erreicht werden [106], mit Zentimeterwellen sogar von $\lambda/1\,000\,000$ (entsprechend 200 nm), [107]). Auch im mittelinfraroten [108, 109] und später auch im ferninfraroten Spektralbereich [37, 110, 111] sind auf diese Weise extreme Subwellenlängen-Auflösungen demonstriert worden. Solche aperturlosen Nahfeldmikroskope werden in der Literatur als ANSOM bzw. s-SNOM

(Apertureless Near-field Scanning Optical Microscope ANSOM, bzw. scattering Scanning Near-field Optical Microscope, SNOM) bezeichnet.

Der beobachtete Bildkontrast wird meistens mit Streuung des einfallenden Feldes am Nadel-Oberflächensystem erklärt (daher s-SNOM, „scattering“-SNOM). Hierbei wird angenommen, dass die Wechselwirkung zwischen Nahfeldsonde und Probe lokal begrenzt an der Nadelspitze stattfindet, so dass diese durch eine polarisierbare Kugel approximiert werden kann (s. Abb. 2.9), die auf kurzen Entfernungen von der Probenoberfläche mit ihrem Bild-Dipol in Wechselwirkung tritt [43, 109]. Wie sich herausstellt, ist diese Betrachtungsweise problematisch, da die Antenneigenschaften des Schafts ganz wesentlich zur Bildgebung beitragen. Trotzdem soll hier kurz auch das Dipolmodell umrissen werden.

2.4.2 Erklärung des Bildkontrasts durch das Dipolmodell

Eine allgemeine analytische, elektrodynamische Beschreibung der Wechselwirkung einer Nahfeldsonde mit der Probe ist schwierig. Daher beruht das elektrostatische Dipolmodell auf einer Vereinfachung des Systems. Es wird angenommen, dass die Nahfeld-Bildgebung durch die Wechselwirkung eines kugelförmigen Dipols an der Spitze der Nadel mit dem spiegelbildlichen Dipol in der dielektrischen Probe entsteht [43, 106, 109], siehe Abb. 2.9. Diese Annahme wird damit gerechtfertigt, dass das Feld eines Dipols mit r^{-3} abfällt, und dass daher weiter entfernte Punkte auf der Nahfeldsonde einen vernachlässigbaren Beitrag zur Feldüberhöhung an der Spitze haben. Zudem kommt hinzu, dass in vielen ANSOM-Experimenten der Nadel-Oberflächenabstand moduliert wird und nur das demodulierte Streusignal betrachtet wird, so dass der Nadelschaft irrelevant erscheint.

Für ein solches System kann dann das Dipolmoment p des Dipols an der Nadelspitze berechnet werden [43] mit

$$p = \alpha \mathcal{E}, \quad (2.4.1)$$

wobei \mathcal{E} das elektrische Feld und $\alpha = 4\pi a^3(\epsilon_T - 1)/(\epsilon_T + 2)$ die Polarisierbarkeit einer Kugel mit Radius a und mit den dielektrischen Eigenschaften des Wolfram-Drahtes ϵ_T ist. Dieser Dipol führt in einem Abstand r zu einem Feld $\mathcal{E} = p/2\pi r^3$, das Oberflächenladungen in der Probe influenziert, die am einfachsten durch einen Spiegeldipol zu beschreiben sind. Befindet sich der Nadeldipol nah genug ($z < a$ in Abb. 2.9), dann überlagert sich das Feld des Spiegeldipols mit dem Nadeldipol und es kommt zu einer Feldüberhöhung. Das insgesamt resultierende Dipolmoment hat dann folgende Form:

$$p = \frac{\alpha}{1 - \frac{\alpha(\epsilon_s - 1)/(\epsilon_s + 1)}{16\pi r^3}} \mathcal{E} \equiv \alpha_{eff} \mathcal{E}. \quad (2.4.2)$$

Hier bezeichnet ϵ_s die Permittivität des Probenmaterials. Mit der so definierten, effektiven Polarisierbarkeit α_{eff} kann mit der Mie-Theorie der Streuquerschnitt A_S und der Absorptionsquerschnitt

2.4 Bildgebung in der Nahfeldmikroskopie

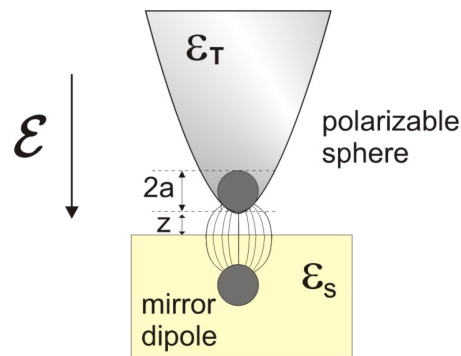


Abbildung 2.9: Dipolmodell zur Beschreibung des Bildkontrastes in der Nahfeldmikroskopie.

A_A berechnet werden:

$$A_S = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} |\alpha_{eff}|^2 \quad \text{und} \quad A_A = \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(\alpha). \quad (2.4.3)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge der gestreuten bzw. absorbierten Strahlung. Das heißt, annäherungsweise skaliert die Streuung mit dem Spitzenradius wie $\approx a^6$ und die Absorption wie $\approx a^3$. Für Abstände kleiner als der Radius nimmt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung stark zu, wodurch der Nahfeldkontrast erklärt wird. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 10 \mu\text{m}$ ist die Absorption etwa eine Größenordnung stärker als die Streuung [112].

Aus Gl. 2.4.3 folgt, dass beim Übergang zu höheren Frequenzen die Streueffizienz mit $1/\lambda^4$ und die Absorptionseffizienz mit $1/\lambda$ abnimmt, was aperturlose Nahfeldmikroskopie bei großen Wellenlängen ineffizient machen müsste. Wurde bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$ ein Bildkontrast von $\approx 3\%$ beobachtet [112], müsste bei $\lambda = 300 \mu\text{m}$ (entspricht 1 THz) der Bildkontrast auf Grund des Absorptionsquerschnitts nur 0.1 % betragen, auf Grund der Streuung sogar nur $3 \cdot 10^{-8}$. Tatsächlich werden bei THz-Frequenzen jedoch Bildkontraste von typischerweise 5% erreicht. Dies kann mit den Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde erklärt werden [38, 39].

2.4.3 Erklärung des Bildkontrast durch das Antennenmodell

Wie Chen et al. zeigen konnten, macht das Dipolmodell quantitativ und qualitativ falsche Vorhersagen über den beobachteten Bildkontrast bei THz-Frequenzen [39]. So würde man nach dem Dipolmodell für eine steigende Permittivität der Probe eine höhere Streuung erwarten, da der spiegelbildliche Dipol an Stärke zunimmt. In der aperturlosen THz-Nahfeldmikroskopie ist das Gegenteil zu beobachten.

Diese Beobachtung wird jedoch verständlich, wenn die Antenneneigenschaften des Nadel-Oberflächen-Systems (NOS) berücksichtigt werden [39]. Das heißt, wesentliche Eigenschaften des NOS können durch einen Serienschwingkreis beschrieben werden, der aus einer Induktivität L , einer Kapazität C und einem Widerstand R besteht. In diesem Modell entsteht der

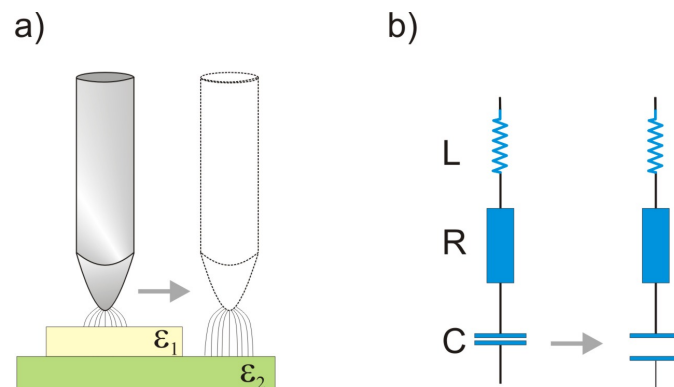


Abbildung 2.10: a) Der Bildkontrast beim Übergang von einem Dielektrikum zum anderen entsteht im Antennenmodell durch eine Veränderung der Kapazität des Nadel-Oberflächensystems. b) Resultierendes Ersatzschaltbild der Antenne.

Bildkontrast in der Nahfeldmikroskopie dadurch, dass die Antenneneigenschaften (d.h. die Parameter des Schwingkreises) von der Probe abhängen. Wird die Nahfeldsonde über die Probe gerastert (Abb. 2.10a), ändert sich abhängig vom Nadel-Oberflächenabstand und abhängig von den dielektrischen Bedingungen unterhalb der Antennenspitze die Antennenkapazität. Der Serienschwingkreis in Abb. 2.10b) ändert hierdurch seine Resonanzfrequenz, was dazu führt, dass sich die spektrale Ankopplung des einfallenden Feldes ändert.

Die einfallende elektromagnetische Welle regt einen Wechselstrom in der Antenne an, der ein magnetisches Feld hervorruft. Es entsteht ein magnetischer Fluss, der sich mit dem Wechselstrom zeitlich ändert und seiner Ursache entgegen wirkt. Dies wird mit der Induktivität der Antenne beschrieben, die im Wesentlichen durch die Länge und Form der Nadel gegeben ist.

Der Widerstand der Antenne bestimmt die Verlustleistung, die zum einen daher kommt, dass der hochfrequente Wechselstrom der durch das einfallende Feld hervorgerufen wird, wiederum zur Emission von Strahlung führt. Zum anderen entsteht ein Verlust in der Antenne durch die endliche Leitfähigkeit der Nadel und der Probe. Beide Verlustmechanismen sind im Widerstand R zusammengefasst.

Mit diesem Modell können der Bildkontrast als auch das spektrale Verhalten der Nahfeldsonde beschrieben werden. Auf Grund des Erfolges des Antennenmodells [39, 45, 113–116] und zur Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit, sollen die Grundlagen der Antennenphysik hier im Detail vorgestellt werden.

2.5 Grundlagen der Antennenphysik

Das Verhalten einer Nahfeldsonde in einem Strahlungsfeld kann mit den Antenneneigenschaften des Nadel-Oberflächen-Systems beschrieben werden. Diese Beschreibung umfasst nicht nur die lokale Wechselwirkung der Tastspitze mit der Probe, sondern auch die Hochfrequenzeigenschaften des Nadelschafts. Für das Verständnis der Ergebnisse des THz-ANSOMs ist daher ein Verständnis der Antennenphysik erforderlich. Ein wichtiger Parameter ist hierbei der Antennenwiderstand, der für verschiedene Bauformen aus der Antennentheorie hergeleitet wird. Darüber hinaus ist die Effizienz, mit der die Antenne der einfallenden Strahlung Leistung entnimmt, bedeutsam. Hierfür wird die Wirkfläche einer Antenne eingeführt. Eine konkrete Diskussion der Antenneneigenschaften im Kontext der THz-Nahfeldmikroskopie wird in Kapitel 4 gegeben. Die Darstellung in Kapitel 2.5.1 stützt sich auf [117], [118] und [119].

2.5.1 Grundbegriffe

Eine Antenne transformiert eine leitungsgebundene Welle in eine Freiraumwelle bzw. auf Grund der Reziprozität eine Freiraumwelle in eine leitungsgebundene¹.

Hierbei wird die Abstrahlung immer durch eine beschleunigte Ladungsverteilung hervorgerufen. Die Bauart und die Parameter einer Antenne beeinflussen hierbei nur, wie effizient sich die elektrischen und magnetischen Felder, der beschleunigten Ladungen von der Antenne ablösen können. Wird die Ladungsverteilung zu harmonischen Schwingungen angeregt, so dass ein sinusförmiger Wechselstrom durch einen z -orientierten, eindimensionalen Leiter mit der Länge Λ fließt, dann kann gezeigt werden, dass die elektrische Feldstärke \mathcal{E} im Fernfeld folgende Form hat [117] (S. 143):

$$\mathcal{E} = \mathbf{e}_\theta \cdot i\omega\mu_0 \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \sin\theta \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} I(z') e^{ikz' \cos\theta} dz'. \quad (2.5.1)$$

Hierbei ist i die imaginäre Einheit, μ_0 die magnetische Feldkonstante, r der Abstand, ω die Kreisfrequenz des Stroms, k die Wellenzahl und θ der Azimutwinkel von der Antennenachse aus gemessen. Hierbei beschreibt Gl. 2.5.1 das elektrische Fernfeld von jeglichen linienförmigen Antennen - die Unterscheidungen zwischen den Ausführungen und Typen beruht hierbei lediglich auf den Annahmen oder den Näherungen, die über die Stromverteilung $I(z)$ gemacht werden. Um die weitere Diskussion einfach zu halten und eine Übersicht über die grundlegenden Eigenschaften einer Antenne zu geben, soll im Folgenden die Näherung eines idealen Dipols verwendet werden, der dadurch charakterisiert ist, dass der Strom überall auf der Antenne die gleiche Phase und gleiche Amplitude hat. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Antenneneigenschaften von Langdrahtantennen mit verschiedenen Stromverteilungen ausgenutzt, die im

¹Da die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Antennen keine nichtlinearen oder aktiven Elemente enthalten, soll im Weiteren immer von ihrer Reziprozität ausgegangen werden, so dass keine Unterscheidung zwischen Sendee- und Empfangseigenschaften der Antenne erforderlich ist.

Anhang diskutiert werden. Die Vorgehensweise ist jedoch gänzlich analog zum idealen Dipol.

Der ideale Dipol

Die Annahme, dass der Strom entlang der Antenne konstant ist, ist eine brauchbare Näherung, wenn die Länge der Antenne wesentlich kürzer als die Wellenlänge der elektromagnetischen Wellen ist¹. Für eine gleichförmige Stromverteilung

$$I(z) = \begin{cases} I_0 & \text{für } -\Lambda/2 < z < \Lambda/2 \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (2.5.2)$$

ergibt Gl. 2.5.1 dann in der Näherung $\Lambda \ll \lambda$, [117] (S. 20ff):

$$\mathcal{E} = \mathbf{e}_\theta \cdot \frac{\Lambda I_0}{4\pi} i\omega\mu_0 \frac{e^{ikr}}{r} \sin\theta. \quad (2.5.3)$$

Aufgrund der Zylindersymmetrie gilt dann für das magnetische Feld H einer in z -Richtung orientierten Stromverteilung $H_\phi = E_\theta/Z_0$, wobei $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377\Omega$ die Vakuumimpedanz ist. Damit ergibt sich für die magnetische Feldstärke:

$$\mathbf{H} = \frac{I_0\Lambda}{4\pi} ik \frac{e^{ikr}}{r} \sin\theta \mathbf{e}_\phi. \quad (2.5.4)$$

Mehr als die Felder interessiert meistens die abgestrahlte Leistung, die über den Poynting-Vektor \mathbf{S} berechnet werden kann:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathcal{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{2} \left(\frac{I_0\Lambda}{4\pi} \right)^2 \omega\mu_0 k \frac{\sin^2\theta}{r^2} \mathbf{e}_r. \quad (2.5.5)$$

Die gesamte Leistung P , die durch eine Fläche \mathbf{A} mit Radius r fließt, ist dann:

$$P = \int \int \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{2} \left(\frac{I_0\Lambda}{4\pi} \right)^2 \omega\mu_0 k \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta = \frac{\omega\mu_0 k}{12\pi} (I_0\Lambda)^2. \quad (2.5.6)$$

Mit $I_0 = Q\omega$, $p = Q\Lambda$ und $c^2 = 1/\mu_0\epsilon_0$, sowie $c = \omega/k$ ergibt sich die gebräuchlichere Schreibweise für die emittierte (oder auf Grund der Reziprozität auch absorbierte) Leistung des Hertzchen

¹Dies wird häufig auch als Hertzscher Dipol bezeichnet. Der ideale Dipol ist hierbei nicht mit einem Halbwellendipol zu verwechseln, der oft einfach als „Dipol“ bezeichnet wird. Der Halbwellendipol gehört zu der Gruppe der resonanten Dipolantennen, die im Anhang behandelt werden.

2.5 Grundlagen der Antennenphysik

Dipols:

$$P(\omega) = \frac{p^2 \omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3}. \quad (2.5.7)$$

Einfluss der Antennenlänge auf die Strahlungseffizienz

Um eine Ablösung der Felder zu ermöglichen, das heißt für eine Auskopplung der leitungsgebundenen Welle in eine Freiraumwelle, muss eine möglichst effiziente Antenne benutzt werden. Während der periodischen Anregung eines Schwingkreises kommt es zu einer Ladungstrennung an den Enden einer Antenne. Die Ladung Q^+ und Q^- oszilliert dann mit ω zwischen den Enden hin und her, so dass ein alternierendes Dipolmoment $p = 2Q^{\pm}\Lambda$ und ein Wechselstrom $I = 2Q\omega$ entsteht. Nimmt man vereinfachend zwei punktförmige Ladungen an den Enden der Antenne an, so kann die Spannung zwischen den Ladungen aus dem Coulomb-Feld abgeschätzt werden zu $U \approx p/4\pi\epsilon_0\Lambda^2$, [50]. Die elektrische Leistung, einen solchen Dipol zu treiben, ist:

$$P_{el} \approx UI = \frac{p^2 \omega}{4\pi\epsilon_0 \Lambda^3}. \quad (2.5.8)$$

Zusammen mit Gl. 2.5.7 kann das Verhältnis η_{el} aus aufgenommener elektrischer Leistung und abgestrahlter Leistung in Abhängigkeit von der Antennenlänge abgeschätzt werden:

$$\eta_{el} = \frac{P}{P_{el}} \approx \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^3. \quad (2.5.9)$$

Die Rechnung gilt nur für kurze Antennen ($\ll \lambda/2$), da nur dann die für Gl. 2.5.7 notwendige gleichförmige Stromverteilung gilt. Jedoch lässt sich hieraus verallgemeinern, dass die Effizienz der Ein- bzw. Auskopplung von Freiraumwellen vom Verhältnis der Länge der Antenne zur Wellenlänge abhängt.

Antennenwiderstand

Wie im Kapitel 4.1 diskutiert werden wird, ist der Widerstand entscheidend für das spektrale Verhalten einer Antenne. Ein reelwertiger, stromdurchflossener Widerstand bedeutet hierbei immer eine Verlustleistung. Eine Antenne hat vornehmlich eine Verlustleistung durch die abgestrahlte und in Wärme dissipierte Leistung. Der Verlustleistung durch Wärme entspricht ein Ohmscher Widerstand R_{Ω} und dem Verlust durch die Strahlungsleistung entspricht ein

Strahlungswiderstand R_R , so dass für den (gesamten) Antennenwiderstand R gilt:

$$R = R_R + R_\Omega. \quad (2.5.10)$$

Zunächst soll der Ohmsche Widerstand betrachtet werden. Da bei hochfrequenten Feldern der Strom nur durch eine dünne Oberflächenschicht mit der Dicke der Skintiefe δ fließt, ist der Ohmsche Widerstand

$$R_\Omega \approx \frac{\Lambda}{2\pi r \delta \sigma} = \frac{\Lambda}{2\pi r} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} \approx 0.4 \Omega \cdot \frac{\Lambda}{r}, \quad (2.5.11)$$

wobei für die letzte Abschätzung die DC-Leitfähigkeit von Wolfram verwendet wurde. D.h. für eine rein metallische Antenne ist der Ohmsche Widerstand in der Größenordnung von ein paar Ohm. Die Situation ändert sich jedoch, wenn nicht die metallische Leitfähigkeit der Nadel, sondern Hochfrequenzleitfähigkeit der Probe die Antenneneigenschaften beeinflussen.

Auch der Leistungsverlust einer Antenne durch Abstrahlung kann wie die Verlustleistung an einem Widerstand verstanden werden. Die Strahlungsleistung P hängt dann über den Strahlungswiderstand R_R mit dem zeitgemittelten Quadrat des Stroms $\langle I^2 \rangle_t$ zusammen, d.h. $P = R_R \langle I^2 \rangle_t$ (hierbei gilt $\langle I \rangle_t = \frac{1}{T} \int_0^T I_0^2 \cos(\omega t + \phi)^2 dt = I_0^2/2$).

Hiermit erhält man den Strahlungswiderstand R_R für den idealen Dipol (vgl. [117] S. 46):

$$R_R = \frac{P}{I_0^2/2} = \frac{\omega \mu_0 k}{6\pi I_0^2} \left(\frac{I_0}{2} \Lambda \right)^2 = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \pi \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2 \approx 200 \Omega \cdot \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2. \quad (2.5.12)$$

Für den Hertzschen Dipol wurde eine gleichförmige Stromverteilung angenommen, wohingegen z.B. in einem resonanten Dipol (d.h. $\Lambda \approx n \cdot \lambda/2$ mit $n \in \mathbb{N}$) Strombäuche und -knoten sich ausbilden. Daher hängt der Eingangswiderstand, der für die Antennentechnik zur Impedanzanpassung interessant ist, im Allgemeinen im hohen Maße vom Ort der Speisung ab. Da sich Gl. 2.5.12 auf den Strom bezieht, ist eine Speisung am Strombauch niederohmig (z.B. in der Mitte eines Halbwelldipols) aber hochohmig an einem Spannungsbauch (z.B. an den Ende eines Halbwelldipols). Für die weitere Diskussion ist aber nicht der Widerstand bezogen auf das Strommaximum in der Antenne bedeutsam, sondern bezogen auf den mittleren Strom (d.h. im Falle einer sinusförmigen Verteilung der Effektivwert des Stroms).

Abbildung 2.11 zeigt den Strahlungswiderstand von Antennen, die während dieser Arbeit benutzt wurden. Diese Widerstände errechnen sich auch hier, indem die abgestrahlte Leistung ins Verhältnis zum Antennenstrom gesetzt wird, s. Anhang. Es stellt sich heraus, dass diese Werte in guter Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Werten bei THz-Frequenzen sind.

2.5 Grundlagen der Antennenphysik

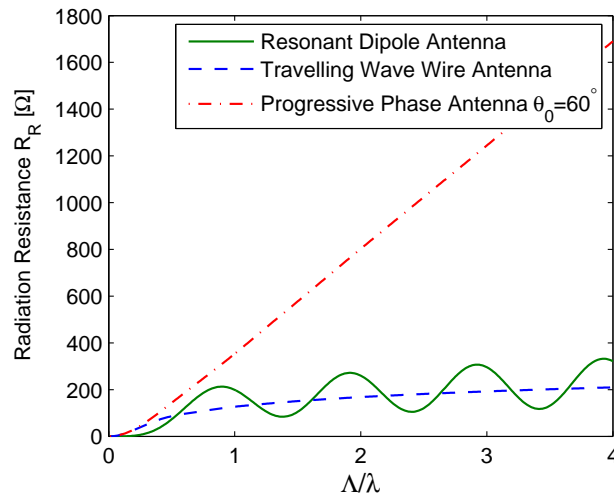


Abbildung 2.11: Strahlungswiderstand einer resonanten Dipolantenne und zweier Langdrahtantennen (eine mit fortschreitender Stromphase und eine mit propagierender Stromverteilung). Wird die Antenne unter einem Winkel von 60° angeregt, führt dies zu einer fortschreitenden Phase der Stromverteilung, aber noch nicht zu einer gleichphasigen Propagation der Stromverteilung mit dem anregenden Feld. Ein resonantes Verhalten entsteht, wenn z.B. die propagierende Stromverteilung an den unangepassten Enden der Antenne reflektiert wird. Zur Bestimmung des Strahlungswiderstands wurden die Gleichungen B.10 und B.14 im Anhang benützt (Vgl. auch Stutzman [117], S. 228).

Wirkungsgrad einer Antenne

Um eine Antenne zu betreiben, muss die zugeführte elektrische Leistung P_{el} gleich der gesamten Verlustleistung sein. Hiermit lässt sich die Effizienz der Umwandlung von elektrischer Leistung in Strahlungsleistung P über die Widerstände schreiben:

$$\eta_{el} = \frac{P}{P_{el}} = \frac{R_R \cdot I^2}{R_R \cdot I^2 + R_\Omega^2 \cdot I^2} = \frac{R_R}{R_R + R_\Omega} \quad (2.5.13)$$

Hiermit ergeben sich im Normalfall elektrische Wirkungsgrade nahe 100%. Für THz-Antennen auf dotierten Halbleitern beträgt der elektrische Wirkungsgrad typischerweise 30%.

Hierbei ist zu beachten, dass dies die Umwandlungseffizienz von elektrischer Energie in Strahlungsenergie ist und nicht die Effizienz mit der die Antenne einem Strahlungsfeld bestimmter Ausdehnung Leistung entnimmt, was im nächsten Abschnitt behandelt wird.

Wirkfläche einer Antenne

Da eine Antenne der einfallenden Welle mit gegebener Intensität (d.h. Leistung pro Flächeneinheit) Leistung entnimmt, kann aus diesem Verhältnis eine Wirkfläche definiert werden. Für

Linearantennen berechnet sich die Wirkfläche mit [119] (S. 1-6)

$$A_W = \frac{\lambda^2}{4\pi} \eta_{el} \Phi, \quad (2.5.14)$$

wobei Φ die Direktivität bzw. den Richtfaktor einer Antenne beschreibt¹. Der Richtfaktor ergibt sich aus dem Verhältnis der abgestrahlten Leistung entlang der stärksten Strahlungsrichtung P_{max} und der durchschnittlichen Leistung gemittelt über alle Raumrichtungen $P_{\langle\theta,\phi\rangle}$:

$$\Phi = \frac{P_{max}}{P_{\langle\theta,\phi\rangle}}. \quad (2.5.15)$$

Für einen hypothetischen isotropen Strahler ist $\Phi = 1$, für einen Hertzschen Dipol gilt $\Phi = 1.5$. Die Richtfaktoren für die in dieser Arbeit betrachteten Langdrahtantennen sind in Abb. 2.12 dargestellt und wurden mit den Gleichungen im Anhang berechnet. Es ergeben sich Leistungs-Richtfaktoren von $\Phi \approx 2 - 10$. Ein ideal leitender, sehr kurzer Dipol ($\Lambda \ll \lambda/2$, $\eta_{el} = 1$) hat folglich eine Wirkfläche von $\approx 12\% \cdot \lambda^2$; eine perfekt leitende Langdrahtantenne mit Länge $\Lambda = 4\lambda$ hat hingegen eine Wirkfläche von $A_W \approx 85\% \cdot \lambda^2$.

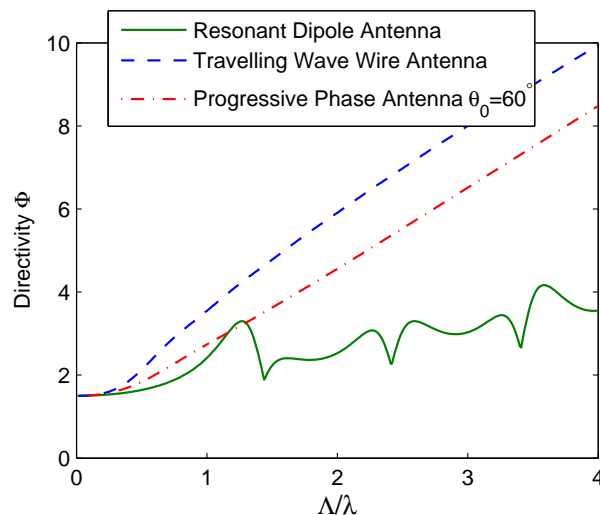


Abbildung 2.12: Richtwirkung von einer resonanten Dipolantenne und zwei Langdrahtantennen, mit verschiedenen Stromverteilungen. Rechnung s. Anhang, vgl. auch [118] S. 220ff und S.482.

¹Die Wirkfläche ist im Allgemeinen eine Funktion vom Azimutwinkel θ und dem Polarwinkel ϕ . Hier wird nur die Richtung betrachtet, in die maximale Richtwirkung erzielt wird. Entlang anderen Richtungen kann die Wirkfläche bedeutend kleiner sein.

3 Entwicklung eines THz-Mikroskops

Nach der grundsätzlichen Demonstrierung eines THz-ANSOMs durch Chen et al. [37], haben verschiedene Weiterentwicklungen im Rahmen dieser Arbeit die Anwendung von aperturloser THz-Nahfeldmikroskopie an unbekanntem Proben erst ermöglicht. Hierbei sind insbesondere die Entwicklung von mikrostrukturierten Terahertz-Emittern, die Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für die THz-Mikroskopie, sowie eine Rauschanalyse und optimierte Datenaufzeichnungsstrategie zu erwähnen.

3.1 Entwicklung eines mikrostrukturierten Emitters

3.1.1 Hintergrund

Die größte Herausforderung in den meisten Terahertz-Anwendungen liegt darin, einen ausreichenden Signal-Rausch-Abstand in einer akzeptablen Messzeit zu gewährleisten. Dies gilt besonders für die THz-Mikroskopie, bei der die zu beobachtende Signalmodulation typischerweise im Bereich von 0.01-5% liegt. Da auf Seiten der Detektion des THz-Signals die Sensitivität unter Idealbedingungen durch das Schrot-Rauschen im Detektor begrenzt ist, besteht die einzige Möglichkeit zur substantiellen Steigerung der Signalqualität in der Verwendung leistungsfähigerer Emittoren.

Bei Verwendung von fotoleitenden Emittern kann die emittierte Leistung gesteigert werden indem ein höheres Beschleunigungsfeld angelegt wird (Gl. 2.3.2, S. 31). Dies kann z.B. durch Verwendung höherer Spannungen erfolgen, was allerdings schnell impraktikabel wird. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Abstand der Elektroden zu verringern, ohne gleichzeitig die aktive Fläche zu reduzieren. Dies lässt sich elegant durch die Benutzung eines mikrostrukturierten Emitters realisieren, der aus einer speziellen interdigitalen Fingerstruktur, einer sog. MSM-Struktur (metal-semiconductor-metal), besteht.

Eine herkömmliche interdigitale Fingerstruktur, wie in Abb. 3.1a) zu sehen, ist hierfür jedoch ungeeignet, da die Richtung des Beschleunigungsfeldes alterniert. Werden Fotoladungen zwischen den Elektroden erzeugt, werden sie in benachbarten Bereichen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt. Diese entgegengerichtete Beschleunigung führt zur Emission gegenphasiger Wellen, die im Fernfeld destruktiv interferieren. Dieses Problem kann allerdings vermieden werden, wenn wie in Abb. 3.1b) gezeigt, jeder zweite Zwischenbereich passiviert wird. Dann erfolgt effektiv nur noch eine Ladungsträgerbeschleunigung in eine Richtung, so dass im Fernfeld die

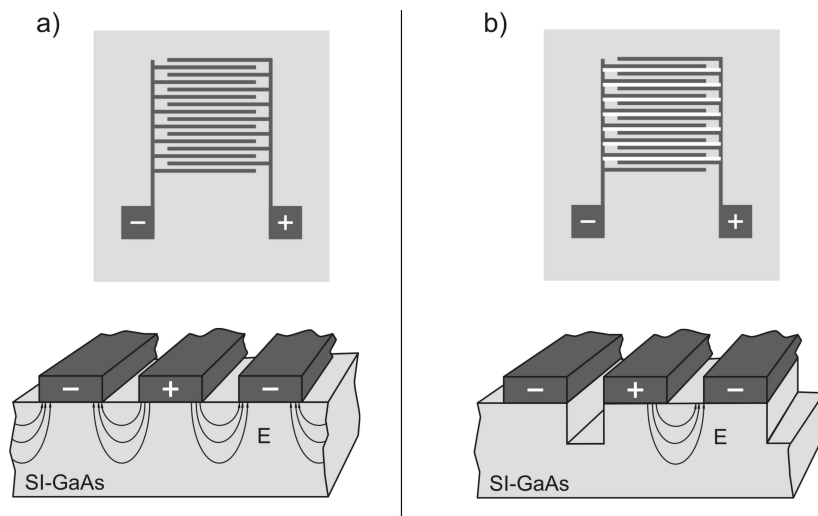


Abbildung 3.1: a) Eine herkömmliche interdigitale Fingerstruktur auf einem Halbleiter mit Feldverlauf unter den Fingern. b) Interdigitale Emittierstruktur mit einem eingezähten Übergitter.

emittierten Felder konstruktiv interferieren. Für den hier vorgestellten Emittier geschieht die Passivierung von jedem zweiten Zwischenbereich durch ein eingezähtes Übergitter. In den Gräben ist das elektrische Feld wesentlich geringer, so dass die Ladungsträger hier kaum beschleunigt werden.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Emittier erfordert einen einfacheren Produktionsprozess, generiert aber vergleichbare Feldstärken, wie die derzeit besten fotoleitenden Emittier [120].

3.1.2 Realisierung

Um eine destruktive Interferenz der Feldemission von benachbarten Bereichen in Abb. 3.1a) zu erreichen, muss eine unidirektionale Ausrichtung des Feldes, das auf die Fotoladungen wirkt, realisiert werden. Im herkömmlichen Verfahren wird auf die periodische Anordnung von Elektroden ein opakes Übergitter mit doppelter Periodizität aufgebracht, das jeden zweiten Zwischenbereich zwischen zwei Finger-Elektroden abdeckt [121, 122]. Auf diese Weise werden in dem abgedeckten Bereich keine Fotoladungen erzeugt, und im unabgedeckten Halbleiter erfolgt die Beschleunigung überall in die gleiche Richtung. Dieses meist metallische Übergitter (und speziell dessen Isolation) erfordert jedoch aufwändige Hybridtechnologien. Eine einfachere Alternative besteht darin, statt der zweiten metallischen Schicht ein Übergitter in das GaAs-Substrat zu ätzen (Abb. 3.2a), so dass in jeden zweiten Zwischenbereich ein Graben geätzt wird [120]. Die Herstellung kann mittels Fotolithografie und einfacher Nasschemie erfolgen¹.

¹Zunächst wird eine MSM-Struktur mit einer Periodizität von typischerweise $10 \mu\text{m}$ belichtet, entwickelt und bedampft sowie der „lift-off“ Prozess durchgeführt. Dann wird fotolithografisch ein Übergitter aus Fotoresist mit

3.1 Entwicklung eines mikrostrukturierten Emitters

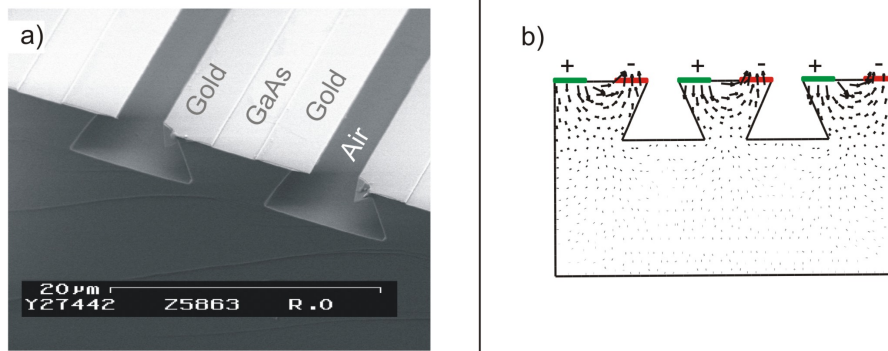


Abbildung 3.2: a) Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahme eines mikrostrukturierten Emitters. Gut zu erkennen sind die geätzten Gräben in jedem zweiten Zwischenbereich, die aufgrund der Anisotropie des Ätzprozesses sich nach unten hin weiten. b) Finite-Elemente-Rechnung des elektrischen Feldes in einem Emitter. Die Länge der Pfeile ist proportional zur Feldstärke. Zu erkennen ist, dass das Feld unterhalb der Gräben bedeutend schwächer als zwischen den Fingern ist.

Wird eine Spannung an die Kontakte angelegt, ergibt sich ein starkes Feld in den ungeätzten Zwischenbereichen zwischen zwei Fingern und nur ein geringes Feld am Boden der Gräben. In Abbildung 3.2b) ist der Feldverlauf, der mit finiten Elementen berechnet wurde, in GaAs dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass dasjenige Feld, das auf Fotoladungen in den ungeätzten Bereichen wirkt, wesentlich größer ist, als das in den Gräben.

3.1.3 Ergebnisse

Die Feldstärke, die von den derart strukturierten Emittlern unter typischen Bedingungen¹ erzeugt wird, kann mit der Gleichung 2.3.7 (S. 34) auf 15-20 V/cm abgeschätzt werden. Die Spitzen-Intensität im THz-Fokus beträgt dann $I_{THz} = \frac{1}{2}\epsilon_0 c \mathcal{E}_{THz}^2 \approx 6 \text{ kW/m}^2$. Durch Integration der Intensität im Zeitbereich kann die Flächenenergiedichte pro Puls bestimmt werden, die typischerweise $E/A \approx 1 \text{ nJ/m}^2$ beträgt. Mit der Wiederholrate des Lasers von $\nu_{Rep} = 80 \text{ MHz}$ und einem Fokus mit einem Radius von $r = 1 \text{ mm}$ kann abgeschätzt werden, dass die zeitgemittelte THz-Leistung dann $P_{THz} = \frac{W}{A} \cdot \nu_{Rep} \pi r^2 \approx 1 \text{ }\mu\text{W}$ beträgt.

Der entwickelte mikrostrukturierte Emitter generierte THz-Strahlung mit einer Bandbreite von etwa 2.3 Oktaven (FWHM) und eine höhere Mittenfrequenz (ca. 1.7 THz). Ein typischer THz-Puls mit zugehörigem Spektrum ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Die erreichbare THz-Feldstärke ist typischerweise fünffach höher, als die der populären InAs-Emitter, bei denen die unterschiedlichen Mobilitäten der Fotoladungen eine Transiente des Diffusionsstroms hervorrufen (Foto-Dember Effekt, [70]) und so zur Emission von THz-Strahlung

doppelter Periodizität aufgebracht. Nasschemisch können dann mit Piranha-Lösung (eine Lösung bestehend aus $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$) Gräben von 5-15 μm Tiefe geätzt werden.

¹Die tatsächliche Feldstärke hängt stark von den experimentellen Parametern ab. Üblicherweise werden 25 V Spannung angelegt, was zu einem Beschleunigungsfeld von 50 kV/cm führt. Die Laserpulse werden auf einen Fokus von ca. 300 μm Durchmesser fokussiert, was eine Anregungsdichte von der Größenordnung 10^{17} cm^{-3} hervorruft.

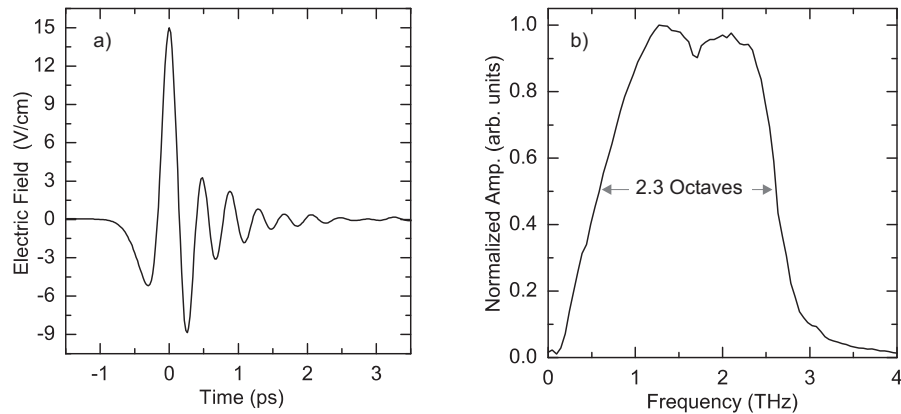


Abbildung 3.3: a) Eine typische THz-Feldtransiente generiert von dem vorgestellten mikrostrukturierten Emittter. b) Zugehöriges Amplitudenspektrum.

führen. Im Vergleich zu Emitttern mit einem opaken Übergitter, werden vergleichbare Feldstärken erzielt [121, 122]¹. Makroskopische fotoleitende Emittter ermöglichen zwar höhere Feldstärken, aber weisen spektrale Maxima bei ca. 400 GHz und eine geringere Bandbreite auf [124] oder erfordern Hochspannungsquellen bei Wechselspannungen im Kilohertzbereich [44]. Eine ausführlichere Charakterisierung findet sich in [120] bzw. der Diplomarbeit [125].

Der Emissionsmechanismus

Zur Emission von THz-Strahlung muss eine zeitlich sich ändernde Polarisation generiert werden. Eine schnelle Änderung der Polarisation des elektrisch vorgespannten Emitters tritt auf, wenn die ungleichnamigen Fotoladungen sich durch das angelegte Feld trennen und dieses hierdurch abschirmen. Die für den Aufbau eines Polarisationsfeldes benötigte Energie, kann auf der Zeitskala dieser Ladungsträgerdynamik nicht von der Spannungsquelle zur Verfügung gestellt werden. Vielmehr stammt die Energie zur räumlichen Trennung der fotogenerierten Ladungen aus der elektrostatischen Energie, die durch die Vorspannung im Emittter gespeichert wurde.

Die elektrostatische Feldenergie in einem Kondensator ist $E = \frac{1}{2}CU^2$. Unter Berücksichtigung des inhomogenen Feldverlaufs in einer interdigitalen Fingerstruktur kann die Kapazität mit folgendem Ausdruck angenähert werden [126]:

$$C = \frac{K(k)}{K(k')} \epsilon_0 (1 + \epsilon_R) L(N - 1), \quad (3.1.1)$$

¹Die dort angegebenen Feldstärken sind ein Faktor fünf zu hoch berechnet [123].

3.1 Entwicklung eines mikrostrukturierten Emitters

wobei der Geometriefaktor K gegeben ist durch

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} d\theta, \text{ mit } k = \tan\left(\frac{\pi b}{4(b+d)}\right).$$

Hierbei steht b für die Breite, d für den Abstand, L für die Länge und N für die Anzahl der Finger. Maßgeblich ist allerdings nicht die Gesamtgröße der Struktur, sondern die tatsächlich aktive Fläche, da eine Feldabschirmung oder der Aufbau eines Feldes nicht schneller propagieren kann als die Lichtgeschwindigkeit c . Bei einer Dauer des anregenden Pulses τ von etwa 100 fs müssen nur Ladungen in einem Umkreis von $\tau \cdot c \approx 30 \mu\text{m}$ berücksichtigt werden, was bei einem Fokusdurchmesser von $300 \mu\text{m}$ vernachlässigbar ist. Hiermit lässt sich die Kapazität mit den Parametern $b = 4 \mu\text{m}$, $d = 4 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$ und $N = 40$ abschätzen. Es ergeben sich üblicherweise Kapazitäten von $C \approx 0.1 - 1 \text{ pF}$. Für eine typische Betriebsspannung von $U=20 \text{ V}$ (entsprechend $E_{ext} = 50 \text{ kV/cm}$ angelegtem Feld) befindet sich eine Gesamtladung von $Q = C \cdot U \approx 10 \text{ pAs}$ auf den Fingern im Laserfokus.

Die Zahl der Fotoladungen, die im Fokus des Anregelasers mit gemittelter Leistung P , Zentralwellenlänge λ , Repetitionsrate ν_r in einem Halbleiter mit Reflektivität R generiert werden, ist

$$N = 2 \frac{P}{\nu_{rep}} \frac{(1-R)\lambda}{hc_0}, \quad (3.1.2)$$

wobei h das Plancksche-Wirkungsquantum ist und der Faktor zwei entsteht, da jedes Photon ein Elektron und ein Loch erzeugt, die jeweils zum Stromfluss beitragen. Die Fotoladungen werden natürlich nur erzeugt, wenn die Photonenenergie hc/λ größer als die Bandlücke ist. Die Gesamtladung aller Elektronen und Löcher ist $Q_{ph} = N \cdot e$, was für $P=1 \text{ W}$, $\nu_r = 80 \text{ MHz}$, Reflektivität $R=30\%$ und einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ einen Wert von $Q_{ph} \approx 6 \text{ nAs}$ ergibt. Da die Absorptionslänge in GaAs bei einer Wellenlänge von 780 nm etwa 750 nm [127] beträgt, befinden sich die Fotoladungen im Wesentlichen zwischen den Fingern. Hieraus wird ersichtlich, dass schon die Trennung von nur einem Bruchteil der fotogenerierten Elektronen und Löcher ausreicht, um das extern angelegte Feld abzuschirmen. Das bedeutet, dass vor allem die Feldabschirmung in Gl. 2.3.2 (S. 31) für die Emission verantwortlich ist.

3.2 Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für das THz-ANSOM

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Raster-Kraft-Mikroskop entwickelt und an die Bedürfnisse der THz-Mikroskopie angepasst worden [128]. Dies ermöglicht es, einen konstanten Nadel-Oberflächen-Abstand von etwa 20 nm zu halten. Für die THz-Mikroskopie bedeutet dies, dass höhere Auflösungen und ein besserer Bildkontrast realisiert werden können. Vor allem wird die Möglichkeit geschaffen, die THz-Nahfeld-Daten mit topografischen Informationen zu korrelieren.

3.2.1 Hintergrund

Um mit aperturloser THz-Mikroskopie extreme Subwellenlängen-Auflösungen erzielen zu können, muss sich die Nahfeldsonde in unmittelbarer Nähe der Probenoberfläche befinden [39]. Es stellt sich heraus, dass für eine laterale Sub-Mikrometer-Auflösung der Abstand zwischen Nadel und Oberfläche geringer als 100 nm sein muss [115, 129]. Hinzu kommt, dass nicht nur die Auflösung, sondern auch der Bildkontrast empfindlich vom Arbeitsabstand der Spitze zur Probe abhängt [115].

Diese Maßgabe stellt eine große Herausforderung in der THz-Mikroskopie, besonders an weichen Objekten, dar, die leicht durch die Krafteinwirkung der metallischen Spitze zerstört werden können. Daher wird eine aktive Abstandsregelung benötigt. Dies ließe sich mittels eines Raster-Tunnel-Mikroskops bewerkstelligen (Scanning Tunneling Microscope [STM]), bei dem der Tunnelstrom exponentiell vom Arbeitsabstand abhängt und daher eine sehr präzise Abstandskontrolle erlaubt. Dies wäre jedoch nur auf leitfähige Proben anwendbar und nicht auf die meisten Dielektrika. Eine Alternative bildet die Familie der Raster-Kraft-Mikroskope, deren prominentester Vertreter das Atomic Force Microscope (AFM) ist. Hierbei gilt es jedoch zu beachten, dass für eine effiziente Antennenankopplung der THz-Strahlung an die Nahfeldsonde sie eine Länge von einigen Millimetern benötigt, was Standard AFM-Sonden für diesen Zweck unbrauchbar macht. Für die Abstandskontrolle wurde daher eine Technik implementiert, die die Scherkraft zwischen der Nadelspitze und der Oberfläche misst [130–133].

3.2.2 Funktionsweise der Abstandskontrolle

Allgemeines Prinzip

In der Scherkraft-Mikroskopie wird die Tastspitze zu Schwingungen angeregt. Nähert sich die schwingende Sonde an die Oberfläche der Probe an, erfährt sie eine Dämpfung durch die einsetzende Reibungs- und Scherkraft. Es sind hierbei vor allem zwei Beiträge, die eine Scherkraft auf die Nadelspitze bewirken: i) Die van-der-Waals-Kräfte zwischen Spitze und Nadel [133] und ii) die viskose Dämpfung der Nadelbewegung im benetzenden Wasserfilm, der unter atmosphärischen Bedingungen eine Stärke von einigen Nanometern haben kann [134].

3.2 Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für das THz-ANSOM

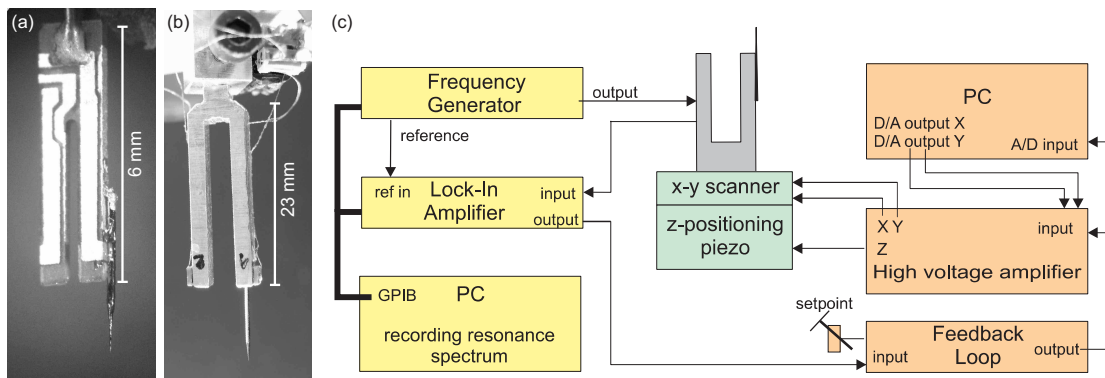


Abbildung 3.4: Konventionelle Quarzstimmgabel, Aluminiumstimmgabel mit aufgeklebten Anrege- und Abfrage Piezo-Keramiken, sowie schematische Darstellung der Kontrolldiagramm.

In der Praxis kann die Tastspitze dadurch in Schwingungen versetzt werden, dass sie auf eine Stimmgabel aufgeklebt wird (Fig. 3.4). Hierbei nutzt man die hohe Güte der Stimmgabeln aus, die daher kommt, dass der Massenschwerpunkt (der gleich dem Aufhängungspunkt ist) durch die symmetrische Auslenkung der Zinken ruht. Kommt es zu einer Kraftwirkung auf die mikroskopische Tastspitze beim Abrastern der Probe, entsteht eine Dämpfung und somit eine Änderung der Stimmgabel-Amplituden und -Frequenz. Beide Größen können messtechnisch leicht erfasst werden, so dass ein konstanter Arbeitsabstand zwischen Nadel und Probe dadurch realisiert werden kann, dass die Abstandsregelung z.B. die Amplitude auf einem konstanten Wert hält, der kleiner ist als die freischwingende Amplitude der Stimmgabel. Indem für jeden Ort auf der Probe die Höhe aufgezeichnet wird, auf die die Stimmgabel verfahren wurde, um die Amplitude konstant zu halten, gewinnt man topografische Informationen über die Probe. Die Scherkrafts-Abstandsregelung wurde mit kommerziellen Quarzstimmgabeln (Abb. 3.4a)) und selbst entwickelten Miniatur-Aluminium-Stimmgabeln (Abb. 3.4b)) umgesetzt. Die entwickelte Abstandsregelung für die Scherkraftmikroskopie wurde mit einem Regelsystem realisiert, das als Kontrolldiagramm in der Abbildungen 3.4c) zu sehen ist.

Kraftwirkung auf die Probe

Wie von Karrai und Grober gezeigt wurde, kann die Scherkraft der Nadel auf die Probe mit einem harmonischen Oszillatormodell beschrieben werden [135, 136]. Hierdurch kann die Veränderung des Amplitudensignals (dem Kontrollsignal in der Abstandsregelung) direkt ins Verhältnis zu der Kraftwirkung F zwischen Nadel und Oberfläche gesetzt werden:

$$F = \left(1 - \frac{V}{V_0}\right) \frac{\kappa}{\sqrt{3}Q} x_0. \quad (3.2.1)$$

In diesem Ausdruck ist Q die Güte der Resonanz und V/V_0 ist der Abschwächungsfaktor

der Amplitude. Das heißt V/V_0 ist das Verhältnis des abgeschwächten Amplitudensignals V (wenn die Nadel in Kontakt ist) zu dem Amplitudensignal V_0 (wenn die Stimmgabel frei schwingt). Weiter steht κ für die statische Federkonstante¹ der Stimmgabel-Zinken, und x_0 ist die Ortsraum-Amplitude in der Resonanz der Grundmode.

Hier wird der große Vorteil der Verwendung von Stimmgabeln für die Rasterkraft-Mikroskopie deutlich: Die Amplitude der Schwingung x_0 kann sehr weit reduziert werden (typischerweise <1 nm) und gleichzeitig ermöglichen die Stimmgabeln hohe Güten. Auf diese Weise ist die Kraft auf die Probe sehr gering, obwohl die Federkonstante der Zinken wesentlich höher ist als z.B. die einer AFM-Sonde.

3.2.3 Realisierung

Resonanzen der Stimmgabel

Zum einen wurden kommerzielle Quarz-Stimmgabeln verwendet, die in der Elektronik (z.B. in herkömmlichen Quarzuhren) als Zeitgeber eingesetzt werden. Sie haben eine Grundmode bei einer Frequenz von 2^{15} Hz=32768 Hz. Durch Anlegen einer Wechselspannung an die beiden Kontakte wird auf Grund der piezoelektrischen Eigenschaften des Quarzes eine periodische Auslenkung der Stimmgabel-Zinken hervorgerufen. Stimmt die anregende Frequenz mit einer mechanischen Mode der Stimmgabel überein, d.h. erfolgt die Anregung resonant, wird eine Eigenmode der Stimmgabel angeregt.

Die mechanische Auslenkung bei einer Schwingung bewirkt eine Deformation des Stimmgabelmaterials, so dass ein piezoelektrischer Strom fließt, der proportional zur Ortsraum-Amplitude der Schwingung ist (der Proportionalitätsfaktor zwischen Strom- und Ortsraum-Amplitude beträgt etwa $\beta_{\text{Quarz}} = 0.505$ m/A [136]). Der piezoelektrische Strom lässt sich messtechnisch leicht erfassen und ist in Abb. 3.5 in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt. Hierbei wurde auf eine Seite eine elektrochemisch geätzte, ultrascharfe Wolframspitze mit Epoxidharz aufgeklebt (s. Abb. 3.4a)), um die Stimmgabeln als Kraftsensor in der Scherkraftmikroskopie zu nutzen. Diese zusätzliche Masse bewirkt in Abb. 3.5 eine Verringerung der Resonanzfrequenz von etwa 32.7 kHz zu nunmehr etwa 25 kHz. Da auf Grund der gebrochenen Symmetrie der Massenschwerpunkt über eine Oszillationsperiode nicht weiter in Ruhe ist, dissipiert die Stimmgabel Leistung in den Aufhängepunkt, was zu einer Reduktion der Güte von $Q \approx 10\,000$ zu $Q \approx 500$ führt.

Da die Nadel nicht nur die Topografie der Probe abtasten soll, sondern auch und vor allem als Nahfeldsonde dient, muss sie die Stimmgabel für eine optimale THz-Ankopplung möglichst weit überragen. Je länger und schwerer der Draht ist, desto asymmetrischer wird die Stimmgabel und desto mehr Leistung dissipiert sie, was zu geringeren Güten führt. Der Durchmesser des Drahtes kann hierbei zur Reduktion der Masse nicht beliebig klein gewählt werden, da die Spitze

¹Für die Quarzstimmgabeln ist die Federkonstante $\kappa_{\text{Quarz}} \approx 26.6$ kN/m, für die Aluminiumstimmgabeln $\kappa_{\text{Al.}} \approx 56.6$ kN/m.

3.2 Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für das THz-ANSOM

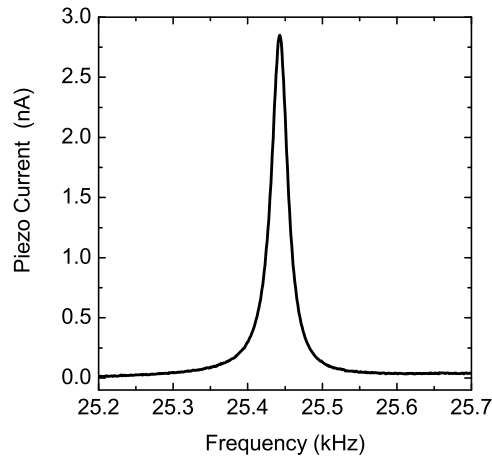


Abbildung 3.5: Eine lorentzförmige Resonanzkurve einer Quarzstimmgabel mit einer Güte von $Q \approx 500$. Die Stimmgabel war mit einem 10 mm langen $200 \mu\text{m}$ starken Draht beladen.

sonst Eigenschwingungen ausführt.

Aus diesem Grund wurden Aluminium-Stimmgabeln entwickelt, die auf Grund ihrer viermal größeren Abmessung weniger stark durch das Gewicht des Wolframdrahtes gestört werden (Fig. 3.4 b). Hier erfolgt die Anregung durch eine aufgeklebte Piezo-Keramik, die durch die externe Anregung ihre Dicke um etwa 50 pm/V ändert und auf Grund der Massenträgheit eine Kraftübertragung auf die Stimmgabelzinke bewirkt. Die Amplitude der Stimmgabel übersteigt hierbei die Amplitude der Anregung im Resonanzfall um ein Vielfaches.

Zum Auslesen der Amplitude auf der zweiten Zinke eine baugleiche Piezo-Keramik (type c255, PI Ceramic GmbH) befestigt, die wiederum durch ihre Trägheit im Resonanzfall periodisch gestaucht und gestreckt wird und hierbei einen piezoelektrischen Strom generiert. Hierbei lassen sich verschieden akustische Moden¹ im Bereich von 10 kHz bis 100 kHz mit Güten von typischerweise $Q \approx 400$ anregen, selbst wenn $500 \mu\text{m}$ starke Nadeln mit einer Gesamtlänge von über 10 mm verwendet werden. Mit interferometrischen Messungen wurde verifiziert, dass die Ortsraum-Amplitude der Aluminium-Stimmgabeln proportional zum piezoelektrischen Strom im Auslesepiezo ist (Proportionalitätsfaktor: $\beta_{Al} = 1.8 \text{ m/A}$).

Resonanzen der Tastspitze

Für die Rasterkraft-Mikroskopie sind die Schwingungsresonanzen des Nadel-Stimmgabel-Systems maßgeblich. D.h. wird die Auslenkung der Nadelspitze durch Wechselwirkung mit

¹Die Moden der Stimmgabeln sind anharmonisch gestaffelt und haben Eigenfrequenzen gemäß $\nu_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} x_n^2 \frac{T}{l^2} \sqrt{\frac{E}{12\rho}}$, wobei x_n die Lösungen zu $\cos x_n \cosh x_n + 1 = 0$ sind [135]. Die ersten Nullstellen liegen bei $x_0 \approx 1.9$, $x_1 \approx 4.7$, $x_2 \approx 7.9$.

der Probenoberfläche gedämpft, kommt es zu einer Verstimmung der Resonanzfrequenz des Stimmgabelsystems. Die Nadelspitze wird aber nur wirksam durch die Bewegung der Stimmgabelzinken ausgelenkt, wenn die Resonanzfrequenz der Nadel höher liegt als die Resonanz der Stimmgabel. Hat die Nadel z.B. einen Schwingungsknoten an ihrer Spitze (weil ihre Resonanzfrequenz zu niedrig liegt) erfährt sie bei Annäherung an die Probenoberfläche keine Dämpfung (da sie sich auch nicht bewegt), so dass die Scherkraft-Abstandsregelung versagt.

Die aufgeklebten, konisch zulaufenden Nadeln haben eigene Schwingungsresonanzen, die durch die Biegeschwingungen eines einseitig befestigten, dicken Stabes mit Radius r und Länge l angenähert werden können. Hierbei sind die Eigenfrequenzen der Biegeschwingung eines runden Stabs [137] durch

$$v_j \approx \frac{\pi 2r}{8l^2} \left(j - \frac{1}{2}\right)^2 \sqrt{\frac{E_Y}{\rho}} \quad (3.2.2)$$

gegeben. Hierbei bezeichnet j den Index der Eigenschwingung. Die Wurzel aus dem Verhältnis von Elastizitätsmodul E_Y und Dichte ρ ist die Schallgeschwindigkeit im schwingenden Balken.

$2r$ [μm]	l [mm]	$v_{j=1}$ [kHz]	$v_{j=2}$ [kHz]
100	1.0	45.4	408.2
	3.0	5.0	45.4
200	1.0	90.7	816.4
	3.0	10.0	90.7
500	1.0	226.8	2041.4
	3.0	25.2	226.8

Tabelle 3.1: Grund- und 1. Oberschwingung eines Wolfram-Drahtes mit verschiedenen Längen l und Radii r . Hierfür wurde $E_Y = 411$ GPa und $\rho = 19\,250$ kg/m³ verwendet [137].

In Tabelle 3.1 sind Eigenfrequenzen für die Balkenbiegung einer Wolfram-Nadel für unterschiedliche Durchmesser und Längen angegeben. Dies gilt nur in Näherung für die elektrochemisch geätzten Nadeln, da diese in etwa konisch zulaufen. Aus der Proportionalität zwischen Eigenfrequenz und Durchmesser folgt, dass die Eigenfrequenzen eines Kegelstumpfes niedriger liegen, als die eines Zylinders mit gleichem Durchmesser wie die Grundfläche des Kegels. Das bedeutet, dass eine Nadel, die aus einem 200 μm Draht geätzt¹ wurde und 3 mm frei schwingende Länge hat, eine Eigenfrequenz bei <10 kHz besitzt, während die nutzbaren Stimmgabelresonanzen bei 25-40 kHz liegen.

¹Die verwendeten Tastspitzen werden mit NaOH-Lösung elektrochemisch aus polykristallinen Wolfram-Drähten geätzt [138, 139].

3.2 Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für das THz-ANSOM

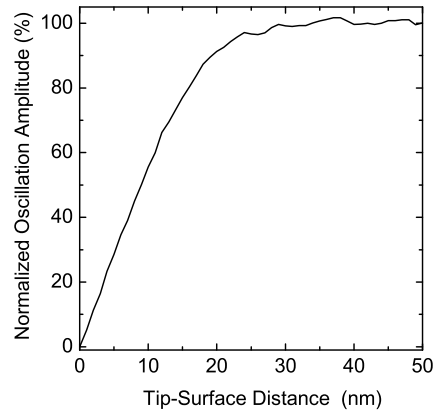


Abbildung 3.6: Normierte Schwingungsamplitude der Stimmgabel in Abhängigkeit vom Nadel-Oberflächenabstand.

Um das Problem der Nadelresonanzen zu vermeiden wurden zwei Ansätze verfolgt: Für die Quarzstimmgabeln wurden Spitzen aus Drähten mit einer Stärke von $200\ \mu\text{m}$ geätzt und mit einem Überstand von etwa $1\ \text{mm}$ aufgeklebt. Für optimale THz-Ankopplung wurden für die Aluminium-Stimmgabeln Drahtstärken von $500\ \mu\text{m}$ verwendet, die die Stimmgabeln um mehr als $2\ \text{mm}$ überragten.

Umsetzung der Scherkraft-Abstandskontrolle

Zur Abstandsregelung wird die Stimmgabel mit konstanter Frequenz und Amplitude (d.h. Kraft) angetrieben, während die Stimmgabel-Oszillation mit einem Lock-In-Verstärker demoduliert wird (z.B. EG&G 5210). Die Antriebsamplituden für die Stimmgabeln liegen bei $V_{pp} = 1 - 5\ \text{mV}$ und erzeugen hierbei Ströme von $0.1-5\ \text{nA}$. Auf Grund der Proportionalität ($\beta_{Al} = 1.8\ \text{m/A}$, $\beta_{Quarz} = 0.5\ \text{m/A}$) zwischen Strom- und Ortsraum-Amplitude ist daher sichergestellt, dass für beide Stimmgabeltypen die Schwingungsamplituden der Nadel maximal im Nanometerbereich liegen. Das piezoelektrische Signal der Stimmgabeln kann mit einem Lock-In-Verstärker mit Signal-Rauschabständen von $> 1000\ \sqrt{\text{Hz}}$ gemessen werden. Der analoge Output des Lock-In-Verstärkers stellt eine der piezoelektrischen Wechselstromamplitude proportionale Regelgröße für den nicht-kommerziellen proportional-integral Controller zur Verfügung, der die Stellgröße (die Z-Position der Stimmgabel) mit einer Zeitkonstante $1-5\ \text{ms}$ nachregelt, und so eine konstante Oszillationsamplitude ermöglicht (s. auch Abb. 3.4).

Die Stimmgabel wird hierbei in Z-Richtung von einem linearen Piezo-Aktuator (P-841.10, Physik Instrumente GmbH & Co. KG) in einem Verstellbereich von $15\ \mu\text{m}$ verfahren. Der integrierte resistive Positions-Sensor ermöglicht auf diese Weise das hysteresefreie Abtasten der Proben-Topografie mit einer Sub-Nanometer-Auflösung.

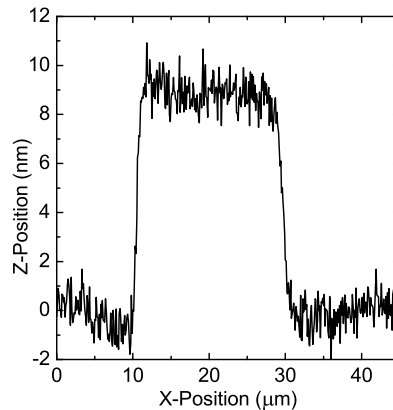


Abbildung 3.7: Topografisches Profil einer Chromstruktur auf Glas aufgenommen mit Scherkraft-Mikroskopie. Der Chromkontakt hat eine Breite von $20\ \mu\text{m}$ und eine nominelle Höhe von $8\ \text{nm}$.

3.2.4 Charakterisierung

Bei Verringerung des Nadel-Oberflächenabstands sinkt die Oszillationsamplitude der Stimmgabel, wie in Abb. 3.6 gezeigt, wenn sie mit konstanter Frequenz angeregt wird. Dies erklärt sich dadurch, dass sich die Resonanz durch die zunehmende Dämpfung und durch die steigende Reibungskraft zunehmend und sich verschiebt. Im Extremfall wird eine andere Mode mit einem Schwingungsknoten an der Spitze der Nadel angeregt. Daher ist in Abb. 3.6 der Nullpunkt durch diejenige Nadelposition definiert, an der eine weitere Annäherung einen nichtlinearen Abfall des Amplitudensignals hervorrufen würde. Dies erlaubt eine Genauigkeit der Abstandsbestimmung¹ von etwa $\pm 3\ \text{nm}$. Bei einer typischen Einstellung für den Amplituden-Sollwert von 80% der freien Schwingungs-Amplitude kann ein Nadel-Oberflächen-Abstand von etwa $15\text{-}20\ \text{nm}$ eingestellt werden. Mit Gleichung 3.2.1 kann die Kraft zwischen Nadel und Oberfläche dann auf eine Größenordnung von etwa einem Nanonewton abgeschätzt werden.

Topografische Auflösung

Zur Evaluierung der Scherkraft-Kontrolle wurde in Abb. 3.7 eine definierte Chromstruktur auf Glas abgerastert, die trotz ihrer nominellen Höhe von $8\ \text{nm}$ auch in einem Arbeitsabstand von $20\ \text{nm}$ mit einer spatialen Auflösung von etwa $1\ \mu\text{m}$ reproduziert wird (was dem Durchmesser der Probenspitze entspricht). Bei einer Integrationszeit von $4\ \text{ms}$ pro Datenpunkt ergibt sich ein RMS-Rauschen von etwa $1\ \text{nm}$, was für die THz-Mikroskopie unkritisch ist.

¹Die Abstandsbestimmung ist hierbei nicht mit dem Rauschen der Abstandsregelung zu verwechseln, das bedeutend kleiner ist.

3.2 Entwicklung einer Scherkraft-Abstandsregelung für das THz-ANSOM

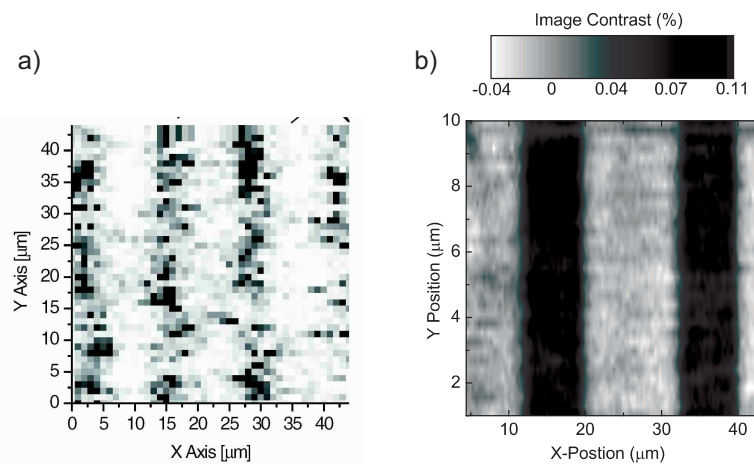


Abbildung 3.8: Terahertz-Mikrograph von Fotoresist-Gitterstrukturen auf Gold. Auf der linken Seite ist ein Gitter mit $14\mu\text{m}$ Linienbreite zu sehen, das ohne Abstandsregelung aufgenommen wurde [39], auf der rechten Seite ein ähnliches Gitter (Linienbreite $12\mu\text{m}$) mit aktiver Abstandsregelung nach einer Integrationszeit von 13.3 s pro Pixel.

3.2.5 Bedeutung für die THz-Mikroskopie

Nachfolgend geht es um die Umsetzung der SFM-Abstandsregelung für das THz-ANSOM zur Erreichung eines maximalen Bildkontrastes, zur Vermeidung von Artefakten und zur Erzielung einer optimalen Auflösung.

Erhöhung der Stabilität

Der Umstand, dass die Nadelspitze immer auf einem konstanten Arbeitsabstand gehalten wird, erlaubt THz-Mikroskopie an weicher Materie. Abb. 3.8 zeigt eine Fotoresist-Struktur auf Gold, wobei die Fotoresist-Finger einen Abstand von $12\mu\text{m}$ und eine Breite von $8\mu\text{m}$ bei einer Höhe von 250 nm haben. Die Struktur wird mit einer lateralen Auflösung von etwa $1\mu\text{m}$, bei einem Bildkontrast von 10^{-3} und einem RMS Rauschen des THz-Signals von $4.8 \cdot 10^{-4}\text{ Hz}^{-1/2}$ reproduziert. Trotz der niedrigen Permittivität des Fotoresists ($\epsilon \approx 1.36$) wird die Struktur mit einem Signal-Rausch-Abstand von etwa sieben, korrekt reproduziert, was eine Gesamtintegrationszeit von 17 h für die 130×33 Datenpunkte erfordert. Solch lange Integrationszeiten sind nur durch aktive Abstandsregelungen möglich, da ansonsten Driftprozesse eine solche Messung unmöglich machen.

Eliminierung von topografischen Artefakten

Der entscheidende Vorteil von THz-ANSOM verglichen mit AFM oder optischer Mikroskopie besteht in der Möglichkeit die lokale dielektrische Permittivität einer Probe $\epsilon(\omega, x, y)$ auf einer Sub-Mikrometerskala zu detektieren. Variationen im topografischen Profil $\Delta z(x, y)$ verändern hierbei

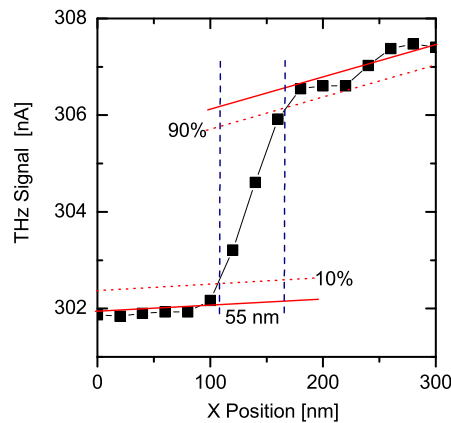


Abbildung 3.9: Erzielbare Ortsauflösung des THz-ANSOMs mit Scherkraft-Abstandskontrolle.

die Menge dielektrischen Materials unterhalb der Nadel und tragen somit zum Bildkontrast bei¹. Dies erschwert es ortsaufgelöste Aussagen über $\epsilon(\omega, x, y)$ zu machen. Um diesen Einfluss auszuschließen, darf sich die Antennenkapazität nur durch die lokale Permittivität $\epsilon(\omega, x, y)$ und nicht durch den Abstand der Nadel von der Oberfläche ändern.

In früheren Arbeiten [37, 39] resultierte der Bildkontrast von der Topografie der untersuchten Struktur *und* von ihren dielektrischen Eigenschaften, was die quantitative Interpretierbarkeit der Daten limitierte. Der wissenschaftliche Vorteil einer Scherkraft-Abstandskontrolle für die THz-Mikroskopie besteht darin, dass Orte auf einer Probe, die sich nur durch ihre dielektrische Permittivität $\epsilon(\omega, x, y)$ unterscheiden, aufgelöst werden können. Die so gewonnenen THz-Mikrographen spiegeln ausschließlich den dielektrischen Kontrast der Probe wider und enthalten keine topografischen Artefakte.

Verbesserung der Auflösung

In der wegweisenden Arbeit von Chen et. al [37] ist eine Ortsauflösung von 150 nm in einer Dimension demonstriert worden. Hiermit wurde gezeigt, wie lokal begrenzt die Wechselwirkung der Antenne mit der Probe im THz-ANSOM ist. Diese Messungen wurden im Kontaktmodus ohne aktive Abstandskontrolle durchgeführt.

Zur Anwendung auf Proben mit unbekannter Topografie und zur artefaktfreien, kontaktlosen Bildgebung des dielektrischen Kontrastes ist eine aktive Abstandskontrolle erforderlich. Durch die Implementierung einer Scherkraft-Regelschleife für das THz-Mikroskop können hochauflösende ($< \lambda/1000$) zweidimensionale Mikrographen aufgenommen werden. Abbildung 3.9 zeigt, dass durch die aktive Scherkraft-Abstandskontrolle mit dem THz-ANSOM Flankensteilheiten von 55 nm erreicht werden können.

¹S. Kap. 2.4.3, S. 37.

3.2.6 Zusammenfassung: SFM für THz-ANSOM

Aperturlose THz-Nahfeldmikroskopie erfordert eine aktive Rückkopplungssteuerung, um einen konstanten Abstand zwischen Spitze und Probe zu gewährleisten. Scherkraft-Kontrolle ist ein geeignetes Werkzeug, das nicht nur für leitende Proben geeignet ist, sondern sogar auf weicher Materie angewandt werden kann. Sowohl kommerzielle Quarzstimmgabeln als auch Miniatur-Aluminium-Stimmgabeln ermöglichen einen Arbeitsabstand von ca. 20 nm und somit die Messung eines rein dielektrischen Bildkontrasts. Miniatur-Aluminium-Stimmgabeln erlauben die Verwendung von Nahfeldsonden mit größerem Schaftdurchmesser. Hierdurch kann die Nadel mit einem für die Antennenankopplung erforderlichen Überstand der oszillatorischen Anregung folgen. Daher sind Aluminium-Stimmgabeln für THz-ANSOM besonders geeignet.

3.3 Physikalische Grenzen der THz-Detektion

Wie im Kapitel 3.1 diskutiert, ist die Leistung der gepulsten THz-Quellen sehr gering, so dass eine möglichst empfindliche Detektion nötig ist. Dies gilt umso mehr, als das Mikroskopie-Signal vor einem 10^4 -fach größerem Hintergrund für eine Matrix an Ortspunkten und unterschiedliche experimentelle Parameter in akzeptabler Zeit aufgenommen werden soll. Daher sind das Verständnis der auftretenden Rauschquellen sowie eine angepasste Datenaufzeichnungsstrategie unabdingbar für die THz-Mikroskopie und THz-Mikrospektroskopie an realen Proben.

3.3.1 Rauschquellen

Die Aufzeichnung des THz-Signals wird durch eine Reihe von Signalen beeinflusst, die systematische oder statistische Auswirkungen auf das Mess-Signal haben. Diese treten sowohl generations- als auch detektionsseitig auf, wobei letztere sich stärker auswirken, da das THz-Signal nur einen Bruchteil des Hintergrundsignals ausmacht.

Technisches Laserrauschen

Das Laserrauschen fließt sowohl bei der Detektion als auch bei der Generierung der THz-Pulse ein. Auf Seiten der Detektion können Intensitätsschwankungen des Lasers mittels balancierter Fotodetektion (s. Kapitel 3.4) weitgehend kompensiert werden. Auch bei der Generierung der THz-Pulse machen sich Intensitätsfluktuationen bemerkbar, da das THz-Signal proportional zur anregenden Laserleistung ist. D.h. das THz-Signal weist ein Rauschen auf, das mit dem Laserrauschen korreliert ist und die gleiche relative Stärke wie dieses hat. Da diese Fluktuationen meistens bei charakteristischen Frequenzen auftreten, können Modulationstechniken bei Frequenzen mit wenigen Störungen zur Signalverbesserung beitragen.

Schrotrauschen

Das Schrot-Rauschen oder auch Shot-Noise wird im Laser durch die endliche Zahl der Photonen hervorgerufen, die im Detektor wiederum eine abzählbare Menge von Fotoladungen generieren. Diese sind stets ein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung und gehorchen somit einer Poisson-Statistik.

Die Unbestimmtheit σ_N der Anzahl N an Fotoladungen folgt dann aus der Poisson-Statistik:

$$\sigma_N = \sqrt{N}. \quad (3.3.1)$$

Das heißt, der relative Messfehler beträgt $\sqrt{N}/N = 1/\sqrt{N}$ und nimmt mit der Wurzel der Fotoladungen ab. In der Praxis werden jedoch meist nicht die Fotoladungen, sondern der

3.3 Physikalische Grenzen der THz-Detektion

Fotostrom I gemessen. Dieser kann geschrieben werden als N Fotoladungen mit je einer Elementarladung e pro Zeit t , d.h. $I = N \cdot e/t$. Der Fotostrom weist dann nach einer Zeit t die Unschärfe $\sigma_{I,S}$ auf:

$$\sigma_{I,S} = \sqrt{Ne}/t = \sqrt{\frac{I \cdot e}{t}} = \sqrt{I \cdot e \cdot \nu_B}. \quad (3.3.2)$$

Hierbei wurde die Bandbreite der Detektion ν_B als das Inverse der Messzeit eingeführt.

Johnson-Rauschen

Wie Johnson 1929 gezeigt hat, führen statistische Fluktuationen der thermisch angeregten Elektronen in einem Leiter zu Potentialfluktuationen an den Enden des Leiters [140]. Im Wesentlichen wird angenommen, dass die thermische Energie der Elektronen $\sim k_B T$ für eine Zeit t ausreicht, eine elektrische Leistung $P = U \cdot I = I^2 \cdot R$ an einem Widerstand zu erzeugen. Somit ergibt sich für den durch thermische Fluktuationen bedingten Strom $I = \sqrt{\frac{k_B T}{R \cdot t}}$, d.h. für eine sehr kurze Zeit reicht die thermische Energie aus, einen hohen Strom zu erzeugen. Bei genauer Rechnung ergibt sich [47]:

$$\sigma_{I,J} = \sqrt{\frac{4k_B T \nu_B}{R}}. \quad (3.3.3)$$

Die Messdauer wurde durch die inverse Bandbreite ν_B der Messung ersetzt. Da sich die elektrische Leistung proportional zum Quadrat des Stroms verhält, gibt der Faktor $\frac{4k_B T}{R}$ die (konstante) spektrale Leistungsdichte an ("Weißes Rauschen").

1/f-Rauschen

Diese Form des Rauschens tritt bei allen Prozessen auf, bei denen eine Verdoppelung der Frequenz (bzw. der Geschwindigkeit) eine Halbierung der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens bedeutet. Auf Grund der Antiproportionalität zwischen spektraler Leistungsdichte und Frequenz ist die Leistung pro Oktave konstant, wohingegen die Leistungsdichte sich pro Oktave halbiert.

Hierbei tritt 1/f-Rauschen in stromdurchflossenen Halbleitern und Metallen in einem sehr weiten Frequenzbereich auf, wobei keine einheitliche Theorie für die physikalische(n) Ursache(n) existiert, siehe z.B. [141]. Der Frequenzbereich ist auf der niederfrequenten Seite limitiert durch die inverse Zeit seit Einschalten des Gerätes, während auf der hochfrequenten Seite dieses „Rosa Rauschen“ von „Weißem Rauschen“ (d.h. Rauschen mit konstanter spektraler Leistungsdichte) überlagert wird. Werden Modulationstechniken bei ausreichend hohen Frequenzen verwendet, wird der Einfluss des stets vorhandenen 1/f-Rauschens minimiert und es dominiert "Weißes Rauschen", das naturgemäß auch bei höheren Frequenzen konstant bleibt und dessen Einfluss mit

Modulationstechniken nur aufgrund der Schmalbandigkeit der Detektion reduziert werden kann.

Rauschen der Zeitvariablen

Einer der wesentlichen Vorzüge der THz-Zeitbereichs-Spektroskopie verglichen mit anderen spektroskopischen Techniken besteht in der Möglichkeit, THz-Wellenzüge direkt im Zeitbereich abzutasten. Hierfür werden die Terahertz-Pulse im Zeitbereich durch eine Anrege-Abfrage-Technik gemessen, die voraussetzt, dass der THz- und Abfragepuls sich im elektrooptischen Kristall räumlich und zeitlich genau definiert überlagern. Kommt es jedoch zu optischen Weglängenänderungen für einen der beiden Pulse, so ergeben sich ungenaue Messergebnisse. Dies tritt z.B. durch Luftverwirbelungen und Vibrationen, vor allem aber durch die Reproduzierungsunauigkeit der optischen Verzögerungsstrecke auf.

3.3.2 Analyse des Rauschens

Nachfolgend wird die Relevanz der verschiedenen Rauschquellen für die THz-Mikroskopie diskutiert. Wird technisches Rauschen, $1/f$ -Rauschen und das Rauschen der Zeitvariablen durch geeignete Maßnahmen ausgeblendet, bleiben das unvermeidliche Johnson- und Schrotrauschen, die das Empfindlichkeitslimit bestimmen.

Signalrauschen

Es kann abgeschätzt werden, wann das Johnson-Rauschen und wann das Schrot-Rauschen überwiegt. Beide Einflüsse sind gleich stark, wenn gilt $\sigma_{I,J} = \sigma_{I,S}$. Mit den Gleichungen 3.3.3 und 3.3.2 folgt $\frac{4k_B T}{R} = eI$, woraus sich ein universeller Spannungsabfall $U_J = R \cdot I$ definieren lässt, bei dem das Johnson-Rauschen den gleichen Beitrag wie das Schrot-Rauschen hat, nämlich $U_J = 4k_B T/e \approx 100$ mV. Da das Schrot-Rauschen stärker wird, wenn der Fluss von abzählbaren Ladungsträgern zunimmt, bedeutet dies, dass bei einem Spannungsabfall an einem Widerstand von mehr als ≈ 100 mV das Schrot-Rauschen dominiert.

Die zur elektrooptischen Detektion verwendeten Fotodioden liefern bei ≈ 10 mW optischer Leistung eine Fotospannung von 500 mV, bei 125 Ω Fotowiderstand und einen Fotostrom von etwa 4 mA. Dies bedeutet, dass das thermische Johnson-Strom-Rauschen in einer Sekunde $\sigma_{I,J} \approx 11$ pA beträgt, wohingegen das Schrot-Rauschen $\sigma_{I,S} \approx 25$ pA Standardabweichung pro Fotodiode aufweist.

Dieses Schrotrauschen bildet das fundamentale Sensitivitätslimit in der THz-Spektroskopie. Die einzige Möglichkeit, den Einfluss des Schrotrauschens gering zu halten, besteht in einer Minimierung der Detektionsbandbreite ν_B . Werden durch geeignete Maßnahmen alle weiteren Störeinflüsse ausgeblendet, kann Schrotrauschen-limitierte Sensitivität in der Praxis erreicht werden.

3.3 Physikalische Grenzen der THz-Detektion

Liegt nur Schrot-Rauschen vor, verhält sich der Signal-Rauschabstand (SNR, Signal to Noise Ratio) des Fotostroms¹ dann wie

$$\text{SNR} = \frac{I}{\sigma_{I,S}} = \sqrt{\frac{I}{e}} \cdot \sqrt{t} \quad (3.3.4)$$

und nimmt mit der Wurzel der Integrationszeit zu.

Die Bedeutung für die THz-Mikroskopie wird aus folgender Abschätzung deutlich: In einem typischen Fall soll z.B. ein THz-Mikrograph mit $M = 100 \times 100$ Pixeln einer Probe mit einem Bildkontrast von $\Delta\eta \approx 0.1\%$ mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von $\text{SNR}_{\text{Ziel}} = 20$ aufgenommen werden. Hierbei hat der verwendete Aufbau ein THz-SNR von $\text{SNR}_{\text{Aufbau}} = 20.000$, das Mikroskopie-Signal jedoch nur von $\text{SNR}_{\text{Mikr.}} = \text{SNR}_{\text{Aufbau}} \cdot \Delta\eta$. Dann kann mit Gl. 3.3.4 abgeschätzt werden, dass die Messdauer in etwa $t = \left(\frac{\text{SNR}_{\text{Mikr.}}}{\text{SNR}_{\text{Aufbau}} \Delta\eta} \right)^2 M \approx 10\,000\text{s} = 2\text{ h } 50\text{ min.}$ beträgt, sofern nur Schrot-Rauschen vorliegt (und keine messtechnischen Totzeiten auftreten).

Rauschen der Zeitvariablen

In vielen Messungen ist es erforderlich, die THz-Feldtransienten für unterschiedliche experimentelle Parameter im Zeitbereich abzutasten. Wiederholt man diesen Detektionsvorgang² und nimmt für jede Position im Zeitbereich das Rauschen des Signals auf, so stellt man fest, dass die Rauschamplitude mit der Ortsableitung des Signals eindeutig korreliert, siehe Abb. 3.10 a) und b). Hieraus wird ersichtlich, dass das Rauschen an den Positionen maximaler Steigung von Verschiebungen des THz-Pulses relativ zum Abfrage-Puls herrührt. In Abb. 3.10c) wurde die rechnerische Wegstreckenänderung dargestellt, die sich unter der Annahme ergibt, dass das gesamte Rauschen durch die Verschiebung der Pulse untereinander hervorgerufen wird. Hieraus wird ersichtlich, dass die Rauschamplitude und die Ortsableitung des Signals in einem konstanten Verhältnis von etwa 100 nm zueinander stehen, was darauf hindeutet, dass optische Wegstreckenänderungen und die Reproduzierungenauigkeit der Verzögerungsstrecke in dieser Größenordnung den dominanten Störeinfluss darstellen.

Dieses Rauschen tritt nur auf, wenn die gesamte THz-Feldtransiente im Zeitbereich aufgenommen werden soll. In der THz-Mikroskopie reicht es jedoch vielfach aus, den Scheitelwert der Feldamplitude zu messen. An den Extrempunkten und auch im globalen Amplitudenmaximum ist die Ortsableitung null³, so dass geringe Wegstreckenschwankungen beim Maximum als Rauschquellen unbedeutend sind.

¹Der Signal-Rauschabstand des Fotostroms ist proportional aber nicht gleich dem Signal-Rauschabstand des THz-Signals.

²Für differenzielle Messungen ist es oft z.B. erforderlich, unterschiedliche THz-Feldtransienten voneinander zu subtrahieren. Besonders in diesem Fall macht sich diese Form des Rauschens bemerkbar.

³In Abb. 3.10b) ist die Ableitung aufgrund der endlichen Abtastrate im globalen Maximum bei 0 mm nicht exakt null, da die Stützstellen asymmetrisch um das Maximum verteilt sind. Im Minimum bei ≈ -0.7 mm hingegen, ist dies eher der Fall, so dass in Abb. 3.10b) das Rauschen und die Ableitung an diesem Punkt nahe null sind.

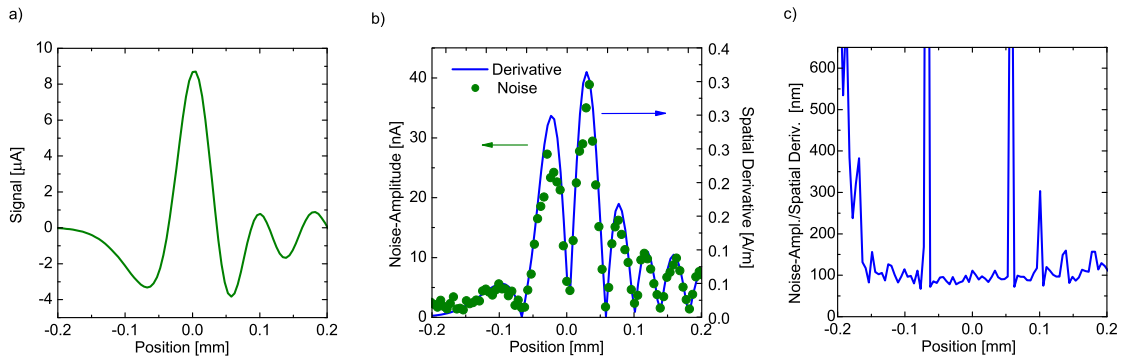


Abbildung 3.10: a) THz-Wellenzug im Ortsraum mit b) Ortsableitung und positionsabhängiger Rauschamplitude, sowie c) mit der equivalenten Wegstreckenfluktuation.

3.3.3 Optimierung des Aufnahmeverfahrens

In der THz-Mikroskopie sind die Bildkontraste oftmals sehr gering, so dass für die Mikroskopie Signaländerungen von oft nur $1:10^4$ mit hohem Signal-Rauschabstand detektiert werden müssen. Hierfür sind sehr lange Integrationszeiten pro Datenpunkt erforderlich, so dass sich z.T. Aufnahmezeiten von bis zu 30 Stunden ergeben können. Während dieser Zeit kommt es unvermeidlich zu Temperaturänderungen und anderen Drift-Prozessen von experimentellen Parametern, die sich störend auf die Messgröße auswirken können, im Extremfall sogar das zu beobachtende Signal überdecken können. Diese sehr niederfrequenten Störungen können mit Standard-Modulationstechniken (z.B. mittels Lock-In-Verstärker) nicht wirkungsvoll unterdrückt werden. Daher wurde eine Fast-Scan-Technik mit Lock-In-Detektion kombiniert, die im Folgenden erklärt wird.

Phasensensitive Detektion

In Abb. 3.11a) ist ein Signal dargestellt, das zur Detektion mittels Lock-In-Verstärker moduliert wurde. Diesem Signal ist eine weitere Modulation bei einer niedrigeren Frequenz aufgeprägt, wie sie z.B. durch langsame Intensitätsfluktuationen des anregenden Lasers hervorgerufen werden können. Im Frequenzraum führt dies zur Ausbildung von zwei Seitenbändern bei $\nu_{mod} \pm \nu_N$, Abb. 3.11b). Wird dieses Signal in einen Lock-In-Verstärker gegeben, wird es im Wesentlichen mit einem Sinus bei der Referenzfrequenz multipliziert. Dadurch ergibt sich ein Signal bei der Summen- und der Differenzfrequenz. Abb. 3.11c) zeigt das demodulierte Mess-Signal, sowie das Rauschband bei der Differenzfrequenz, das natürlich bei der ursprünglichen Rausch-Frequenz ν_N liegt.

Der Lock-In-Verstärker detektiert das demodulierte Signal mit einer Bandbreite ν_B , die durch die inverse Integrationszeit τ gegeben ist (genauer durch $\nu_B = 1/(2\pi\tau)$) [142]. Signale, die in diese Bandbreite fallen, werden nicht abgeschwächt, was z.B. die langsamen Signalvariationen sein können, die gemessen werden sollen. Aus Abb. 3.11c) wird jedoch auch klar, dass eine

3.3 Physikalische Grenzen der THz-Detektion

Modulation des Mess-Signals bei einer sehr niedrigen Rausch-Frequenz ν_N nicht unterdrückt wird, wenn $\nu_N < \nu_B$.

Frequenzen, die oberhalb der Lock-In-Bandbreite liegen, werden durch einen digitalen Tiefpass-Filter unterdrückt, der üblicherweise eine Dämpfung von 24 Dezibel pro Oktave aufweist. Hierdurch werden höherfrequente Störeinflüsse mit einer Effizienz von

$$10^{-\log_2\left(\frac{\nu_N}{\nu_B}\right)\frac{24}{20}} \approx \left(\frac{\nu_B}{\nu_N}\right)^4$$

gedämpft, was in Abb. 3.11c) schematisch angedeutet ist. Zusammenfassend kann mit einem Lock-In-Verstärker eine sehr schmalbandige Detektion erreicht werden, doch tragen Störsignale, die bei sehr niedrigen Frequenzen liegen, zum Ausgangssignal bei¹.

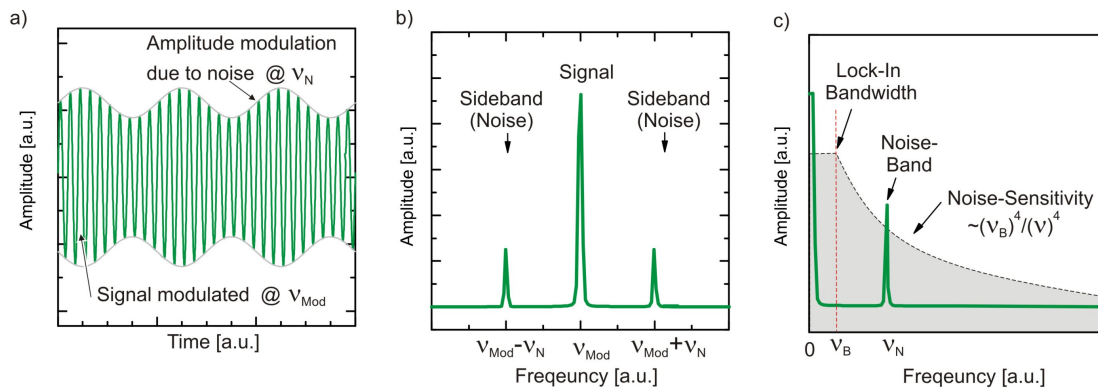


Abbildung 3.11: Rauschanfälligkeit eines Lock-In-Verstärkers: a) Wenn die Signalquelle (z.B. der Laser) ein Rauschen aufweist, das zu einer Amplitudenmodulation des Mess-Signals führt, bilden sich im Spektrum Seitenbänder bei der Differenz- und Summenfrequenz b). c) Nach Demodulation durch den Lock-In-Verstärker wird das Signal bei ν_{Mod} auf 0 Hz abgebildet, wohingegen die beiden Rauschbänder einen Beitrag bei ν_N bzw. bei $\nu_N + \nu_{Mod}$ ergeben (letzterer nicht dargestellt).

Fast-Scan

Um diese niederfrequenten Störeinflüsse zu eliminieren, wurde ein Fast-Scan-Konzept für die THz-Mikroskopie implementiert. Der Grundgedanke hierbei ist, denjenigen Messparameter, dessen Einfluss überprüft werden soll, periodisch mit einer Frequenz ν_{FS} zu variieren. Im Idealfall wird so eine ganze Messkurve aufgenommen, bevor das Signal sich wesentlich ändert [143].

¹Diese Diskussion beschränkt sich nur auf Rauschquellen, die multiplikativ auf das Mess-Signal (d.h. als

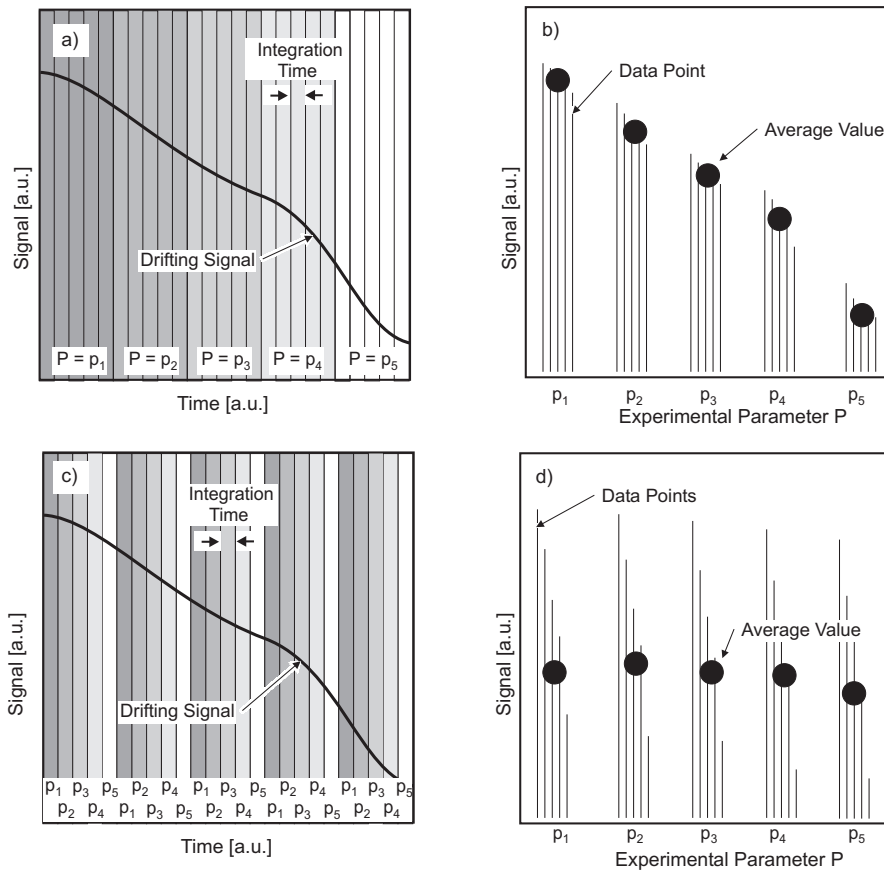


Abbildung 3.12: a) Wird ein experimenteller Parameter in fünf Schritten variiert, während das beobachtete Signal driftet, führt eine sequenzielle Datenaufzeichnung zu falschen Interpretationen b), auch wenn das Mess-Signal gänzlich unabhängig vom experimentellen Parameter P ist. Dies kann mit Fast-Scan c) vermieden werden, wo der Parameter P in schneller Folge die Werte $P = p_1, \dots, p_5$ annimmt, so dass niederfrequente Drift-Prozesse eine geringere Rolle spielen d).

In den meisten Fällen ist es Ziel einer Messung, die Änderung einer Messgröße S in Abhängigkeit von einem experimentellen Parameter P aufzunehmen. Die einfachste Methode hierfür besteht darin, die Messgröße sequenziell zu erfassen, während der fragliche Parameter mit gleicher oder kleinerer Frequenz ν_P variiert wird. Dies kann jedoch bei driftenden Signalen zu falschen Interpretationen führen. In Abb. 3.12a) wird ein driftendes Signal abgetastet, während ein unabhängiger Parameter variiert wird. Durch diese sequenzielle Datenerfassung entsteht der irrige Eindruck, dass die Messgröße eine Funktion des Parameters sei, wie in Abb. 3.12b) dargestellt. Wird jedoch der Parameter periodisch mit einer Fast-Scan Frequenz ν_{FS} (in diesem Beispiel gleich einem Fünftel der Abtastrate) durchgeföhren, kann innerhalb der gleichen Messzeit eine genauere Aussage über eine etwaige Abhängigkeit des Signals von dem untersuchten Parameter gemacht werden, s. Abb. 3.12c),d).

Modulation) wirken. Diese Aussagen gelten nicht für additive Hintergrundsignale, die natürlich umso effizienter durch den Lock-In unterdrückt werden, je weiter sie spektral von der Modulationsfrequenz entfernt sind.

3.3 Physikalische Grenzen der THz-Detektion

Durch diese Herangehensweise werden Störeinflüsse unterhalb der Fast-Scan-Frequenz unterdrückt (Hochpasswirkung), wobei die DC-Anteile unberührt bleiben. Frequenzen unterhalb von $\ll \nu_{FS}$ werden bei bidirektionaler Parametervariation in der Kleinwinkelnäherung komplett und bei unidirektionaler Variation mit $1/(\nu_{FS} \cdot T_{Mess})$ unterdrückt, wobei T_{Mess} die gesamte Messdauer ist. Ist die Fast-Scan-Frequenz ausreichend hoch, kann das störende Rauschband bei ν_N in Abb. 3.11c (S. 65) unterdrückt werden, das andernfalls nach Demodulation mit dem Lock-In weiterhin als tieffrequente Amplitudenmodulation des Mess-Signals bestehen bleiben würde.

Zur Anwendung von Fast-Scan muss der zu untersuchende Messparameter während der Messung in N Schritten variiert werden, wofür die Detektionsbandbreite mindestens $\nu_B > N \cdot \nu_{FS}$ betragen muss. Hieraus folgt, dass Fast-Scan bei Kombination mit einer Lock-In-Detektion in der Regel eine Steigerung der Bandbreite im Vergleich zu einer reinen Lock-In-Messung erfordert. D.h. durch die Implementierung von Fast-Scan werden niederfrequente Störeinflüsse auf Kosten einer höheren Anfälligkeit für mittelfrequentes Rauschen eliminiert. Da Fast-Scan per se keine Bandbreitenreduktion, sondern nur eine -verschiebung beinhaltet, werden statistische Rauschquellen mit konstanter spektraler Dichte wie z.B. Schrot-Rauschen nicht eliminiert. Doch lassen sich niederfrequente Beiträge und 1/f-Rauschen sehr wirkungsvoll unterdrücken.

Umsetzung für die THz-Spektroskopie

Fast-Scan lässt sich zum Beispiel zur Erfassung des elektrooptischen Signals in der THz-Spektroskopie nutzen. Hierfür müssen die THz-Transienten typischerweise in einem Zeitfenster von 20 ps mit einer Auflösung von 40 fs, d.h. mit $N = 500$ Datenpunkten aufgezeichnet werden. Soll Fast-Scan bei einer Video-Bildrate von $\nu_{FS} = 20$ Hz implementiert werden (d.h. 20 Transienten pro Sekunde), muss dann die Lock-In-Bandbreite $\nu_B > N \cdot \nu_{FS} = 10$ kHz sein¹. Hierbei muss die Lock-In-Bandbreite kleiner als die Modulationsfrequenz ν_{Mod} sein². Das demodulierte Lock-In-Signal muss dann mit $\nu_{FS} = 10$ kHz ausgelesen und verarbeitet werden.

In der Praxis wurde dies realisiert durch die Verwendung eines 24 Bit Analog/Digital-Wandlers (National Instruments Ni 4474) mit 102 kS/s Samplingrate, für den eine software-gestützte Echtzeit-Datenverarbeitung entwickelt wurde.

Der Zugewinn an Messgenauigkeit ist in Abb. 3.13a) dargestellt, wo eine THz-Transiente zusammen mit der positionsabhängigen Rauschamplitude zu sehen ist. Deutlich erkennbar ist die Reduzierung des Rauschens durch Fast-Scan bei gleicher Messdauer wie bei einer langsamen

¹Eine solch große Bandbreite kann auch ohne Lock-In-Verstärker realisiert werden. Doch bietet die Lock-In-Detektion bei einer hohen Modulationsfrequenz den Vorteil, dass additive Hintergrundsignale (z.B. 50 Hz Brummen etc.) wirkungsvoll unterdrückt werden, sofern $\nu_{Mod} \gg \nu_B$.

²Ist die Modulationsfrequenz vergleichbar mit der Lock-In-Bandbreite, macht die Verwendung eines Lock-In-Verstärkers keinen Sinn mehr, da hierdurch keine Bandbreitenreduktion erreicht wird.

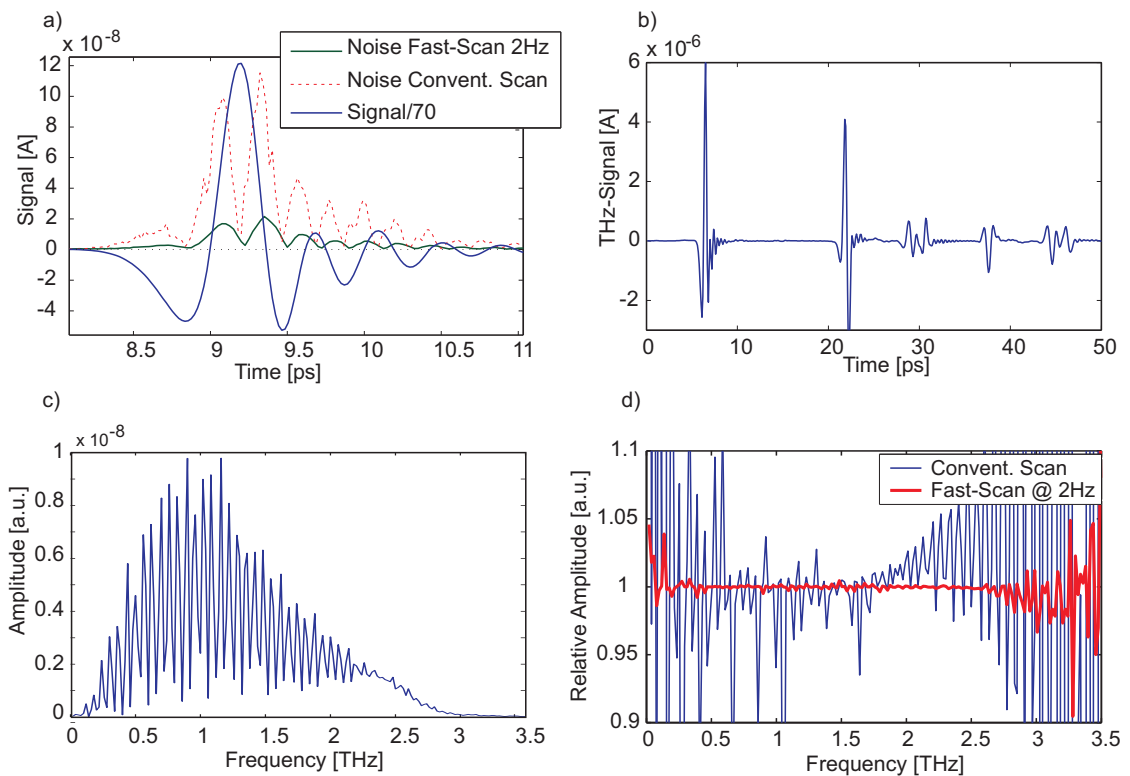


Abbildung 3.13: a) THz-Transiente mit positionsabhängiger Rauschamplitude bei konventioneller Abtastung und mit Fast-Scan. b) Wird das zeitliche Detektionsfenster für höhere spektrale Auflösung vergrößert, werden THz-Reflexionen nach dem Hauptpuls miterfasst. Diese Signalreplika führen nach Fourier-Transformation zur Ausbildung von Frequenzbändern statt eines Frequenzkontinuums c). In d) ist das Verhältnis von aufeinander folgend aufgenommenen Spektren dargestellt. Durch Fast-Scan wird die Stabilität der THz-Spektren deutlich erhöht.

Abtastung mittels herkömmlicher Lock-In-Detektion.

Für die THz-Spektroskopie ist vor allem die Stabilität im Frequenzraum wichtig. Auch diese wird durch Fast-Scan verbessert. Wie in Abb. 3.13b) zu erkennen ist, werden in einem Zeitfenster von 50 ps auch THz-Reflexionen erfasst, die z.B. auf der Rückseite des Emitters oder der Probe entstehen. Diese Periodizität im Zeitbereich führt zur Ausbildung von Frequenzbändern im Frequenzraum (Abb. 3.13c)), deren Position empfindlich von der Phase des Hauptpulses zu den Nachpulsen abhängt. Soll eine spektrale Veränderung von einem Scan zum anderen gemessen werden, muss diese Phasenbeziehung langzeitstabil sein. Fast-Scan führt hier zu einer sehr deutlichen Verbesserung der Signalqualität, s. Abb. 3.13d).

3.4 Optischer Aufbau

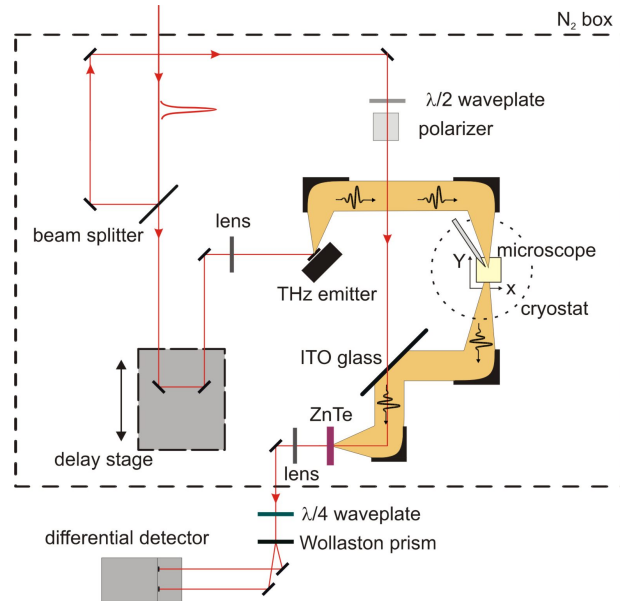


Abbildung 3.14: Experimenteller Aufbau mit Strahlengang des Pump- und Abfragelasers sowie der THz-Pulse.

3.4 Optischer Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurden kohärente THz-Pulse optoelektronisch erzeugt und detektiert. Für beides wird ein modengekoppelter Ti:Saphir-Laser verwendet, der Pulse von etwa 13 nJ Energie bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ und einer Pulsdauer von etwa 100 fs mit einer Repetitionsrate von 80 MHz erzeugt. Die Laserleistung wird für die Anrege-Abfrage-Technik in einem Strahlteiler in etwa 700 mW Pumpleistung und etwa 150 mW Probeleistung aufgeteilt. Eine Schemazeichnung des Aufbaus ist in Abb. 3.14) dargestellt.

Die Anregepulse durchlaufen zunächst eine Verzögerungsstrecke, die es erlaubt, den Zeitpunkt des Eintreffens der THz-Pulse relativ zum Abfragepuls einzustellen und auf diese Weise die zeitaufgelöste Abtastung des THz-Feldes ermöglicht. Anschließend werden die Anregepulse bei einem Fokussdurchmesser von etwa 300 Mikrometern¹ auf den Emitter fokussiert. Die generierte THz-Strahlung propagiert auf Grund der spatialen Kohärenz in die gleiche Richtung weiter wie der erzeugende Laserpuls, jedoch divergiert sie auf Grund von Beugungseffekten stark, da die THz-Strahlung auf einer Fläche mit einem Durchmesser vergleichbar der THz-Wellenlänge erzeugt werden. Die THz-Pulse werden von einem Parabolspiegel kollimiert ($NA=0.32$) und dann durch einen weiteren Parabolspiegel ($NA=0.24$) auf die Nahfeldsonde des ANSOMs fokussiert. Hierdurch erzielt man einen beugungsbegrenzten Fokussdurchmesser von etwa $5 \cdot \lambda_{THz} \approx 1.5 \text{ mm}$. In der Mitte dieses Fokus befindet sich die Nadel, an deren Spitze es zu einer Feldüberhöhung kommt, die zur Bildgebung genutzt wird. Für Details s. Kapitel 2.5 bzw. 3.2. Das THz-Feld,

¹Generell gilt, dass bei höheren Anregungsdichten (d.h. kleinerem Fokus), die emittierte Feldstärke zunimmt. Wird der Fokus jedoch zu klein verglichen mit der Wellenlänge der generierten Strahlung, nehmen Beugungsverluste zu. Empirisch ergab ein Wert von 300 Mikrometern den besten Kompromiss.

das durch das Nahfeldmikroskop transmittiert wird, wird durch einen weiteren Parabolspiegel kollimiert, und dann durch einen vierten Parabolspiegel in einen elektrooptisch aktiven Kristall fokussiert, wo das THz-Feld für den wesentlich kürzeren Abfragelaser eine quasistatische Doppelbrechung hervorruft, die durch Ellipsometrie messbar wird.

Der Abfragelaser wird zur Maximierung des elektrooptischen Signals mittels einer $\lambda/2$ -Platte s-polarisiert¹. Nach dem $\lambda/2$ -Plättchen wird mittels eines Glan-Thompson-Polarisators (Unterdrückungsvermögen $< 10^{-6}$) Polarisationsrauschen, das durch das Wollaston-Prisma zu Intensitätsrauschen würde, minimiert. Anschließend wird der Abfragelaser durch einen Indium-Zinn-Oxid (ITO) beschichteten, dichroitischen Spiegel (transparent für NIR und reflektiv für THz [144]), mit dem THz-Puls kollinearisiert und in den ZnTe Kristall fokussiert, wo die elektrooptische induzierte Doppelbrechung eine Elliptizität der Polarisation bewirkt. Der Abfragelaser wird dann mit Hilfe einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und einem Wollaston-Prisma in zwei gleich starke, orthogonale Polarisationskomponenten zerlegt, die von zwei gegengeschalteten Fotodioden detektiert werden. Die optische Leistung pro Polarisationskomponente beträgt etwa 8 mW, was zu einem Fotostrom von $I=4$ mA in jeder Diode (Silizium-PIN, Siemens BPW34) führt. Durch diese balancierte Fotodetektion wird Intensitätsrauschen des Abfragelasers eliminiert und nur das elektrooptische Differenzsignal detektiert. Eine elektrooptisch induzierte Phasenänderung des Abfragelasers durch das THz-Feld (vgl. Kap. 2.3.2, S. 32) wird dann zu einem differenziellen Fotostrom ΔI , der in der Kleinwinkelnäherung proportional zur Phasenänderung ist. Typischerweise beträgt der differenzielle Fotostrom 0-10 μA .

Dieses elektrooptische Signal wird als Funktion der Position der Verzögerungsstrecke aufgezeichnet, was auf diese Weise eine Abtastung des THz-Wellenzugs im Zeitbereich ermöglicht. Zur Abtastung mit der Verzögerungsstrecke werden typischerweise Zeitintervalle von etwa 20 fs verwendet². Spektrale Informationen können dann aus den Zeitbereichs-Daten mittels Fourier-Transformation gewonnen werden.

¹Entgegen anderen Untersuchungen [89], wonach eine Polarisierung senkrecht und parallel zur Polarisations-ebene des THz-Pulse den gleichen Beitrag liefert, wurde durch s-Polarisierung ein mehr als doppelt so starker elektrooptischer Effekt erzeugt.

²Dies ist streng genommen eine Überabtastung des Signals, die allerdings ermöglicht, den Verlauf des Feldes im Zeitbereich besser zu erkennen. Die Bandbreite $\nu_{B,Detk.}$ der elektrooptische Detektion beträgt für eine typische Kristalldicke von 0.5-1 mm etwa $\nu_{B,Detk.} \leq 4$ THz, s. Kapitel 2.3.2. Das heißt nach dem Nyquist-Shannonschen-Abtasttheorem [145] kann der gleiche Informationsgehalt mit einer Abtastgenauigkeit im Zeitbereich von $1/(2\nu_{B,Detk.})$ gewonnen werden, was im vorliegenden Fall einer Abtastung in Zeitintervallen von 125 fs entspricht.

3.5 Zusammenfassung

Nachfolgend sind die wesentlichen Charakteristika der Entwicklungsschritte zusammengefasst, die während dieser Arbeit realisiert wurden, um THz-Mikroskopie an topografisch unebenen Proben und an Proben mit geringem dielektrischen Kontrast zu ermöglichen.

	Ausgangssituation	Realisierte Charakteristik
Emitter		
Feldstärke	3 V/cm	20 V/cm
Bandbreite	2 Oktaven	2.3 Oktaven
Modulierbarkeit ¹	< 5kHz	>100 kHz
Mikroskop		
THz-Auflösung	150 nm	≈ 50 nm
Höhen-Auflösung	-	≈ 3 nm
Abstands-Stabilität (1 h)	±100 nm	±3 nm
Bildkontrast	0.5 %	5 %
Art des Bildkontrastes	dielektrisch <i>und</i> topografisch	rein dielektrisch
Datenerfassung		
Signal-Rauschabstand ²	9000 $\sqrt{\text{Hz}}$	>100 000 $\sqrt{\text{Hz}}$
Messdauer f. eine Feldtransiente	30 s	0.02 s

Tabelle 3.2: Zusammenfassung wesentlicher Maßnahmen zur Entwicklung eines THz-ANSOMs.

4 Verständnis der Nahfeldwechselwirkung

Im ersten Teil dieses Kapitels, wird die Nahfeldsonde und ihre Wechselwirkung mit dem einfallenden THz-Feld im Kontext der Antennentheorie untersucht und theoretisch charakterisiert. Anschließend werden Experimente vorgestellt, die ein verbessertes Verständnis der Nahfeldwechselwirkung zulassen.

Speziell in diesem Kapitel, aber auch für den weiteren Verlauf dieser Arbeit wird angenommen, dass jegliche Antennenanregung durch ein fokussiertes Feld erfolgt. Dies bedeutet zum einen, dass die wirksame Antennenlänge nicht durch die geometrische Länge der Antenne vorgegeben ist, sondern durch die Länge des „ausgeleuchteten“ Bereichs. Zum anderen muss berücksichtigt werden, dass die zur Verfügung stehende THz-Leistung endlich ist. Dies hat zur Konsequenz, dass z.B. ein größerer Fokus, eine größere wirksame Antennenlänge bedeutet, aber dass die Feldstärke zur Anregung der Antenne abnimmt.

4.1 Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde

In diesem Unterkapitel wird die Effizienz hergeleitet, mit der die Nahfeldsonde Leistung aus dem einfallenden Puls aufnimmt. Weiter soll das Resonanzverhalten betrachtet werden, das in THz-Experimenten Aufschluss über die spektrale Ankopplung des Feldes ermöglicht.

4.1.1 Leistungsfluß

In Abb. 4.1 ist schematisch dargestellt, was im THz-Mikroskop mit der einfallenden Leistung P_{Inc} geschieht. Trifft die einfallende Intensität auf die Wirkfläche¹ der Antenne, wird eine Leistung P_{Diss} aufgenommen. Dies führt zu einem Strom in der Antenne, der mit einer Effizienz² η_{el} als Strahlungsleistung und mit $1-\eta_{el}$ als Wärme dissipiert wird. In allen Experimenten wird die transmittierte Leistung (bzw. das transmittierte Feld) gemessen. Ändern sich die Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde, z.B. weil beim Rastern über die Probe veränderte

¹Vgl. Gl. 2.5.14, S. 44.

²Vgl. Gl. 2.5.13, S. 43.

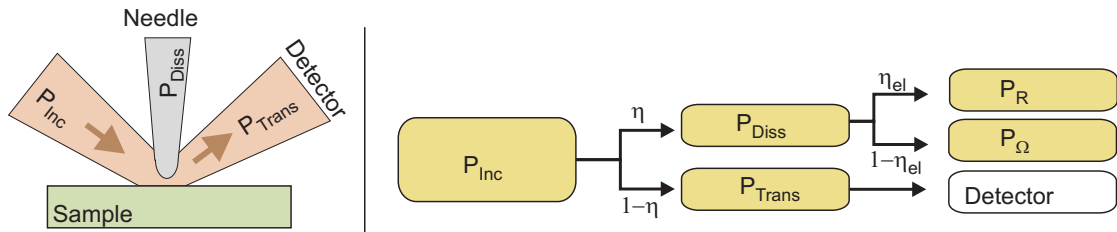


Abbildung 4.1: Leistungsfluss bei der Antennenanregung. Es fällt eine Leistung P_{Inc} ein, die mit der Effizienz η in die Antenne eingekoppelt wird. Die eingekoppelte Leistung P_{Diss} wird mit der Effizienz η_{el} in Strahlungsleistung P_R und Wärmeleistung P_Ω dissipiert. Die transmittierte Leistung P_{Transm} wird detektiert.

Bedingungen auf sie wirken, verändert sich die transmittierte Leistung. Hieraus wird ersichtlich, dass eine Signaländerung in der transmittierten Leistung am größten wird, wenn $P_{Diss} = P_{Trans}$, wofür eine möglichst große Wirkfläche erforderlich ist.

Das Verhältnis η von eingestrahelter zu dissipierter Leistung ist dann für diese spezielle Art der Antennenanregung durch das Verhältnis der Wirkfläche A_W zur Fläche des anregenden Fokus A_F bestimmt:

$$\eta = \frac{A_W}{A_F} \approx \frac{\frac{\eta_{el}\Phi\lambda^2}{4\pi}}{\pi(2F_\# \lambda/\pi)^2} = \frac{\eta_{el}\Phi}{16F_\#^2}. \quad (4.1.1)$$

Hierfür wurde angenommen, dass $A_F = \pi(D/2)^2$, wobei D der $1/e$ -Durchmesser des Fokus ist, durch den ein Großteil der Strahlungsleistung fließt. Hierbei ist $D \approx 4 F_\# \cdot \lambda/\pi$ [146], wobei $F_\#$ die Öffnungszahl der verwendeten Fokussieroptik bezeichnet.

Wird z.B. eine Fokussieroptik mit $F_\# = 1$ benutzt, ergibt sich $\Lambda = D \approx 1.2\lambda$, woraus für eine Langdrahtantenne¹ ein Richtfaktor von $\Phi \approx 4$ folgt, so dass maximal etwa $\eta \approx 25\%$ der Leistung eingekoppelt wird.

In der Praxis werden die Antennen unter einem Winkel $\alpha \approx 30^\circ$ angeregt, so dass die Antennenlänge $\Lambda = D/\sin\alpha = 4F_\#\lambda/(\pi \cdot \sin\alpha)$ ist. Typischerweise beträgt $F_\# = 2$, so dass sich $\Lambda = 5\lambda$ und $\Phi = 12$ ergibt, so dass für $\eta_{el} = 30 - 100\%$ die Effizienz der Leistungseinkopplung etwa $\eta = 6 - 18\%$ beträgt. Für das elektrische Feld bedeutet dies, dass etwa $\sqrt{A_W/A_F} \approx 24 - 42\%$ Einkopplung erfolgt. Dies gilt natürlich nur, sofern bei der betrachteten Frequenz die elektronischen Eigenschaften der Antenne eine Anregung zulassen².

¹Vgl. Abb. 2.12, S. 44.

²Die breitbandigen THz-Pulse, die in dieser Arbeit verwendet wurden, sind nur teilweise resonant, so dass sich in der Praxis spektral gemittelt niedrigere Einkopplungseffizienzen ergeben. Dies wird im folgenden Kapitel ausführlich diskutiert.

4.1 Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde

4.1.2 Das RLC-Modell

Im Abschnitt zuvor wurde die Effizienz der Umwandlung von Strahlungsleistung in elektrische Leistung in der Antenne diskutiert. Dabei wurde immer angenommen, dass sich die Antenne bei jeder Frequenz anregen lässt. Dies ist in der Praxis jedoch nur bei Frequenzen möglich, die durch die elektronischen Eigenschaften der Antenne vorgegeben sind. Konkret kann eine Antenne als Serienschwingkreis aufgefasst werden, bei dem die Kapazität, die Induktivität und der Widerstand ein Frequenzband vorgeben, in dem überhaupt nur Ströme angeregt werden können. Im Folgenden soll abgeschätzt werden, wie effizient die Leistungsentnahme einer Antenne aus einer ebenen Wellenfront in Abhängigkeit von diesen mesoskopischen Parametern ist. Dies hat den Vorteil, dass bei Kenntnis der Kapazität, der Induktivität und des Widerstands der Antenne ihr spektrales Verhalten bestimmt werden kann. Auch kann die Effizienz der Antennenankopplung bestimmt werden, ohne hierfür die Felder betrachten zu müssen, die sonst für Gleichung 4.1.1 zur Berechnung des Richtfaktors benötigt werden. Das Antennen-Verhalten der Nahfeldsonde wurde erstmals von Chen et al. [39] als entscheidend für den Bildkontrast identifiziert und mit dem RLC-Modell beschrieben.

Zur Anregung der Nahfeldsonden wird das elektrische Feld \mathcal{E} auf die Antenne fokussiert, so dass sich eine Intensität $S = \frac{1}{2}c\epsilon_0\mathcal{E}^2 = \frac{1}{2Z_0}\mathcal{E}^2$ ergibt, wobei die Größe Z_0 die Vakuumimpedanz ist. Hat der Fokus einen Radius r , ist die einfallende Leistung

$$P_{inc.} = S \cdot \pi r^2 = \mathcal{E}^2 \pi r^2 / (2Z_0). \quad (4.1.2)$$

Dies ist die Strahlungsleistung im Fokus, die der von der Antenne aufgenommenen Leistung entspricht, so lange $r \lesssim \sqrt{A_W}$, d.h. so lange die Fokusfläche kleiner als die Wirkfläche der Antenne ist.

Um die Antennen-Effizienz zu erhalten, muss die dissipierte Leistung abgeschätzt werden. Hierfür kann angenommen werden, dass der Spannungsabfall U_{abf} über die Antenne $U_{abf} = \mathcal{E}(t)r/2$ ist, wenn die Antenne in der Mitte des Fokus endet. Der Faktor zwei ergibt sich dadurch, dass nur der mittlere Spannungsabfall über die Länge der Antenne berücksichtigt werden soll. Der Betrag des Stroms, der durch die Antenne (d.h. das RCL-Glied) fließt, kann dann mit der Wechselstrom-Impedanz Z eines Serienschwingkreises berechnet werden:

$$I = \frac{U_{abf}}{Z} = \frac{\mathcal{E}r/2}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (4.1.3)$$

Hierbei gilt zu beachten, dass der Widerstand R für den gesamten Leistungsverlust des Schwingkreises steht, also sowohl den Ohmschen Widerstand R_O als auch den Strahlungswiderstand R_R enthält ($R = R_R + R_O$).

Hiermit ergibt sich eine dissipierte Leistung

$$P_{Diss} = RI^2 = \frac{R\mathcal{E}^2r^2/4}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \quad (4.1.4)$$

so dass man die relative, frequenzabhängige Leistungsdissipation η erhält:

$$\eta(\omega) = \frac{P_{Diss}}{P_{Einf}} = \frac{Z_0 R}{4\pi \left(R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2\right)}. \quad (4.1.5)$$

Hiermit gibt η das spektrale Verhalten der Antenne vor, da nur solche Ströme dissipiert werden, die Frequenzen in der Nähe von $\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ haben.

Abbildung 4.2a) zeigt $\eta(\omega)$ einer typischen THz-Antenne für unterschiedliche Kapazitäten. Hierfür wurde die Induktivität L der Antenne auf $L \approx 0.4$ nH abgeschätzt¹ und für den Antennenwiderstand $R = 1400 \Omega$ angenommen². Die Kapazität kann für eine Nadel in der Nähe einer metallischen Probenoberfläche im einfachsten Fall durch einen Plattenkondensator mit Abstand³ $d \approx 20$ nm und einer Fläche von z.B. $A \approx \pi(0.5\mu m)^2$ auf $C = \epsilon_0\epsilon_r\frac{A}{d} \approx 3.5 \cdot 10^{-16}F = 350aF$ abgeschätzt werden. Die Dissipation von etwa 3% bei der Resonanzfrequenz in Abbildung 4.2a) stimmt in der Praxis gut mit dem Wert für eine verlustbehaftete Landrahtantenne überein, der aus der Wirkfläche im vorherigen Kapitel berechnet wurde. Für verschiedene Nadeldurchmesser ergeben sich unterschiedliche Antennenkapazitäten und somit auch Resonanzfrequenzen (Abb. 4.2b)).

Wirkfläche im RLC-Modell

In dem RLC-Modell ist die Effizienz η der Leistungsentnahme aus einem Strahlungsfeld durch die Antenne unabhängig von der Größe des anregenden Fokus. Dies ist jedoch nur erfüllt, wenn der Fokus kleiner als die Wirkfläche ist. Um generell gültig zu sein, müsste die Wirkfläche der Antenne (genauer: der Richtfaktor⁴) quadratisch mit der Länge anwachsen, was in der Praxis für Linearantennen nicht möglich ist. Mit anderen Worten: die durch die Antenne dissipierte Leistung wird für große Antennenlängen im RLC-Modell überschätzt. Für nicht zu lange Antennen macht dieses Modell trotzdem qualitativ und quantitativ richtige Vorhersagen. Dies liegt daran, dass die Wirkfläche in diesem Modell bei typischen THz-Anwendungen die korrekte Größe hat.

¹Vgl. Anhang C, S. 119.

²Vgl. Kapitel 2.5.1, S. 41.

³Vgl. Kap. 3.2, S. 50ff.

⁴Vgl. Gl. 2.5.14, S. 44.

4.1 Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde

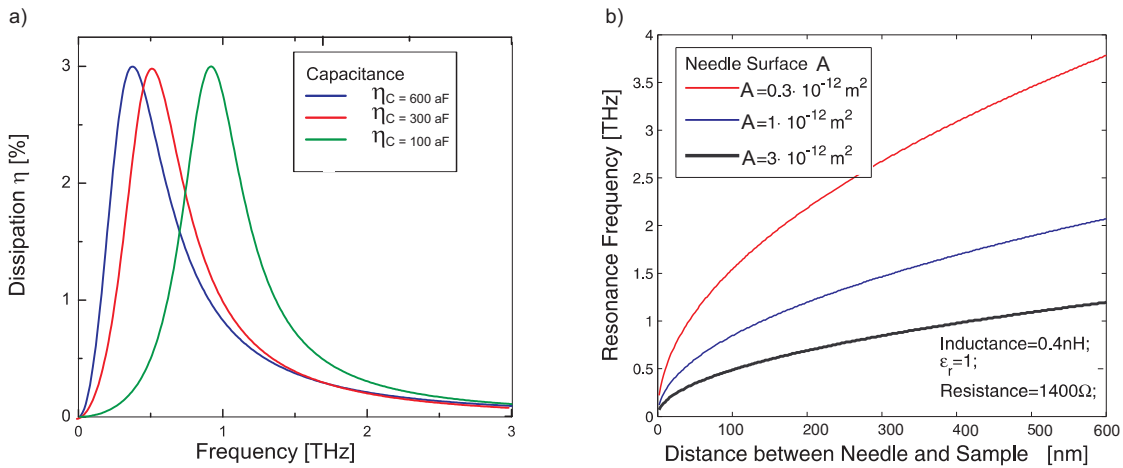


Abbildung 4.2: a) Spektrale Dissipationsfunktion einer typischen Antenne für unterschiedliche Antennenkapazitäten. b) Antennen-Resonanzfrequenz als Funktion des Arbeitsabstandes.

Gleichung 4.1.4 beschreibt die Leistung, die von der Antenne dissipiert wird. Dem lässt sich eine Wirkfläche zuschreiben, indem Gleichung 4.1.4 folgendermaßen umgestellt wird:

$$P_{Diss} = 2\pi \cdot r^2 \cdot \frac{RZ_0}{4\pi \left(R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \right)} \cdot \frac{1}{2Z_0} \mathcal{E}^2 = \underbrace{2\pi \cdot r^2 \cdot \eta}_{\equiv A_{W,RLC}} \cdot \frac{1}{2Z_0} \mathcal{E}^2.$$

Erwartungsgemäß ergibt sich eine Wirkfläche, die quadratisch mit r also dem Radius des Fokus bzw. der wirksamen Antennelänge skaliert. Berücksichtigt man, dass der Radius des Fokus in typischen Fällen der THz-Mikroskopie $r = 1 - 2\lambda$ beträgt, kann die Wirkfläche im RLC-Modell abgeschätzt werden:

$$A_{W,RLC} = 2\pi \cdot r^2 \cdot \eta \approx 0.2 - 1 \cdot \lambda^2. \quad (4.1.6)$$

Dies entspricht etwa der Wirkfläche einer verlustbehafteten Langdrahtantenne bei THz-Frequenzen¹. Daher kann das RLC-Modell erfolgreich experimentelle Daten beschreiben. Da jedoch das RLC-Modell für größere Fokusdurchmesser dazu tendiert, die Wirkfläche der Antenne zu überschätzen, wurde im Kapitel 5.2 ein Korrekturfaktor eingeführt.

Feldüberhöhung

Die Ortsauflösung in der aperturlosen Nahfeldmikroskopie entsteht durch die Feldüberhöhung an der Spitze der Nahfeldsonde. Mit dem Antennenmodell kann abgeschätzt werden, wie groß die Feldüberhöhung an der Antennenspitze ist. Die Überlegung beruht darauf, dass die Leistungsaufnahme der Antenne nicht durch ihre geometrische Fläche bestimmt ist, sondern

¹Vgl. S. 44.

durch ihre Wirkfläche. Die aufgenommene Leistung wird dann an der Spitze der Antenne fokussiert. Um dies quantitativ abzuschätzen, kann angenommen werden, dass die durch die Antenne entnommene Strahlungsleistung zu einem Wechselstrom in der Antenne und somit auch durch den „Antennenkondensator“ an der Spitze führt. Dieser Strom ist dann die Wurzel aus der dissipierten Leistung dividiert durch den Antennenwiderstand, d.h. $I_0 = \sqrt{\frac{P_{diss}}{R}}$. Die dissipierte Leistung P_{diss} entspricht dabei der einfallenden Leistung P_{einf} multipliziert mit der Effizienz der Leistungsentnahme $\eta(\omega)$, d.h. $P_{diss} = \eta \cdot P_{einf}$.

Der angeregte Strom in der Antenne rührt von einer Bewegung der Ladung Q mit Kreisfrequenz ω , so dass für das Amplitudenmaximum der Ladung gilt $Q = I_0/\omega$. Diese Ladung muss im Serienschwingkreis, der die Antenne repräsentiert, auch durch den Antennenkondensator „fließen“. Wird dieser zwischen Nadelspitze und Probenoberfläche als Plattenkondensator mit Fläche A_p approximiert, gilt für das elektrische Feld im Kondensator $\mathcal{E}_K = \frac{Q}{A_p \cdot \epsilon_0}$. Hiermit ergibt sich nach Einsetzen: $\mathcal{E}_K = \sqrt{\frac{\eta(\omega) \cdot P_{einf}}{R} \cdot \frac{1}{A_p \cdot \epsilon_0 \cdot \omega}}$. Die einfallende Leistung ist gegeben über die Intensität im Fokus multipliziert mit der Fokusfläche, d.h. $P_{einf} \approx \frac{1}{2} c \epsilon_0 \mathcal{E}_{einf} \cdot F\#^2 \lambda^2$, wobei $F\#$ die Öffnungszahl der verwendeten Fokussieroptik ist. Da das RLC-Modell nur für kleine Fokussdurchmesser/Antennenlängen anwendbar ist, gilt diese Rechnung nur für kleine Öffnungsverhältnisse etwa für $F\# \approx 1$. Hiermit ist das Verhältnis aus Feldstärke an der Nadelspitze \mathcal{E}_K und einfallender Feldstärke \mathcal{E}_{einf} :

$$\frac{\mathcal{E}_K}{\mathcal{E}_{einf}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\eta(\omega) Z_0}{2R}} \cdot \frac{\lambda^2}{A_p} = \frac{1}{4\pi} \frac{Z_0}{\sqrt{2\pi \left(R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2\right)}} \cdot \frac{\lambda^2}{A_p} \approx 0.01 \frac{\lambda^2}{A_p}. \quad (4.1.7)$$

Hierbei führt die Frequenzabhängigkeit von η dazu, dass nur in der Resonanz eine Feldüberhöhung auftreten kann. Geht man davon aus, dass die Kondensatorfläche typischerweise $A_p \approx 10^{-12} \text{ m}^2$ und die relative Dissipation η in der Resonanz $\eta \approx 3\%$ beträgt, ergibt sich somit eine Feldüberhöhung von $\mathcal{E}_K/\mathcal{E}_{einf} \approx 800$ für die resonante Frequenz. Die spektral gemittelte Feldüberhöhung für den gesamten Puls ist natürlich beträchtlich kleiner.

Novotny [147] kommt für Halbwelldipole im sichtbaren Spektralbereich auf einen Wert von 50 für den Realteil des Feldes und von 80 für den Imaginärteil. Berücksichtigt man, dass die in dieser Arbeit verwendeten Langdrahtantennen eine ~ 5 -fach größere Wirkfläche haben als ein Halbwelldipol, und dass bei den von Novotny verwendeten höheren Frequenzen der komplexe Drude-Widerstand der metallischen Antenne zunimmt, erscheint der hier berechnete Wert als Größenordnungsabschätzung plausibel.

Differenzielle Antennendissipation

Experimentell ist die Antennendissipation nicht direkt messbar. Sie kann jedoch aus differenziellen Spektren berechnet werden, indem das Spektrum des einfallenden Pulses mit dem transmittierten

4.1 Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde

Puls verglichen wird. Für mikroskopische Zwecke setzt dies aber voraus, für jeden Bildpunkt ein ganzes Spektrum aufzunehmen, was in vielen Fällen wenig praktikabel ist.

Aus der Betrachtung der Änderung der transmittierten Feldamplitude kann eine Abschätzung der Änderung von η vorgenommen werden, die wiederum Rückschlüsse z.B. auf die Veränderung der Kapazität durch veränderte dielektrische Bedingungen unterhalb der Nahfeldsonde zulässt. Die Gleichung 4.1.5 kann wie folgt umgeschrieben werden:

$$\eta(\omega) = \frac{P_{Diss}(\omega)}{P_{Einf}(\omega)} = \frac{P_{Einf}(\omega) - P_{Transm.}(\omega)}{P_{Einf}(\omega)} = 1 - \frac{P_{Transm.}(\omega)}{P_{Einf}(\omega)} = 1 - \frac{\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)^2}{\mathcal{E}_{Einf}(\omega)^2}.$$

Hieraus folgt, dass für eine kleine Änderung der Antennenankopplung $\Delta\eta$ geschrieben werden kann:

$$\Delta\eta(\omega) = -\frac{2\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)}{\mathcal{E}_{Einf}(\omega)^2} \Delta\mathcal{E}_{Transm.}(\omega) \approx -2\frac{\Delta\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)}{\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)}, \quad (4.1.8)$$

wobei für die Näherung angenommen wurde, dass die transmittierte Feldamplitude in etwa der einfallenden Feldamplitude entspricht.

Kapazitive Ankopplung

Eine Änderung der Antennenankopplung wird in der THz-Mikroskopie vor allem durch Änderungen der Antennenkapazität hervorgerufen. Diese wird z.B. durch veränderte dielektrische Eigenschaften unterhalb der Nadel hervorgerufen, wenn sie über die Probe gerastert wird. In diesem Fall gilt $\Delta\eta(\omega, C) \approx \frac{\partial\eta(\omega, C)}{\partial C} \Delta C$, so dass sich

$$\Delta C \approx -2 \left(\frac{\partial\eta(\omega, C)}{\partial C} \right)^{-1} \frac{\Delta\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)}{\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)} \quad \text{bzw.} \quad \Delta\epsilon \approx \frac{-2d}{\epsilon_0 A} \left(\frac{\partial\eta(\omega, C)}{\partial C} \right)^{-1} \frac{\Delta\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)}{\mathcal{E}_{Transm.}(\omega)} \quad (4.1.9)$$

ergibt. Für die zweite Gleichung wurde angenommen, dass die Kapazität durch ein Plattenkondensator mit Fläche A beschrieben wird. Hiermit kann eine Amplitudenänderungen der THz-Pulse, die durch das Mikroskop transmittiert wurden, direkt auf eine Kapazitätsänderung (bzw. Permittivitätsänderung) zurückgeführt werden. Veränderungen der Kapazität des Nadel-Oberflächensystems bzw. lokale Änderungen der Permittivität der Probe sind somit verantwortlich für den Bildkontrast in der aperturlosen Nahfeldmikroskopie. Die Gleichungen 4.1.8 und 4.1.9 gelten natürlich nur, wenn die Änderung von η bzw. von der Kapazität gering sind, ansonsten muss Gl. 4.1.5 für verschiedene Kapazitäten ausgewertet werden.

4.1.3 Richtcharakteristik der THz-Nahfeldsonden

Wie in den vorherigen Abschnitten diskutiert, ist die Wirkfläche einer Antenne maßgeblich für die Effizienz der Leistungseinkopplung. Bisher ist hierbei nicht spezifiziert worden, entlang welcher Richtung die Nahfeldsonde diese Wirkfläche hat. Walther et al. [114] haben die Richtcharakteristik einer Antenne, bestehend aus einer metallischen Nadel oberhalb einer leitenden Fläche, bei THz-Frequenzen experimentell untersucht. Hierbei wurde festgestellt, dass die Richtung des abgestrahlten THz-Feldes stark von der effektiven Antennenlänge abhängt und durch die Feldverteilung einer ungedämpften Langdrahtantenne mit propagierender Stromverteilung beschrieben werden kann (s. Anhang bzw. [119] S. 11-6 ff):

$$E_{THz} \propto \frac{I_0}{r} \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} \sin\left(\pi \frac{\Lambda}{\lambda} (1 - \cos \theta)\right), \quad (4.1.10)$$

wobei I der Strom, r der Abstand zur Antenne, Λ die Antennenlänge und θ der Azimut-Winkel ist. Die sich ergebende Richtcharakteristik ist in Abb. 4.3 für verschiedene effektive Antennenlängen dargestellt, wobei der Azimut-Winkel von der Antennenachse aus bemessen wird. Hierbei wurde angenommen, dass der Strom in der Antenne in allen Fällen gleich groß ist¹. Offenbar nimmt die Direktionalität der abgestrahlten Leistung mit der Länge zu, d.h. die Breite der größten Strahlungskeule nimmt ab. Insbesondere erfolgt die Emission mit wachsender Antennenlänge zunehmend in axialer Richtung.

Aufgrund der Reziprozität kann entlang den Strahlungskeulen auch eine besonders gute Einspeisung in die Antenne erfolgen, da in diesen ausgezeichneten Richtungen der Wirkungsquerschnitt der Antenne besonders hoch ist, so dass eine hohe Leistungsaufnahme möglich ist. Eine hohe aufgenommene Leistung führt zu einem hohen (Wechsel-)Feld an der Kapazität zwischen Nadelspitze und Oberfläche, was für die Nahfeldmikroskopie wünschenswert ist. Das bedeutet umgekehrt, dass entlang der Strahlungskeulen die Veränderung der Kapazität, die für die THz-Mikroskopie ausschlaggebend ist, besonders empfindlich detektiert werden kann.

Bei der Wahl der optimalen Antennenlänge ist die Endlichkeit der zur Anregung zur Verfügung stehenden THz-Leistung zu berücksichtigen. Zwar kann die Antenne auf einer großen Länge mit dem zur Verfügung stehenden THz-Feld ausgeleuchtet werden (hohe effektive Antennenlänge), was zu einer stark gerichteten Hauptstrahlungskeule führt, doch verhält sich die Stärke des anregenden Feldes antiproportional zum Fokusdurchmesser. Abb. 4.4a) zeigt die maximale Feldstärke \mathcal{E}_{max} entlang der Hauptstrahlungskeule für Anregung mit gleich bleibender Feldstärke und bei Normierung mit der tatsächlich zur Verfügung stehenden Feldstärke im Fokus \mathcal{E}_{foc} . Hieraus wird deutlich, dass die Verwendung von kurzen Antennen bzw. von Fokussierelementen mit großer Apertur vorteilhaft zur Anregung der Antenne ist.

¹Wie in Abb. 2.11 (S. 43) dargestellt, ändert sich der Antennenwiderstand für diesen Antennentyp nur geringfügig (sofern $\Lambda \gg \lambda$), so dass dies etwa der Situation entspricht, dass die Antenne mit konstanter Leistung angeregt wird.

4.1 Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde

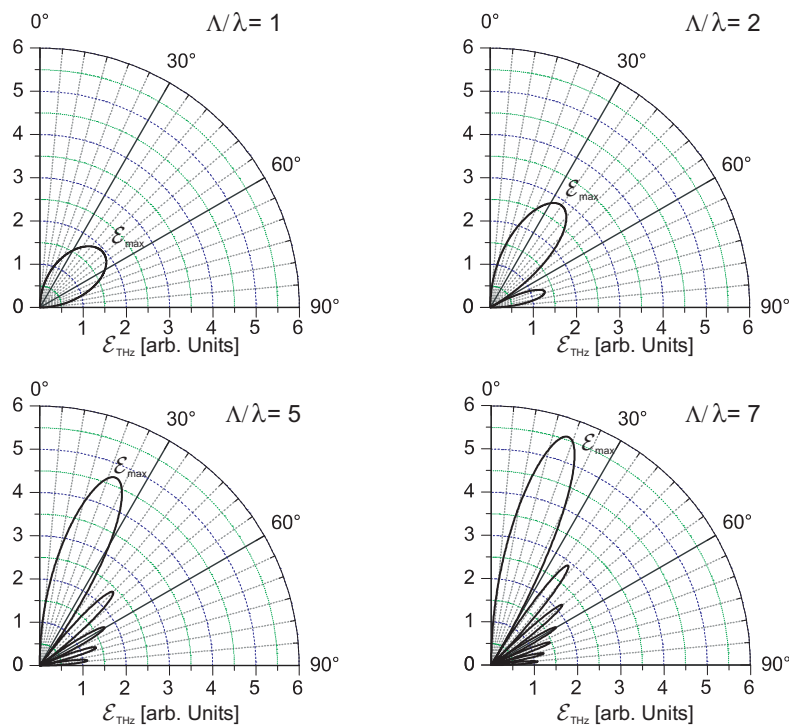


Abbildung 4.3: Richtcharakteristik einer THz-Antenne über einer leitenden Oberfläche für unterschiedliche effektive Antennenlängen Λ/λ . Dargestellt ist das elektrische Feld für unterschiedliche Antennenlängen bei gleichem Antennenstrom [119] (S. 11-6 ff).

Zur effizienten Einkopplung von Wellen an die Antenne muss der Öffnungswinkel der fokussierenden Optik kleiner als der Halbwertswinkel der Hauptstrahlungskeule sein. Dies liegt daran, dass nur in der genauen Richtung der Hauptstrahlungskeule die Wirkfläche der Antenne ihren maximalen Winkel hat. In Abb. 4.4b) ist der Halbwertswinkel des elektrischen Feldes der Hauptstrahlungskeule als Funktion der effektiven Antennenlänge aufgetragen. Befindet sich die Antenne im beugungsbegrenzten Fokus eines optischen Elements mit relativer Apertur¹ $F\#$, dann ist der Öffnungswinkel für $F\# \gtrsim 1$ kleiner als der Halbwertswinkel der Hauptstrahlungskeule (Abb. 4.4b)). Hieraus folgt, dass eine optimale Antenneneinkopplung mit einem Fokussierelement mit Öffnungszahl eins möglich ist.

Zusammenfassend bedeutet dies, dass für die spezifische Anregungsgeometrie des THz-Mikroskops eine starke Fokussierung höhere Feldstärken ermöglicht (Abb. 4.4a)).

Durch ein vertieftes Verständnis der Anregung und einer Feldeinstrahlung entlang der Hauptstrahlungskeule konnte der Bildkontrast im Rahmen dieser Arbeit von etwa 0.3 % auf über 5 % gesteigert werden.

¹Zur Berechnung der effektiven Antennenlänge als Funktion der Öffnungszahl wurde eine Einstrahlung unter

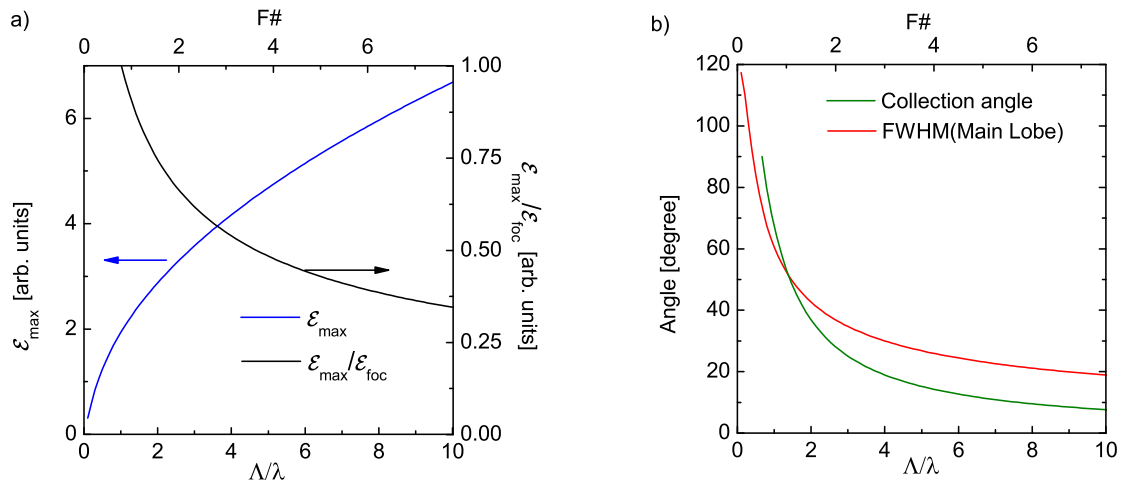


Abbildung 4.4: a) zeigt das Feldstärkemaximum ϵ_{\max} entlang der Hauptstrahlungskeule sowie das Feldstärkemaximum normiert mit der Feldstärke im Fokus. Die Feldstärke nimmt in Richtung der Hauptstrahlungskeule für größere Antennenlängen zu (blaue Line), doch nimmt die einfallende Feldstärke zur „Ausleuchtung“ der Antenne mit der Größe des Fokus ab. Daher nimmt die tatsächlich erreichbare, absolute Feldstärke entlang der Hauptstrahlungskeule für größere Antennenlängen ab. b) Die Breite der Hauptstrahlungskeule (FWHM, ϵ -Feld) nimmt mit zunehmender Antennenlänge ab, d.h. die Direktivität nimmt zu. Zum Vergleich ist der Öffnungswinkel der Fokussieroptik dargestellt. Für die Rechnungen in a) und b) wurde angenommen, dass die Antenne sich in einem beugungslimitierten Fokus befindet.

Zusammenfassung

Aus der Antennentheorie folgt, dass die Nahfeldsonden etwa 3% der einfallenden Leistung aufnehmen und dissipieren. Mit dem RLC-Modell können die spektralen Eigenschaften der Antenne beschrieben werden, wenn der Fokus verglichen mit der Wirkfläche der Antenne nicht zu groß ist. Das RLC-Modell erlaubt es aus der relativen Änderung der transmittierten THz-Feldstärke direkt auf Kapazitätsänderungen des Nadel-Oberflächensystems zu schließen.

einem 30° Winkel angenommen.

4.2 Experimente zur Nahfeldwechselwirkung

Die Antennenankopplung ist im vorherigen Abschnitt theoretisch behandelt worden. Eine zentrale Erkenntnis war, dass die Antennenkapazität den Nahfeldkontrast bestimmt. In diesem Kapitel werden experimentelle Ergebnisse präsentiert, die den Mechanismus der Bildgebung in der aperturlosen Nahfeldmikroskopie beleuchten. Vor allem soll die kapazitive Antennenkopplung und ihre Frequenzabhängigkeit untersucht werden.

4.2.1 Kapazitive Antennenankopplung

Um die dielektrischen Bedingungen unter der Nadel zu variieren, wurde eine Probe vorbereitet, die unterschiedliche Dielektrika mit verschiedenen Dicken enthält. Abb. 4.5a) zeigt die transmittierte THz-Feldamplitude auf den verschiedenen Materialien. Am stärksten ist die Transmission auf den Goldflächen, gefolgt von Flächen, auf denen eine Siliziumoxidschicht das Gold bedeckt. Auf Silizium ist die Transmission schwächer, und wo SiO das Silizium bedeckt, ist sie am schwächsten. In Abb. 4.5a) ist die Amplitude des transmittierten Feldes aufgetragen, die die spektral gemittelte Antwortfunktion der Antenne enthält.

Nähert man die Antennenkapazität durch einen Kondensator an der Antennenspitze an, ergibt sich eine hohe Kapazität auf dem Gold, da die Nadel nur 20 nm entfernt ist. Befindet sich zwischen dem Gold und der Nadelspitze eine 200 nm starke Schicht aus SiO mit einer Permittivität von $\epsilon_{\text{SiO}} \approx 4$, reduziert sich die Kapazität. Noch weiter reduziert sich die Kapazität auf Silizium ($\epsilon_{\text{Si}} \approx 12$), da hier kein metallischer Rückkontakt vorhanden ist¹. Gleiches gilt für die Bereiche mit SiO auf Silizium, wo die Kapazität am geringsten ist.

Da die Feldamplitude den Beitrag aller Frequenzkomponenten enthält, muss die spektrale Dissipationsfunktion betrachtet werden. Qualitativ lässt sich der Bildkontrast in Abb. 4.5a) dann so verstehen: Für typische Antennenparameter befindet sich das Dissipationsmaximum von $\eta(\omega)$ bei Frequenzen unterhalb des spektralen Maximums der hier verwendeten THz-Pulse (s. Abb. 4.5b), z.B. auf Gold). Eine Verringerung der Antennenkapazität (zum Beispiel Abb. 4.5b) auf Silizium) führt zu einer höheren Resonanzfrequenz der Antenne. Dies bedeutet ein besserer spektraler Überlapp zwischen der Dissipationsfunktion $\eta(\omega)$ und dem einfallenden Spektrum $\mathcal{E}(\omega)$, d.h. eine bessere Ankopplung und weniger Transmission, wie in Abb. 4.5a) zu sehen ist.

Eine quantitative Überprüfung der Antennenankopplung kann mit einer kontinuierlichen Teststruktur erfolgen. Hierfür wurden auf ein goldbeschichtetes Substrat 70 μm lange Magnesiumfluorid -Streifen mit kontinuierlich wachsender Dicke von 0 nm bis 700 nm aufgedampft². Durch dieses keilförmige Dickenprofil wird die Nadel-Gold-Kapazität (und somit die Frequenz-

¹Hier kann die Antennenkapazität nicht mehr durch einen Plattenkondensator beschrieben werden, da keine zweite Platte vorhanden ist. Vielmehr ist hier eine Beschreibung der Nadelspitze als Kugel in einem Dielektrikum zweckmäßig, die eine Kapazität von $C_{\text{Kugel}} = 4\pi\epsilon_0\epsilon_{\text{RR}}r$ hat, wobei r der Kugelradius ist.

²Als Material wurde MgF_2 verwendet, da es eine nahezu konstante dielektrische Permittivität von $\epsilon_{\text{MgF}_2} = 5.5$ bis zu Frequenzen von 5 THz [148] zeigt.

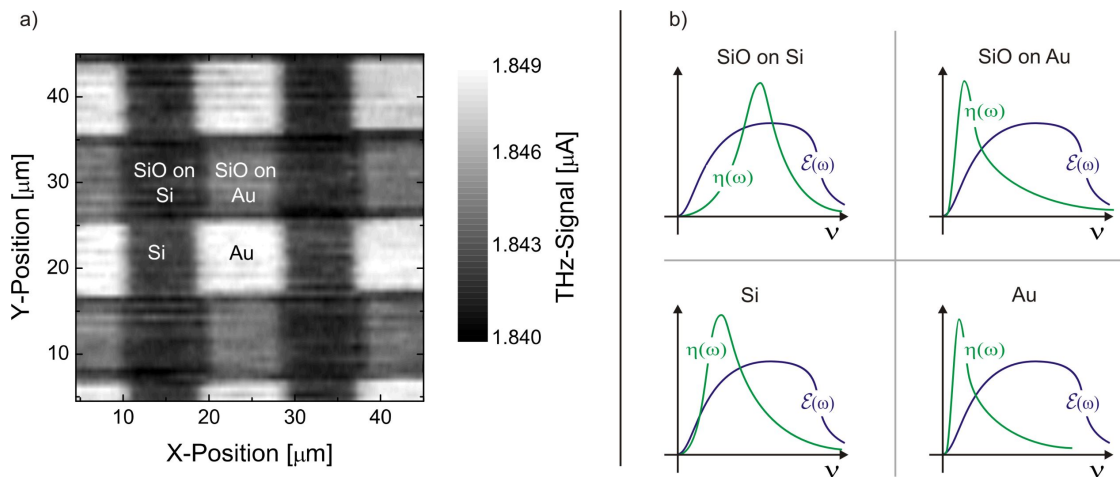


Abbildung 4.5: a) THz-Nahfeldkontrast für verschiedene Dielektrika (die Grautöne codieren die *Transmission* durch das Mikroskop). Hierfür wurden 200 nm hohe und 10 μm breite Streifen aus Gold und 90 Grad versetzt aus SiO_x thermisch auf intrinsisches Silizium aufgebracht. b) Erklärung des Bildkontrastes durch den spektralen Überlapp der Dissipationsfunktion $\eta(\omega)$ und dem einfallenden Amplitudenspektrum $\mathcal{E}(\omega)$.

charakteristik der Antenne) kontinuierlich durchgeföhren. In Abb. 4.6 ist die Veränderung der THz-Ankopplung in Abhängigkeit von der Dicke des MgF_2 -Dielektrikums aufgetragen.

Die durchgezogene Linie in Abb. 4.6 zeigt das Ergebnis eines numerischen Fits (kleinste Abstandsquadrate). Hierfür wurde Gl. 4.1.8 verwendet, d.h. hier ist die Funktion $|\Delta\eta| = |\eta(\omega_0, C_{Air}) - \eta(\omega_0, C_{Air, MgF_2})|$ aufgetragen, wobei ω_0 die THz-Mittelfrequenz ist, C_{Air} die Kapazität eines luftgefüllten Plattenkondensators bezeichnet, wenn die Nadel 20 nm entfernt ist, und C_{Air, MgF_2} entsprechend die Kapazität der Serienschaltung des (luftgefüllten) Nadel-Oberflächensystems und der MgF_2 -Schicht ist. Hierbei fließt die Dicke der MgF_2 -Schicht als Parameter ein, der die Kapazität reduziert. Die genaue Form der Spitze ist zwar unbekannt, aber für eine Abschätzung kann von einem Plattenkondensator ausgegangen werden¹. Der Fit umfasst den Antennenwiderstand und die Größe der Nadel, für die plausible Werte gefunden werden. Hieraus wird ersichtlich, dass eine Änderung der Antennenkapazität im Rahmen des RLC-Modells quantitativ verstanden werden kann. Aus dem numerischen Fit dieses Modells an die experimentellen Daten können die relevanten Antennen-Parameter ermittelt werden. Dies ermöglicht eine Kalibrierung der Antennenfunktion und ebnet in künftigen Experimenten den Weg, die komplexe dielektrische Funktion auf einer Sub-Wellenlängen-Skala zu bestimmen.

¹Für diese Abschätzung ist nur wichtig, dass die Kapazität des Systems sich mit eins durch den Abstand der Nadel zur Probe verändert.

4.2 Experimente zur Nahfeldwechselwirkung

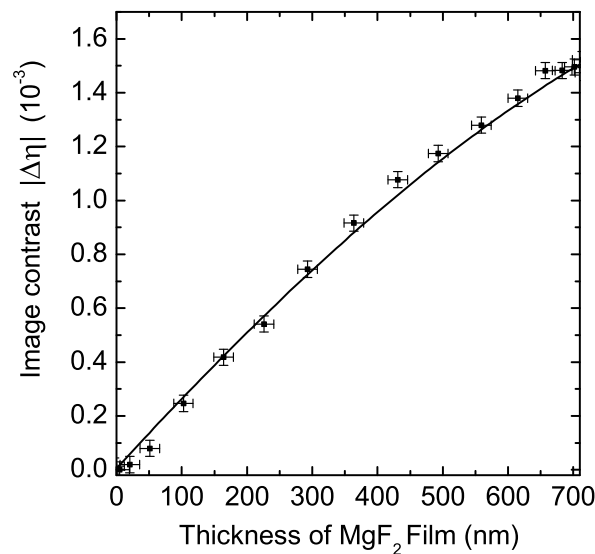


Abbildung 4.6: Absolutwert der Veränderung des THz-Bildkontrasts in Abhängigkeit von der Dicke der MgF₂ Schicht (Punkte) und numerischer Fit von $|\Delta\eta(d_{\text{MgF}_2})|$ (Linie).

4.2.2 Frequenzabhängige Antennenankopplung

Die Dissipation des THz-Feldes in der Antenne hängt vom spektralen Überlapp der Antennenfunktion $\eta(\omega)$ mit dem einfallenden breitbandigen THz-Feld ab. Für die Nahfeldmikroskopie ist dies bedeutsam, da nur die eingekoppelten Frequenzkomponenten zum Nahfeld beitragen und somit seine Stärke und Bandbreite bestimmen. Andersherum erlaubt eine Betrachtung der spektralen Zusammensetzung des Nahfeldes auf die Antennenankopplung zu schließen.

Abb. 4.7 zeigt Spektren der Antennenankopplung für unterschiedliche Nadel-Oberflächen-Abstände. Hierfür wurden Zeitbereichs-Transienten aufgenommen während die Nadel zurückgezogen wurde (auf ca. $14\mu\text{m}$) bzw. während sie verschiedene Abstände zur Oberfläche hatte. Die Differenz zwischen beiden Zeitbereichssignalen wurde Fourier-transformiert und zeigt somit das Spektrum des Feldes, das von der Antenne dissipiert wurde.

Es ist bemerkenswert, dass die Spektren sich dabei deutlich ändern, obwohl der Abstand zwischen Nadel und Oberfläche, z.B. von 20 nm auf 200 nm, geändert wurde, was etwa einem Tausendstel der Wellenlänge des THz-Feldes entspricht. Weiter ist zu erkennen, dass selbst für einen Abstand von $4\mu\text{m}$ ein Differenzsignal vorliegt, welches sich vom einfallenden Signal spektral deutlich unterscheidet. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der Schaft der Nadel erheblich zum Nahfeld beiträgt [149]. Die Spektren der Nahfeldwechselwirkung haben eine geringere Bandbreite und sind zu niedrigeren Frequenzen verschoben, was bedeutet, dass höhere Frequenzen weniger stark an die Antenne ankoppeln, was den Erwartungen aus dem RLC-Modell entspricht.

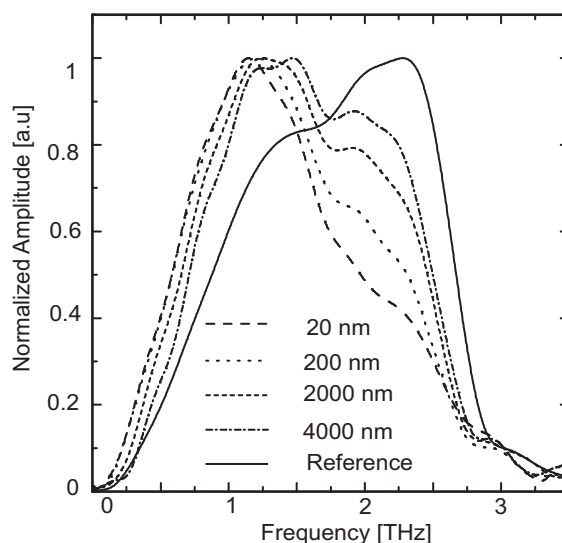


Abbildung 4.7: Spektrale Zusammensetzung der Nahfeldspektren.

Nichts desto weniger hat das Ankopplungsspektrum in Abb. 4.7 eine spektrale Breite von über einer Oktave. Der Beitrag der verschiedenen Frequenzkomponenten soll im Folgenden untersucht werden. Hierfür wird die transmittierte Feldamplitude zu einem festen Zeitpunkt im Zeitbereich gemessen, während die Kapazität variiert wird. Dies ist in Abb. 4.8a) dargestellt, wo zu einem Zeitpunkt 140 fs vor dem globalen Feldstärke-Maximum die Transmission durch das Mikroskop für unterschiedliche Nadel-Oberflächenabstände gemessen wurde. Die Abbildungen 4.8b)-c) zeigen analog, wie sich die Feldstärke ändert, wenn die Feldstärke im globalen Maximum bzw. 100 fs danach gemessen wird, während der Nadel-Oberflächenabstand variiert wird.

Der quantitative und qualitative Verlauf unterscheidet sich in 4.8a)-c) deutlich. Für eine Detektion 140 fs vor der maximalen THz-Amplitude steigt die Transmission monoton mit zunehmendem Abstand, während sie 100 fs nach dem Maximum monoton fällt. Zum Zeitpunkt des globalen Feldstärke-Maximums ist mit einem zunehmenden Nadel-Oberflächen-Abstand zunächst eine stärkere Dissipation festzustellen, wohingegen für Nadel-Oberflächen-Abstände von mehr als 700 nm die Dissipation ab-, und die Transmission entsprechend wieder zunimmt.

In allen Fällen wird das gleiche Feld in das Mikroskop eingespeist, so dass die spektrale Ankopplung an die Antenne in allen Fällen die gleiche sein muss. Was sich jedoch zeitlich verändert, ist die Feldstärke der verschiedenen Frequenzkomponenten. Abb. 4.9a) zeigt schematisch die spektrale Zusammensetzung des THz-Pulses. Zum Zeitpunkt der Generierung beginnen beide Frequenzkomponenten ihre Auslenkung¹, so dass sich ihre Feldstärken nach einiger Zeit zu einem Maximum überlagern. Aus Abb. 4.9a) wird dann klar, dass eine Messung der momentanen

¹Die optische Phase ist für reale THz-Pulse über die gesamte Bandbreite weitgehend konstant, was bedeutet, dass die Frequenzkomponenten zum Zeitpunkt null die gleiche Phase haben.

4.2 Experimente zur Nahfeldwechselwirkung

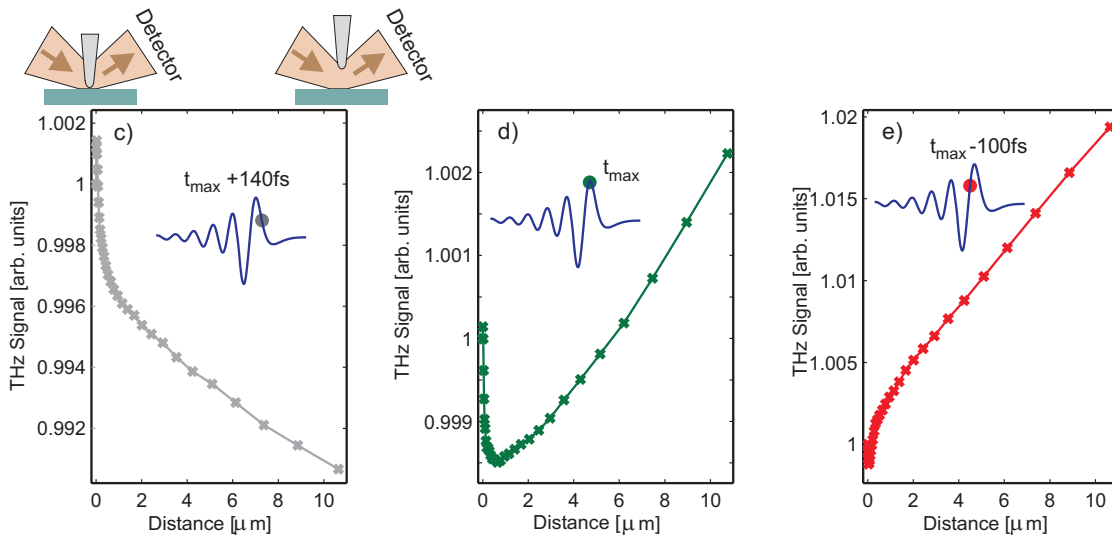


Abbildung 4.8: Transmissionsverhalten der Antenne in Abhängigkeit von der Phase, bei der die Feldamplitude gemessen wird a-c).

Feldstärke zum Zeitpunkt *I.* vor allem die hochfrequenten Oszillationen enthält, während eine Messung zum Zeitpunkt *II.* nur die niederfrequenten enthält. Das heißt, die individuellen Frequenzkomponenten haben natürlich keinen zeitlichen Verlauf, sondern sind unendlich in der Zeit, aber je nach Zeitpunkt der Messung ist ihre momentane Amplitude stärker oder schwächer.

Eine Vergrößerung des Nadel-Oberflächenabstands bedeutet eine Veränderung der Antennenkapazität und somit eine spektrale Verschiebung der Dissipationsfunktion der Antenne wie in Abb. 4.9b) skizziert. Wird jetzt die Nadel von der Probe entfernt, während zum Zeitpunkt *I.* gemessen wird, wird vor allem der Einfluss der Antennendissipation auf die hochfrequenten Anteile gemessen, wie in 4.9c) dargestellt. Wird die Nadel von der Oberfläche entfernt, nimmt der spektrale Überlapp der Dissipationsfunktion sukzessive mit dem Abstand zu, so dass die Dissipation zunehmend ansteigt und die Transmission sinkt. Genau dieses Verhalten ist im realen Experiment in Abb. 4.8a) zu sehen. Analog hierzu enthält eine Messung zum Zeitpunkt *II.* primär niedrige Frequenzen. Das bedeutet, dass eine Verstimmung der Antenne hin zu höheren Frequenzen eine sinkende Dissipation und eine steigende Transmission bewirkt, was im realen Experiment in Abb. 4.8c) zu sehen ist. Auch das Verhalten in Abb. 4.8b) wird auf diese Weise verständlich: Zum Zeitpunkt des globalen Amplitudenmaximums tragen sowohl hohe als auch tiefe Frequenzkomponenten zur Gesamtfeldstärke bei. Eine Verschiebung der Antennenresonanz führt zunächst zu einem besseren spektralen Überlapp (so dass die Transmission sinkt). Steigt die Resonanzfrequenz der Antenne noch weiter an, so dass das spektrale Maximum der Dissipationsfunktion jenseits des spektralen Maximums des einfallenden Feldes liegt, nimmt die Dissipation wieder ab und die Transmission steigt an.

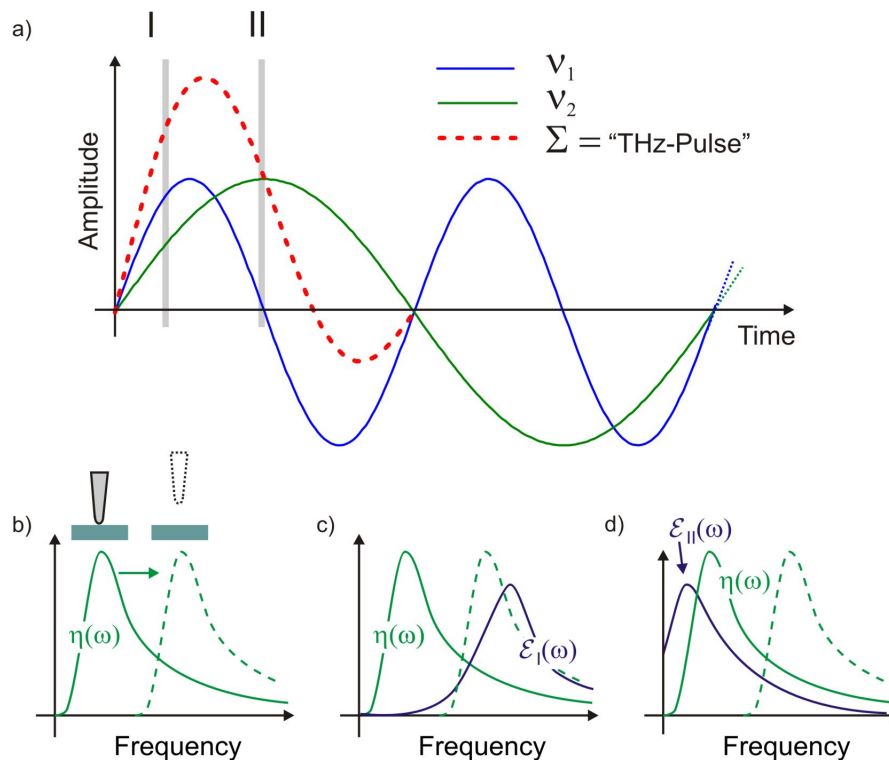


Abbildung 4.9: a) Die THz-Pulse entstehen durch eine Superposition spektraler Komponenten (hier schematisch nur „zwei“ Frequenzen). Zum Zeitpunkt I. nach der Generierung, haben die hochfrequenten Signalanteile eine größere Feldstärke erreicht als die niederfrequenten. Daher wird zu einem frühen Zeitpunkt vor allem der Einfluss hochfrequenter Anteile gemessen, wohingegen eine Messung zum Zeitpunkt II. vorwiegend tieffrequente Signalanteile enthält. b) Eine Entfernung der Nadel führt zu einer geringeren Antennenkapazität und somit zu einer Verschiebung der Antennedissipationsfunktion $\eta(\omega)$ hin zu höheren Frequenzen. c) Wird die Nadel von der Oberfläche weggezogen, beobachtet man zum Zeitpunkt I. vor allem die Dissipation der hochfrequenten Anteile des THz-Feldes $\epsilon_I(\omega)$, während zum Zeitpunkt II. die Dissipationsveränderung für niederfrequente Anteile gemessen wird d).

Diese Frequenzeffekte auf die beobachtete Antennenankopplung sind wesentlich für das Verständnis der Nahfelddaten. Sie machen sich bemerkbar, wenn die Antennenankopplung nicht spektral aufgelöst gemessen wird, sondern wenn nur die transmittierte Feldamplitude zu einem festen Zeitpunkt gemessen wird. Dies ist z.B. für eine effiziente Bildgebung in der THz-Mikroskopie wünschenswert, um nicht für jeden Bildpunkt ein Spektrum aufnehmen zu müssen. Laufzeit-Effekte wie von Thoma et al. kürzlich untersucht wurden [150], können das veränderte Verhalten auf einer Femtosekunden-Zeitskala nicht erklären. Im Kontext des Antennenmodells kann das Verhalten jedoch erklärt werden.

4.3 Zusammenfassung

Aufbauend auf der grundlegenden Demonstrierung hochauflöser, aperturloser Nahfeldmikroskopie bei THz-Frequenzen durch Chen et al. [37–39], wurde im Rahmen dieser Arbeit das

4.3 Zusammenfassung

Verständnis der Antennenankopplung vertieft. Insbesondere wurde das RLC-Modell in den Kontext der allgemeinen Antennentheorie eingebettet und eine Abschätzung der Wirkfläche vorgenommen. Für die kapazitive THz-Mikroskopie wurde für verschiedene Materialien gezeigt, dass der Bildkontrast mit der Antennentheorie richtig beschrieben wird. Wird die Antennenkapazität auf bekannte Weise verändert, kann die Antenne mit dem RLC-Modell kalibriert werden, so dass Aussagen über die komplexe Permittivität der Probe möglich sind.

Für die mikroskopische THz-Bildgebung wird meist im Zeitbereich nur zu einem Zeitpunkt ein Datenpunkt aufgenommen, so dass hier die momentanen Amplituden der verschiedenen Frequenzkomponenten eine Rolle spielen. Das beobachtete Verhalten wurde mit dem Antennenmodell qualitativ erklärt.

Durch eine optimierte THz-Ankopplung entlang der Hauptstrahlungskeule einer Langdrahtantenne mit propagierender Stromverteilung konnte im Rahmen dieser Arbeit der Bildkontrast um einen Faktor zehn verbessert werden.

5 Nahfeldspektroskopie an Ladungsträgern

Es ist von enormem technologischem und wissenschaftlichem Interesse, die Ladungsträgerdynamik in einer Probe mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung zu verstehen (s. Kap. 1). In diesem Kapitel wird gezeigt, dass aus den THz-Daten bei ausreichender Kenntnis über die Antenneneigenschaften Aussagen über die Hochfrequenzeigenschaften der Ladungsträger mit extremer Sub-Wellenlängen-Auflösung gewonnen werden können [116, 151].

5.1 Konzept des Experiments

Mikroskopische Elektronengase können beobachtet werden, indem über das elektrostatische Potenzial an der Nahfeldsonde die Ladungsträgerverteilung lokal unterhalb der Spitze manipuliert wird. Dies kann zum Beispiel über den Schottky-Kontakt geschehen, der sich unterhalb der Tastspitze des Nahfeldmikroskops bildet, wenn sie sich in Kontakt mit dem Halbleiter (oder in dessen unmittelbarer Nähe) befindet. Durch Anlegen einer Spannung zwischen dem Elektronengas und der Nadel kann die Breite der Verarmungszone und somit die Entfernung der „zweiten Kondensatorplatte“ eingestellt werden¹. Dies ist in Abb. 5.1a) schematisch dargestellt, wo einmal die Verarmungszone zu sehen ist, wenn keine Spannung anliegt und einmal wenn eine Spannung in Sperrrichtung anliegt. Die Veränderung der Ladungsträgerverteilung unterhalb der Nadel verändert die Antennenkapazität und erlaubt daher ein Einstellen der Antennenresonanz im Frequenzraum². Auf diese Weise verändert die räumliche mikroskopische Verteilung der Ladungsträger die Antennenankopplung des THz-Feldes und wird so experimentell beobachtbar. Wird eine Wechselspannung zwischen der Nadel und dem Elektronengas angelegt, kann die Ladungsträgerdichte in dem Volumen unterhalb der Antennenspitze lokal moduliert werden, wie in Abb. 5.1b) dargestellt ist. Diese Modulation bewirkt dann eine periodische Änderung der Antenneneigenschaften und somit eine Modulation der transmittierten THz-Pulse, die in den Experimenten gemessen wird.

¹S. Kapitel 2.1.2, S. 19.

²S. Kap. 4.1, S. 73.

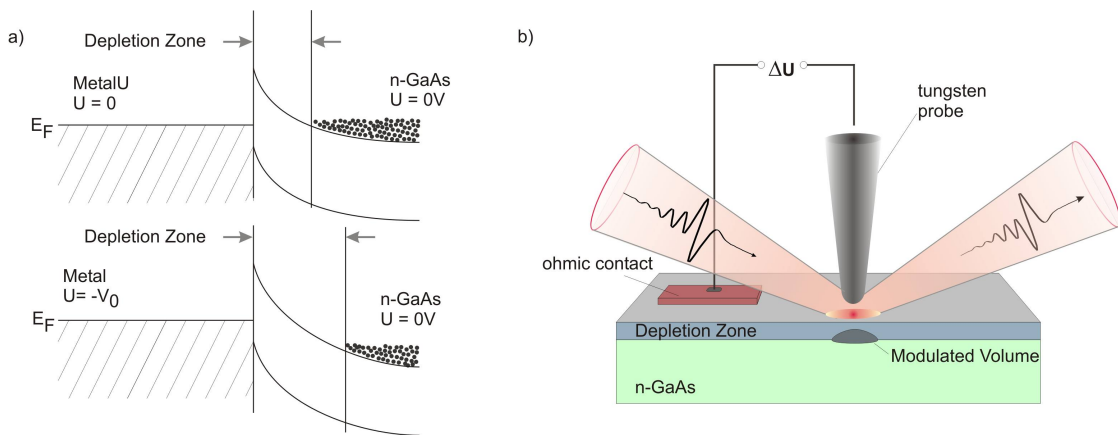


Abbildung 5.1: a) Liegt an einem Schottky-Kontakt eine Spannung in Sperrrichtung an (Metall negativ), vergrößert sich die Verarmungszone. b) Durch das Anlegen einer Wechselspannung zwischen Elektronengas und Tasterprobe, die zusammen einen Schottky-Kontakt bilden, wird das Volumen unterhalb der Nadel periodisch verarmt, so dass die Antenneneigenschaften sich periodisch ändern.

5.2 Modulations-Spektroskopie

5.2.1 Experimentelle Daten

In diesem Unterkapitel werden spektroskopische THz-Messungen an Ladungsverteilungen unterhalb der Antennenspitze vorgestellt. Hierfür wurde eine Wechselspannung zwischen der Nadel und dem Elektronengas in n-dotiertem GaAs ($N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) angelegt, wie in Abb. 5.1b) schematisch gezeigt. Die Modulationsspannung wurde in Sperrrichtung mit einer Amplitude (Spitze-Spitze) von $\Delta U = 2 - 16 \text{ V}$ angelegt, wobei eine Gleichspannung in Höhe des Scheitelwerts der Wechselspannung überlagert wurde, so dass die effektive Spannung am Schottky-Kontakt zwischen null Volt und ΔU variiert¹. Es wurde verifiziert, dass hierbei kein Durchbruchstrom fließt.

In Abb. 5.2 sind differenzielle THz-Feldtransienten für unterschiedliche Modulationsspannungen sowie das einfallende Referenzsignal dargestellt. Die Modulationssignale sind hierbei die Differenz $\Delta \mathcal{E}(t)$ zwischen den Zeitbereichs-Signalen mit angelegter Spannung ΔU , also $\mathcal{E}_{\Delta U}(t)$, und dem transmittierten Referenzpuls ohne angelegter Spannung, $\mathcal{E}_{0V}(t)$.

Zum Vergleich ist eine (skalierte) THz-Transiente gezeigt, die durch das Mikroskop transmittiert wurde. Die Modulationstransienten zeigen eine Amplitude von etwa 10^{-4} bis 10^{-3} verglichen zum Referenzsignal, und wurden bei Modulationsfrequenzen von 2-8 kHz jeweils mit einer Gesamt-Integrationszeit von etwa acht Stunden aufgenommen. Für diese Messungen befand sich die Antenne im Kontakt mit dem Halbleiter. Es kann jedoch auch für einen Arbeitsabstand von 50 nm ein Modulationssignal gemessen werden, sofern die Spannung auf 80 V erhöht

¹Wenn im Folgenden von einer Modulationsspannung ΔU gesprochen wird, ist immer gemeint, dass der Wechselspannung eine Gleichspannung in beschriebener Weise überlagert wurde.

5.2 Modulations-Spektroskopie

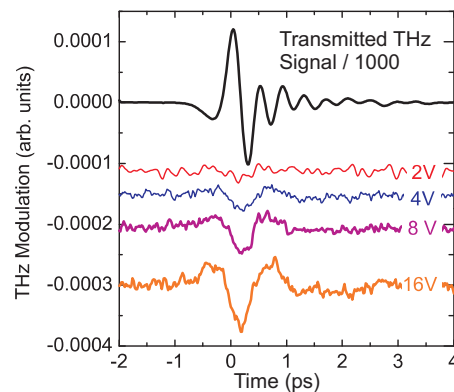


Abbildung 5.2: THz-Elektromodulations-Feldtransienten für verschiedene Spannungen nebst transmittiertem Referenzsignal.

wird, um den hohen Spannungsabfall im Vakuum zu kompensieren¹. Deutlich erkennbar ist ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen der Modulationsamplitude und der Modulationsspannung. Weiterhin ist sichtbar, dass im differentiellen Signal, hochfrequente Anteile verglichen mit dem Referenzpuls fehlen.

Dies wird in Abb. 5.3a) noch deutlicher, wo die Fourier-Transformierten der einfallenden THz-Zeitbereichs-Transienten und des Differenzsignals für $\Delta U = 16$ V gezeigt werden. Die spektrale Zusammensetzung des Modulationssignals unterscheidet sich deutlich von der des einfallenden Signals und enthält vornehmlich Frequenzkomponenten unterhalb von 1.5 THz.

Abb. 5.3b) zeigt die Amplitude der Modulations-Transienten für verschiedene Amplituden der Modulationsspannungen. Die Amplitude des differentiellen THz-Signals steigt hierbei annähernd linear mit der Modulationsspannung an.

5.2.2 Vergleich mit dem Antennenmodell

Die experimentellen Beobachtungen können im Rahmen eines Antennen-Halbleiter-Modells quantitativ verstanden werden. Hierbei fließt die spannungsabhängige Breite der Verarmungszone des Schottky-Kontaktes in die Antennenkapazität ein, wodurch sie die spektralen Eigenschaften der Antenne mitbestimmt. In Abb. 5.4 ist schematisch dargestellt, wie das Modulationssignal zustande kommt. Die Breite der Verarmungszone unterhalb der Nahfeldsonde ist abhängig von der Spannung zwischen Nadel und Elektronengas. Eine Verbreiterung der Verarmungszone beim Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung bedeutet eine geringere Antennenkapazität und

¹Ist die Nadel nicht im Kontakt mit der Halbleiteroberfläche, entsteht eine Reihenschaltung von Kondensatoren. Der Luftspalt zwischen Nadel und Halbleiteroberfläche bildet einen Kondensator und die Oberflächenverarmungszone einen weiteren. In der Summe entsteht ein kapazitiver Spannungsteiler. Auf Grund der hohen dielektrischen Permittivität von GaAs ($\epsilon_{GaAs} = 13$) fällt hier eine geringe Spannung ab ($U = Q/C$).

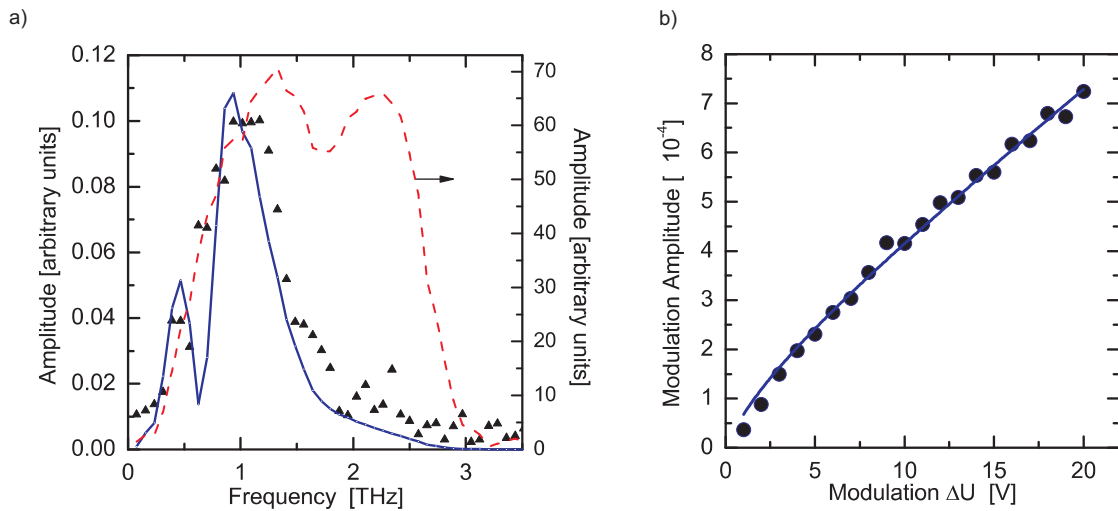


Abbildung 5.3: a) Spektrum der einfallenden THz-Pulse (gestrichelt) und einer Elektromodulations-Transiente (Dreiecke) sowie ein numerischer Fit des Antennen-Halbleiter-Modells (durchgezogene Linie). b) THz-Modulationsamplitude für unterschiedliche Modulationsspannungen (Punkte). Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis aus dem Antennen-Halbleiter-Modell.

daher auch eine höhere Resonanzfrequenz der Antenne. Die relative Leistungsdissipation $\eta(\omega)$ verschiebt sich dann zu höheren Frequenzen (Abb. 5.4, rechts oben und rechts unten). Das heißt, für unterschiedliche Spannungen werden unterschiedliche Frequenzkomponenten dissipiert. Das Modulationssignal besteht aus eben jener Differenz der dissipierten Frequenzkomponenten. Dies soll im Folgenden im Kontext des Antennenmodells quantifiziert werden.

Modellierung der räumlichen Ladungsträgertrennung

Wie im Kapitel 2.1.2 ausgeführt wurde, kann die Ausdehnung der Verarmungszone im Schottky-Kontakt als Funktion der Spannung berechnet werden¹. Ohne Spannung ergibt sich eine Breite von $W(0V) \approx 180$ nm für eine Spannung von 16 V von $W(16V) \approx 1100$ nm. Hierdurch ergeben sich verschiedene Antennenkapazitäten (C_1, C_2), was eine spektrale Verschiebung der Dissipationsfunktion² $\eta(\omega)$ bewirkt, $\eta_{C_1}(\omega) \rightarrow \eta_{C_2}(\omega)$. Das heißt, das Modulationssignal setzt sich aus dem spektralen Unterschied zwischen den dissipierten Frequenzkomponenten mit und ohne angelegter Spannung zusammen. Mit der Gleichung³ $\Delta\eta(\omega) \cdot \mathcal{E}(\omega) \approx -2\Delta\mathcal{E}(\omega)$ lässt sich das Modulationssignal im Frequenzraum $\Delta\mathcal{E}(\omega)$ auf die Veränderung der Antennendissipation $\Delta\eta(\omega)$ zurückführen. Für die differenzielle Antennendissipation⁴ kann angesetzt werden $\Delta\eta = |\eta_{C(0V)} - \eta_{C(\Delta U)}|$, wobei die Kapazität die des Schottky-Kontakts ist⁵.

¹S. Gleichung 2.1.8, S. 19.

²S. Gl. 4.1.5, S. 76.

³S. Gl. 4.1.8, S. 79.

⁴Es wird hier der Betrag der differenziellen Dissipation betrachtet, da in den Spektren auch der Absolutbetrag der Fourier-Transformierten aufgetragen ist.

⁵S. Gleichung 2.1.9, S. 20.

5.2 Modulations-Spektroskopie

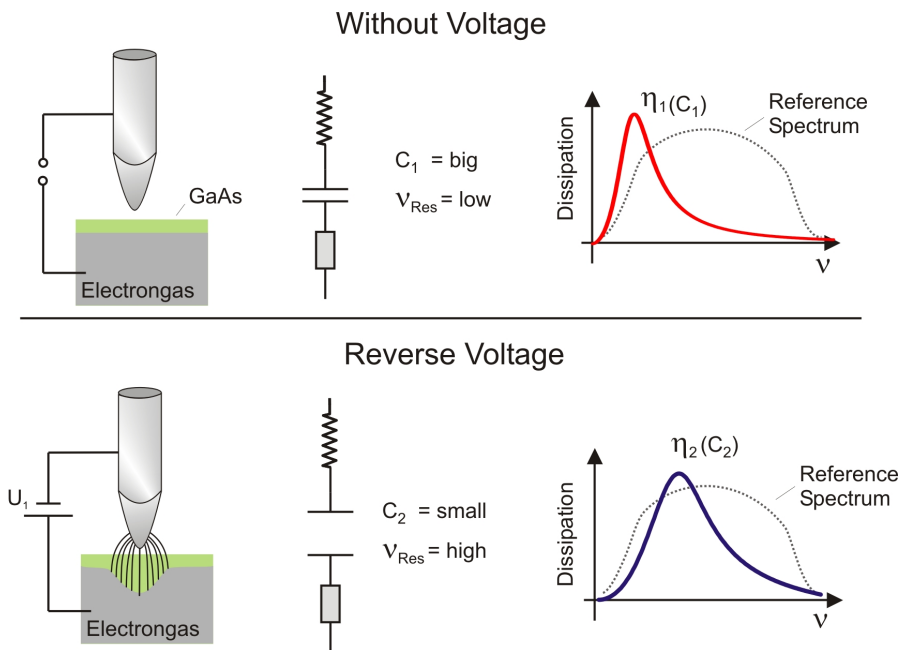


Abbildung 5.4: Erklärung des Modulationsprozesses durch die angelegte Spannung zwischen Nadel und Elektronengas. Die Kapazität des Nadel-Oberflächen-Systems wird durch die Breite der Oberflächenverarmungszone bestimmt. Liegt eine Spannung in Sperrrichtung an vergrößert sich die Verarmungszone und die Kapazität der Antenne sinkt, so dass die Dissipationsfunktion η sich zu höheren Frequenzen verschiebt.

Die durchgezogene Linie in Abb. 5.3a) ist der erwartete Frequenzverlauf des Modulationssignals im Antennenhalbleiter-Modell, d.h. aufgetragen ist $\mathcal{E}(\omega)|\eta_{C(0V)} - \eta_{C(\Delta U)}|$.

Der gleiche Satz an Fitparametern des Antennen-Halbleiter-Modell kann hierbei sowohl das Spektrum in Abb. 5.3a) als auch die Amplitudendaten in Abb. 5.3b) quantitativ beschreiben. Hierbei sind die Kondensatorfläche A , der Antennenwiderstand R und eine multiplikative Ankopplungskonstante γ als Parameter eingeflossen¹, während die Induktivität (Kap. C, S. 119) und die Ausdehnung der Verarmungszone analytisch berechnet wurden²⁻³. Es ergeben sich für die Kondensatorfläche und für den Antennenwiderstand Werte von $A = \pi(600 \text{ nm})^2$ bzw. $R = 1320 \Omega$, die mit der gemessenen Größe der Nadelspitze (Durchmesser $\approx 1 \mu\text{m}$) und dem zu erwartenden Widerstand einer Langdraht-Antenne bei der Anregungsgeometrie ($\theta_0 \approx 60^\circ$, $\Lambda \approx D_{fok.}/2 \approx 2\lambda$, Strahlungswiderstand⁴ $R_R \approx 0.8 \text{ k}\Omega$, ohmscher Widerstand⁵ $R_\Omega \approx 0.3 \text{ k}\Omega$) übereinstimmen. Die Ankopplungskonstante ergibt einen Wert von $\gamma \approx 0.32$. Das Antennenhalbleiter-Modell ist sowohl in Abb. 5.3a) als auch in Abb. 5.3b) in quantitativer

¹Das RLC-Modell überschätzt die Wirkfläche der Antenne, wenn der Fokus deutlich größer als die Wirkfläche einer Langdrahtantenne ist. Dies wurde hier durch den Faktor γ korrigiert. S. Kapitel 4.1 (S. 73).

²Für die Induktivität vgl. Kap. C, S. 119.

³Für die Breite der Verarmungszone Kap. vgl. 2.1.2, S. 19.

⁴Vgl. Abb. 2.11, S. 43.

⁵Der ohmsche Widerstand, der sich vornehmlich durch den Flächenwiderstand von der zweiten „Kondensatorplatte“ des Antennenkondensator im Halbleiter ergibt, kann mit der Drude-Leitfähigkeit und der Breite der Dotierschicht d abgeschätzt werden zu $R_\Omega \approx \frac{1}{\sigma d} = \frac{m^*}{ne^2 \tau d} \approx 300\Omega$.

Übereinstimmung mit den beobachteten Ergebnissen.

In Abb. 5.3b) kann das THz-Modulationssignal für eine Modulationsspannung von $\Delta U = 2\text{ V}$ noch aufgelöst werden. Für diese Spannung beträgt die Breite der Verarmungszone $W(2V) = 430\text{ nm}$. Dies bedeutet, dass das Volumen in dem die Ladungsträgerdichte bei dieser Spannung moduliert wird etwa $V \approx A \cdot (W(2V) - W(0V)) \approx 4 \cdot 10^{-18}\text{ m}^3$ beträgt und dass das differenzielle THz-Signal durch die Modulation von $V \cdot N_D \approx 5000$ Ladungsträgern hervorgerufen wird. Mit unabhängigen elektronischen Messungen der Kapazität des Nadel-Oberflächensystems konnte dieser Wert bestätigt werden.

Induktive und dielektrische Eigenschaften des Elektronengases

Die Sichtweise im vorherigen Abschnitt beschränkt die Änderung der Kapazität beim Anlegen einer Spannung auf die modifizierte räumliche Ausdehnung des Antennenkondensators. Dieses Bild erlaubt eine einfache Erklärung der Daten, obwohl die THz-Feldlinien nur teilweise an der Peripherie der Verarmungszone enden, wie man es für eine „Kondensatorplatte“ erwarten würde. Vielmehr kann das THz-Feld teilweise in das Elektronengas eindringen. Dies liegt daran, dass zwar das Elektronengas metallische Eigenschaften hat, aber trotzdem nur eine endliche Leitfähigkeit besitzt¹.

Unterhalb der Nahfeldsonde befindet sich dann die Oberflächenverarmungszone mit einer positiven dielektrischen Permittivität und darunter beginnt das Elektronengas mit einem negativen Wert für die dielektrische Funktion (sofern die Frequenz unterhalb der Plasmafrequenz liegt). Abbildung 5.5a) zeigt, wie die Antennenkapazität sich folglich aus einer Reihenschaltung von Kondensatoren zusammensetzt, zum einen aus einer herkömmlichen positiven Kapazität und einer negativen Kapazität [152], wie in Abb. 5.5b) dargestellt ist. Um die negative Kapazität C_2 zu verstehen, soll angenommen werden, dass es sich um einen Kondensator handelt, der mit einem Dielektrikum befüllt ist, das die dielektrische Funktion des Elektronengases hat²:

$$\epsilon' \approx \epsilon_B \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \right). \quad (5.2.1)$$

Hiermit ergibt sich eine Kapazität von

$$C_2 = \epsilon' C_0, \quad (5.2.2)$$

wenn C_0 die Kapazität des gleichen Kondensators ohne Dielektrikum (d.h. für $\epsilon' = 1$) ist. Die

¹Vgl. Kap. 2.2.2, S. 26.

²Vgl. Gl. 2.2.13, S. 27.

5.2 Modulations-Spektroskopie

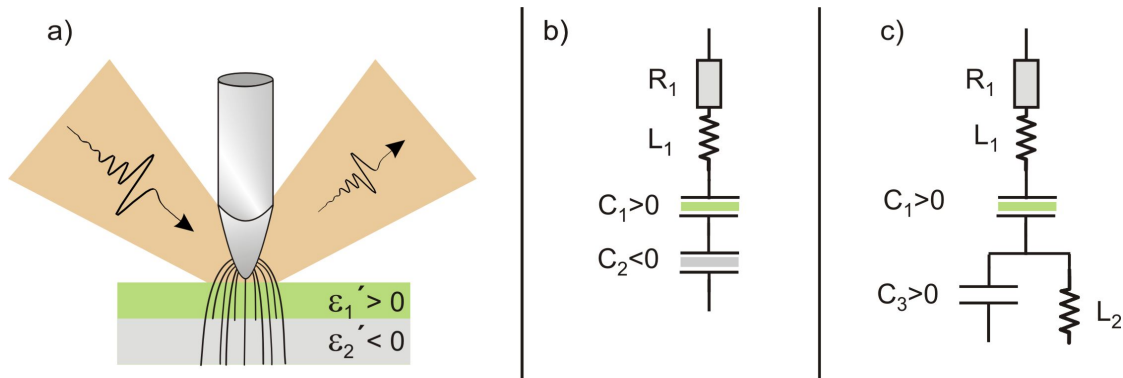


Abbildung 5.5: Wirkung eines negativen Dielektrikums auf die Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde. a) Die Oberflächenverarmungszone hat eine positive dielektrische Permittivität, wohingegen das Elektronengas eine negative hat. b) Dies führt dazu, dass der Serienschwingkreis um eine negative Kapazität erweitert werden muss. c) Dies kann durch die Parallelschaltung mit einer Induktivität verstanden werden.

Wechselstrom-Impedanz dieser Kapazität Z beträgt dann [153]:

$$Z = \frac{1}{i\omega C_2} = \frac{1}{i\omega C_0 \epsilon_B - \frac{iC_0 \epsilon_B \omega_p^2}{\omega}}; \quad \text{und zum Vergleich: } Z_{\text{Parallel}} = \frac{1}{i\omega C_3 - \frac{i}{\omega L_2}}. \quad (5.2.3)$$

Die zweite Gleichung beschreibt die Wechselstromimpedanz einer Parallelschaltung einer Induktivität L_2 und eines Kondensators C_3 , wie sie in Abb. 5.5c) dargestellt sind. Durch Koeffizientenvergleich erhält man:

$$C_3 = \epsilon_B C_0 \quad \text{und} \quad L_2 = \frac{1}{\omega_p^2 C_0 \epsilon_B}. \quad (5.2.4)$$

Was bedeutet dies für die Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde? Für $\omega \ll \omega_p$ ist der kapazitive Widerstand von C_3 groß verglichen mit dem induktiven Widerstand von L_2 , so dass der Leitwert der Parallelschaltung in Abb. 5.5c) von der Induktivität dominiert wird. Andererseits bestimmt für $\omega \gg \omega_p$ die Kapazität die Impedanz der untersten Masche. Dies ist nicht anders zu erwarten, da für Frequenzen oberhalb der Plasmafrequenz das Elektronengas eine positive dielektrische Permittivität hat und sich daher wie ein gewöhnliches Dielektrikum verhält. Für $\omega \rightarrow \omega_p$ hingegen geht die Impedanz gegen unendlich, so dass eine propagierende Stromverteilung auf der Antenne auf Grund der Fehlanpassung der Impedanz am Elektronengas reflektiert wird. Da für die spektrale Antennenankopplung etwa gilt $\omega \lesssim \omega_p$, kann näherungsweise angenommen werden, dass die Antenne am Elektronengas endet, was die zuvor dargestellte Deutung des Modulationsprozesses als Veränderung der Oberflächenverarmungszone rechtfertigt¹.

¹In der obigen Diskussion wurde der Einfluss von Streuung im Elektronengas vernachlässigt. Wird diese berücksichtigt, kann sie durch Einführung eines Widerstandes in der untersten Masche in Abb. 5.5c) verstanden werden, vgl. [153].

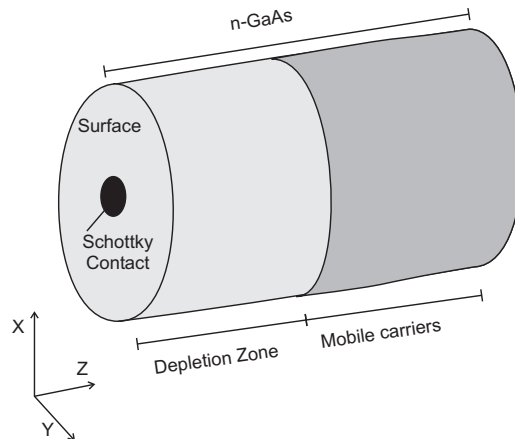


Abbildung 5.6: Schottky-Kontakt auf der Oberfläche eines n-dotierten GaAs-Zylinders mit angedeuteter Oberflächenverarmungszone.

5.2.3 Modell-Rechnungen zur Ladungsträgerverteilung

Bisher wurde der Modulationsprozess analytisch im Kontext eines eindimensionalen Schottky-Kontaktes beschrieben. In diesem Bild wird angenommen, dass die Verarmungszone des Schottky-Kontaktes abrupt endet, wodurch keine Aussagen über die Form und Ausdehnung der Ladungsträger-Verteilung unterhalb der Nadelspitze möglich sind. Dies soll hier mit einer numerischen Simulation überprüft werden.

Um dies zu erreichen, wird Raum und Zeit in diskrete Gitterpunkte bzw. Volumina aufgeteilt, d.h. die Rechnung erfolgt mittels finiter Elemente im Zeitbereich (Finite Difference Time Domain, FDTD). Da es bei einem Schottky-Kontakt keine laterale Vorzugsrichtung gibt, wird hier eine zylindersymmetrische Konfiguration gewählt, so dass das betrachtete Volumen in ein Gitter aus Kreissegmenten eingeteilt wird, die durch $\phi \pm d\phi, r \pm dr$ und $z \pm dz$ charakterisiert sind. Nächste Nachbarn im Gitter sind entsprechend durch $\Delta\phi, \Delta r, \Delta z$ voneinander getrennt. Da aufgrund der Zylindersymmetrie das Ergebnis keine ϕ -Abhängigkeit aufweisen kann, handelt es sich um eine quasi-dreidimensionale Modellierung.

Das Drift- und Diffusionsverhalten der Ladungsträger sowie die Coulomb-Wechselwirkung zwischen jedem Gitterpunkt mit dem Rest des Gitters wird selbstkonsistent gelöst. Hierfür wird der Ladungstransport mittels der Drift-Diffusionsgleichung [23, 154] beschrieben:

$$\frac{\partial n_e(\mathbf{r},t)}{\partial t} = D_e \Delta n_e(\mathbf{r},t) + \nabla \cdot (\mu_e(|\mathcal{E}(\mathbf{r},t)|) \mathcal{E}(\mathbf{r},t) n_e(\mathbf{r},t)), \quad (5.2.5)$$

wobei $n_e(r,z,t)$ die ortsabhängige Ladungsträgerdichte ist, Δ und ∇ für den Laplace- bzw. Nabla-Operator in Zylinderkoordinaten stehen, und D_e die Diffusionskonstante in GaAs bezeichnet. Der Ausdruck $\mu_e \mathbf{E}$ ist die Geschwindigkeit der Elektronen, bei der jedoch berücksichtigt wird, dass die Elektronenmobilität eine Funktion des elektrischen Feldes ist [46, 47].

5.2 Modulations-Spektroskopie

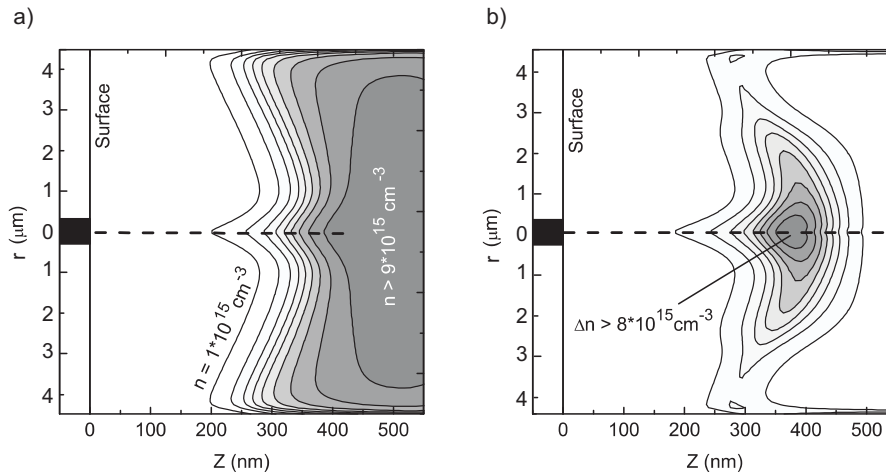


Abbildung 5.7: a) zeigt die absolute Ladungsverteilung für +0.3 V Vorwärtsspannung und b) zeigt die differenzielle Ladungsverteilung, die durch Modulation der Spannung entsteht. Dargestellt ist die differenzielle Ladungsverteilung bei einem Querschnitt durch den Halbleiter-Zylinder in Abb. 5.6 entlang seiner Symmetrieachse. Es wurde eine Modulationsspannung von $\Delta U = \pm 0.3$ V zwischen Schottky-Kontakt und Elektronengas angelegt.

Das elektrische Feld \mathcal{E} wird aus der Poisson-Gleichung gewonnen:

$$\nabla \cdot \mathcal{E}(r,z,t) = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (N_D(z,t) - n_e(z,t)). \quad (5.2.6)$$

Die Rechnung wird ausgeführt für n-dotiertes GaAs ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) mit einem Schottky-Kontakt auf der Oberfläche und einem ohmschen Kontakt auf der Rückseite des Halbleiters. Eine typische Konfiguration ist in Abb. 5.6 gezeigt. Für praktische Rechnungen wurde das Volumen mit einem Durchmesser von $9 \mu\text{m}$ und einer Dicke von 550 nm in 30^3 Gitterplätze unterteilt. Der Radius des Schottky-Kontakts beträgt 500 nm und ist daher repräsentativ für die Abmessungen der Spitze einer Nahfeldsonde.

Wie im Kapitel 2.1.2 beschrieben, bildet sich auf Grund der Potenzialunterschiede zwischen dem Metall und dem Halbleiter eine Oberflächenverarmungszone dadurch, dass Ladungsträger durch die Bandverbiegung in der Nähe der Grenzfläche zum Metall von der Grenzfläche weg in das Innere des Halbleiters gedrückt werden. Erreichen die Ladungsträger im Substrat das Ende des simulierten Volumens, werden Ladungsträger auf der Oberflächenseite wieder eingespeist, um Ladungsträgererhaltung zu gewährleisten. Dies entspricht physikalisch einem geschlossenen Stromkreis.

Im zweiten Schritt wird zusätzlich eine Spannung zwischen dem Elektronengas und dem metallischen Kontakt angelegt, was je nach Polarität die Breite der Verarmungszone vergrößert oder verringert (s. Gl. 2.1.8). Werden die resultierenden Ladungsträgerverteilungen voneinander subtrahiert, ergibt sich die räumliche Verteilung der Ladungsträger, die durch die angelegte

Spannung moduliert wurden.

In Abb. 5.7b) ist die differenzielle Ladungsträgerverteilung dargestellt, die sich ergibt, wenn zwischen dem Schottky-Kontakt und dem Elektronengas eine Spannung von $\Delta U = \pm 0.3 \text{ V}$ angelegt wird. Die laterale Ausdehnung der relevanten Ladungsverteilung beträgt etwa $1.5 \mu\text{m}$, was etwa der dreifachen Größe des Schottky-Kontakts entspricht. Das modulierte Volumen hat in Übereinstimmung mit Gl. 2.1.8 eine Tiefe von etwa 100 nm .

Für die THz-Elektromodulations-Mikroskopie spielen nur modulierte Bereiche eine Rolle, in denen die Ladungsträgerkonzentration ausreichend hoch ist (etwa $n \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), um die dielektrischen Eigenschaften des Halbleiters signifikant zu verändern (vgl. Abb. 2.5, S. 27). Durch Integration über dieses zylindrische Volumen ergibt sich, dass etwa 3400 Ladungsträger moduliert werden. Die Zahl der modulierten Ladungsträger ist konsistent mit dem Ergebnis aus dem Halbleiter-Antennenmodell im vorherigen Kapitel, wonach für ähnliche experimentelle Bedingungen 5000 Elektronen detektiert wurden.

5.2.4 Räumliche Auflösung der Nahfeldmessungen

Für eine Mikrospektroskopie der Ladungsträgerdynamik ist es erforderlich, dass die Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und dem THz-Feld lokal begrenzt ist. Daher soll hier die Auflösung der Modulationstechnik experimentell untersucht werden.

In Abb. 5.8 ist ein eindimensionaler THz-Nahfeld-Scan im Elektromodulationsmodus dargestellt. Aufgetragen ist für verschiedene Orte auf der Probe die demodulierte THz-Feldamplitude, d.h. die Amplitude des transmittierten Differenzsignals, das durch die Modulation der Ladungsträger hervorgerufen wird. Zur Modulation der Ladungsträger wurde eine Modulationsspannung von $\Delta U = 10 \text{ V}$ angelegt.

Zur Bestimmung der Auflösung wurde die Nahfeldsonde von einem Bereich mit modulierbaren Ladungsträgern in einen intrinsischen Bereich verfahren. Dies wurde dadurch realisiert, dass in eine GaAs-Probe mit einer $1 \mu\text{m}$ starken n-dotierten Oberflächenschicht ($N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) etwa $1.5 \mu\text{m}$ tiefe Gräben geätzt wurden. Auf diese Weise kann durch topografische Messungen eindeutig bestimmt werden, ob sich die Nadel über einem dotierten Bereich befindet. Die Antenne wurde während der Messung auf konstanter Höhe über die Probe verfahren. Nur in den dotierten Bereichen ist ein Elektromodulationssignal feststellbar. Dies zeigt, dass das Modulationssignal von den extrinsischen Ladungsträgern stammt. Die spatiale Auflösung (90%-10%) der hier gezeigten Messung beträgt etwa $1.8 \mu\text{m}$.

5.2 Modulations-Spektroskopie

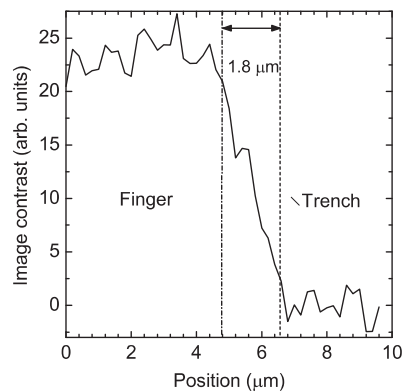


Abbildung 5.8: Ortsauflösung der Elektromodulations-Mikroskopie bei 4 V Modulationsamplitude.

5.2.5 Zusammenfassung

Die durch das Mikroskop transmittierten THz-Pulse enthalten Informationen über die mikroskopische Ladungsverteilung unterhalb der Nahfeldsonde. In allen Experimenten wurden differenzielle Messungen durchgeführt, so dass das Mess-Signal von dem modulierten Elektronengas stammt.

Die Eigenschaften des modulierten THz-Feldes kann das Halbleiter-Antennenmodell mit plausiblen Parametern für den Antennenwiderstand und die Antennenkapazität qualitativ und quantitativ beschreiben. Sowohl die spektralen Eigenschaften des beobachteten Signals als auch die Stärke der Modulationen werden hierbei richtig wiedergegeben. Basierend auf der Physik des Schottky-Kontakts, wird eine Vergrößerung der Verarmungszone unterhalb der Nadel zu Grunde gelegt. Hierbei fließt die Ladungsträgerdichte und -dynamik über die dielektrische Permittivität des Elektronengases in die Antenneneigenschaften des Nadel-Oberflächen-Systems mit ein.

Eine numerische Simulation zeigt, dass der Modulationsprozess die Ladungsträgerdichte unterhalb der Nadel modifiziert, so dass die beobachtete, spannungsabhängige Verstimmung der Antenne vor allem durch den Einfluss der Ladungsträgerdichte auf die Permittivität unterhalb der Tastspitze hervorgerufen wird.

Die THz-Elektromodulations-Spektroskopie erlaubt es lokal begrenzt die Ladungsträger unterhalb der Nahfeldsonde zu untersuchen. Messungen zeigen, dass die Ortsauflösung der THz-Elektromodulations-Mikroskopie bei einer Modulationsspannung von $\Delta U = 10$ V etwa $1.8 \mu\text{m}$ beträgt. Es kann abgeschätzt werden, dass schon 5000 Elektronen für eine spektroskopische Untersuchung ausreichen.

5.3 Temperaturabhängige Elektromodulations-Spektroskopie

Für die Optimierung der Ladungsträgerdynamik in wissenschaftlichen und technischen Anwendungen ist ein Verständnis der Streuprozesse wesentlich. In diesem Unterkapitel wird gezeigt, wie die Streuzeit einer mikroskopischen Ladungsträgerverteilung in die THz-Mikrospektroskopie einfließt. Hierdurch wird eine Möglichkeit geschaffen, mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung Aussagen über das Streuverhalten der Elektronen zu gewinnen.

5.3.1 Streuzeit im Antennenmodell

Es ist in vielfältigen Veröffentlichungen untersucht worden, wie sich die Streuzeit der Ladungsträger in GaAs mit der Temperatur ändert [51, 52, 155]. Dies ermöglicht es über eine Veränderung der Temperatur gezielt die Streuzeit der zu untersuchenden Elektronen in n-dotiertem GaAs zu variieren. Hierbei fließt die Streuzeit der Ladungsträger sowohl in die Leitfähigkeit des Elektronengases als auch in dessen Hochfrequenz-Permittivität ein (vgl. Kap. 2.2.2, S. 26). Für die THz-Elektromodulations-Mikroskopie bedeutet dies, dass zum einen der Antennenwiderstand (durch die Leitfähigkeit des Elektronengases) und zum anderen die Antennenkapazität (durch die dielektrischen Eigenschaften der Probe) von der Streuzeit und somit von der Temperatur abhängen. Dies ist in Abbildung 5.9 schematisch für das Mikroskop dargestellt sowie als Ersatzschaltbild der Antenne. Hieraus folgt, dass die Antennenantwortfunktion in doppelter Hinsicht von der Streuzeit abhängt.

Nachfolgend werden Nahfeldmessungen an einem Elektronengas in n-dotiertem GaAs für verschiedene Temperaturen vorgestellt. Um den Einfluss der Ladungsträger vom Hintergrund zu isolieren, wird auch hier wieder eine Modulationstechnik verwendet, bei der eine Wechselspannung zwischen der Antennenspitze und dem Elektronengas angelegt wird, wobei nur die Veränderung des transmittierten THz-Feldes betrachtet wird. Die Wechselspannung hat stets die gleiche Amplitude, so dass sich für die untersuchten Temperaturen immer die gleiche räumliche Ladungsverteilung unterhalb der Nahfeldsonde ergibt. Für verschiedene Temperaturen verändern sich jedoch die Eigenschaften dieses Elektronengases, so dass sich wiederum die Antenneneigenschaften des Nadel-Oberflächen-Systems verändern. Dies äußert sich in der Effizienz, mit der die Antenne die spektralen Komponenten des einfallenden Feldes dissipiert. Das heißt, die THz-Pulse, die durch das Nahfeldmikroskop transmittiert werden, wechselwirken mit dem Elektronengas unterhalb der Nadel, und abhängig von der dortigen Ladungsträgerdynamik ändert sich dann die Ankopplung an die Antenne, so dass das transmittierte Signal Informationen über die Probe enthält.

5.3 Temperaturabhängige Elektromodulations-Spektroskopie

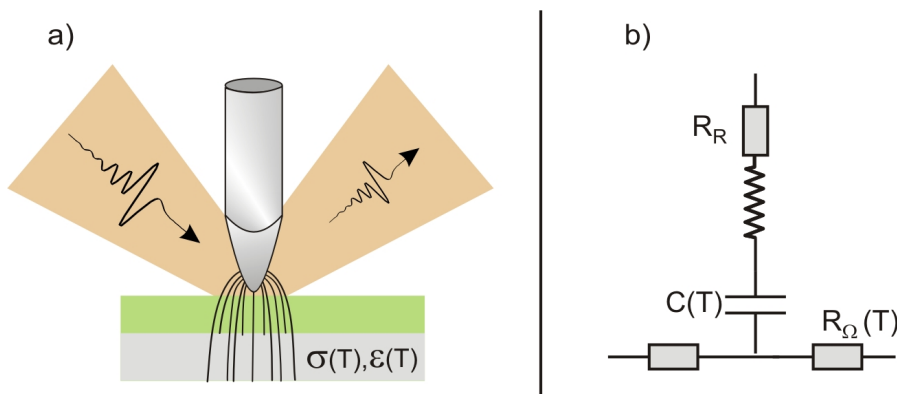


Abbildung 5.9: Einfluss der Temperatur auf die Antennenankopplung. a) Schemazeichnung der Antenne mit einem Elektronengas, dessen Leitfähigkeit σ und dielektrische Permittivität ϵ von der Temperatur abhängen. b) Ersatzschaltbild der Antenne mit temperaturabhängiger Kapazität $C(T)$ und Widerstand $R(T)$.

5.3.2 Experimentelle Daten

Um den Einfluss der Streuzzeit auf die Antennenankopplung zu untersuchen, wurde eine epitaktisch gewachsene Schichtstruktur verwendet, die aus einer $1 \mu\text{m}$ starken Oberflächenschicht aus intrinsischem GaAs auf einer $1 \mu\text{m}$ starken n-dotierte GaAs-Schicht ($N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) auf einem n+ dotierten GaAs Substrat besteht. Abb. 5.10 zeigt die Leitungsbandenergie (a) und die Ladungsträgerdichte (b) als Funktion des Abstands von der Oberfläche für verschiedene Spannungen zwischen Oberflächenkontakt und Substrat. Man erkennt, dass (in Abhängigkeit von der Spannung) die Ladungsträgerdichte in der intrinsischen Schicht um Größenordnungen variiert werden kann. Für keine oder negative Spannungen ist die Ladungsträgerdichte im undotierten Bereich vernachlässigbar, zumal sich die Ladungsträger erst in einem Mikrometer Entfernung befinden (Abb. 5.10b)). Wird eine positive Spannung angelegt, wird die Bandkante an der Oberfläche nach unten gezogen, und die Ladungsträgerdichte¹ steigt im intrinsischen Bereich an.

Die Modulation der Ladungsträger mittels der angelegten Spannung kann in einer experimentellen Konfiguration wie in Abb. 5.1 (S. 92) zur Modulation der transmittierten THz-Pulse verwendet werden. Zur Ladungsträgerspektroskopie wurden die transmittierten THz-Feldtransienten jeweils für eine negative Spannung $U_1 = -4 \text{ V}$ und eine positive Spannung² $U_2 = 0.3 \text{ V}$ aufgenommen. Die Ladungsträgerverteilung verändert sich hierdurch wie in Abb. 5.10c) dargestellt. In Abbildung 5.11a) sind differenzielle THz-Feldtransienten für verschiedene Temperaturen ge-

¹Die resultierende Ladungsträgerdichte für unterschiedliche Spannungen hängt exponentiell von der Barrierenhöhe ab. In GaAs ist das Fermi-Level durch die Oberflächenzustände „gepinnt“, so dass die Barrierenhöhe unabhängig vom Kontaktmaterial bei etwa 0.7 V liegt, wobei Abweichungen von $\pm 50\%$ auftreten können, vgl. [47] (S. 144). Daher wurde die Barrierenhöhe aus der Stromspannungs-Kennlinie nach [47] (S. 171) berechnet, was in diesem Fall einen Wert von $\Phi_B = 0.50 \text{ eV}$ ergab. Hierzu wurde eine effektive Richardson-Konstante für n-GaAs von $A^{**} = 4.4 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ und $J_0 = 7 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ verwendet.

²Die Spannung in Vorwärtsrichtung wurde so gewählt, dass die Stromdichte kleiner oder gleich 1000 A/m^2 blieb.

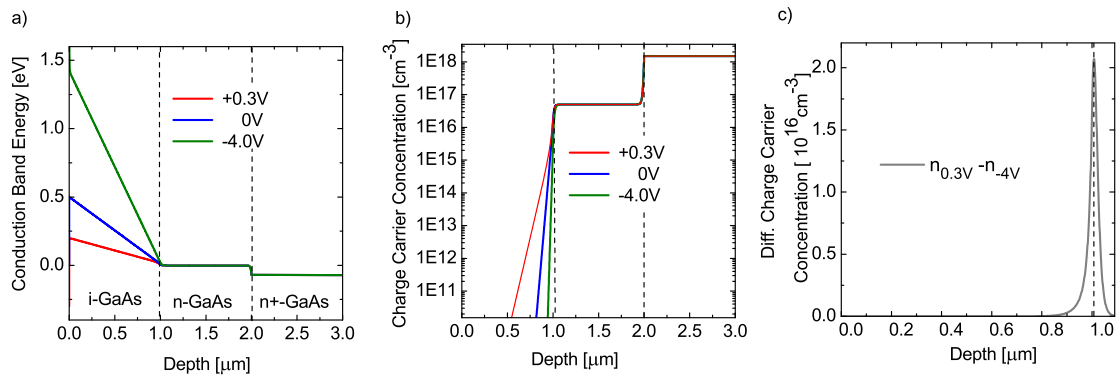


Abbildung 5.10: a) Leitungsbandenergie einer GaAs-Schichtstruktur für verschiedene Spannungen zwischen Oberfläche und Substrat (Aufbau der Probe: 1000 nm i-GaAs, 1000 nm n-GaAs mit $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, n+ dotiertes GaAs-Substrat). b) Ladungsträgerdichte für verschiedene Spannungen. c) Differenz der Ladungsträgerverteilung für eine Spannung von +0.3 V und -4 V. Diese Daten beruhen auf einer numerischen Lösung der eindimensionalen Poisson-Gleichung.

zeigt, die sich durch Subtraktion der Feldtransienten im Zeitbereich für Spannungen in Durchlass- bzw. Sperrrichtung ergeben. Die relative Amplitude beträgt bei Raumtemperatur etwa 1:1000 verglichen mit der einfallenden THz-Amplitude und 1:400 bei 80 K. Auf Grund der geringen Frequenzkomponenten unterhalb von 500 GHz ergibt sich eine Messzeit von etwa acht Stunden pro Modulationskurve. Der Feldverlauf ist zunächst sehr ähnlich bei allen drei Temperaturen und unterscheidet sich vornehmlich etwa 1 ps nach dem Hauptmaximum (angedeutet durch einen Pfeil), was auf eine unterschiedliche Dämpfung des oszillierenden Feldes hinweist. Darüber hinaus ist schon im Zeitbereich ersichtlich, dass die Mittenfrequenz der Modulationssignale erheblich niedriger als die des treibenden Feldes ist. Dies wird in Abb. 5.11b) noch deutlicher, wo die Fourier-Transformierten der Signale dargestellt sind. Die Signalmodulation hat etwa eine Mittenfrequenz von 500 GHz, wohingegen der einfallende THz-Puls eine Mittenfrequenz von 1.5 THz hat. Auffällig ist das lokale Minimum bei 430 GHz, das bei allen drei Modulationssignalen, nicht aber beim Referenzsignal zu sehen ist. Das Modulationssignal bei Raumtemperatur hat die größte Bandbreite und das Modulationssignal bei 80 K hat die wenigsten Hochfrequenzkomponenten. Weiter ist in Abb. 5.11c) der Phasengang¹ der Modulationssignale dargestellt, der mittels Fourier-Transformation aus den Zeitbereichstransienten gewonnen wurde. Hierbei ist festzustellen, dass die Phase bei $T=80 \text{ K}$ von einem Wert von etwa $\approx 205^\circ$ für Frequenzen unterhalb von 430 GHz auf $\approx 45^\circ$ für höhere Frequenzen fällt. Für höhere Temperaturen fällt die Phase etwas langsamer ab. Dies bedeutet, dass die Dissipation für beide Frequenzbereiche (weitgehend) gegenphasig erfolgt.

¹Hierbei ist nur der Frequenzbereich von 120 GHz bis 1.6 THz dargestellt, da nur hier die Frequenzkomponenten des differenziellen Signals stark genug sind, um eine Phasenanalyse zuzulassen.

5.3 Temperaturabhängige Elektromodulations-Spektroskopie

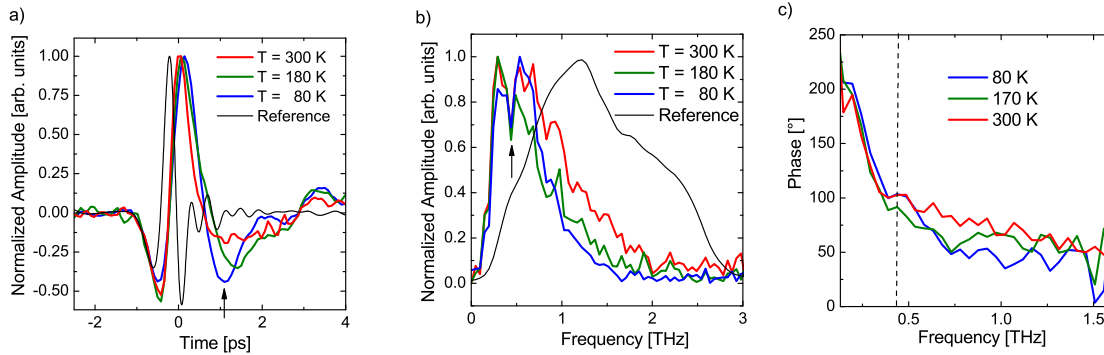


Abbildung 5.11: a) Differenzielle THz-Transienten durch Modulation der Ladungsträgerdichte in GaAs für unterschiedliche Temperaturen im Vergleich zum einfallenden Feld. Im Zeitbereich ergeben sich nach dem globalen Feldmaximum für verschiedene Temperaturen die stärksten Abweichungen der THz-Amplitude (angedeutet durch einen Pfeil). b) Die zugehörigen Spektren der THz-Transienten im Vergleich zum einfallenden Referenzsignal. Auffällig ist das Minimum bei etwa 0.5 THz (s. Pfeil). c) Phasengang des Elektromodulations-Signals. Die vertikale Linie zeigt die Position des lokalen Minimums in Teilbild b) an.

5.3.3 Interpretation

Wie aus Abb. 5.11b) ersichtlich, verändert die Streuzeit die spektrale Zusammensetzung der differenziellen THz-Feldtransienten. Damit ist sie experimentell in der THz-Elektromodulations-Mikroskopie beobachtbar.

Das Zustandekommen des Signals kann bei Betrachtung des Modulationsprozesses erklärt werden. In Abb. 5.12 ist dargestellt, wie das differenzielle Modulations-Signal entsteht. Je nach angelegter Spannung verändert sich die Breite der Verarmungszone unterhalb der Antennenspitze. Hierdurch verändert sich die Kapazität des Nadel-Oberflächensystems, was zu einer spektralen Verschiebung der relativen Leistungs-Dissipations-Funktion η führt (Abb. 5.12, links). In Modulationsexperimenten wird die Differenz der dissipierten Signale betrachtet, d.h. die Dissipation für Spannung zwei $\eta_2(U_2)\mathcal{E}(\omega)$ wird von der Dissipation für Spannung eins $\eta_1(U_1)\mathcal{E}(\omega)$ subtrahiert, so dass im Ergebnis $\Delta\eta$ auf das Spektrum des einfallenden Feldes wirkt. Das Amplitudenspektrum enthält per Definition stets nur positive Amplituden. Jedoch spiegelt das Phasenspektrum den Umstand wieder, dass das Modulationssignal durch die Differenz der Dissipationsfunktionen entsteht (vgl. Abb. 5.11 und Abb. 5.12). Mit dem Amplitudenspektrum in Abb. 5.12 (ganz rechts) wird auch das lokale Minimum bei 430 GHz in den experimentellen Modulationsspektren (Abb. 5.11b)) verständlich. Dies soll im Folgenden genauer untersucht werden.

Modellierung der Modulation mit dem Halbleiter-Antennenmodell

Eine Modellierung des Modulationsprozesses kann dadurch erfolgen, dass die Modulation der Ladungsträgerdichte durch die angelegte Modulationsspannung als Kapazitätsänderung der Antenne beschrieben wird. Wie Abb. 5.10c) zeigt, bewirkt die Modulationsspannung eine Verän-

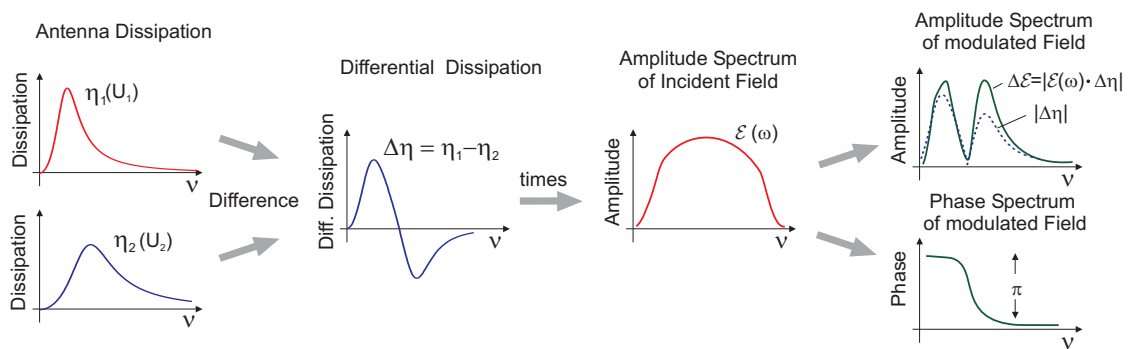


Abbildung 5.12: Je nach Richtung der Spannungen ergeben sich zwei unterschiedliche Dissipationsfunktionen für die Antenne. Das differenzielle Signal entsteht, wenn die Differenz der Dissipationsfunktionen auf das Spektrum des einfallenden Feldes wirkt. Die Amplitude des Differenzsignals ist stets positiv, doch ändert sich die optische Phase des Modulationssignals.

derung der Ladungsträgerdichte an der Grenze zwischen der intrinsischen Oberflächenschicht und der Dotierschicht. Hierdurch verändert sich die Breite des Oberflächen-Dielektrikums von etwa 1050 nm bei einer Spannung in Sperrrichtung auf etwa 950 nm bei einer Vorwärtsspannung.

Wird das Elektronengas wieder durch ein Ersatzschaltbild wie in Abschnitt 5.2.2 (S. 96) beschrieben, kann die Streuung der Ladungsträger durch Einführung eines Widerstands¹ im Ersatzschaltbild berücksichtigt werden, der proportional zur Streuzeit ist [153]. Das spektrale Verhalten der THz-Ankopplung kann dann durch eine temperaturbedingte Veränderung der Leitfähigkeit des Elektronengases erklärt werden, die einen veränderten Antennenwiderstand hervorruft².

Eine Veränderung des Widerstands einer Antenne verändert ihre Dissipation, wie aus Abb. 5.13a) hervorgeht. Man erkennt in Abb. 5.13b), dass das Minimum der differenziellen Dissipation unabhängig vom Antennenwiderstand ist, was mit dem experimentell beobachteten Minimum bei konstant 430 GHz übereinstimmt (Abb. 5.11b)) Eine Veränderung der Antennenkapazität oder -Induktivität würde die spektrale Position des Minimum in Abb. 5.13b) verschieben. Darüber hinaus ist ersichtlich, dass für größere Widerstände die spektrale Verteilung breiter wird.

Zur Abschätzung der Leitfähigkeit des Elektronengases muss die Streuzeit der Elektronen für die verschiedenen Temperaturen bekannt sein. Die Streuwahrscheinlichkeit setzt sich in n-dotiertem GaAs aus verschiedenen Streuprozessen zusammen³. Daher ist eine analytische Berechnung der Streuzeit schwierig, so dass für die Modellierung empirische Werte für die Mobilität

¹In der Diskussion in Abschnitt 5.2.2 war Streuung vernachlässigt worden, da sie für die dort betrachteten Messungen in allen Fällen konstant war.

²Die Plasmafrequenz beträgt für diese Probe ($n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) etwa $\omega_p/2\pi \approx 2.2 \text{ THz}$ wohingegen die Mittenfrequenz des Modulationssignals etwa 0.5 THz beträgt. Daher ist in diesem Fall $\omega \ll \omega_p$ und $\epsilon' \ll 0$ und das Elektronengas hat vor allem induktive Eigenschaften.

³Bei Raumtemperatur setzt sich die Streuwahrscheinlichkeit vor allem aus polar-optischer Phononenstreuung,

5.3 Temperaturabhängige Elektromodulations-Spektroskopie

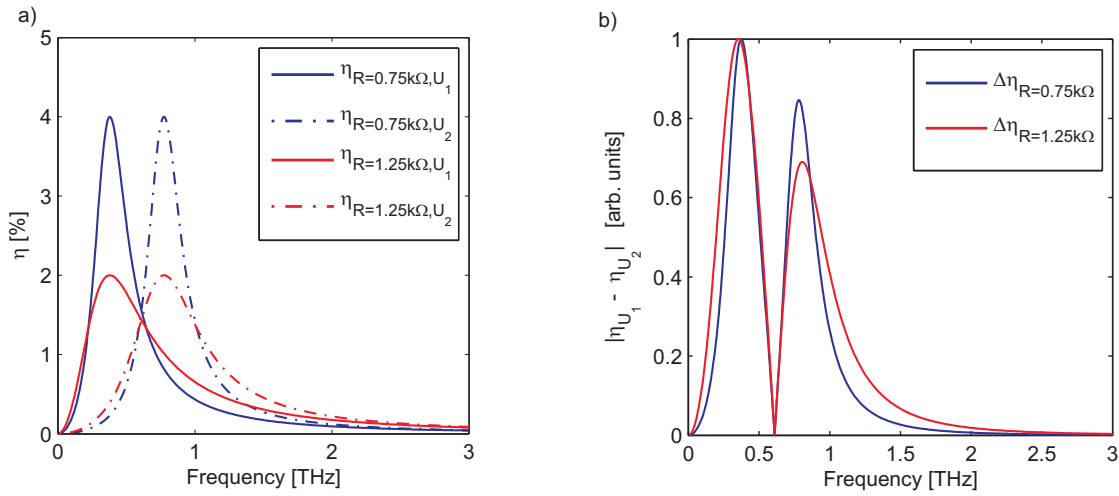


Abbildung 5.13: Spektrale Antennendissipation für verschiedene Widerstände gemäß dem Antennen-Modell (vgl. Kap. 4.1, S. 73). a) zeigt die Dissipationsfunktion für zwei Antennenwiderstände (jeweils entsprechend einer Temperatur) und zwei Kapazitäten (jeweils einer angelegten Spannung entsprechend). In b) ist die differenzielle Dissipationsfunktion für verschiedene Widerstände zu sehen, die die Bandbreite des Modulationssignals bestimmt.

verwendet werden. Jervis et al. [52] bestimmen für eine vergleichbare Dotierkonzentration von $N_D = 2.7 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ eine temperaturabhängige Mobilität von $\mu_e(300 \text{ K}) \approx 7500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_e(170 \text{ K}) \approx 9000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und von $\mu_e(80 \text{ K}) \approx 10\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Hiermit lässt sich das beobachtete spektrale Verhalten der Modulationssignale beschreiben. Abbildung 5.14 zeigt die Spektren der Modulationssignale für verschiedene Temperaturen im Vergleich zu einem numerischen Fit des Antennen-Halbleitermodells¹.

Trotz der Einfachheit des Modells ergibt sich für plausible Parameter qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen. Nichts desto weniger können einige Details nicht befriedigend erklärt werden. Zum einen wird die spektrale Breite des Modulationssignals bei $T=300 \text{ K}$ nicht korrekt wiedergegeben. Auch weicht die berechnete Amplitude für das Signal bei 80 K um einen Faktor sechs von der Beobachtung ab, wohingegen es bei Raumtemperatur bis auf einen Faktor zwei korrekt reproduziert wird (nicht dargestellt). Diese Diskrepanz entsteht dadurch, dass die Temperatur auch einen Einfluss auf die Ladungsträgerdichte und in gerin-

¹Deformationspotenzial-Streuung sowie aus Streuung an ionisierten und neutralen Störstellen zusammen, die alle verschiedene Temperaturabhängigkeiten haben [51, 52, 155, 156].

¹Hierfür wurde folgende Funktion verwendet: $\gamma \cdot |\eta_{C_1, R}(\omega) - \eta_{C_2, R_2}(\omega)| \cdot \mathcal{E}(\omega) = \Delta \mathcal{E}(\omega)$. Es wurde für die Spannung in Sperrrichtung angenommen, dass die Ladungsträger einen Mikrometer entfernt sind, und dass sie für die Vorwärtsspannung 900 nm entfernt sind. Für die Induktivität wurde ein Wert von $L = 0.2 \text{ nH}$ angenommen (s. auch Anhang C, S. 119). D.h. in das Modell flossen als freie Parameter die Fläche des Antennenkondensators A und der Antennenwiderstand R ein. Für letzteren wurde angenommen, dass er sich zusammensetzt aus dem Strahlungswiderstand einer Langdrahtantenne mit propagierender Stromverteilung ($R_R \approx 250 \Omega$, vgl. Abb. 2.11, S. 43) und einem temperaturabhängigen ohmschen Widerstand für den gilt $R_\Omega(T) \propto 1/\mu_e(T)$. Es ergibt sich aus dem Fit für $T=300 \text{ K}$ ein Widerstand von etwa $R_\Omega = 500 \Omega$ und ein Radius der Antennenspitze von $r \approx 1.2 \mu\text{m}$. Für $T=180 \text{ K}$ ergibt sich dann $R_\Omega = 390 \Omega$ und für $T=80 \text{ K}$ erhält man $R_\Omega = 350 \Omega$.

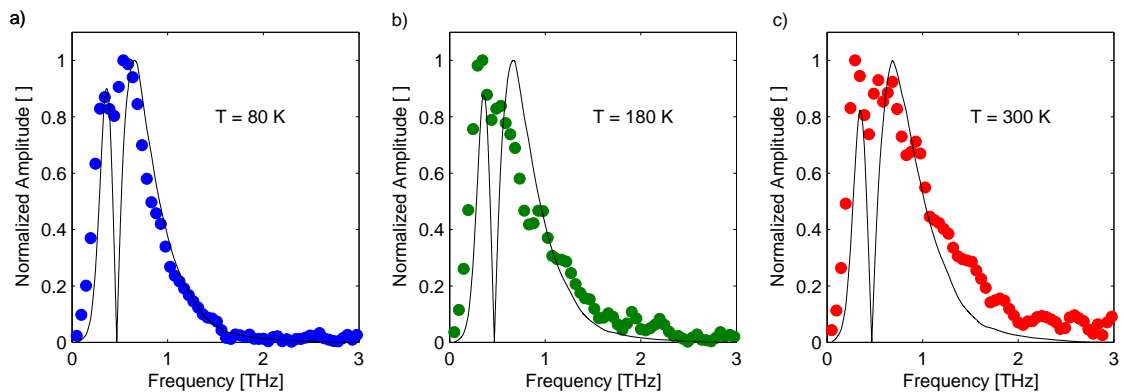


Abbildung 5.14: Spektrale Antennendissipation für verschiedene Temperaturen im Vergleich zum Antennen-Modell. Da sich der Antennenwiderstand R_A additiv aus dem Strahlungswiderstand R_R und dem ohmschen Widerstand R_Ω zusammensetzt, wird angenommen, dass $R_A = R_R + \alpha \cdot T$.

gem Maße auf deren räumliche Verteilung der Ladungsträger hat, was nicht in dem Modell berücksichtigt wird.

5.3.4 Zusammenfassung

Im vorherigen Abschnitt wurde experimentell gezeigt, dass die Bandbreite des mikroskopischen Elektromodulationssignals mit der Temperatur zunimmt. Für n-dotiertes GaAs erwartet man einen Anstieg der Streuzeit mit der Temperatur (für $80 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$). Da alle weiteren experimentellen Parameter konstant gehalten wurden, ist die spektrale Verbreiterung des modulierten Feldes folglich auf eine geringere Streuzeit bei höheren Temperaturen zurückzuführen. Unter Berücksichtigung der quasimetallischen Eigenschaften des Elektronengases in GaAs kann der Einfluss der Streuzeit im Kontext des Antennen-Halbleitermodells qualitativ erklärt werden. Insbesondere das lokale Minimum bei etwa 430 GHz sowie die Zunahme der spektralen Breite des Modulationssignals wird qualitativ reproduziert.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die THz-Elektromodulations-Mikroskopie genutzt werden kann, um mit extremer Subwellenlängen-Auflösung die Streuzeit der Elektronen in einer Probe abzubilden. Hierfür sind schon Unterschiede von $\approx 10\%$ ausreichend, um messbar die spektrale Zusammensetzung der Elektromodulationssignale zu verändern. Zur Bestimmung eines Absolutwerts für die Streuzeit ist jedoch eine Kalibrierung der Antenne erforderlich. Aber auch vergleichende Aussagen über das orts- und zeitaufgelöste Streuverhalten in einer Probe sind von hohem wissenschaftlichem Interesse. Zum Beispiel für die Untersuchung des Dephasierungsverhaltens von Quantensystemen oder auch zum Verständnis der Streuung an den Korngrenzen von polykristallinen Halbleitern kann das demonstrierte Detektionsschema schon jetzt verwendet werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit zeigt, dass die THz-Nahfeldmikroskopie genutzt werden kann, um mit hoher Orts- und Zeitauflösung die Dynamik von Ladungsträgern in Halbleitern zu untersuchen. Es wurde demonstriert, dass die Ladungsträgerdichte und -Streuzeit in der THz-Mikrospektroskopie experimentell auf einer extremen Subwellenlängen-Skala beobachtbar sind, wodurch eine universelle Möglichkeit geschaffen wird, das Verhalten von Ladungsträgerverteilungen in Halbleitern zu untersuchen.

Experimentell stützt sich diese Arbeit auf die aperturlose THz-Nahfeldmikroskopie, die bereits vorher an einfachen Modellsystemen demonstriert worden war [37, 38, 110, 149]. Dabei ließ sich an Materialien mit gegensätzlichen dielektrischen Eigenschaften (z.B. ein Metall und ein intrinsischer Halbleiter) eine extreme Subwellenlängen-Auflösung nachweisen. Des gleichen waren bereits die Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde identifiziert [38, 40] und durch einen Serienschwingkreis beschrieben worden [38].

Während es bei den genannten Vorarbeiten um eine grundsätzliche Demonstrierung bzw. um das Verständnis der anzuwendenden Methode ging, war es das Ziel der vorliegenden Arbeit, die aperturlose THz-Nahfeldmikroskopie zu nutzen, um Informationen über die lokalen dielektrischen Eigenschaften der Probe bei THz-Frequenzen zu gewinnen. Hierbei ist vor allem die Untersuchung der Hochfrequenz-Permittivität von dotierten Halbleitern von wissenschaftlichem und technologischem Interesse, da diese Rückschlüsse auf die Ladungsträgerdynamik zulässt. Um dieses Ziel zu erreichen, war es notwendig, die demonstrierte Methode zu einer praxistauglichen Technik weiter zu entwickeln. Hierzu musste vor allem ein ausreichender Signal-Rausch-Abstand erreicht und eine Methode zur Eliminierung von topografischen Artefakten entwickelt werden, sowie die Wechselwirkung zwischen Antenne und Ladungsträgern theoretische verstanden werden.

Zur Maximierung der Signalstärke wurde ein mikrostrukturierter Emitter entwickelt, der eine hohe Feldstärke bei einer hohen Bandbreite ermöglicht, und mit einer optimierten Datenerfassung eine Verbesserung des Signal-Rausch-Abstands um mehr als einen Faktor zehn ermöglicht hat. Die Implementierung einer aktiven Scherkraft-Abstandskontrolle für die THz-Nahfeldmikroskopie machte es möglich, auf topografisch unebenen Proben einen rein dielektrischen Bildkontrast zu verwirklichen und topografische Artefakte auszuschließen. Um eine optimale THz-Feldankopplung zu erreichen, wurden spezielle Stimmgabeln entwickelt.

Durch eine Beschreibung der Nahfeldsonde als Langdrahtantenne mit einer propagierenden Stromverteilung, konnte ihre Richtcharakteristik genutzt werden, eine etwa zehnmal höhere Ankopplung des THz-Feldes an die Antenne zu erreichen. Indem das RLC-Modell in den Kontext einer allgemeinen Antennentheorie gestellt wurde, konnte die Wirkfläche der Nahfeldsonde abgeschätzt werden. Die Modellierung des spektralen Verhaltens der Antenne hat es erlaubt, den experimentell beobachteten, zu unterschiedlichen Zeitpunkten abweichenden Nahfeldkontrast, aufzuklären.

Diese Fortschritte haben die Voraussetzung geschaffen, die THz-Elektromodulations-Mikroskopie zu nutzen, um mit extremer Sub-Wellenlängen-Auflösung die dielektrische Permittivität von Ladungsträgern in Halbleitern zu detektieren. Es wurde gezeigt, dass sich durch eine differenzielle Messmethode der Ladungsträger-Beitrag zum Bildkontrast isolieren lässt und sowohl Dichte wie Streuzeit der Ladungsträger als Änderung der Antennenankopplung detektiert werden können. Hierbei waren in Galliumarsenid etwa 5000 Elektronen in einem Volumen von 10^{-18} m^3 ausreichend, um spektroskopische Messungen im Terahertz-Frequenzband vorzunehmen.

Aus dem Kontext des entwickelten Halbleiter-Antennenmodells lassen sich die Elektromodulations-Daten verstehen. Sowohl das spektrale Verhalten als auch die Amplitude des Modulationsfeldes konnten hierbei reproduziert werden. Der Einfluss der Streuzeit kann durch die Drude-Leitfähigkeit des Elektronengases in der Probe, die den Antennenwiderstand mitbestimmt, verstanden werden.

Diese Ergebnisse, die für Galliumarsenid gewonnen wurden, sind auch auf andere Halbleiter übertragbar, so dass eine universelle Methode geschaffen wurde, die Ladungsträgerdichte und -streuzeit mit hoher Zeit- und Ortsauflösung zu untersuchen.

Von besonderem Interesse ist mittelfristig die Anwendung der THz-Ladungsträgermikroskopie auf zwei-dimensionale Elektronengase, in denen sehr hohe Ladungsträgermobilitäten erreicht werden können. Zum Beispiel existieren theoretische Vorhersagen die darauf hindeuten, dass ein- und zweilagiges Graphen außergewöhnliche elektronische Eigenschaften besitzt [157, 158]. Um diese mittels Elektromodulation-Spektroskopie zu untersuchen, müsste ähnlich wie in den grundlegenden Experimenten auf GaAs, auch in Graphen gezielt die dielektrische Permittivität moduliert werden, um auf diese Weise eine gezielte Verstimmung der Antenne zu bewirken. Auf Grund der Zweidimensionalität des Kristalls könnte dies nicht durch eine räumliche Verschiebung der Ladungsträger wie im GaAs geschehen; jedoch zeigen jüngste Veröffentlichungen, dass die Flächenladungsdichte so gewählt werden kann, dass Plasmonen bei THz-Frequenzen angeregt werden können [159], was die erforderliche Modulation der dielektrischen Eigenschaften über die angelegte Spannung erlaubt. Auch die vorhergesagte Möglichkeit, Graphen zur Frequenzmultiplikation zu nutzen [160], kann auf ideale Weise mit der THz-Mikroskopie untersucht werden, zumal die Kristalle meist nur wenige Mikrometer Ausdehnung haben.

Langfristig ist die Erhöhung der Detektionsempfindlichkeit durch die absehbare Verfügbarkeit neuer, leistungsfähigerer THz-Quellen nur eine Frage der Zeit. Für diese Arbeit stand etwa ein Mikrowatt breitbandige THz-Leistung zur Verfügung. Weltweit werden in verschiedensten Forschungsgruppen erhebliche Anstrengungen für leistungsstärkere THz-Quellen unternommen. Die Ziele hierbei sind unter anderem die Verbesserung von fotoleitenden Emittern [120, 122], die Realisierung von THz-Quantenkaskadenlasern bei Raumtemperatur [161, 162], die Nutzung der THz Emission von Josephson-Kontakten [163, 164] oder die Effizienzsteigerung der optischen Gleichrichtung [76].

Leistungsstärkere THz-Quellen könnten zur zweidimensionalen Bildgebung von Ladungsträgerverteilungen genutzt werden. Wissenschaftlich noch interessanter wäre die Beobachtung des Streuverhaltens von nur sehr wenigen oder gar einzelnen Ladungsträgern mit der THz-Mikroskopie. Für die Einzelelektronenspektroskopie müsste dann die Wechselwirkung zwischen der Antenne und einem einzelnen Dipol modelliert werden, da das Konzept einer dielektrischen Funktion eine Dichte von polarisierbaren Dipolen erfordert. Allein die Möglichkeit, künftig kontaktlose und zeitaufgelöste Untersuchungen der Dephasierungsprozesse in Quantensystemen vornehmen zu können, bleibt Motivation und Anreiz, die vorgestellte Methode weiter zu entwickeln.

Anhang

A Herleitung der Breite der Verarmungszone eines Schottky-Kontaktes

Diese Herleitung schließt sich an die Diskussion auf S. 19 an, wo die Rechengrößen eingeführt werden.

Die Dichte an Ladungsträgern n bei einem Potenzial ϕ wurde in Gl. 2.1.7 (S. 17) hergeleitet, wobei jetzt die Leitungsbandkante und somit auch die Elektronenkonzentration im Leitungsband eine Funktion des Ortes x ist, so dass $n(\phi(x))$ gilt. Für die Ladungsträgerdichte $\rho(x)$, die sich aus positiven Donatoren mit der Dichte N_D und Elektronen mit einer ortsabhängigen Dichte $n(\phi(x))$ zusammensetzt, kann dann in der Verarmungszone angesetzt werden $\rho(x) = e(N_D - n(x))$. Hierbei gelten die Randbedingungen, dass an der Grenze der Verarmungszone, d.h. bei $x = W$, die Neutralitätsbedingung $\rho(W) = 0$ erfüllt sein muss und dass bei $x = 0$, d.h. an der Kontaktfläche zum Metall, die Ladungsträgerdichte ausschließlich von den Donatoren kommt, so dass $\rho(0) = eN_D$. Es ergibt sich für das Bandkantenpotenzial ϕ die eindimensionale Poisson-Gleichung:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\rho(x)/\epsilon_0\epsilon_R.$$

Durch Integration nach $d\phi$ und unter Ausnutzung des Umstands, dass das elektrische Feld \mathcal{E} gleich der negativen Ableitung des Potenzials ist $\mathcal{E} = -d\phi/dx$ und somit auch $d\phi = -\mathcal{E}dx$, ergibt sich daraus:

$$\int_0^\psi \frac{d\mathcal{E}}{dx} d\phi = \int_W^0 -\frac{d\mathcal{E}}{dx} \mathcal{E} dx = - \int_0^\psi \frac{N_D e}{\epsilon_0 \epsilon_R} \left(1 - \exp\left(-\frac{\phi e}{k_B T}\right) \right) d\phi.$$

Hierbei geht die Integration von der Leitungsbandkante ($\phi = 0$) bis zum eingebauten Potenzial $\psi = \phi_B - \phi_N$. Die Verbiegung des Bandes in Abb. 2.3c) (S. 20) zeigt die energetische Hürde, die ein Elektron überwinden muss, um vom Leitungsband des Halbleiters in das Leitungsband des Metalls zu gelangen. Nach Integration ergibt sich:

$$\frac{\mathcal{E}(0)^2}{2} - \frac{\mathcal{E}(W)^2}{2} = \frac{N_D e}{\epsilon_0 \epsilon_R} \left(\psi + \frac{k_B T}{e} \cdot \exp\left(-\frac{\psi e}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{e} \right). \quad (\text{A.1})$$

Hierbei gilt, dass das E-Feld bei $x = 0$ maximal und bei $x = W$ null ist. In der Näherung $\exp(-\psi e/k_B T) \approx 0$, die sich aus $e\psi \gg k_B T$ ergibt, ist die maximale Feldstärke:

$$\mathcal{E}(0) = \sqrt{\frac{2N_D e}{\epsilon_0 \epsilon_R} \left(\psi - \frac{k_B T}{e} \right)}. \quad (\text{A.2})$$

Mit dem Gaussschen Satz kann hergeleitet werden, dass das elektrische Feld bei $x = 0$ durch die Verschiebung der Ladungsträger aus der Verarmungszone die Form

$$\mathcal{E}(0) = \frac{N_D e W}{\epsilon_0 \epsilon_R} \quad (\text{A.3})$$

hat. Zusammen mit Gl. A.2 ergibt sich dann für die Breite der Verarmungszone:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_R}{N_D e} \left(\psi - \frac{k_B T}{e} \right)}.$$

Für den Fall, dass die Ladungsträger im Halbleiter und im Metall auf unterschiedlichem Potenzial liegen, weil eine Spannung U zwischen ihnen angelegt wird, muss dieses zusätzliche Potenzial in obiger Rechnung zu ϕ hinzuaddiert werden, so dass sich dann eine spannungsveränderliche Breite der Verarmungszone ergibt:

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_R}{N_D e} \left(\psi - U - \frac{k_B T}{e} \right)} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_R}{N_D e} (\psi - U)}. \quad (\text{A.4})$$

B Elektromagnetische Felder von Langdrahtantennen

Hier sollen die Felder und die Antennenwiderstände für eine resonante Dipolantenne und eine Langdraht-Antenne mit propagierender Stromverteilung hergeleitet werden. Dies dient dazu, den Antennenwiderstand zu bestimmen, der - wie im Kapitel 4.1 diskutiert - die spektralen Eigenschaften mitbestimmt. Hierzu wird zunächst das elektrische Feld berechnet, dann hieraus die abgestrahlte Leistung ermittelt und diese dividiert durch das mittlere Stromquadrat ergibt den Strahlungswiderstand der Antenne. Die Rechnungen basieren auf [118] und [117].

Im Allgemeinen können die Felder aus dem Vektorpotenzial hergeleitet werden, das die zeitharmonische Form [117] (S. 31 ff)

$$\mathbf{A} = \mu_0 \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \int_V \mathbf{j} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} d^3\mathbf{r}' \quad (\text{B.1})$$

hat, wobei \mathbf{j} die Stromdichte ist. Handelt es sich um eine lineare Antenne in z -Richtung mit Länge Λ , kann die Stromdichte geschrieben werden als $\mathbf{j} = I(z)\delta(x')\delta(y')\mathbf{e}_z$, wobei $\delta(x')$ die Dirac'sche Delta-Distribution ist. Hiermit vereinfacht sich Gl. B.1 zu:

$$\mathbf{A} = \mu_0 \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \mathbf{e}_z \int_0^\Lambda I(z') e^{ikz'} dz'. \quad (\text{B.2})$$

Hieraus kann mit den Maxwell-Gleichungen das elektrische Feld mit $\mathcal{E} = \frac{1}{i\omega\epsilon_0\mu_0}(\nabla \times \nabla \mathbf{A})$ gewonnen werden (der Vorfaktor gilt so nur für zeitharmonische Felder). Weit entfernt von der Strahlungsquelle kann die Stromdichte gleich null gesetzt werden, d.h. $\mathbf{j} = 0$. Das Fernfeld hat nur noch eine Komponente in Richtung von \mathbf{e}_θ :

$$\mathcal{E} = \mathbf{e}_\theta \cdot i\omega\mu_0 \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \sin\theta \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} I(z') e^{ikz' \cos\theta} dz'. \quad (\text{B.3})$$

Die abgestrahlte Leistung der Antenne ergibt sich durch Integration des elektrischen Feldes über eine Kugelfläche:

$$P = \frac{1}{2} c\epsilon_0 \mathcal{E}^2 = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\mathcal{E}_\theta|^2 r^2 \sin\theta d\theta d\phi, \quad (\text{B.4})$$

wobei ausgenutzt wurde, dass eine zylindersymmetrische Antenne kein (Fern-)Feld in ϕ - oder r -Richtung hat. Den gesuchten Strahlungswiderstand erhält man dann durch

$$R = \frac{2P}{I_*^2}, \quad (\text{B.5})$$

wobei der Faktor zwei im Zähler durch den Effektivwert des Stroms entsteht. I_* bezeichnet den Strom, auf den der Widerstand sich bezieht. In der Antennentechnik ist dies der Strom am Ort der elektrischen Einspeisung, für die Betrachtung in dieser Arbeit ist vor allem das über die Antenne gemittelte Stromquadrat entscheidend.

Die Direktivität (oder auch „Richtfaktor“) Φ einer Antenne ist definiert als [119] (S. 1-6 ff)

$$\Phi = \frac{P_{max}}{P_{\langle\theta,\phi\rangle}}, \quad (\text{B.6})$$

wobei P_{max} die Strahlungsleistung in Richtung der stärksten Strahlungskeule ist, und $P_{\langle\theta,\phi\rangle}$ das Mittel über die Leistung ist, die in alle Raumrichtungen abgestrahlt wird, d.h. $P_{\langle\theta,\phi\rangle} = P/(4\pi)$. Die abgestrahlte Leistung P und der Richtfaktor können (numerisch) ermittelt werden.

B.1 Resonante Dipol-Antenne

Für den Dipol wird angenommen, dass sich durch Reflexion an den Enden eine stehende sinusförmige Stromverteilung auf der Antenne bildet, d.h. der Strom folgende Form hat:

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \sin \left[k \left(\frac{\Lambda}{2} - |z| \right) \right] & \text{für } -\Lambda/2 < z < \Lambda/2 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Mit Gl. B.3 erhält man dann [117] (S. 168 ff):

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = \mathbf{e}_\theta \cdot i\omega\mu_0 \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \sin \theta \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} I_0 \sin \left[k \left(\frac{\Lambda}{2} - |z'| \right) \right] e^{ikz' \cos \theta} dz' = \\ \mathbf{e}_\theta \cdot 2I_0 i Z_0 \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \cdot \frac{\cos \left(\frac{k\Lambda}{2} \cdot \cos(\theta) \right) - \cos \left(\frac{k\Lambda}{2} \right)}{\sin \theta}, \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

wobei ausgenutzt wurde, dass $Z_0 = \omega\mu_0/k$ ist. Mit Gl. B.4 und der Näherung $Z_0 = \frac{1}{c\epsilon_0} \approx 120\pi \Omega$ ergibt sich dann für die abgestrahlte Leistung eines Dipols der Länge Λ :

$$P = \underbrace{\frac{Z_0}{8\pi^2} 2\pi I_0^2}_{=30 \Omega} \int_0^\pi \frac{\left[\cos \left(\frac{k\Lambda}{2} \cdot \cos(\theta) \right) - \cos \left(\frac{k\Lambda}{2} \right) \right]^2}{\sin \theta} d\theta = 30 \Omega \cdot I_0^2 \cdot f(\Lambda). \quad (\text{B.9})$$

Der Faktor $k\Lambda/2 = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda}/2$ entspricht dabei der effektiven Antennenlänge Λ/λ multipliziert mit π . Um den Strahlungswiderstand der Antenne zu erhalten, wird Strahlungsleistung in Bezug zum Strom in der Antenne gesetzt. Das zeitliche Mittel über die harmonische Schwingung des Stroms

B Elektromagnetische Felder von Langdrahtantennen

ergibt den Effektivwert, d.h. $I_0/\sqrt{2}$. Hiermit ergibt sich der Strahlungswiderstand

$$R_R = \frac{2P}{I_0^2} = 60 \Omega \cdot \int_0^\pi \frac{\left[\cos\left(\frac{k\Lambda}{2} \cdot \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{k\Lambda}{2}\right)\right]^2}{\sin \theta} d\theta. \quad (\text{B.10})$$

Gleichung B.10 wurde numerisch ausgewertet und ist in Abb. 2.11 (S. 43) dargestellt.

B.2 Langdrahtantenne mit konstanter Stromamplitude

In diesem Kapitel werden Langdrahtantennen diskutiert, bei denen die Stromamplitude an jedem Ort der Antenne die gleiche ist. Jedoch variiert im Allgemeinen die Phase des Stroms entlang der Antenne, d.h. hier ist die Diskussion auf eine lineare Phasen-Progression beschränkt. Ein Spezialfall von besonderer Wichtigkeit sind Antennen, bei denen die Phase des Stroms sich in gleicher Weise ändert wie das einfallende Feld, so dass hier eine propagierende Welle auf der Antenne entsteht.

Die Vorgehensweise ist hier wieder gänzlich analog zum vorherigen Kapitel. Aus der Stromverteilung wird das elektrische Feld bestimmt, hieraus die Strahlungsleistung und diese bezogen auf den Strom ergibt den Widerstand.

Die Stromverteilung mit linearer Phasenprogression hat die Form

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \cdot e^{i k_0 z} & \text{für } 0 < z < \Lambda \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

Hiermit ergibt sich mit Gl. B.3 (Vgl. [117] S. 143 ff):

$$\mathcal{E}_\theta = \frac{i\omega\mu_0 e^{-i k r}}{4\pi r} I_0 \Lambda \sin \theta \frac{\sin\left(\frac{k\Lambda}{2}(\cos \theta - \cos \theta_0)\right)}{\frac{k\Lambda}{2}(\cos \theta - \cos \theta_0)}, \quad (\text{B.12})$$

wobei der Winkel θ_0 den Zusammenhang zwischen der Wellenzahl der einfallenden Welle k und dem Phasenfaktor der angeregten Stromverteilung k_0 bezeichnet. Es gilt $k_0 = -k \cdot \cos(\theta_0)$, was bedeutet, dass für $\theta_0 = 0^\circ$ die Stromverteilung den gleichen Phasenfaktor hat wie das einfallende (oder emittierte) Feld. Für die Messungen in Kapitel 5.2 wurde die Antenne unter einem Winkel von 60° angeregt, was hier etwa $\theta_0 \approx 60^\circ$ bedeutet¹. Für die Messungen in Kap. 5.3.1 (S. 102) wurde der Winkel so gewählt, dass sich eine propagierende Stromverteilung einstellt ($\theta_0 = 0^\circ$), was zu einer Richtcharakteristik wie in Abb. 4.3 (S. 81) führt.

¹Im Allgemeinen ist θ_0 nicht zwangsläufig die Richtung der Hauptstrahlungskeule.

Die Leistung lässt sich dann mit Gl. B.4 und $Z_0 = \omega\mu_0/k$ schreiben als:

$$P = \frac{1}{2Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{Z_0^2 I_0^2}{4\pi^2} \sin^2 \theta \frac{\sin^2 \left(\frac{k\lambda}{2} (\cos \theta - \cos \theta_0) \right)}{(\cos \theta - \cos \theta_0)^2} \sin \theta d\theta d\phi. \quad (\text{B.13})$$

In der Näherung $Z_0 \approx 120\pi \Omega$ ist somit der Strahlungswiderstand:

$$R_R = \frac{2P}{I_0^2} = 60 \Omega \cdot \int_0^\pi \sin^3 \theta \frac{\sin^2 \left(\frac{k\lambda}{2} (\cos \theta - \cos \theta_0) \right)}{(\cos \theta - \cos \theta_0)^2} d\theta. \quad (\text{B.14})$$

Da in diesem Fall der Strom in der Antenne überall die gleiche Amplitude hat, braucht keine Mittelung vorgenommen werden. Das Ergebnis für den Strahlungswiderstand ist für $\theta_0 \approx 60^\circ$ und für $\theta_0 = 0^\circ$ (propagierende Stromverteilung) in Abb. 2.11 (S. 43) zu sehen.

C Hochfrequenzinduktivität der Nahfeldsonde

Die Hochfrequenz-Induktivität eines endlichen Leiters kann aus dem Biot-Savartschen-Gesetz unter der Annahme hergeleitet werden, dass aus großer Entfernung der lineare Leiter wie ein punktförmiges Objekt erscheint [165, 166]. Es kann gezeigt werden, dass in diesem Fall die Induktivität eines Zylinders mit Länge Λ und Radius r gegeben ist durch [167]:

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\Lambda \ln \left(\frac{\Lambda + \sqrt{\Lambda^2 + r^2}}{r} \right) - \sqrt{\Lambda^2 + r^2} + r \right), \quad (\text{C.1})$$

wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante ist. Für die Näherung, dass $\Lambda \gg r$, ergibt sich:

$$L = \frac{\mu_0}{\pi} \Lambda \left(\ln \frac{4\Lambda}{d} - 1 \right). \quad (\text{C.2})$$

Diese Gleichungen berücksichtigen nur den magnetischen Fluss außerhalb des Leiters. Da bei THz-Frequenzen auf Grund des Skin-Effekts der Strom nur in einer dünnen Oberflächenschicht [137] mit Dicke $\delta = \sqrt{2\rho/(\omega\mu_0)} \approx 200 \text{ nm}$ fließt ($\rho_W = 5 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$), die Antenne aber einen mittleren Durchmesser von $125 \mu\text{m}$ hat, ist dies eine gute Näherung. Die elektrochemisch geätzten THz-Antennen haben eine konische Form mit Öffnungswinkeln α zwischen $10\text{-}20^\circ$, so dass $r = \Lambda \tan \alpha$. In Abb. C.1 ist die Induktivität eines konischen Leiters für verschiedene Öffnungswinkel und effektive Längen dargestellt. Für die aperturlose THz-Nahfeldmikroskopie ist jedoch nicht die physische Länge der Antenne entscheidend, sondern die wirksame Länge, d.h. der Bereich, der im THz-Fokus liegt. Daher beträgt die relevante Länge etwa 1 mm , so dass sich typische Induktivitäten von $0.2\text{-}0.5 \text{ nH}$ ergeben.

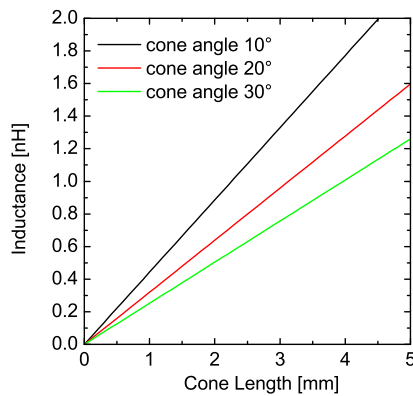


Abbildung C.1: Hochfrequenzinduktivität eines konischen Leiters für verschiedene Längen und Öffnungswinkel.

Symbolverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Symbol	Bezeichnung
A	Fläche	L	Induktivität
a	Radius der Nadelspitze	m	Masse
c	Lichtgeschwindigkeit	m^*	Effektive Masse
C	Kapazität	N	Anzahl
D_e	Diffusionskonstante	n	Brechungsindex
D	Fokaldurchmesser	n	Elektronendichte
\mathcal{D}	Dielektrische Verschiebung	N_D	Konzentration der Donatoren
E	Energie	NA	Numerische Apertur
e	Elementarladung	P	Leistung
E	Energie	p	Dipolmoment
E_C	Energie der Leitungsbandkante	Q	Güte
E_F	Fermi-Energie	Q	Ladung
E_V	Energie der Valenzbandkante	r	Radius/Entfernung
E_Y	Elastizitätsmodul	R	Widerstand
\mathcal{E}	Elektrisches Feld	R	Reflektivität
\mathcal{E}_B	Durchschlagfeld	S	Poynting-Vektor
f	Brennweite	SNR	Signal-Rauschverhältnis
$F\#$	Öffnungszahl	T	Temperatur
f_j	Oszillatorstärke	t	Zeit
H	Magnetische Feldstärke	U	Spannung
h	Plancksches Wirkungsquantum	V	Volumen
\hbar	Reduziertes Wirkungsquantum	v	Geschwindigkeit
I	Stromstärke	W	Breite der Verarmungszone
i	Imaginäre Einheit	x	Wegstrecke
j	Stromdichte	Z	Impedanz
k	Wellenzahl	Z_0	Vakuumimpedanz
k_B	Boltzmann-Konstante		
l	Länge		

Tabelle C.1: Verwendete lateinische Symbole und Formelbuchstaben.

Symbol	Bezeichnung	Symbol	Bezeichnung
α	Polarisierbarkeit	μ	Mobilität
α	Absorptionskoeffizient	μ_0	Magnetische Feldkonstante
β	Kalibrierungsfaktor	ν	Frequenz
γ	Streurrate	π	3.1415...
δ	Diracsche Deltafunktion	ρ	Spezifischer Widerstand
Δ	Differenz-	ρ	Dichte
ϵ	Dielektrische Funktion	σ	Elektrische Leitfähigkeit
ϵ_0	Dielektrische	σ	Rauschamplitude, Unschärfe
ϵ_r	Dielektrische Permittivität	τ	Streuzeit
η	Relative Leistungsdissipation	ϕ	Elektrostatisches Potenzial
η_{el}	Strahlungseffizienz	Φ	Richtfaktor
θ	Azimutwinkel	ϕ	Polarwinkel
κ	Federkonstante	ϕ_B	Potentialbarriere
Λ	Antennenlänge	χ	Elektronenaffinität
λ	Wellenlänge	ψ	Eingebautes Potenzial
λ_m	Mittlere frei Weglänge	ω	Kreisfrequenz

Tabelle C.2: Verwendete griechische Symbole und Formelbuchstaben.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Bandstruktur von GaAs	16
2.2	Zustandsdichte $N(E)$, Fermi-Verteilung $F(E)$ und Ladungsträgerdichte pro Volumen- und Energieintervall $N(E)F(E)$. a) in einem undotierten und b) in einem n-dotierten Halbleiter.	18
2.3	Entstehung der Verarmungszone bei einem Schottky-Kontakt	20
2.4	Aufgetragen ist die maximal erreichbare Dicke der Verarmungszone (a) bzw. die maximal anzulegende Spannung (b) jeweils als Funktion der Dotierdichte N_D	21
2.5	a) Real- und b) Imaginärteil der dielektrischen Funktion von GaAs für verschiedene Ladungsträgerkonzentrationen ($\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$).	27
2.6	Realteil des Brechungsindex sowie Absorption von GaAs für verschiedene Elektronendichten.	29
2.7	a) Eine THz-Feldtransiente im Zeitbereich und b) das zugehörige Amplitudenspektrum.	30
2.8	Funktionsweise eines fotoleitenden Emitters.	32
2.9	Dipolmodell zur Beschreibung des Bildkontrastes in der Nahfeldmikroskopie.	37
2.10	a) Der Bildkontrast beim Übergang von einem Dielektrikum zum anderen entsteht im Antennenmodell durch einer Veränderung der der Kapazität des Nadel-Oberflächensystems. b) Resultierendes Ersatzschaltbild der Antenne.	38
2.11	Strahlungswiderstände verschiedener Antennentypen.	43
2.12	Richtwirkung von einer resonanten Dipolantenne und zwei Langdrahtantennen, mit verschiedenen Stromverteilungen. Rechnung s. Anhang, vgl. auch [118] S. 220ff und S.482.	44
3.1	a) Eine herkömmliche interdigitale Fingerstruktur auf einem Halbleiter mit Feldverlauf unter den Fingern. b) Interdigitale Emitterstruktur mit einem eingezätzten Übergitter.	46
3.2	Schemazeichnung (a) des mikrostrukturierten Emitters und eine Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme (b).	47
3.3	a) Eine typische THz-Feldtransiente generiert von dem vorgestellten mikrostrukturierten Emitter. b) Zugehöriges Amplitudenspektrum.	48

3.4	Konventionelle Quarzstimmgabel, Aluminiumstimmgabel mit aufgeklebten Anrege- und Abfrage Piezo-Keramiken, sowie schematische Darstellung der Kontrolldiagramm.	51
3.5	Eine lorentzförmige Resonanzkurve einer Quarzstimmgabel mit einer Güte von $Q \approx 500$. Die Stimmgabel war mit einem 10 mm langen 200 μm starken Draht beladen.	53
3.6	Normierte Schwingungsamplitude der Stimmgabel in Abhängigkeit vom Nadel-Oberflächenabstand.	55
3.7	Topografisches Profil einer Chromstruktur auf Glas aufgenommen mit Scherkraft-Mikroskopie. Der Chromkontakt hat eine Breite von 20 μm und eine nominelle Höhe von 8 nm.	56
3.8	Terahertz-Mikrograph von Fotoresist-Gitterstrukturen auf Gold	57
3.9	Erzielbare Ortsauflösung des THz-ANSOMs mit Scherkraft-Abstandskontrolle.	58
3.10	THz-Wellenzug im Ortsraum, Ortsableitung und positionsabhängiges Rauschen	64
3.11	Rauschanfälligkeit eines Lock-In-Verstärkers	65
3.12	Sequenzielle Datenaufzeichnung und Fast-Scan bei driftenden Signalen.	66
3.13	THz-Transiente, Rauschen mit konventioneller Abtastung und mit Fast-Scan, Signalreflektionen und spektrale Auflösung.	68
3.14	Experimenteller Aufbau mit Strahlengang des Pump- und Abfragelasers sowie der THz-Pulse.	69
4.1	Leistungsfluss bei der Antennenanregung	74
4.2	Spektrale Dissipationsfunktion sowie Antennen-Resonanzfrequenz als Funktion des Arbeitsabstandes.	77
4.3	Richtcharakteristik einer THz-Antenne über einer leitenden Oberfläche für unterschiedliche effektive Antennenlängen Λ/λ . Dargestellt ist das elektrische Feld für unterschiedliche Antennenlängen bei gleichem Antennenstrom [119] (S. 11-6 ff).	81
4.4	THz-Ankopplung an eine Langdrahtantenne und Öffnungswinkel der Hauptstrahlungskeule bei unterschiedlichen effektiven Antennenlängen	82
4.5	Bildkontrast verschiedener Dielektrika mit Erklärung	84
4.7	Spektrale Zusammensetzung der Nahfeldspektren.	86
4.8	THz-Transiente, Nahfeldspektren und Transmissionsverhalten der Antenne in Abhängigkeit vom Zeitpunkt, an dem die Feldamplitude gemessen wird.	87
4.9	Modell der spektrale Zusammensetzung der THz-Pulse sowie Erklärung zur beobachteten Ankopplungseffizienz der THz-Antennen	88
5.3	Spektrum des Modulierten THz-Feldes im Vergleich mit dem Referenzsignal sowie Ergebnis aus dem Antennen-Halbleiter-Modell. b) Differentielle Antennendissipation für verschiedene Modulationsspannungen	94

Abbildungsverzeichnis

5.4	Erklärung des Modulationsprozesses durch die angelegte Spannung zwischen Nadel und Elektronengas	95
5.5	Wirkung eines negativen Dielektrikums auf die Antenneneigenschaften der Nahfeldsonde.	97
5.6	Schottky-Kontakt auf der Oberfläche eines n-dotierten GaAs-Zylinders	98
5.7	Ergebnisse einer simulierten Modulation von Ladungsträgern in GaAs	99
5.9	Einfluss der Temperatur auf die Antennenankopplung. a) Schemazeichnung der Antenne mit einem Elektronengas, dessen Leitfähigkeit σ und dielektrische Permittivität ϵ von der Temperatur abhängen. b) Ersatzschaltbild der Antenne mit temperaturabhängiger Kapazität $C(T)$ und Widerstand $R(T)$	103
5.10	a) Leitungsbandenergie einer GaAs-Schichtstruktur für verschiedene Spannungen zwischen Oberfläche und Substrat b) Ladungsträgerdichte für verschiedene Spannungen.	104
5.11	a) THz-Transienten durch Modulation der Ladungsträgerdichte in GaAs für unterschiedliche Temperaturen. b) Zugehörigen Spektren der THz-Transienten im Vergleich zum einfallenden Referenzsignal.	105
5.12	Entstehung des Phasensprungs im Modulationssignal	106
5.13	Antennendissipation für verschiedene Antennenwiderstände und differenzielle Antennendissipation im Vergleich zum Spektrum des einfallenden Feldes	107
5.14	Spektrale Antennendissipation für verschiedene Temperaturen im Vergleich zum Antennen-Modell.	108
C.1	Hochfrequenzinduktivität eines konischen Leiters für verschiedene Längen und Öffnungswinkel.	119

Tabellenverzeichnis

2.1	Verwendete Material-Parameter für GaAs	18
2.2	Elektronen-Mobilität, -Streuzeit und -Streurate in GaAs bei verschieden starken Dotierungen	23
3.1	Grund- und 1. Oberschwingung eines Wolfram-Drahtes mit verschiedenen freischwingenden Längen l und Radii r	54
3.2	Zusammenfassung wesentlicher Maßnahmen zur Entwicklung eines THz-ANSOMs	71
C.1	Symbolverzeichnis - lateinische Symbole und Formelbuchstaben	121
C.2	Symbolverzeichnis - griechische Symbole und Formelbuchstaben	122

Literaturverzeichnis

- [1] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe und H. Inoue. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. *Opt. Expr.* **11**, 2549 (2003). [→ Seite 11]
- [2] R. Appleby. Passive millimetre-wave imaging and how it differs from terahertz imaging. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **362**, 379 (2004). [→ Seite 11]
- [3] J. Darmo, V. Tamosiunas, G. Fasching, J. Kröll, K. Unterrainer, M. Beck, M. Giovanni, J. Faist, C. Kremser und P. Debbage. Imaging with a terahertz quantum cascade laser. *Opt. Expr.* **12**, 1879 (2004). [→ Seite 11]
- [4] F. Buerzens, G. Acuna und R. Kersting. Millimeter wave probing of the acoustic phase for concealed object detection. *Optics Express* **15**, 8838 (2007). [→ Seite 11]
- [5] F. Buerzens, G. Acuna und R. Kersting. Acoustic phase imaging with terahertz radiation. *Optics Express* **15**, 4427 (2007). [→ Seite 11]
- [6] R. Kersting, F. Buerzens und G. Acuna. Mapping the acoustic phase with terahertz and millimeter wave techniques. *Technisches Messen* **75**, 51 (2008). [→ Seite 11]
- [7] D. M. Middleman, R. H. Jacobsen, R. Neelamani, R. Baraniuk und M. C. Nuss. Gas-sensing using terahertz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. B* **67**, 379 (1998). [→ Seite 11]
- [8] G. Mouret, W. Chen, D. Boucher, R. Bocquet, P. Mounaix und D. Lippens. Gas filter correlation instrument for air monitoring at submillimeter wavelengths. *Opt. Lett.* **24**, 351 (1999). [→ Seite 11]
- [9] M. Walther, P. Plochocka, B. Fischer, M. Helm und P. U. Jepsen. Collective vibrational modes in biological molecules investigated by terahertz time-domain spectroscopy. *Biopolymers* **67**, 310 (2002). [→ Seite 11]
- [10] P. F. Taday, I. V. Bradley, D. D. Arnone und M. Pepper. Using terahertz pulse spectroscopy to study the crystalline structure of a drug. *J. Pharm. Sci.* **92**, 831 (2003). [→ Seite 11]
- [11] R. Kersting, R. Bratschitsch, G. Strasser, K. Unterrainer und J. N. Heyman. Sampling a terahertz dipole transition with subcycle time resolution. *Opt. Lett.* **25**, 272 (2000). [→ Seite 11]

- [12] M. van Exter und D. Grischkowsky. Optical and electronic properties of doped silicon from 0.1 to 2 THz. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1694 (1990). [→ Seiten 11, 12 und 29]
- [13] M. van Exter und D. Grischkowsky. Carrier dynamics of electrons and holes in moderately doped silicon. *Phys. Rev. B* **41**, 12140 (1990). [→ Seiten 11, 12 und 29]
- [14] N. Katzenellenbogen und D. Grischkowsky. Electrical characterization to 4 THz of N- and P-type GaAs using THz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 840 (1992). [→ Seiten 11, 12, 23 und 29]
- [15] M. C. Beard, M. Turner und C. A. Schmuttenmaer. Transient photoconductivity in GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy. *Phys. Rev. B* **62**, 15764 (2000). [→ Seiten 11, 12, 23 und 29]
- [16] D. Sone und A. V. Nurmikko. Real-time electron cyclotron oscillations observed by terahertz techniques in semiconductor heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 3377 (1994). [→ Seiten 11 und 12]
- [17] F. A. Hegmann, R. R. Tykwinski, K. P. H. Lui, J. E. Bullock und J. E. Anthony. Picosecond Transient Photoconductivity in Functionalized Pentacene Molecular Crystals Probed by Terahertz Pulse Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 227403 (2002). [→ Seite 11]
- [18] T.-I. Jeon und D. Grischkowsky. Electrical and optical characterization of conducting poly-3-methylthiophene film by THz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4142 (2001). [→ Seite 11]
- [19] J. Lloyd-Hughes, T. Richards, H. Sirringhaus, E. Castro-Camus, L. M. Herz und M. B. Johnston. Charge trapping in polymer transistors probed by terahertz spectroscopy and scanning probe potentiometry. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 112101 (2006). [→ Seite 11]
- [20] G. I. Groma, J. Hebling, I. Z. Kozma, G. Varo, J. Hauer, J. Kuhl und E. Riedle. Terahertz radiation from bacteriorhodopsin reveals correlated primary electron and proton transfer processes. *PNAS* **105**, 6888 (2008). [→ Seite 11]
- [21] J. N. Heyman, R. Kersting und K. Unterrainer. Time-domain measurement of intersubband oscillations in a quantum well. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 644 (1998). [→ Seite 11]
- [22] R. Ascazubi, O. C. Akin, T. Zaman, R. Kersting und G. Strasser. Dephasing in modulation-doped quantum structures probed by THz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4344 (2002). [→ Seite 11]
- [23] R. Kersting, K. Unterrainer, G. Strasser, H. F. Kauffmann und E. Gornik. Few-cycle THz emission from cold plasma oscillations. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3038 (1997). [→ Seiten 11, 30 und 98]

Literaturverzeichnis

- [24] G. Acuna, F. Buersgens, C. H. Lang und R. Kersting. Impact of High-Field Charge Transport on Terahertz Emission From Semiconductor Devices. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.* **14**, 1 (2008). [→ Seite 11]
- [25] J. W. Hong, K. H. Noh, S. il Park, S. I. Kwun und Z. G. Khim. Surface charge density and evolution of domain structure in triglycine sulfate determined by electrostatic-force microscopy. *Phys. Rev. B* **58**, 5078 (1998). [→ Seite 12]
- [26] W. F. Heinz und J. H. Hoh. Relative Surface Charge Density Mapping with the Atomic Force Microscope. *Biophys. Jour.* **76**, 528 (1999). [→ Seite 12]
- [27] M. J. Yoo, T. A. Fulton, H. F. Hess, R. L. Willett, L. N. Dunkleberger, R. J. Chichester, L. N. Pfeiffer und K. W. West. Scanning Single-Electron Transistor Microscopy: Imaging Individual Charges. *Science* **276**, 580 (1997). [→ Seite 12]
- [28] C. J. Kang, G. H. Buh, S. Lee, C. K. Kim, K. M. Mang, C. Im und Y. Kuka). Charge trap dynamics in a SiO₂ layer on Si by scanning capacitance microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1815 (1998). [→ Seite 12]
- [29] A. J. Huber, D. Kazantsev, F. Keilmann, J. Wittborn und R. Hillenbrand. Simultaneous IR Material Recognition and Conductivity Mapping by Nanoscale Near-Field Microscopy. *Adv. Materials* **19**, 2209 (2007). [→ Seite 12]
- [30] J. L. Oudar, A. Migus, D. Hulin, G. Grillon, J. Etchepare und A. Antonetti. Femtosecond Orientational Relaxation of Photoexcited Carriers in GaAs. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 384 (1984). [→ Seite 12]
- [31] P. C. Becker, H. L. Fragnito, C. H. B. Cruz, J. Shah und R. L. Fork. Femtosecond intervalley scattering in GaAs. *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2089 (1988). [→ Seiten 12 und 22]
- [32] T. Elsaesser, J. Shah, L. Rota und P. Lugli. Initial thermalization of photoexcited carriers in GaAs studied by femtosecond luminescence spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1757 (1991). [→ Seite 12]
- [33] D. W. Snoke, W. W. Rühle, Y.-C. Lu und E. Bauser. Nonthermalized distribution of electrons on picosecond time scale in GaAs. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 990 (1992). [→ Seite 12]
- [34] E. O. Göbel, K. Leo, T. C. Damen, J. Shah, S. Schmitt-Rink, W. Schäfer, J. F. Müller und K. Köhler. Quantum beats of excitons in quantum wells. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1801 (1990). [→ Seite 12]
- [35] 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 investigations of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice. *Phys. Rev. B* **46**, 7252 (1992). [→ Seite 12]

- [36] S. A. Gurvitz. Measurements with a noninvasive detector and dephasing mechanism. *Phys. Rev. B* **56**, 15215 (1997). [→ Seite 12]
- [37] H.-T. Chen, R. Kersting und G. C. Cho. Terahertz imaging with nanometer resolution. *Appl. Phys. Lett* **83**, 3009 (2003). [→ Seiten 12, 13, 35, 45, 58, 88 und 109]
- [38] H.-T. Chen, N. Karpowicz, R. Kersting und G. C. Cho. Terahertz access to the nanoworld. *Int. Quant. Electr. Conf. , San Francisco* (2004). [→ Seiten 12, 13, 37, 88 und 109]
- [39] H.-T. Chen, S. Kraatz, G. C. Cho und R. Kersting. Identification of a resonant imaging process in apertureless near-field microscopy. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267401 (2004). [→ Seiten 12, 13, 37, 38, 50, 57, 58, 75 und 88]
- [40] K. Wang, D. M. Mittleman, N. C. J. van der Valk und P. C. M. Planken. Antenna effects in terahertz apertureless near-field optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2715 (2004). [→ Seiten 12 und 109]
- [41] J. E. Wessel. Surface-enhanced optical microscopy. *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1538 (1985). [→ Seiten 12 und 35]
- [42] M. Specht, J. D. Pedarling, W. M. Heckl und T. W. Hänsch. Scanning plasmon near-field microscope. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 476 (1992). [→ Seiten 12 und 35]
- [43] B. Knoll und F. Keilmann. Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy. *Opt. Comm.* **182**, 321 (2000). [→ Seiten 12 und 36]
- [44] P. C. M. Planken, C. E. W. M. van Rijmenam und R. N. Schouten. Opto-electronic pulsed THz systems. *Sem. Sci. Techn.* **20**, 121 (2005). [→ Seiten 12, 33 und 48]
- [45] A. J. Adam, N. C. van der Valk und P. C. M. Planken. Measurement and calculation of the near field of a terahertz apertureless scanning optical microscope. *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1080 (2007). [→ Seiten 12 und 38]
- [46] S. M. Sze. *Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons (1985). [→ Seiten 15 und 98]
- [47] S. M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, Wiley-Science (2007). [→ Seiten 15, 16, 17, 18, 19, 23, 61, 98 und 103]
- [48] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin. *Solid State Physics*. Holt, Rinehart and Winston (1987). [→ Seiten 15, 16 und 23]
- [49] P. Yu und M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors*. Springer (1995). [→ Seite 15]
- [50] H. Vogel. *Gehrtsen Physik*. Springer 1995 (1995). [→ Seiten 15 und 41]
- [51] C. M. Wolfe, G. E. Stillman und W. T. Lindley. Electron Mobility in High-Purity GaAs. *J. Appl. Phys.* **41**, 3088 (1970). [→ Seiten 22, 102 und 107]

Literaturverzeichnis

- [52] T. R. Jarvis. Temperature Dependence on the Electron Mobility in GaAs. *Phys. Stat. Sol. A* **53**, K199 (1979). [→ Seiten 22, 102 und 107]
- [53] 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. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1689 (1995). [→ Seite 23]
- [54] T.-I. Jeon und D. Grischkowsky. Characterization of optically dense, doped semiconductors by reflection THz time domain spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3032 (1998). [→ Seite 23]
- [55] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer Berlin Heidelberg (2004). [→ Seite 24]
- [56] T. Fließbach. *Lehrbuch zur theoretischen Physik II Elektrodynamik*. Spektrum Akad. Verlag (2005). [→ Seiten 25 und 26]
- [57] C. F. Bohren und D. R. Huffman. *Absorption and scattering by small particles*. John Wiley & Sons (1983). [→ Seite 26]
- [58] M. Born und E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press (1993). [→ Seite 26]
- [59] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley and Sons (1996). [→ Seite 26]
- [60] G. C. Cho, W. Kütt und H. Kurz. Subpicosecond time-resolved coherent phonon oscillations in GaAs. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 764 (1990). [→ Seite 27]
- [61] A. V. Kuznetsov und C. J. Stanton. Coherent phonon oscillations in GaAs. *Phys. Rev. B* **51**, 7555 (1995). [→ Seite 27]
- [62] B. P. Gorshunov, A. Volkov, I. E. Spektor, A. S. Prokhorov, A. A. Mukhin, M. Dressel, S. Uchida und A. Loidl. Terahertz BWO-spectroscopy. *Int. J. Infr. Mill. Waves* **26**, 1217 (2005). [→ Seite 30]
- [63] J. B. Gunn. Microwave Oscillation of Current in II-V Semiconductors. *Solid State Comm.* **1**, 88 (1963). [→ Seite 30]
- [64] K. R. Chu. The electron cyclotron maser. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 489 (2004). [→ Seite 30]
- [65] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil und G. P. Williams. High-power terahertz radiation from relativistic electrons. *Nature* **420**, 155 (2002). [→ Seite 30]
- [66] E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols und C. L. Dennis. Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 285 (1995). [→ Seite 30]

- [67] A. Bergner, U. Heugen, E. Bründermann, G. Schwaab, M. Havenith, D. R. Chamberlin und E. E. Haller. New p-Ge THz spectrometer for the study of solutions: THz absorption spectroscopy of water. *Rev. Sci. Instr.* **76**, 63110 (2005). [→ Seite 30]
- [68] 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 semiconductorheterostructure laser. *Nature* **417**, 156 (2002). [→ Seite 30]
- [69] E. Bründermann, M. Havenith, G. Scalari, M. Giovannini, J. Faist, J. Kunsch, L. Mechold und M. Abraham. Turn-key compact high temperature terahertz quantum cascade lasers: imaging and room temperature detection. *Opt. Express* **14**, 1829 (2006). [→ Seite 30]
- [70] J. N. Heyman, P. Neocleous, D. Herbert, P. A. Crowell, T. Müller und K. Unterrainer. Terahertz emission from GaAs and InAs in a magnetic field. *Phys. Rev. B* **64**, 085202 (2001). [→ Seiten 30 und 47]
- [71] 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. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3319 (1993). [→ Seite 30]
- [72] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis und D. A. Kleinman. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1555 (1984). [→ Seite 30]
- [73] X.-C. Zhang, Y. Jin und X. F. Ma. Coherent measurement of THz optical rectification from electro-optic crystals. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2764 (1992). [→ Seite 30]
- [74] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin und M. Alexander. Terahertz optical rectification from $\langle 100 \rangle$ zinc-blende crystals. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1324 (1994). [→ Seite 30]
- [75] J. Hebling, G. Almási, I. Kozma und J. Kuhl. Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation. *Opt. Express* **10**, 1161 (2002). [→ Seite 30]
- [76] A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási und J. Hebling. Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification. *Opt. Express* **13**, 5762 (2005). [→ Seiten 31 und 111]
- [77] B. Bartal, I. Z. Kozma, A. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle und J. Hebling. Toward generation of μ J sub-ps THz pulses by optical rectification. *Appl. Phys. B* **86**, 419 (2007). [→ Seite 31]
- [78] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons (1998). [→ Seite 31]
- [79] P. U. Jepsen, R. H. Jacobsen und S. R. Keiding. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2424 (1996). [→ Seite 32]

Literaturverzeichnis

- [80] X. Mu, I. B. Zotova und Y. J. Ding. Power Scaling on Efficient Generation of Ultrafast Terahertz Pulses. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.* **14**, 315 (2008). [→ Seite 32]
- [81] Q. Wu und X.-C. Zhang. Free-space electro-optic sampling of THz beams. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3523 (1995). [→ Seiten 32 und 33]
- [82] Q. Wu, M. Litz und X.-C. Zhang. Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field sensors. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2924 (1996). [→ Seite 33]
- [83] Q. Wu und X.-C. Zhang. Ultrafast electro-optic field sensors. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1604 (1996). [→ Seite 33]
- [84] S.-G. Park, M. R. Melloch und A. M. Weiner. Comparison of terahertz waveforms measured by electro-optic and photoconductive sampling. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3184 (1998). [→ Seite 33]
- [85] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. B. Stark, Q. Wu, X.-C. Zhang und J. F. Federici. Coherent Terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 444 (1998). [→ Seite 33]
- [86] F. Peter, S. Winnerl, S. Nitsche, A. Dreyhaupt, H. Schneider und M. Helm. Coherent terahertz detection with a large-area photoconductive antenna. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 081109 (2007). [→ Seite 33]
- [87] Q. Wu und X.-C. Zhang. Free space electro-optic sampling of mid-infrared pulses. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1285 (1997). [→ Seite 33]
- [88] A. Leitenstorfer, S. Husche, J. Shah, M. C. Nuss und W. H. Knox. Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1516 (1999). [→ Seite 33]
- [89] 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. *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 313 (2001). [→ Seiten 33 und 70]
- [90] T. Loeffler. Erzeugung intensiver Pulse im Terahertzbereich mittels laser-generierter Plasmen. *Dissertationsschrift, Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität in Frankfurt am Main* (2003). [→ Seite 33]
- [91] N. C. J. van der Valk, T. Wenckebach und P. C. M. Planken. Full mathematical description of electro-optic detection in optically isotropic crystals. *JOSA B* **21**, 622 (2004). [→ Seite 33]
- [92] H. J. Bakker, G. C. Cho, H. Kurz, Q. Wu und X. C. Zhang. Distortion of THz pulses in electro-optic sampling. *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1795 (1998). [→ Seite 33]

- [93] T. Hattori, Y. Homma, A. Mitsuishi und M. Tacke. Indices of refraction of ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, and CdTe in the far infrared. *Opt. Comm.* **7**, 229 (1973). [→ Seite 34]
- [94] G. Gallot, J. Zhang, R. W. McGowan, T.-I. Jeon und D. Grischkowsky. Measurements of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3450 (1999). [→ Seite 34]
- [95] T. S. Hartwick, T. Hodges, D. H. Barker und F. B. Foote. Far infrared imagery. *Appl. Opt.* **15**, 1919 (1976). [→ Seite 35]
- [96] B. B. Hu und M. C. Nuss. Imaging with THz waves. *Opt. Lett.* **20**, 1716 (1995). [→ Seite 35]
- [97] D. M. Mittleman, H. Jacobsen und M. C. Nuss. T-ray imaging. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electr.* **2**, 679 (1996). [→ Seite 35]
- [98] E. A. Ash und G. Nicholls. Super-resolution Aperture Scanning Microscope. *Nature* **237**, 510 (1972). [→ Seite 35]
- [99] D. W. Pohl, W. Denk und M. Lanz. Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$. *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984). [→ Seite 35]
- [100] E. Betzig, J. K. Trautmann, T. D. Harris, J. S. Weiner und R. L. Kostalek. Breaking the diffraction barrier: Optical microscopy on a nanometric scale. *Science* **251**, 1468 (1991). [→ Seite 35]
- [101] S. Hunsche, M. Koch, I. Brener und M. C. Nuss. THz near-field imaging. *Opt. Comm.* **150**, 22 (1998). [→ Seite 35]
- [102] O. Mitrofanov, M. Lee, J. W. P. Hsu, L. N. Pfeiffer, K. W. West, J. D. Wynn und J. F. Federici. Terahertz pulse propagation through small apertures. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 907 (2001). [→ Seite 35]
- [103] O. Mitrofanov, R. Harel, M. Lee, L. N. Pfeiffer, K. West, J. D. Wynn und J. Federici. Study of single-cycle pulse propagation inside a terahertz near-field probe. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 252 (2001). [→ Seite 35]
- [104] B. Gompf, N. Gebert, H. Heer und M. Dressel. Polarization contrast terahertz-near-field imaging of anisotropic conductors. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 082104 (2007). [→ Seite 35]
- [105] H. A. Bethe. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.* **66**, 163 (1944). [→ Seite 35]
- [106] F. Zenhausern, T. Martin und H. K. Wickramasinghe. Scanning interferometric apertureless microscopy: Optical Imaging at 10 Angstrom resolution. *Science* **269**, 1083 (1995). [→ Seiten 35 und 36]

Literaturverzeichnis

- [107] B. Knoll, F. Keilmann, A. Kramer und R. Guckenberger. Contrast of microwave near-field microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2667 (1997). [→ Seite 35]
- [108] B. Knoll und F. Keilmann. Scanning microscopy by the mid-infrared near-field scattering. *Applied Physics A* **66**, 477 (1998). [→ Seite 35]
- [109] B. Knoll und F. Keilmann. Near-field probing of vibrational absorption for chemical microscopy. *Nature* **399**, 134 (1999). [→ Seiten 35 und 36]
- [110] N. C. J. van der Valk und P. C. M. Planken. Electro-optic detection of subwavelength terahertz spot sizes in the near field of a metal tip. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1558 (2002). [→ Seiten 35 und 109]
- [111] N. C. J. van der Valk und P. C. M. Planken. Measurement of THz Spot Sizes with a $\lambda/200$ Diameter in the Near-Field of a Metal Tip. *J. Bio. Phys.* **29**, 239 (2003). [→ Seite 35]
- [112] B. Knoll und F. Keilmann. Infrared conductivity mapping for nanoelectronics. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3980 (2000). [→ Seite 37]
- [113] K. Wang und D. M. Mittleman. Metal wires for THz waveguiding. *Nature* **432**, 376 (2004). [→ Seite 38]
- [114] M. Walther, G. S. Chambers, Z. Liu, M. R. Freeman und F. A. Hegmann. Emission and detection of terahertz pulses from metal tip antenna. *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2357 (2005). [→ Seiten 38 und 80]
- [115] R. Kersting, H.-T. Chen, N. Karpowicz und G. C. Cho. Terahertz microscopy with submicrometre resolution. *J. Opt. A* **7**, 184 (2005). [→ Seiten 38 und 50]
- [116] F. Bueersgens, R. Kersting und H.-T. Chen. Terahertz microscopy of charge carriers in semiconductors. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 112115 (2006). [→ Seiten 38 und 91]
- [117] W. L. Stutzman und G. A. Thiele. *Antenna Theory And Design*. John Wiley and Sons, 2 Aufl. (1998). [→ Seiten 39, 40, 42, 43, 115, 116 und 117]
- [118] T. A. Milligan. *Modern Antenna Design, Second Edition*. John Wiley & Sons New Jersey (2005). [→ Seiten 39, 44, 115 und 123]
- [119] R. C. Johnson und H. Jasik. *Antenna engineering handbook* (1984,). [→ Seiten 39, 44, 80, 81, 116 und 124]
- [120] G. Acuna, F. Bueersgens, C. H. Lang, M. Handloser, A. Guggenmos und R. Kersting. Interdigitated terahertz emitters. *Electr. Lett.* **44**, 3 (2008). [→ Seiten 46, 48 und 111]
- [121] A. Dreyhaupt, S. Winnerl, T. Dekorsy und M. Helm. High-intensity terahertz radiation from a microstructured large-area photoconductor. *Appl. Phys. Lett* **86**, 12114 (2005). [→ Seiten 46 und 48]

- [122] A. Dreyhaupt, S. Winnerl, M. Helm und T. Dekorsy. Optimum excitation conditions for the generation of high-electric-field terahertz radiation from an oscillator-driven photoconductive device. *Opt. Lett* **31**, 1546 (2006). [→ Seiten 46, 48 und 111]
- [123] A. Dreyhaupt. Private Kommunikation im November 2006. (2006). [→ Seite 48]
- [124] G. Zhao, R. N. Schouten, N. van der Valk, W. T. Wenckebach und P. C. M. Planken. Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter. *Rev. Sci. Instr.* **73**, 1715 (2002). [→ Seite 48]
- [125] C. Lang. Terahertzemission von beschleunigten Ladungsträgerverteilungen in Halbleiterstrukturen. *Diplomarbeit, Sektion Physik, Ludwig-Maximilians Universität München* (2006). [→ Seite 48]
- [126] R. Kersting. Zeitaufgelöste Lumineszenzspektroskopie zum ultraschnellen Ladungsträgertransport in Festkörpern. *Dissertation an der Rheinisch- Westfälischen Technische Hochschule Aachen* (1994). [→ Seite 48]
- [127] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, New York (1985). [→ Seite 49]
- [128] F. Buergens, C. H. Lang, G. Acuna, S. Manus und R. Kersting. Shear force control for a terahertz near field microscope. *Rev. Sci. Instr.* **78**, 113701 (2007). [→ Seite 50]
- [129] G. C. Cho, H.-T. Chen, S. Kraatz, N. Karpowicz und R. Kersting. Apertureless terahertz near-field microscopy. *Sem. Sci. Techn.* **20**, 286 (2005). [→ Seite 50]
- [130] K. Karrai und R. D. Grober. Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1842 (1995). [→ Seite 50]
- [131] W. H. J. Rensen, N. F. van Hulst, A. G. T. Ruiten und P. E. West. Atomic steps with tuning-fork based noncontact atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1640 (1999). [→ Seite 50]
- [132] F. J. Giessibl. High-speed force sensor for force microscopy and profilometry utilizing a quartz tuning fork. *Appl. Phys. Lett* **73**, 3956 (1998). [→ Seite 50]
- [133] F. J. Giessibl. Advances in Atomic Force Microscopy. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 949 (2003). [→ Seite 50]
- [134] S. Davy, M. Spajer und D. Courjon. Influence of the water layer on the shear force damping in near-field microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2594 (1998). [→ Seite 50]
- [135] K. Karrai. Lecture notes on shear force detection with quartz tuning forks. *La Londe les Maures, France* (2000). [→ Seiten 51 und 53]

Literaturverzeichnis

- [136] R. D. Grober, J. Acimovic, J. Schuck, D. Hessman, P. J. Kindlemann, J. Hespanha, A. S. Morse, K. Karrai, I. Tiemann und S. Manus. Fundamental limits to force detection using quartz tuning forks. *Rev. Sci. Instr.* **71**, 2776 (2000). [→ Seiten 51 und 52]
- [137] H. Stöcker. Taschenbuch der Physik. *Verlag Harri Deutsch*, 5. Auflage (2004). [→ Seiten 54 und 119]
- [138] A. J. Melmed. The art and science and other aspects of making sharp tips. *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 601 (1991). [→ Seite 54]
- [139] J. P. Ibe, P. P. Bey, S. L. Brandow, R. A. Brizzolara, N. A. Burnham, D. P. DiLella, K. P. Lee, C. R. K. Marrian und R. J. Colton. On the electrochemical etching of tips for scanning tunneling microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 3570 (1990). [→ Seite 54]
- [140] J. B. Johnson. Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Phys. Rev.* **32**, 97 (1928). [→ Seite 61]
- [141] P. Dutta und P. M. Horn. Low-frequency fluctuations in solids: 1/f noise. *Rev. Mod. Physics* **53**, 497 (1981). [→ Seite 61]
- [142] Stanford Research Systems, DSP Lock-In Amplifier Model SR830 **2**, 3.1 (2002). [→ Seite 64]
- [143] M. Strahnen. Konzeption, Realisierung und Einsatz eines schnellen Datenerfassungs- und Datenverarbeitungssystems in der optischen Kurzzeitspektroskopie. *Dissertation an der Fakultät für Elektrotechnik an der RWTH Aachen* (1990). [→ Seite 65]
- [144] T. Bauer, J. Kolb, T. Löffler, E. Mohler und H. G. Roskos. Indium-Tin-Oxide-Coated Glass as Dichroic Mirror for Far-Infrared Electromagnetic Radiation. *92 S.* 2210 (2002). [→ Seite 70]
- [145] C. E. Shannon. Communication in the Presence of Noise. *Proc. of the IEEE* **86**, 447 (1998). [→ Seite 70]
- [146] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner Studienbücher, Stuttgart (1999). [→ Seite 74]
- [147] L. Novotny. Effective Wavelength Scaling for Optical Antennas. *Physical Review Letters* **98**(26), 266802 (2007). [→ Seite 78]
- [148] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids II*. Academic Press (1991). [→ Seite 83]
- [149] P. C. M. Planken und N. C. J. van der Valk. Spot-size reduction in terahertz apertureless near-field imaging. *Opt. Lett.* **29**, 2306 (2004). [→ Seiten 85 und 109]
- [150] A. Thoma und T. Dekorsy. Influence of tip-sample interaction in a time-domain terahertz scattering near field scanning microscope. *Appl. Phys. Lett* **92**, 251103 (2008). [→ Seite 88]

- [151] R. Kersting, F. Buerstgens, G. Acuna und G. C. Cho. *Advances in Solid State Physics*, Bd. 47. Springer Berlin / Heidelberg (2008). [→ Seite 91]
- [152] M. Ershov, H. C. Liu, L. Li, M. Buchanan, Z. R. Wasilewski und A. K. Jonscher. Negative capacitance effect in semiconductor devices. *IEEE Tran. Electr. Devices* **45**, 2196 (1998). [→ Seite 96]
- [153] S. Tretyakov. Electromagnetic field energy density in artificial microwave materials with strong dispersion and loss. *Physics Lett. A* **343**, 231 (2005). [→ Seiten 97 und 106]
- [154] T. Dekorsy, T. Pfeifer, W. Kütt und H. Kurz. Subpicosecond carrier transport in GaAs surface-space-charge fields. *Phys. Rev. B* **47** (1993). [→ Seite 98]
- [155] 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, Volume 31, Issue 6, June 1970, Pages 1199-1204* **31**, 1199 (1969). [→ Seiten 102 und 107]
- [156] H. T. Grahn. *Semiconductor Physics*. World Scientific (1999). [→ Seite 107]
- [157] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva und A. A. Firsov. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science* **306**(5696), 666 (2004). [→ Seite 110]
- [158] K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. J. Booth, V. V. Khotkevich, S. V. Morozov und A. K. Geim. Two-dimensional atomic crystals. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **102**(30), 10451 (2005). [→ Seite 110]
- [159] F. Rana. Graphene Terahertz Plasmon Oscillators. *Graphene Terahertz Plasmon Oscillators* **7**, 91 (2008). [→ Seite 110]
- [160] S. A. Mikhailov und K. Ziegler. Nonlinear electromagnetic response of graphene: frequency multiplication and the self-consistent-field effects. *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 384204 (2008). [→ Seite 110]
- [161] B. Williams, S. Kumar, Q. Hu und J. Reno. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode. *Opt. Express* **13**(9), 3331 (2005). [→ Seite 111]
- [162] M. A. Belkin, F. Capasso, F. Xie, A. Belyanin, M. Fischer, A. Wittmann und J. Faist. Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation. *Applied Physics Letters* **92**(20), 201101 (2008). [→ Seite 111]
- [163] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok und U. Welp.

Literaturverzeichnis

- Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors. *Science* **318**(5854), 1291 (2007).
[→ Seite 111]
- [164] R. Kleiner. Applied Physics: Filling the Terahertz Gap. *Science* **318**(5854), 1254 (2007).
[→ Seite 111]
- [165] K. Ogura und C. P. Steinmetz. Inductance of Straight Conductor. *Physical Review* **25**, 184 (1907). [→ Seite 119]
- [166] E. B. Rosa. The Self and Mutual Inductances of Linear Conductors. *Bulletin of the Bureau of Standards* **4**, 301 (1908). [→ Seite 119]
- [167] T. J. Healy. Private Kommunikation,. Prof. Dr. Timothy J. Healy, Santa Clara University Electrical Engineering Department 500 El Camino Real Santa Clara, CA 95053 (2008).
[→ Seite 119]

Danksagung

Während der Arbeit an dieser Dissertation habe ich vielfältige Unterstützung erfahren, für die ich sehr dankbar bin.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Roland Kersting für die Betreuung meiner Forschungen während meiner Dissertation am Lehrstuhl für Photonik und Optoelektronik. Er hatte stets ein offenes Ohr für mich, was ich sehr geschätzt habe. Für seine Unterstützung, besonders während der Schlussphase meiner Dissertation, möchte ich mich herzlich bedanken.

Darüber hinaus danke ich Herrn Prof. Dr. Eberhard Riedle für seine Bereitschaft, sich als Zweitkorrektor dieser Arbeit zur Verfügung zu stellen. Ferner danke ich auch Herrn Prof. Dr. Jochen Feldmann für die Möglichkeit, seine Laborinfrastruktur nutzen zu dürfen, sowie für hilfreiche Gespräche.

Dem Rensselaer Polytechnic Institute (Troy, New York) bin ich sehr verbunden für den Forschungsaufenthalt, den ich dort im August 2004 verbringen durfte, während dem die ersten Messungen für diese Dissertation statt gefunden haben. Dort gab es eine fruchtbare Zusammenarbeit mit Dr. Houtong Chen, der mich an seiner Erfahrung in der THz-Mikroskopie teilhaben ließ, was ich ihm sehr danke.

Meine besondere Dankbarkeit gilt auch meinen Arbeitsgruppenkollegen Guillermo Acuña und Stephan Heucke für ihre fachliche Unterstützung und Freundschaft. Einen herzlichen Dank auch an die gegenwärtigen und ehemaligen Diplomanden Hartmut Nitsche, Stefan Schlögl, Konstantin Eisler, Christian Lang und Florian Kuchler, sowie Stefan Funk, mit dem ich viele weiterführende Fachdiskussionen geführt habe. Meinen Lehrstuhlkollegen Joachim Stehr und Alexander Urban sowie der gesamten Photonik- und Optoelektronik-Gruppe möchte ich für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung danken.

Des weiteren bin ich Stephan Manus vom Lehrstuhl Kotthaus sehr dankbar für die exzellente Planung und Umsetzung von elektronischen Schaltungen sowie für viele weiterführende Diskussionen. Für wertvolle technische Unterstützung danke ich auch Werner Stadler, Anna Helfrich, Christian Holopierek und Stefan Niedermaier, sowie den beiden Werkstudenten Matthias Handloser und Alexander Guggenmoos.

Ich danke der Studienstiftung des Deutschen Volkes für die mir während des Studiums gewährten Stipendien.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie und den vielen Freunden, die mich während der Promotion begleiten haben!