

Optoelektronische Erzeugung und Detektion kohärenter Dauerstrich–THz–Strahlung für bildgebende Anwendungen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

Vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe–Universität
in Frankfurt am Main

von
Karsten Siebert
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 2002
(DF 1)

vom Fachbereichder

Johann Wolfgang Goethe–Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Gutachter:

Datum der Disputation:

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Zielsetzung	5
2. Publikationen	9
3. Stand der Forschung	11
3.1. Zweifarben-Laserquellen	11
3.1.1. Zweifarben-Ti:Saphir-Laser	14
3.1.2. Laserquellen mit 1,55 μm Wellenlänge	15
3.2. Photomischer als THz-Strahlquellen	16
3.2.1. Photomischer für 1,55 μm Wellenlänge	20
3.3. Kohärente Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung	21
3.4. „State-of-the-art“ — eine Übersicht	23
3.5. Bildgebung mit THz-Strahlung — T-Ray Imaging	23
3.6. Optoelektronische THz-Lokaloszillatoren	27
4. Der Zweifarben-Ti:Saphir-Laser	31
4.1. Laser — Grundlagen	31
4.1.1. Verstärkermedium	32
4.1.2. Laserresonator	36
4.1.3. Laseroszillation	36
Räumliches Lochbrennen	38
Ringresonator	38
4.2. Messinstrumente zur Charakterisierung	40
4.2.1. Gitterspektrometer	40
4.2.2. Fabry-Perot-Interferometer	41
4.3. Linearresonator	43
4.3.1. Aufbau	43
4.3.2. Spektrale Charakteristik	46
4.4. Ringresonator mit externer Rückkopplung	49
4.4.1. Aufbau	49
4.4.2. Spektrale Charakteristik	51
4.5. Unidirektionaler Ringresonator	54

4.5.1. Aufbau	54
4.5.2. Spektrale Charakteristik	56
4.6. Kombiniertes Resonator	57
4.7. Auswahl des Lasers für Photomischexperimente	59
5. Photomischer	61
5.1. Low-Temperature-Grown-GaAs	62
5.1.1. Herstellung	63
5.1.2. Bandstruktur	65
5.1.3. Dynamik optisch angeregter Ladungsträger	66
5.2. Photomischen	69
5.2.1. Photostromerzeugung	71
5.2.2. Einflüsse auf den Photostrom	77
5.2.3. Der reale Photoschalter	79
5.3. THz-Antennen	82
5.3.1. Abstrahlung	83
5.3.2. Dipolantennen	88
5.3.3. Zuleitungen	93
5.4. Zusammenwirken von Photoschalter und Antenne	94
5.4.1. Leistungsgeneration und -übertragung	96
5.4.2. Effizienz der Photomischer	97
5.5. Experimenteller Aufbau des Messplatzes	98
5.5.1. Aussagekraft der Messergebnisse	103
5.6. THz-Emission und Ladungsträgerdynamik in LT-GaAs	105
5.6.1. Experimentelle Durchführung	108
5.6.2. Vorstellung der Photomischer	109
5.6.3. Ergebnisse und Diskussion	117
5.7. Untersuchungen unterschiedlicher Antennenstrukturen	118
5.7.1. Vorstellung der verwendeten Antennenstrukturen	119
Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter	119
Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung mit Filter	121
H-Dipol	123
5.7.2. Experimentelle Durchführung	125
5.7.3. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	126
Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter	129
Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung mit Filter	130
Dipole mit und ohne Filter im Vergleich	131
5.8. Zeitaufgelöste Doppelpulsexperimente	131

5.8.1. Experimenteller Aufbau und Durchführung	132
5.8.2. Experimentelle Ergebnisse	135
5.8.3. Diskussion	136
5.8.4. Bedeutung für die Dauerstrich Photomischer	145
5.9. Auswahl des photokonduktiven Emitters	146
5.9.1. LT-GaAs-Material	146
5.9.2. Antenne und Photoschalter	147
6. Photokonduktive Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung	151
6.1. Kohärente photokonduktive Detektion	151
6.1.1. Photostromerzeugung im Detektor	152
6.1.2. Antennen und Anpassung	154
6.1.3. Sensitivität der Detektoren	155
6.2. Experimenteller Aufbau des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems	156
6.2.1. Polyäthylen-Linsen	159
6.3. Charakterisierung des Systems	162
6.3.1. THz-Leistung	163
6.3.2. THz-Linienbreite und Abstimbarkeit	165
6.3.3. Rauschen	166
Signal-zu-Rausch-Verhältnis	167
Dynamischer Bereich	168
Rauschquellen	170
6.4. Linearität und Sensitivität	176
6.5. Auswahl des photokonduktiven Detektors	177
7. THz-Bildgebung mit dem photokonduktiven Dauerstrich-System	183
7.1. Bildgeneration	183
7.2. Räumliches Auflösungsvermögen	185
7.3. THz-Bilder	188
7.4. Bildqualität – Vergleich mit gepulstem THz-System	192
8. Zusammenfassung und Ausblick	197
A. Elektrisches Feld und Leistung eines optischen Schwebungssignals	201
B. Lösung der zeitabhängigen Ladungsträgerdichte	205
C. Abstrahlung elektromagnetischer Wellen	209
C.1. Vektorpotentiale	209
C.2. Felder	210

D. Signal–zu–Rausch–Verhältnis für Amplitude und Leistung	211
E. Verzeichnis der im Text verwendeten Variablen	213
Literaturverzeichnis	217
Abbildungsverzeichnis	241

1. Einleitung und Zielsetzung

„... — auch Spekulationen sind Kulturleistungen, man sollte sie nur nicht mit gesicherter naturwissenschaftlicher Erkenntnis verwechseln.“ Ulf von Rauchhaupt [1]

Bei der Erschließung des THz-Frequenzbereichs¹ des elektromagnetischen Spektrums (siehe Abb. 1.1) mit kohärenten Quellen und Raumtemperatur-Detektoren ist in den vergangenen 15 Jahren ein Wettbewerb zwischen der rein elektronischen Hochfrequenztechnik und den optoelektronischen Ansätzen entbrannt. Angeschoben wird diese Entwicklung von

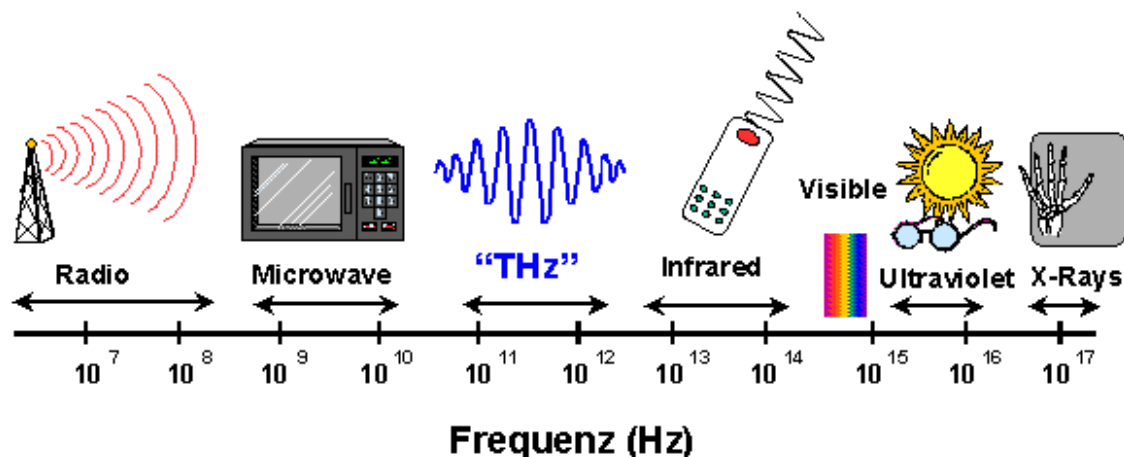


Abbildung 1.1.: Der THz-Frequenzbereich im elektromagnetischen Spektrum. Aus [2].

den sich abzeichnenden Anwendungen der Frequenzen über 100 GHz in der Telekommunikation, Radio-Astronomie [3], Grundlagenforschung (Festkörper- und Molekülphysik) [4], vor allem aber in bildgebenden Systemen zur Verpackungskontrolle [5] und in der Medizin [6]. Viele Materialien (z.B. Pappe, Kunststoffe, Keramiken) sind für THz-Strahlung transparent, so dass THz-Systeme, ganz ähnlich der Methoden im Röntgenbereich, die Möglichkeit eröffnen, durch diese Materialien hindurchzuschauen und eingeschlossene oder verpackte Gegenstände, aber auch Gase oder Flüssigkeiten zu detektieren. Im Gegensatz zur Röntgenstrahlung ist THz-Strahlung niederenergetisch und daher nicht ionisierend. Sicherheitsaspekte sind (zumindest bei den für optoelektronische Systeme ausreichenden

¹Dieser Begriff wird im folgenden synonym für die Frequenzen zwischen 1 GHz und 50 THz verwendet.

Leistungen) unkritisch [7, 8]. Die hohe Absorption von THz-Strahlung durch Wasser ist sowohl ein Vorteil als auch ein Nachteil. Die hohe Sensitivität auf Wasser erlaubt es, den Wassergehalt einer Probe sehr genau zu bestimmen. Bei der Tumordiagnose ist dies ein großer Vorteil, denn Tumore unterscheiden sich von gesundem Gewebe durch ihren höheren Wassergehalt. Dagegen reduziert sich die Eindringtiefe in feuchte Materialien auf wenige hundert Mikrometer. Die maximale räumliche Auflösung abbildender THz-Systeme ist durch die relativ große Wellenlänge (1 THz entspricht $300 \mu\text{m}$ Wellenlänge) beschränkt. Dieser prinzipielle Nachteil kann jedoch durch den Einsatz von Nahfeldmethoden überwunden werden.

Die bisherigen optoelektronischen Ansätze zur THz-Bildgebung basieren ausschließlich auf gepulsten Femtosekundenlasersystemen (z.B. [5]). Zur Generation der THz-Strahlung werden sowohl photokonduktive Schalter [9] als auch die optische Gleichrichtung in nichtlinearen optischen Kristallen [10] verwendet. Die generierte THz-Strahlung ist ebenfalls gepulst und deckt typischerweise einen Frequenzbereich von $< 100 \text{ GHz}$ bis $> 3 \text{ THz}$ ab. Die Detektion der Strahlung in den kohärenten Systemen erfolgt bei Raumtemperatur ebenfalls mit Hilfe photokonduktiver Schalter [9] oder in nichtlinearen optischen Kristallen [11]. Dabei wird die Amplitude des elektrischen Feldes der THz-Strahlung zeitaufgelöst gemessen. Aus den Zeitbereichsdaten lassen sich mit Hilfe einer Fourier-Transformation sowohl die Amplitude als auch die Phase frequenzauflöst bestimmen.

Aufbauend auf einer Reihe von Arbeiten zur Generation von Dauerstrich-THz-Strahlung durch Differenzfrequenzmischen zweier optischer Frequenzen in Halbleiter basierten Photomischern [12, 13] gelang es Vergheese *et al.* 1998 [14] erstmals, die Strahlung in einem kohärenten System mit Hilfe eines zweiten Photomischers zu detektieren. Damit kann gegenüber der herkömmlichen bolometrischen Detektion nun wie in den gepulsten Systemen die Amplitude und die Phase des elektrischen THz-Feldes gemessen werden. Gegenüber den auf Femtosekundenlasern basierenden gepulsten THz-Systemen besitzen Dauerstrich-Systeme den Vorteil der höheren spektralen Leistungsdichte in Verbindung mit einer höheren spektralen Auflösung. Da die Messung bereits im Frequenzraum durchgeführt wird, entfallen die bei gepulsten Systemen notwendige Fourier-Transformation und die daraus möglicherweise resultierenden Artefakte. Darüberhinaus bieten Dauerstrich-THz-Systeme die Möglichkeit, für Anwendungen außerhalb des Labors zwei oder sogar nur einen Diodenlaser als optische Quelle zu verwenden und damit sowohl die Baugröße als auch die Kosten des Systems erheblich zu reduzieren. Gegenüber den rein elektronischen Ansätzen bieten die optoelektronischen Dauerstrich-Systeme den Vorteil, dass sie sehr einfach über einen breiten Bereich abstimmbare sind und inhärent eine phasensensitive Detektion ermöglichen.

Die für den Aufbau eines kohärenten optoelektronischen Dauerstrich-THz-Systems benötigten Komponenten sind in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt. Zunächst ist es notwendig, zwei optische oder nahinfrarote Frequenzen zu erzeugen, deren Differenzfrequenz der THz-Zielfrequenz entspricht. Werden die beiden optischen Frequenzen räumlich kolline-

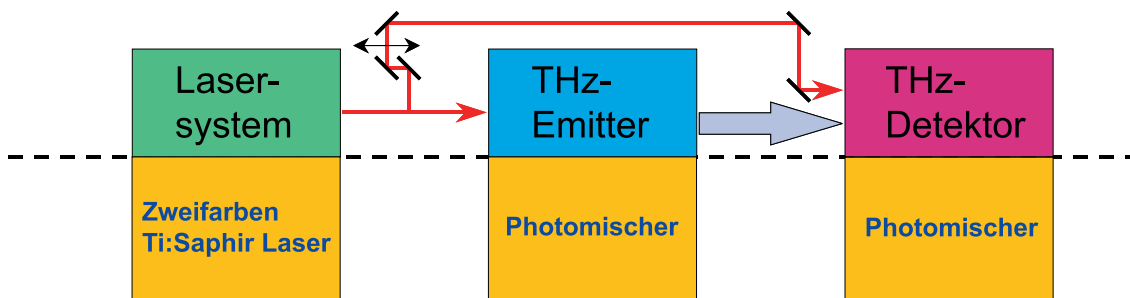


Abbildung 1.2.: Übersicht über die für den Aufbau eines kohärenten Dauerstrich-THz-Systems benötigten Komponenten.

ar überlagert, so entsteht ein Schwebungssignal, dessen Intensität mit der Differenzfrequenz moduliert ist. Im Emitter (Photomischer) wird die Intensitätsmodulation in eine Feldmodulation mit gleicher Frequenz übertragen. Zur kohärenten Detektion der Dauerstrich-THz-Strahlung können ebenfalls Photomischer verwendet werden. Dafür ist es, wie in Abbildung 1.2 angedeutet, notwendig, das Schwebungssignal der beiden Laserfrequenzen auch auf den THz-Detektor zu geben.

Ziel dieser Arbeit ist es, erstmals ein bildgebendes optoelektronisches Dauerstrich-THz-System zu entwickeln und Optimierungsstrategien für seine einzelnen Komponenten sowie für das Gesamtsystem zu definieren. Im einzelnen sind dies:

- Aufbau und Charakterisierung eines Zweifarben Ti:Saphir-Lasers (Kap. 4).
- Optimierung und Auswahl eines geeigneten Photomischers als THz-Emitter (Kap. 5). Dies umfasst
 - die Auswahl des Photoschalters auf Basis von bei niedrigen Temperaturen gewachsenem GaAs² (Kap. 5.6 und 5.9.1),
 - und die Auswahl geeigneter Antennen zur Abstrahlung des THz-Signals (Kap. 5.7 und 5.9.2).
- Durchführung eines Doppelpulsexperiments zur Messung der Abschirmeffekte in Photoschaltern auf LT-GaAs Basis (Kap. 5.8).
- Aufbau und Charakterisierung des optoelektronischen Dauerstrich-THz-Systems (Kap. 6). Dabei bilden eine Analyse des Rauschens des Systems (Kap. 6.3.3) und darüberhinaus die Beschreibung einer Optimierung des photokonduktiven Detektors (Kap. 6.5) den Schwerpunkt dieses Kapitels.
- Demonstration von Dauerstrich-THz-Bildgebung in einem optoelektronischen System (Kap. 7).

²im Englischen: low-temperature-grown GaAs, Kurz: LT-GaAs

Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Grundlagen, so wie sie für das Verständnis der Experimente und deren Auswertung benötigt werden, findet sich einleitend zu den jeweiligen Abschnitten. In Kapitel 3 wird ein Überblick über die Komponenten des bildgebenden Dauerstrich-THz-System gegeben und der bisherige Stand der Forschung beschrieben. Auf die für diese Arbeit grundlegenden Veröffentlichungen wird näher eingegangen. Die wichtigsten Arbeitsergebnisse sind zusammenfassend in Kapitel 8 dargestellt.

2. Publikationen

Auszüge der vorgelegten Arbeit wurden veröffentlicht in:

- „A fully tunable dual-color cw Ti:Al₂O₃ laser“, F. Siebe, K. J. Siebert, R. Leonhardt und H. G. Roskos, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Bd. 35(11), S. 1731-1736 (1999).
- „Advances in continuous-wave THz generation“, K. J. Siebert, F. Siebe, M. Thomson, J. Zare Baghbidi, R. Leonhardt und H. G. Roskos, In *Terahertz Spectroscopy and Applications II*, Bd. 3828 der *SPIE Proceedings*, S. 234-243 (1999).
- „A two-color Ti:sapphire laser for cw THz generation“, K. J. Siebert, F. Siebe, R. Leonhardt und H. G. Roskos, In *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2000)*, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington, D. C), S. 497 (2000).
- „An optoelectronic cw THz source for imaging applications“, K. J. Siebert, G. Segschneider, H. Quast, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, G. Döhler und V. Krozer, In Chih-I Lin und Manuel Rodriguez-Giromes und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of THz 2000*, S. 213-215, Darmstadt, VDE Verlag (2000).
- „Observation of THz oscillations and efficient THz emission from contacted low temperature grown GaAs structures“, C. Steen, S. Tautz, P. Kiesel, S. U. Dankowski, G. H. Döhler, U. D. Keil, G. Segschneider, K. J. Siebert, H. G. Roskos und V. Krozer, In Chih-I Lin und Manuel Rodriguez-Giromes und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of THz 2000*, S. 59-62, Darmstadt, VDE Verlag (2000).
- „CW-THz generation using a two-color Ti:Sapphire laser“, K. J. Siebert, H. Quast und H. G. Roskos, In N. Hecker, U. P. Jepsen und S. Keiding, Herausg., *Proceedings of International THz Workshop 2000*, S. 24, Sandbjerg/ DK (2000).
- „Perspectives of continuous-wave optoelectronic THz imaging“, K. J. Siebert, H. Quast und H. G. Roskos, In R.E. Miles, P. Harrison und D. Lippens, Herausg., *New Directions in Terahertz Technology ASI Proceedings, Series E, NATO Science Series II.*, Bd. 27, S. 127-143, Kluwer Academic Publishers, NATO ASI Series (2001).
- „Potential medical applications of THz imaging“, J. Handley, A. Fitzgerald, T. Löffler, K. J. Siebert, E. Berry und R. Boyle, In *Proceedings of Medical Imaging Understanding and Analysis*, Birmingham (2001).

- „Terahertz dark-field imaging of biomedical tissue“, T. Löffler, T. Bauer, K. J. Siebert, H. G. Roskos, A. Fitzgerald, und S. Czasch, *Optics Express*, Bd. 9(12), S. 616 (2001).
- „Continuous-Wave THz Imaging with Photoconductive LT-GaAs Antennae“, R. Leonhardt, K. J. Siebert, H. Quast, T. Löffler, M. Thomson und H. G. Roskos, In *Proceedings of the 3rd Symposium On Non-Stoichiometric III-V Compounds*, Erlangen, S. 25-30 (2001).
- „Continuous-wave all-optoelectronic terahertz imaging“, K. J. Siebert, H. Quast, R. Leonhardt, T. Löffler, M. Thomson, T. Bauer, H.G. Roskos und S. Czasch, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 80(16), S. 3003-3005 (2002).
- „Investigation of tumor recognition by terahertz dark-field imaging“, T. Löffler, T. Bauer, K. J. Siebert, H. G. Roskos, A. Fitzgerald und S. Czasch, In *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002)*, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington, D. C), CWJ1 S. 405 (2002).
- „All-optoelectronic cw THz-imaging“, K. J. Siebert, H. Quast, R. Leonhardt, T. Löffler, M. Thomson, T. Bauer, H. G. Roskos und S. Czasch, In *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002)*, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington, D. C), CFD1 S. 635 (2002).
- „Effects of frequency on image quality in terahertz pulsed images“, A. J. Fitzgerald, E. Dzontoh, T. Löffler, K. J. Siebert, E. Berry, N. N. Zinovev, R. E. Miles, M. A. Smith und M. Chamberlain, In *Proceedings of SPIE Medical Imaging*, San Diego (2002).
- „All-optoelectronic cw THz-imaging for tumor recognition“, K. J. Siebert, T. Löffler, H. Quast, R. Leonhardt, M. Thomson, T. Bauer, H. G. Roskos und S. Czasch, In D. Miller, M. M. Murnane, N. R. Scherer und A. M. Weiner, *Ultrafast Phenomena 8*, Vancouver, Springer Series in Chemical Physics, S. 280-282 (2002).
- „Visualisation and classification in biomedical terahertz pulsed imaging“, T. Löffler, K. J. Siebert, H.G. Roskos und S. Czasch, *Phys. Med. Biol.*, Bd. 47(21), S. 3847-3852 (2002).
- „All-optoelectronic cw THz-imaging for biomedical applications“, K. J. Siebert, H. Quast, R. Leonhardt, T. Löffler, M. Thomson, T. Bauer, H.G. Roskos und S. Czasch, *Phys. Med. Biol.*, Bd. 47(21), S. 3743-3748 (2002).
- „Efficient THz-emitter for low-temperature-grown GaAs photomixers“, C. Sydlo, J. Sigmund, K. J. Siebert, H. G. Roskos und H. L. Hartnagel, In *Proceeding of THz 2002*, S. 60-62 (2002).

3. Stand der Forschung

In den nachfolgenden Kapiteln werden die einzelnen Komponenten eines Dauerstrich-THz-Systems, so wie es bereits in der Einleitung (Kap. 1, siehe Abb. 1.2) beschrieben wurde, vorgestellt und es wird ein Überblick über den Stand der Forschung, so wie er in der Literatur beschrieben wird, gegeben. Abschließend wird eine zusammenfassende Übersicht über die bisher erreichten Systemparameter erstellt. In den letzten beiden Kapiteln werden die bisher durchgeführten Arbeiten zur Anwendung von optoelektronisch erzeugter THz-Strahlung in der THz-Bildgebung und in photonischen Lokaloszillatoren diskutiert.

3.1. Zweifarben-Laserquellen

Die Laserquellen sind, neben den Photomischern, die Schlüsselemente eines jeden optoelektronischen Dauerstrich-THz-Systems. Die Mehrheit der Laserkonzepte sind für Zentralwellenlängen um 800 nm ausgelegt, um Photomischer auf Basis von LT-GaAs zu speisen. Um eine elektromagnetische Welle im THz-Frequenzbereich zu erzeugen, ist es zunächst notwendig, zwei optische Frequenzen mit einem Frequenzabstand zwischen 1 GHz und 10 THz zu erzeugen. Brown et al. [12, 13, 15] verwendeten zur ersten Demonstration der optoelektronischen Erzeugung von abstimmbarer Dauerstrich-THz-Strahlung zwei kommerzielle, voneinander unabhängige Ti:Saphir-Laser.

Schon bald nach den ersten Experimenten zum Photomischen wurde das Konzept der zwei unabhängigen Laserquellen auf zwei freilaufende Diodenlaser bei 800 nm Zentralwellenlänge übertragen. Dabei wurden sowohl Diodenlaser mit verteilten Bragg-Reflektoren¹ [16, 17] als auch Diodenlaser mit externem Resonator [18] verwendet. Letztere sind einfacher und über einen größeren Frequenzbereich hinweg abstimmbar. Einmoden-Diodenlasersysteme mit externem Resonator sind heute kommerziell von verschiedenen Anbietern erhältlich und haben gegenüber Festkörperlasern den Vorteil der geringeren Kosten und kleineren Abmessungen des Systems.

Alle derzeit vorhandenen Diodenlaser-Systeme mit externem Resonator und einer Wellenlänge von 800 nm haben optische Ausgangsleistungen, die unter den Zerstörschwellen (max. 300 mW) von heutigen Photomischern liegen. Eine Nachverstärkung beider Frequenzen in einem optischen Halbleiterlaserverstärker ist jedoch unter Erhaltung der spektralen Eigenschaften der beiden Pumpstrahlen [19, 20] möglich. Ein gravierender Nachteil der Notwendigkeit eines Verstärkers ist, dass es derzeit weltweit nur ein einziges kommerziell erhältliches Modell für 800 nm Wellenlänge gibt (Tapered Amplifier der Fa. *TOPTICA*,

¹im Englischen: distributed Bragg reflector, kurz: DBR

München).

Für die Verwendung von optoelektronischen THz-Photomischern als Lokalszillatoren und in THz-Spektroskopiesystemen mit hoher Frequenzauflösung ist es notwendig, die beiden Laserquellen aktiv zu stabilisieren und zu koppeln. Zur Einschränkung der Linienbreite der generierten THz-Welle und damit einer Erhöhung der Frequenzauflösung des THz-Systems haben Chen *et al.* [21] am Jet-Propulsion-Laboratory (JPL) in Pasadena/USA zwei DBR-Laser mit einer aktiven optischen Rückkopplung aus zwei externen Fabry-Perot-Resonatoren versehen (Aufbau nach Dahmani *et al.* [22]). Sie konnten eine 3-dB-Linienbreite des generierten THz-Signals von < 2 MHz auf einer Zeitskala von 10 s messen. Auf kürzeren Zeitskalen ist die Linienbreite sogar noch geringer (50 kHz bei 50 ms Integrationszeit). Im Vergleich dazu lässt sich mit zwei freilaufenden DBR-Lasern nur eine 3-dB-THz-Linienbreite von 40 MHz (20 ms Zeitskala) bzw. 90 MHz (10 s Zeitskala) erreichen. Ebenfalls am JPL wurde eine Frequenzkette, bestehend aus drei DBR-Diodenlasern mit externen Resonatoren, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, realisiert [20]. Die Resonator-

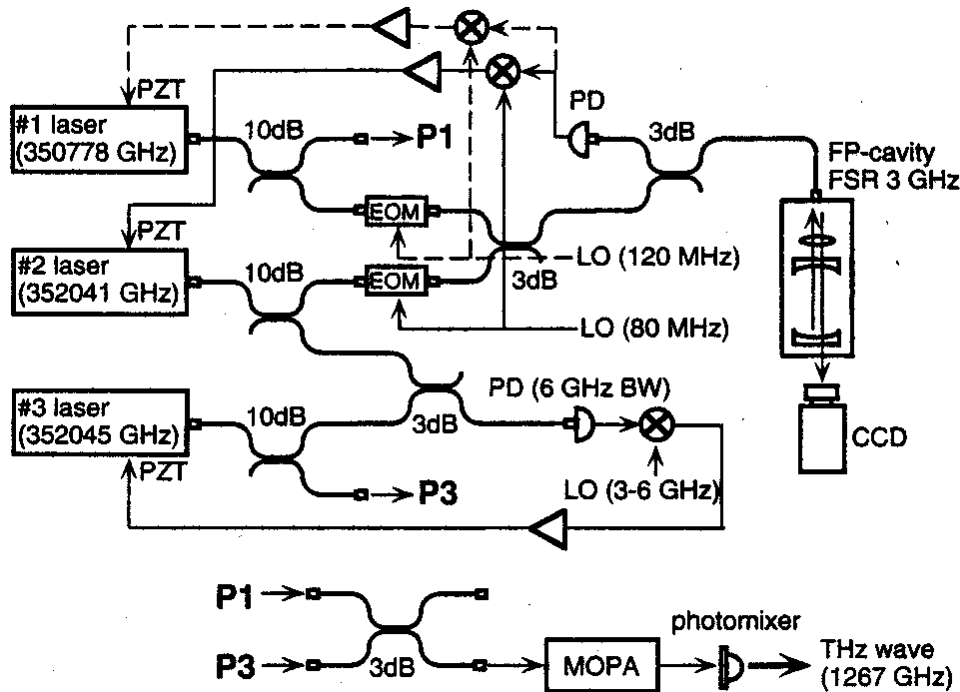


Abbildung 3.1.: Aufbau einer Frequenzkette zum Koppeln zweier Laserdioden zum Photomischen. Nach [20].

längen und damit die Frequenzen aller drei Laser können mit Hilfe von Piezoverstellern elektrisch geregelt werden. Zwei der drei Diodenlaser (#1 und #2) werden an zwei unterschiedliche Moden eines ultra-stabilen Fabry-Perot-Etalons gekoppelt. Ihr Frequenz-

abstand ist gleich einem ganzzahligen Vielfachen des freien Spektralbereichs (3 GHz) des Fabry-Perot-Etalons. Das Mischsignal der dritten Diode mit der Diode #2 wird an einen von 3 GHz bis 6 GHz abstimmbaren Frequenzgenerator gekoppelt. Das Mischsignal der Dioden #1 und #3 wird nun zur Generation der THz-Strahlung auf einem Photomischer verwendet. Der Frequenzabstand ist exakt ein ganzzahliges Vielfaches des freien Spektralbereichs des Etalons plus der eingestellten Frequenz des GHz-Frequenzgenerators. Die so erzielte Linienbreite für das THz-Mischsignal liegt bei ungefähr 800 kHz, wobei die Differenzfrequenz der beiden Laser #1 und #3 mit einer Genauigkeit von 10^{-10} bestimmt werden kann. Eine Kombination dieser Frequenzkette mit DBR-Laserdioden und der oben beschriebenen optischen Rückkopplung würde THz-Linienbreiten von unter 50 kHz auf einer 50-ms-Zeitskala ermöglichen. Weitere Arbeiten zur aktiven Frequenzstabilisierung der Differenzfrequenz zweier Diodenlaser mit externem Resonator auf ein externes Fabry-Perot-Etalon wurden am 2. Physikalischen Institut der Universität Köln durchgeführt [23]. Hier wurde eine 3-dB-Linienbreite eines 900-MHz-Mischsignals von 110 kHz gemessen.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Ansätzen zur Kopplung an die Moden eines externen Fabry-Perot-Etalons werden in [24] und [25] aktive Stabilisierungen auf die Moden eines optisch generierten Frequenzkamms beschrieben. Iftiqar *et al.* [25] stellen THz-Linienbreiten < 1 kHz in Aussicht.

Alternativ zur Verwendung zweier getrennter Laserquellen können Laser verwendet werden, die gleichzeitig auf zwei oder mehr Moden emittieren. Neben der Eleganz des vereinfachten Aufbaus und den geringeren Kosten hat dieser Ansatz den Vorteil, dass die Frequenzen sich im Verstärkungsmedium überlagern und somit eine Frequenz- und Phasenkopplung zu erwarten ist. Außerdem unterliegen nahe beieinander liegende Strahlpfade den gleichen Fluktuationen des Brechungsindex, so dass eine weitere Verbesserung der Linienbreiten auch ohne aktive Stabilisierung der Resonatoren zu erwarten ist.

M. Tani *et al.* [26] und O. Morikawa *et al.* [27, 28] haben gezeigt, dass Mehrmoden-Laserdioden zur Erzeugung von breitbandiger THz-Strahlung mit Frequenzen, die durch den Modenabstand gegeben sind, verwendet werden können. Es gelang ihnen, Frequenzen von bis zu 500 GHz zu generieren. Ein solches System ist in seiner Anwendung jedoch durch die Breitbandigkeit der Strahlung und die fehlende Abstimmbarkeit stark eingeschränkt. Ein wesentlich besserer Ansatz verwendet Laserdioden, die genau auf zwei longitudinalen Moden emittieren [29, 30, 31], jedoch ist die Abstimmbarkeit auch bei dieser Vorgehensweise stark eingeschränkt. Erwähnenswert ist die extrem geringe Linienbreite von 430 Hz bei einer Mischfrequenz von 101 GHz, die von Hyodo *et al.* mit einem frequenzverdoppelten Zweimoden-Mikrochiplaser erzeugt wurde [29]. Vielversprechender im Hinblick auf die Abstimmbarkeit ist die Verwendung eines Konzepts mit externem Resonator durch Pan *et al.* [32, 33]. Sie verwenden ein im Resonator befindliches Gitter und einen Spiegel zur Frequenzselektion. Der Spiegel besteht aus zwei verspiegelten Streifen, die v-förmig angeordnet sind. Durch vertikales Bewegen des Spiegels kann die Differenzfrequenz der beiden Farben, bestimmt durch die in den Resonator rückgekoppelten Frequenzen, kontinuierlich

von 250 GHz bis 2,1 THz abgestimmt werden. Die Ausgangsleistung beträgt 8 mW, was ausreichend ist für die Erzeugung von THz-Strahlung mit 2 nW Leistung bei 250 GHz [34]. Es konnte gezeigt werden, dass die Linienbreite des Mischsignals deutlich geringer (genauere Angaben finden sich im Text hierzu nicht) ist als die Linienbreite einer einzelnen Farbe. Dies deutet daraufhin, dass beide Moden der gleichen Fluktuation unterliegen, so dass die Differenzfrequenz davon weitgehend unbeeinflusst bleibt. Ein völlig analoges Konzept wurde von Struckmeier et al. an der Universität Marburg realisiert [35]. Jedoch wird zur Rückkopplung hier nur ein Spiegel verwendet, vor dem eine Flüssigkristallmatrix steht. Die Flüssigkristallmatrix wird als elektronisch ansteuerbare Spaltblende verwendet. Durch das Transparentschalten unterschiedlicher Spalten der Flüssigkristallmatrix kann die in die Diode zurückgekoppelte Wellenlänge bestimmt werden. Durch das gleichzeitige Freischalten zweier Spalten in einem bestimmten Abstand voneinander wird ein Zweifarbenbetrieb erreicht. Eine Übersicht über die durchgeführten Experimente mit Zwei-Farben Diodenlasern findet sich in [36].

Erst kürzlich wurde an der Universität Glasgow ein modengekoppelter Diodenlaser auf GaAs/AlGaAs Basis mit einer Pulswiederholfrequenz von bis zu 2,1 THz vorgestellt [37]. Eine solcher Laser sollte sehr gut zur Generation von schmalbandiger Dauerstrich-THz-Strahlung eingesetzt werden können, da hier lediglich die Umlaufzeit des Pulses in einem Resonator zu stabilisieren ist.

Die bereits geleisteten Arbeiten bei der Entwicklung von Zweifarben-Ti:Saphir-Lasern werden aufgrund der Bedeutung für diese Arbeit im folgenden Unterkapitel gesondert betrachtet.

3.1.1. Zweifarben-Ti:Saphir-Laser

Für den Betrieb im Labor sind Ti:Saphir-Laser-Systeme aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Ausgangsleistungen und der breiten Abstimmbarkeit sowohl der Differenzfrequenz als auch der Schwerpunktfrequenz hervorragend geeignet. Auch lässt sich die Bandbreite der emittierten Strahlung problemlos einschränken und ein Einmodenbetrieb erzwingen. Verwendet man anstelle zweier getrennter Laser einen Laser, der gleichzeitig auf zwei Frequenzen emittiert, so ist eine Frequenz- und Phasenkopplung und somit eine Frequenzstabilisierung des Mischsignals zu erwarten. Nachteilig hingegen kann sich der Modenwettbewerb der beiden Farben im Verstärkungsmedium auswirken.

1995 haben Goyette *et al.* [38] die Verwendung von optischen Femtosekunden-Pulsen aus modengekoppelten Ti:Saphir-Lasern zur Generation von schmalbandiger Dauerstrich-THz-Strahlung vorgeschlagen. Dazu müssen zwei Moden aus dem Spektrum des Pulses herausgefiltert werden oder aber eine Frequenz aus dem Spektrum der generierten Mischfrequenzen. Dieser Ansatz verspricht eine breite Abstimmbarkeit und eine hohe Frequenzstabilität des Differenzsignals. Der Nachteil ist jedoch die extrem geringe Leistung einer jeden Mode (ca. 3 μ W pro Mode, bei einem Ti:Saphir-Laser mit 82 MHz Pulswiederholfrequenz), die eine entsprechende große Nachverstärkung in einem Halbleiterlaserverstärker

notwendig macht. Konzepte zur Realisierung eines Mischsignals aus zwei Moden eines Femtosekunden-Ti:Saphir-Lasers werden derzeit im Rahmen der Entwicklung optischer Frequenznormale [39, 40] erforscht.

Bereits in einem der ersten Photomischexperimente verwendeten Brown *et al.* [41] einen Ti:Saphir-Laser, der auf zwei benachbarten Moden gleichzeitig oszillierte. Zur Verwirklichung dieses Konzepts wurden zwei Fabry-Perot-Etalons im Resonator plaziert und so justiert, dass der Resonator auf zwei Moden mit gleicher Intensität lief. Dieses Konzept hat den Nachteil, dass die beiden Frequenzen nicht unabhängig voneinander abstimmbare sind.

Ti:Saphir-Laserquellen, die zwei unabhängig voneinander abstimmbare Frequenzen gleichzeitig generieren, wurden zunächst als gepulste Systeme für nicht entartete Anrege-Abfrage-Experimente gebaut [42, 43]. In beiden Konzepten werden die beiden Farben im gleichen Verstärkungsmedium generiert. Beim Resonator handelt es sich genau genommen um eineinhalb Resonatoren, da nur einige der Spiegel für beide Frequenzen verwendet werden. So besitzt jede der beiden Farben z.B. einen eigenen Endspiegel. Solche Laserquellen werden auf synchrone Pulspropagation und auf kurze Pulslängen hin optimiert und nicht auf die für Dauerstrich-Systeme geforderte Schmalbandigkeit und hohe Ausgangsleistung. Ein Teil der in dieser Arbeit vorgestellten Konzepte zur Realisierung eines Zweifarben Dauerstrich-Ti:Saphir-Lasers basieren auf der Grundform von Leitensdorfer *et al.* [43, 44].

Die beiden bereits realisierten Zweifarben-Dauerstrich-Ti:Saphir-Laser [45, 46] haben den Nachteil, dass die beiden Farben nicht oder nur unzureichend unabhängig voneinander abgestimmt werden können und dass die Bandbreiten der emittierten Frequenzen nicht ausreichend eingeschränkt werden können. Dies wird besonders deutlich bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Charakterisierung eines Resonators auf Basis des Ringlaserkonzepts von Gorris-Neveux *et al.* [46].

Der eigene für die Photomischexperimente mit kohärenter Detektion verwendete Zweifarben-Ringlaser basiert auf einem (einfarbigem) Konzept von P. Schulz [47].

3.1.2. Laserquellen mit $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge

Alle oben beschriebenen Ansätze zur Erzeugung zweier optischer Frequenzen zum Photomischen haben Zentralwellenlängen um 800 nm. Seit einiger Zeit wird jedoch verstärkt auch an Mischerstrukturen für die in der Telekommunikation verwendeten Wellenlängen um $1,55\ \mu\text{m}$ gearbeitet. Getrieben wird diese Entwicklung von den Rahmenbedingungen im radioastronomischen Großprojekt „Atacama Large Millimeter Array“ (kurz: ALMA) (siehe Kapitel 3.6). Die zwei Laserfrequenzen müssen an einem zentralen Ort zu generiert werden um sie dann über optische Glasfasern über Distanzen von bis zu 10 km an die einzelnen Teleskope verteilen zu können. Dies ist bei Wellenlängen um 800 nm wegen der großen Dämpfung in den Fasern nicht möglich.

Für den Wellenlängenbereich um $1,55\ \mu\text{m}$ sind freilaufende, abstimmbare Laserdioden und Erbium-Faserlaser mit den erforderlichen Linienbreiten kommerziell erhältlich. Eben-

so verhält es sich mit allen anderen, meist fasergekoppelten oder faserbasierten, optischen Komponenten, wie z.B. optischen Verstärkern. Aus diesem Grund wird im folgenden nur kurz auf einige Konzepte zur Generation der beiden Frequenzen in einem Resonator eingegangen.

Ganz analog zu den Konzepten von Pan [33] und Struckmeier [35] für 800 nm wurde von Yam et al. [48] ein Diodenlaser mit einem externen faserbasierten Resonator realisiert, dessen Betrieb allerdings bisher nur gepulst gezeigt wurde. Die Frequenzselektion erfolgt auch hier über eine Gitter-Spiegel-Kombination, die Linien sind über Bereiche von bis zu 20 nm abstimbar. Erbium-dotierte Faserlaser im Zweifarbenbetrieb wurden sowohl als Linear- [49] als auch als Ringresonatoren [50] realisiert. Die Wellenlängenselektion basiert auf der oben erwähnten DBR-Technik, die sich für Faserlaser durch direktes Schreiben der Bragg-Gitter in die Faser besonders elegant realisieren lässt. Nachteil des DBR-Konzepts ist auch hier die eingeschränkte Abstimbarkeit.

Für den Frequenzbereich um $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge konnten modengekoppelte DFB-Diodenlaser mit einem Modenabstand bis zu 110 GHz gebaut werden [51]. Aus deren Spektrum lassen sich mit Hilfe von Linienfiltern, wie sie standardmässig in DWDM-Telekommunikations-Systemen² verwendet werden, zwei Moden herausfiltern und mit einem Erbium-dotierten Faserverstärker nachverstärken. Das generierte THz-Signal hat eine bemerkenswerte 3-dB-Linienbreite von $< 100\ \text{Hz}$ (gemessen für einen Modenabstand von 38 GHz)! Dieses Konzept ist für die Erlangung möglichst schmaler THz-Linienbreiten sehr geeignet, auch wenn die Abstimmung durch den festgelegten Modenabstand nur in diskreten Schritten möglich ist. Eine Übertragbarkeit auf Systeme, die bei 800 nm laufen, ist noch zu zeigen.

Für Testaufbauten im Labor steht auch bei $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge ein universell einsetzbarer Zweifarben-Festkörper-Laser zur Verfügung. Alouini *et al.* haben dafür einen Er:Yb:Glas-Laser realisiert [52], der mit Hilfe zweier Etalons auf zwei Farben gleichzeitig oszilliert. Die Mischfrequenz ist zwischen wenigen GHz und 2,7 THz kontinuierlich abstimbar und zeigt eine Linienbreite von kleiner 10 kHz (indirekte Messung mit einem Autokorrelator).

3.2. Photomischer als THz-Strahlquellen

Photomischer zur Generation von Dauerstrich-THz-Strahlung bestehen aus zwei wesentlichen Komponenten, einem schnellen Photoschalter (dem eigentlichen Mischer, nachfolgend auch als photokonduktiver Schalter bezeichnet) und einer Antenne zur Abstrahlung der generierten THz-Leistung. Die vom Photomischer abgestrahlte THz-Leistung ist sowohl von der Charakteristik des Photoschalters als auch der Antenne abhängig, wobei dem Zusammenwirken der beiden Komponenten eine besondere Bedeutung zukommt.

Als Halbleitermaterial wird in der Literatur fast ausschließlich ein bei niedrigen Tem-

² engl.: DWDM: *dense-wavelength-devision-multiplexing*

peraturen ($180^{\circ}\text{C} - 300^{\circ}\text{C}$) mit Molekularstrahlepitaxie³ gewachsenes und bei 600°C ausgeheiltes GaAs verwendet. Das so hergestellte Material wird in der Literatur als LT-GaAs bezeichnet⁴. Das Material besitzt alle zum Photomischen notwendigen Eigenschaften: kurze Einfangzeiten der Ladungsträger, hohe Ladungsträgermobilitäten, große Dunkelwiderstände und damit verbunden hohe Durchbruchfeldstärken. Die Eigenschaften variieren stark mit den Wachstumsparametern. Über das Halbleitermaterial LT-GaAs ist eine unübersehbare Anzahl von Veröffentlichungen publiziert worden. Einige davon werden in Kapitel 5.1 zitiert und diskutiert. Hervorzuheben ist, dass sich etliche der Publikationen widersprechen und nach wie vor Unklarheit über die zur Ladungsträgerdynamik, vor allem zum Ladungsträgereinfang, beitragenden Prozesse besteht. Bisher gibt es keine systematische experimentelle Untersuchung über die optimalen Wachstumsparameter des Materials für die Verwendung in Dauerstrich-THz-Photomischen. In [53] findet sich eine kurze theoretische Betrachtung, die zu dem Schluss kommt, dass für alle THz-Zielfrequenzen ein Material mit möglichst kurzer Ladungsträgereinfangzeit optimal sei. Die Überlegungen gehen jedoch von einer von der Wachstumstemperatur unabhängigen Ladungsträgermobilität aus, was, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden wird, nicht richtig ist.

Als Kuriosum erweisen sich zwei Konferenzbeiträge aus der Gruppe um D. Lippens [54, 55], die nicht ausgeheiltes LT-GaAs erfolgreich zum Photomischen verwenden. Dies ist insofern erstaunlich, da der Dunkelwiderstand und damit die Durchbruchspannung beim Ausheilen drastisch zunehmen und bei nicht ausgeheilten Proben somit nur wesentlich niedrigere Vorspannungen angelegt werden können.

Einzige Alternative zu LT-GaAs ist ein GaAs-Material, bei dem während des GaAs-Wachstums (bei normalen Temperaturen von ungefähr 600°C) Schichten mit ErAs-Inseln in das Material eingelagert werden [56, 57]. Die Eigenschaften entsprechen denen von LT-GaAs, wobei eine verbesserte thermische Leitfähigkeit beobachtet wurde. Ein Vorteil bei der Herstellung ist, dass sich die Wachstumsparameter und damit die Materialeigenschaften besser kontrollieren lassen als beim Wachstum bei niedrigen Temperaturen. Auch mit Photomischen basierend auf diesem Material konnte erfolgreich THz-Strahlung generiert werden [58].

Der Photoschalter selbst kann entweder aus einer Struktur mit verzahnten Metall-Halbleiter-Metall-Elektroden⁵ oder aus einem ungefähr $5 \cdot 10 \mu\text{m}^2$ großen flächigen Photoschalter [18] bestehen. In der weiteren Literatur findet sich jedoch an keiner Stelle ein systematischer Vergleich der THz-Emission von Mischern mit verzahnten MSM-Strukturen und flächigen Schaltern. Die maximal im Photoschalter generierte THz-Leistung hängt von der optischen Leistung und von der Vorspannung ab, die an das Bauelement angelegt werden kann. Die leistungsbegrenzenden Faktoren für verzahnte MSM-Photoschalter auf LT-GaAs-Basis werden in [59, 60, 61] genauer untersucht. Dabei werden zwei limi-

³ *im Englischen:* molecular beam epitaxy, kurz: MBE

⁴ *engl.:* LT, kurz für low-temperature-grown

⁵ *im Englischen:* interdigitated metal semiconductor metal structures, kurz: MSM

tierende Faktoren benannt: i) Durch die planare Metallstruktur nimmt das elektrische Feld der Vorspannung in die Tiefe der Mischer stark ab [59]; ii) Die schlechte thermische Leitfähigkeit des LT-GaAs-Materials limitiert die maximale optische Leistungsdichte (max. $9 \cdot 10^4 \text{ W cm}^{-2}$) und den maximalen Photostrom über den Photoschalter [60]. Experimentelle Untersuchungen zur Lösung dieser beiden Schlüsselprobleme der LT-GaAs-Photomischer finden sich in [62, 63]. Es wird versucht, die LT-GaAs-Filme möglichst dünn zu halten und auf einen Bragg-Spiegel mit hoher thermischer Leitfähigkeit aufzubringen. Dadurch werden sowohl die thermischen Eigenschaften des Photomischer verbessert als auch das anliegende elektrische Feld besser ausgenutzt. Licht, das beim ersten Durchgang durch das LT-GaAs nicht absorbiert wird, wird am Bragg-Spiegel reflektiert und läuft erneut durch das Material. Ein Nachteil dieses Konzepts ist, dass es aufgrund der Bragg-Bedingungen des Spiegels und des Fabry-Perot-Effekts im LT-GaAs auf einen schmalen Frequenzbereich um die Zielfrequenz herum beschränkt ist.

Eine weitere Möglichkeit, die Leistungsbegrenzung der Photomischer zu überwinden, ist, die eingestrahlte optische Leistung über eine größere Fläche zu verteilen und so die optische Leistungsdichte gering zu halten. Dazu muss der Photoschalter vergrößert werden. Dieser Ansatz wird derzeit von zwei Gruppen mit Wanderwellen-Photomischern⁶ verfolgt. Am JPL in Pasadena wurde ein Photomischer entwickelt, dessen photokonduktiver Schalter sich zwischen den Leitern eines THz-Streifenleiters befindet und eine Länge von $250 \mu\text{m}$ aufweist [64]. Das Konzept ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die zwei Laserstrahlen werden

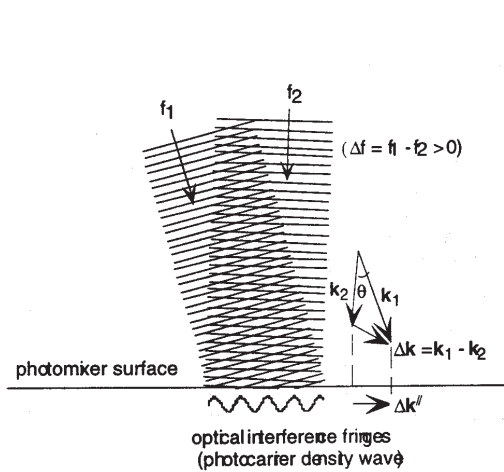


Fig. 1: The angle-tuned phase-matching scheme.

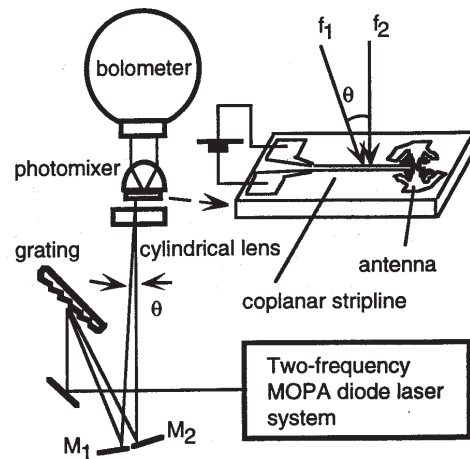


Fig. 2: Experimental setup.

Abbildung 3.2.: Wanderwellenphotomischer (JPL). Fig. 1: Prinzip der Phasenanpassung durch Verkippen der beiden eingestrahlten optischen Strahlen zueinander. Fig. 2: Experimenteller Aufbau und Photomischerstruktur. Aus [64, 65].

⁶in Englischen: travelling-wave photomixer

mit Hilfe einer Zylinderlinse unter einem Winkel zwischen die beiden Leiterbahnen fokussiert. Das Interferenzmuster auf dem Photoschalter wandert mit einer Geschwindigkeit, die durch die Differenzfrequenz der beiden Farben und den Winkel der Strahlen zueinander gegeben ist. Die im Photoschalter generierte THz-Welle läuft ebenfalls entlang des Streifenleiters. Durch eine geeignete Einstellung des Winkels zwischen den beiden Strahlen lässt sich die Phasengeschwindigkeit des Interferenzmusters an die Phasengeschwindigkeit der entstehenden THz-Welle anpassen. Dadurch addieren sich alle an den verschiedenen Orten auf dem Photomischer generierten Beiträge der THz-Welle konstruktiv, und es wird ein vergleichsweise großes THz-Signal in die Antenne am Ende des Wellenleiters eingekoppelt. Mit dem beschriebenen Design lassen sich optische Leistungen bis zu 300 mW zum Photomischen nutzen. Die emittierte Leistung von rund $1 \mu\text{W}$ bei 1 THz [66] ist die höchste bisher mit Hilfe eines Photoschalters generierte THz-Leistung, wobei nach Maßgabe der verwendeten Antenne eine volle Abstimmbarkeit gewährleistet ist. Der Nachteil dieser Anordnung ist, dass die beiden optischen Frequenzen freistrahrend in den Mischer eingekoppelt werden müssen. Im Gegensatz dazu erlaubt der von E. Duerr *et al.* am MIT entwickelte Photomischer eine Einkopplung des optischen Schwebungssignals mit Hilfe von Glasfasern [67], ist jedoch nicht über einen großen Frequenzbereich hinweg abstimmbare. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt, wird die optische Welle mit Hilfe eines vergrabenen Wellenleiters aus AlGaAs unter dem photokonduktiven Schalter geführt und evaneszent in das darüber befindliche LT-GaAs eingekoppelt. Die generierte THz-Welle wird wie in

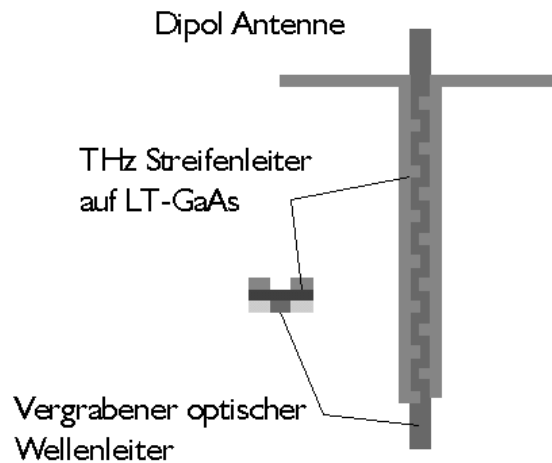


Abbildung 3.3.: Wanderwellenphotomischer (MIT). Nach [67].

dem oben beschriebenen Bauelement des JPL in einem Streifenleiter zur Antenne geführt. Die Phasengeschwindigkeiten der optischen Modulation und der THz-Welle werden aneinander angeglichen, indem die THz-Welle mit Hilfe von in den Wellenleiter integrierten Kapazitäten verlangsamt wird. Dies ist idealerweise nur für eine THz-Frequenz möglich.

Wie bereits oben erwähnt, ist es wünschenswert, das optische Schwebungssignal mit Hilfe einer Glasfaser in den Photomischer einzukoppeln. Der Vorteil einer solchen Einkopplung ist, dass sie, nachdem die Faser einmal auf den Mischer geklebt ist, nicht mehr nachjustiert werden muss. Der Mischer lässt sich ohne Leistungsverlust bewegen. Fasergekoppelte Photomischer wurden erstmals von Verghese *et al.* verwendet [17].

Die ersten von Brown *et al.* [12, 13, 41] vorgestellten Photomischer basieren auf LT-GaAs-Photoschaltern, deren elektrisches Signal über einen koplanaren Wellenleiter und ein Koaxialkabel in einen Hochfrequenzspektrumanalysator geleitet wird. Die Messdaten erstrecken sich bis 25 GHz. Für Experimente, bei denen die Hochfrequenzstrahlung quasi-optisch zu einem Detektor geleitet werden soll, muss der photokonduktive Schalter in eine Antennenstruktur zur Abstrahlung eingebettet werden. Dafür stehen sowohl breitbandige als auch schmalbandige resonante Antennen zur Verfügung. Bei den publizierten breitbandigen Antennen handelt es sich um selbst-komplementäre logarithmische Spiralantennen mit drei Gängen [15, 68] und um sog. Bow-tie-Antennen⁷ [18]. Für resonante Antennen stehen ebenfalls unterschiedliche Designs zur Verfügung: einfache Dipolantennen [69, 18], einfache Schlitzantennen [69], Doppeldipol- und Doppelschlitzantennen [61] sowie Patchantennen [70, 71, 72]. Ein Vergleich zwischen Spiral-, Dipol-, und Schlitzantennen findet sich in [69]. Das Emissionsverhalten von Dipol- und Bow-tie-Antennen wird in [18] verglichen. Grundsätzlich lässt sich feststellen, dass die Breitbandigkeit der Antennen immer auf Kosten der abgestrahlten Leistung geht, für eine effiziente Abstrahlung bei fester Zielfrequenz sollte also immer eine möglichst resonante Charakteristik der Antenne gewählt werden. Auf das zentrale Problem der Photomischer, die Impedanzfehlanpassung zwischen Photoschalter und THz-Antenne, wird in keiner Publikation eingegangen.

Neben den konventionellen Photomischern auf Basis photokonduktiver Schalter wurden in den vergangenen Jahren immer wieder alternative Mischerkonzepte vorgestellt, die höhere THz-Leistungen versprechen, jedoch noch keine Reife erlangt haben, so dass sie in Systemen einsetzbar wären. Dazu zählen Wanderwellen-PIN-Strukturen auf LT-GaAs-Basis [73] und Mischer, die die optisch kontrollierte Elektronenemission eines Feldeffekttemitters mit der Emission von THz-Strahlung aufgrund der Modulation eines Elektronenstrahls, bzw. mit einem Freien-Elektronenstrahl-Laser verbinden [74].

3.2.1. Photomischer für 1,55 μm Wellenlänge

Für den Wellenlängenbereich um 1,55 μm stehen im Gegensatz zu den Wellenlängen um 800 nm bisher keine geeigneten Halbleitermaterialien für Photomischer zur Verfügung, die die bereits in Kapitel 3.2 genannten Eigenschaften (kurze Einfangzeiten der Ladungsträger, hohe Ladungsträgermobilitäten, große Dunkelwiderstände und damit verbunden hohe Durchbruchfeldstärken) aufweisen. Vor allem konnten bisher die notwendigen kurzen Ladungsträgereinfangzeiten für Materialien mit einer Bandlücke $< 0,8 \text{ eV}$ nicht realisiert

⁷ *engl.*: Krawatte in Fliegenform, beschreibt das Aussehen der Antenne

werden. In gepulsten THz-Systemen wurden Versuche mit LT-GaAs-Photomischern als THz-Detektoren für $1,55\ \mu\text{m}$ optische Wellenlänge durchgeführt [75]. Da hierbei sehr ineffiziente Zweiphotonenprozesse genutzt werden, ist nicht zu erwarten, dass dieser Ansatz auch für die Generation von Dauerstrich-THz-Strahlung geeignet ist. Weitere Experimente mit fs-Anregung bei $1,55\ \mu\text{m}$ wurden mit supraleitenden Photomischermaterialien [76] und mit InAs- [77] bzw. InSb- [78, 79] Oberflächenemittern durchgeführt. Erstere haben den Nachteil, dass sie nur bei niedrigen Temperaturen (Sprungtemperatur für YBCO: 82 K) funktionieren, letztere haben nicht die für photokonduktive Dauerstrich-Photomischer notwendigen kurzen Ladungsträgereinfangzeiten.

Die derzeit für $1,55\text{-}\mu\text{m}$ -Photomischer zur Erzeugung von Dauerstrich-THz-Strahlung geeignetsten Ansätze stammen aus den Photonics Laboratories der Fa. *NTT* in Japan. Hier wurden pin-Photodioden auf Basis von InP/InGaAs-Heterostrukturen hergestellt [80]. Das im nachfolgenden vorgestellte Konzept wird als *Uni-Travelling-Carrier Photodiode*, kurz UTC-PD bezeichnet. Das zeitliche Antwortverhalten dieser Strukturen ist durch die Transitzeit der Ladungsträger limitiert (Driftzeit-Bauelement). Durch eine Trennung von Absorptions- und Kollektorschicht tragen nur die sehr schnellen Elektronen zum Ladungstransport bei. Die Löcher hingegen werden fast instantan eingefangen. Dadurch lassen sich sehr schnelle Zeitkonstanten realisieren (3-dB-Bandbreite: 150 GHz). Die weiteren Vorteile dieser Anordnung sind die hohe Sättigungsschwelle und die niedrigen benötigten Vorspannungen aufgrund der hohen Mobilität der Elektronen. Den Wissenschaftlern bei NTT ist es gelungen, einen Wanderwellen-Photodetektor [81] zu entwickeln, der aus drei hintereinander angeordneten UTC-PDs besteht. Die optische Einkopplung in die UTC-PDs erfolgt über einen vergrabenen optischen Wellenleiter, während das generierte Hochfrequenzsignal in einem koplanaren Streifenleiter geführt wird. Die einzelnen Dioden sind dabei so angeordnet, dass sich ihre Hochfrequenz-Ausgangssignale konstruktiv überlagern. Es wurden bereits erste (bisher unveröffentlichte) Experimente durchgeführt, die das Hochfrequenzsignal in eine Antenne einspeisen und quasi-optisch abstrahlen. Ein vergleichbarer Ansatz einer Gruppe um das Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn verwendet eine Wanderwellenmischerstruktur auf Basis von InP [82] und konnte erfolgreich bei 460 GHz betrieben werden.

3.3. Kohärente Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung

Wie einleitend bereits erwähnt, wurden bis 1998 ausschließlich Bolometer [83, 84] zur Detektion optoelektronisch erzeugter Dauerstrich-THz-Strahlung verwendet, während in gepulsten THz-Systemen kohärente Detektionsverfahren bereits seit 1992 [9] verwendet werden. Viele Wissenschaftler glaubten nicht, dass kohärente Detektionsverfahren auch für Dauerstrich-Systeme nutzbar wären. Dafür gab es gute Gründe: eine wichtige Eigenschaft der photokonduktiven Detektion in gepulsten THz-Systemen ist die zeitliche Beschränkung der Sensitivität der Antenne auf den Zeitpunkt des Eintreffens des optischen Probe-Pulses

und darüber hinaus der hohe mittlere Ohmsche Widerstand des Photoschalters. Beides führt zu einem extrem geringen Rauschen. Im Vergleich zum zeitlichen Abstand der Laserpulse von typischerweise 10 ns ist die Antenne nur über einen Zeitabschnitt von weniger als 1 ps sensitiv. Bei Dauerstrich-Systemen hingegen ist die Antenne etwa gleich lang sensitiv wie insensitiv (Maxima und Minima des Schwebungssignals wiederholen sich mit einer THz-Frequenz). Dadurch ist das System rauschempfindlicher, sowohl in Bezug auf die THz-Hintergrundstrahlung als auch auf das thermische Rauschen.

So war es überraschend, als Verghese *et al.* [14, 85] zum ersten Mal die photokonduktive Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung demonstrierten. Die dabei erreichten Systemparameter lassen eine Herausforderung für die gepulsten Systeme erwarten: „Such a system can outperform systems based on time-domain photoconductive sampling in frequency resolution, spectral brightness, system size and cost.“ [14]. Im veröffentlichten Dauerstrich-THz-System werden zwei logarithmische Spiralantennen als Emitter und Detektor mit dem Schwebungssignal (35 mW pro Photomischer) zweier ungekoppelter Ti:Saphir-Laser gepumpt. Das System ist bis zu einer Frequenz von 2 THz kontinuierlich durchstimmbare, wobei das Signal-zu-Rausch-Verhältnis⁸ bis 600 GHz 100:1 beträgt und dann auf 3:1 bei 2 THz abfällt. Ein von den Autoren vorgenommener Vergleich der spektralen Leistungsdichte zwischen dem Dauerstrich-System und einem gepulsten System kommt zu dem Ergebnis, dass die verfügbare Dauerstrich-Leistung in jedem beliebigen 1-MHz-Band 10⁴ mal größer ist als in einem gepulsten System.

Hangyo *et al.* [86] demonstrierten ebenfalls ein photokonduktives System, das jedoch eine Mehrmoden-Laserdiode als Pumpquelle für Emitter und Detektor verwendet. Das detektierte Signal enthält Frequenzen bis ca. 500 GHz (siehe auch Kapitel 3.1), ist also nicht im eigentlichen Sinne ein Dauerstrich-System. Ein Vorteil ist jedoch der einfache Aufbau der Laserquelle und die geringen Kosten. Für einige Anwendungen im Bereich Bildgebung und Spektroskopie sind Schmalbandigkeit und hohe THz-Frequenzen keine notwendigen Voraussetzungen, so dass sich dieses Verfahren dort durchaus etablieren könnte.

Photokonduktive Detektionsmethoden für Dauerstrich-THz-Strahlung können jedoch nicht nur für quasi-optische THz-Systeme verwendet werden, sondern auch für „on-chip“-Systeme, bei denen sich sowohl der Emitter als auch der Detektor auf ein und demselben Halbleiterwafer befinden und die THz-Welle in einem Wellenleiter geführt wird. Das von Zamdmer *et al.* [87, 88] vorgestellte „on-chip“-THz-Spektrometer ist über einen Frequenzbereich von 20 GHz bis 700 GHz abstimmbare. Gerade für spektroskopische Anwendungen im Biotechnologie-Bereich, z.B. DNA-Analyse [89], könnte ein solches „on-chip“-Spektrometer wegen seiner kompakten Bauweise vorteilhaft sein.

Neben der photokonduktiven Methode kann, wie eingangs erwähnt, zur kohärenten Detektion von THz-Strahlung auch der elektrooptische Kerr-Effekt verwendet werden [90, 91]. Während diese Methode für gepulste Systeme zu voller Perfektion entwickelt wurde und dort in „state-of-the-art“-Systemen das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis [92] liefert, fin-

⁸im Englischen: signal-to-noise-ratio, kurz: SNR

det sich für Dauerstrich-Systeme nur eine einzige Quelle in der Literatur. Nahata *et al.* [93] haben 1999 die elektrooptische Detektion eines photokonduktiv generierten Dauerstrich-THz-Signals bis 1,3 THz demonstriert. Eigene theoretische Abschätzungen zeigen, dass im Hinblick auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis die elektrooptische Methode sehr vielversprechend ist, da neben den bekannten polarisationssensitiven Messverfahren auch frequenzselektive Verfahren eingesetzt werden können [94].

3.4. „State-of-the-art“ — eine Übersicht

In Tabelle 3.1 ist der Stand der Technik für die Erzeugung und Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung aus der Literatur zusammengefasst. Es sind die jeweils besten gemessenen Werte für die System-Parameter mit den jeweiligen Literaturstellen aufgelistet. Zum Thema sind außerdem drei Übersichtsartikel erschienen [53, 68, 95].

Max. THz-Leistung:	1 μ W bei 1 THz	Matsuura <i>et al.</i> [66]
THz-Frequenz:	1 GHz bis 3,8 THz	Brown <i>et al.</i> [15]
THz-Linienbreite:	< 2 MHz (über 10 s)	Chen <i>et al.</i> [21]
	430 Hz bei 101 GHz	Hyodo <i>et al.</i> [29]
Frequenzgenauigkeit:	$\approx 10^{-10}$	Chen <i>et al.</i> [21]
Opt. Effizienz: (Konversions-Effizienz)	$\approx 10^{-5}$	
Max. opt. Leistung:	300 mW Wanderwellenmischer	Matsuura <i>et al.</i> [64]
	100 mW für flächige Photoschalter	Tani [96]
	60 mW für verzahnte Photoschalter	Verghese <i>et al.</i> [60]
Opt. Leistungsdichte:	$9 \cdot 10^4$ W cm ⁻² (LT-GaAs)	Verghese <i>et al.</i> [60]
SNR (photokond.):	$\approx 100:1$ bei 600 GHz	Verghese <i>et al.</i> [14]
	$\approx 30:1$ bei 1 THz	

Tabelle 3.1.: Übersicht über den Stand der Technik für Photomischer und kohärente THz-Systeme.

3.5. Bildgebung mit THz-Strahlung — T-Ray Imaging

1995 demonstrierte die Gruppe um M. Nuss in den Bell-Laboratorien der Fa. *Lucent* (vormals *AT & T*) erstmals die Verwendung eines kohärenten, optoelektronischen THz-Systems zur Bildgebung in Transmission [97, 98, 99] und Reflexion [100]. Das zu messende Objekt wurde punktweise durch den Fokus eines mit Hilfe eines optischen Kurzpulslasersystems erzeugten THz-Pulses geschoben und so ein Bild erzeugt. Bald darauf wurden

AT & T vom amerikanischen Patentamt mehrere Patente auf die Verfahren zur optoelektronischen THz-Bildgebung erteilt [101, 102]. In den folgenden Jahren begannen mehrere Gruppen weltweit auf dem Gebiet der THz-Bildgebung zu arbeiten. Eine große Anzahl von Veröffentlichungen erschien. Im folgenden werden einige ausgewählte Veröffentlichungen vorgestellt, die neue Techniken in das Feld der THz-Bildgebung einführen oder potentielle Anwendungsgebiete aufzeigen.

Die Verwendung von THz-Pulsen erlaubt nicht nur eine Messung der durch ein Objekt transmittierten oder reflektierten Amplitude, sondern auch die Bestimmung der Zeit, die der THz-Puls zum Passieren der Probe benötigt (Laufzeitmessung⁹). Außerdem erlauben die Reflektionen an den unterschiedlichen Oberflächen eines Objekts die Gewinnung von Information über die Struktur der Probe in Strahlrichtung. Diese Eigenschaften der THz-Pulse lassen sich in der Bildgebung dazu verwenden, Tomographie zu betreiben, wie erstmals von Middleman *et al.* gezeigt [103]. Die maximale Auflösung eines klassischen abbildenden optischen Systems liegt in der Größenordnung der halben verwendeten Wellenlänge. Die verwendete THz-Strahlung mit einer Frequenz von 1 THz hat eine Wellenlänge von 300 μm . Im Vergleich zu den optischen Wellenlängen oder gar zur Röntgenstrahlung ist diese sehr groß. Für mikroskopische Anwendungen gerade im biomedizinischen Bereich werden bessere Auflösungen benötigt. Dieser Gedanke führte dazu, dass Nahfeldmethoden auch in THz-Systemen implementiert wurden [104, 105, 106]. Eine hervorragende Auflösung wurde mit einem THz-Nahfeldsystem mit einer dynamischen Apertur gemessen [107]. In einem herkömmlichen THz-Bildgebungssystem wird ein Teil des Laserpulses mit Hilfe eines mechanischen Lichtzerhackers moduliert und auf einen GaAs-Wafer unmittelbar vor der Probe fokussiert. In der Position des optischen Fokus werden Ladungsträger im GaAs generiert, die den THz-Strahl abblocken und als effektive Apertur bzw. Blende wirken. Die Detektion des Lock-in-Verstärkers erfolgt auf der Modulationsfrequenz des Aperturstrahls. Die gemessene Auflösung beträgt 50 μm bei 1 THz.

In der Gruppe um X.-C. Zhang am Rensselaer Polytechnique wurden erste Experimente zur Realisierung eines computertomographischen THz-Systems durchgeführt [108, 109]. Dieses System ermöglicht die Generation eines dreidimensionalen THz-Bildes von ausgedehnten Körpern analog zu den Techniken, die im Röntgenbereich Verwendung finden.

Ein entscheidender Nachteil der bisher vorgestellten Bildgebungssysteme ist der serielle Charakter der Messung. Da das Objekt durch den Fokus des THz-Strahls gerastert werden muss, kann immer nur ein räumlicher Datenpunkt nach dem anderen gemessen werden. Verwendet man ein niederrepetierliches Verstärkerlasersystem, so kann ausreichend THz-Leistung pro Puls generiert werden, dass eine flächige Durchleuchtung des Objekts möglich ist. Die elektrooptische Detektion der THz-Strahlung erfolgt ebenfalls flächig mit Hilfe eines großen ZnTe-Kristalls und einem Polarisator vor einer CCD-Kamera [110].

Nachdem auch im THz-Frequenzbereich die Methoden der Bildgebung, wie sie in anderen Wellenlängenbereichen der Optik verwendet werden, zugänglich werden (Nahfeld-

⁹ *im Englischen: time-of-flight-information*

[104] und Dunkelfeldmethoden [111], Computertomographie [108, 109]), stellt sich die Frage nach den Anwendungen. Hier bieten sich weite Felder an, für die bereits erste Experimente die Machbarkeit demonstrieren: i) Verpackungs-Kontrolle, ii) Gas-Sensorik und Flammenspektroskopie, iii) Biomedizin, iv) Radarsysteme und v) Oberflächen- und Materialanalyse. Die niedrige THz-Absorption verschiedener Kunststoffe, Pappen und Papier ermöglichen, ähnlich wie mit einem Röntgengerät, in Verpackungen, z.B. Schachteln, mit Hilfe eines THz-Bildgebungssystems hineinzuschauen. Beispiele hierfür finden sich in [5]. Offensichtlich wird der Nutzen vor allem, wenn man nach bestimmten Objekten in Pulvern [112, 113] oder Schüttgütern sucht (z.B. Rosinen in Cornflakes). Anders als Festkörper zeigen Gase und polare Flüssigkeiten charakteristische Resonanzen, deren diskrete Frequenzen im THz-Bereich liegen. Es finden sich daher etliche Arbeiten zur Gasspektroskopie (z.B. [114, 115]). Wendet man diese Form der Spektroskopie in einem bildgebenden System an, so lassen sich z.B. räumliche Informationen über Verbrennungsprozesse gewinnen [116, 117], die mit anderen Methoden nicht zugänglich sind. Im biomedizinischen Bereich ist die Verwendung von THz-Strahlung aufgrund des hohen Wassergehalts (Absorption!) biologischen Gewebes stark eingeschränkt, aber auf der anderen Seite auch sehr vielversprechend. Beschränkt man sich auf pathologische, dehydrierte Proben, die in Wachs gegossen werden [118], so lassen sich sehr gute Bilder erstellen, in denen zwischen verschiedenen Gewebearten unterschieden werden kann. In diesem Feld konkurriert die THz-Bildgebung jedoch mit anderen sehr etablierten Methoden, die oft seit Jahrzehnten in der Pathologie Verwendung finden. In-vivo Messungen an Menschen oder Tieren beschränken sich aufgrund der hohen Wasserabsorption auf Zähne und Haut. THz-Messungen an Zähnen [119, 120] haben gezeigt, dass sich Karies bereits in einem Vorstadium im Zahn als Demineralisierung bemerkbar macht. Diese ist von außen, also mit optischen Methoden, nicht und mit Röntgenverfahren nur in speziellen Fällen erkennbar. Das THz-Bild hingegen zeigt bereits die entstandenen Löcher, bzw. die demineralisierten Bereiche (siehe Abb. 3.4). Die genauen Kontrastmechanismen sind derzeit Gegenstand von Untersuchungen. Es wird vermutet, dass das poröse, demineralisierte Zahnmaterial zum einen eine erhöhte Streuung aufweist, zum anderen aber auch Wasser aufnehmen kann und somit auch eine erhöhte Absorption zeigt. Haut zeichnet sich aus der Sicht der THz-Bildgebung ebenfalls dadurch aus, dass die Oberflächenregion relativ trocken und in Reflexionsgeometrie zugänglich ist. Die Eindringtiefe der THz-Strahlung beträgt mehrere 100 μm . Messungen haben gezeigt, dass auch in Reflexion zwischen verschiedenen Gewebetypen unterschieden werden kann. So lässt sich nicht nur gesunde Haut von pathologischem Gewebe unterscheiden, sondern auch zwischen einzelnen Arten von Tumoren [121, 122]. Besonders interessant sind auch Untersuchungen an Verletzungen, wie z.B. Verbrennungen, da hier auch Informationen über das Wundprofil gewonnen werden können. Heilungsprozesse lassen sich so sehr detailliert untersuchen. Bisher nicht eindeutig geklärt sind die Kontrastmechanismen, die zur Entstehung der THz-Bilder führen [123]. Die Resonanzen biologischen Gewebes sind im Frequenzraum stark verbreitert. Charakteristiken lassen sich allenfalls erkennen, wenn man die

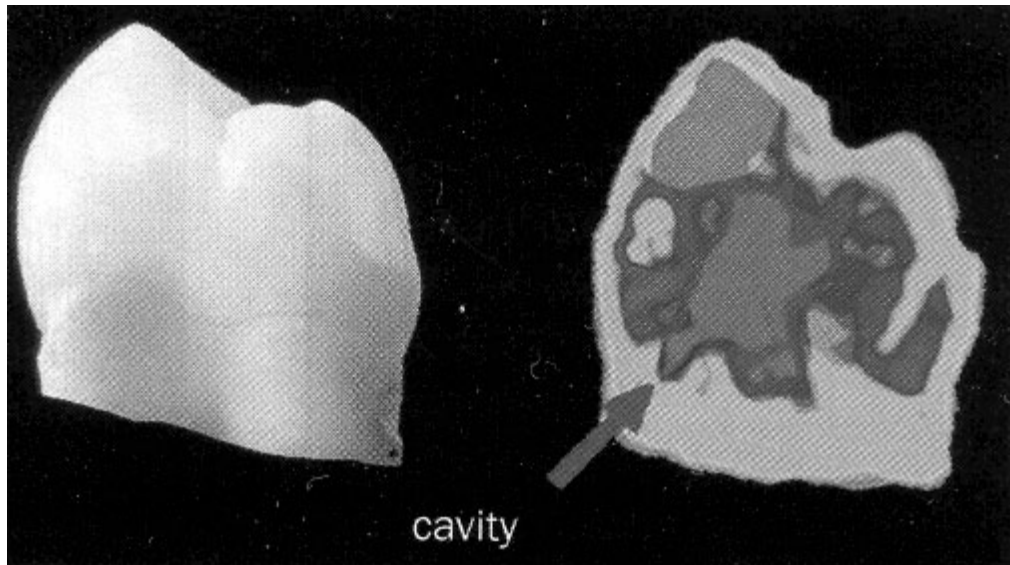


Abbildung 3.4.: Optisches (links) und THz-Bild (rechts) eines Zahns mit Loch und demineralisierten Bereichen. Aus [119].

kompletten Spektren unterschiedlicher Gewebetypen miteinander vergleicht. Messungen in Frankfurt an archivierten Proben haben gezeigt, dass Streuung und Beugung an Grenzflächen zwischen unterschiedlichen Geweben einen erheblichen Beitrag zur Kontrastbildung leisten. Verwendet man die Dunkelfeldmethode, bei der alle direkt („ballistisch“) durch die Probe gehenden Strahlen mit Hilfe einer Blende geblockt werden, so detektiert man nur den gestreuten Anteil des THz Signals [111]. Das so generierte Signal kann komplementär zu anderen Messungen verwendet werden und erhöht die Kontraste an Grenzflächen, z.B. den Rändern eines Tumors. Auch im Bereich der DNA-Analyse besteht Aussicht auf die erfolgreiche Anwendung von THz-Systemen. Die Gruppe um P. Haring Bolivar konnte zeigen, dass sich die THz-Transmission von hybridisierten und denaturierten (doppel- bzw. einsträngigen) DNA-Molekülen deutlich voneinander unterscheidet [89]. Für die Analyse tausender unterschiedlicher DNA-Stränge auf einem Biochip ist auch hier wieder ein räumlich auflösendes (bildgebendes) System notwendig. Eine Übersicht über die medizinische THz-Bildgebung findet sich in [6, 124].

Ein Zeichen für das große Interesse an der Bildgebung im THz-Frequenzbereich mit optoelektronischen Systemen ist, dass in den vergangenen Jahren mehrere Firmen Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten auf diesem Gebiet initiiert haben. Dies sind im einzelnen: In den USA die Firma *Picometrix Inc.* (Ann Arbor), die inzwischen kommerziell ein gepulstes THz-System anbietet, das explizit auch für bildgebende Anwendungen ausgelegt ist [125]. In Europa beschäftigt sich *Teraview Ltd.* (vormals *Toshiba Research Europe Ltd.*, Cambridge) mit der Entwicklung eines THz-Bildgebungssystems zur Diagno-

se von Hautveränderungen und Tumoren. Die Firma *Nikon* in Japan hingegen setzt auf Anwendungen in der Halbleiterindustrie und hat ein System zur Bildgebung an Siliziumwafern entwickelt [126]. Mit Hilfe des Systems lassen sich die Ladungsträgerkonzentration und –mobilität räumlich aufgelöst messen und Inhomogenitäten bei der Waferherstellung erkennen [127, 128, 129].

Alle bisher für die Bildgebung vorgestellten optoelektronischen Systeme nutzen Kurzpulslaser zum Treiben der Emitter und Empfänger. Erste Experimente zur Bildgebung mit einem Dauerstrich-THz-System wurden in Frankfurt [95, 130] und an der Technischen Universität Braunschweig [131] durchgeführt. In beiden Experimenten wurden jedoch Bolometer zur Detektion der Strahlung verwendet. Weitere bisher gezeigte „Anwendungen“ von Dauerstrich-THz-Systemen beschränken sich auf Gas- und Molekülspektroskopie: CH₃CN (Acetonitril) [21, 132], CO (Kohlenmonoxid) [132], SO₂ (Schwefeldioxid) [133]. In diesen Experimenten wurden ebenfalls Bolometer zur Detektion verwendet. Für diese Art von Spektroskopie, bei der die Detektion schmalbandiger Absorptionslinien im Vordergrund steht, sind Dauerstrich-Systeme aufgrund ihrer hohen Frequenzauflösung hervorragend geeignet. Das erste bildgebende System, das optoelektronisch generierte und detektierte Dauerstrich-THz-Strahlung verwendet, wird im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt.

In der letzten Zeit wurde von Rehm *et al.* [134] ein rein elektronisches, phasensensitives Dauerstrich-THz-System vorgestellt, das eine 600 GHz Rückwärtswellenröhre¹⁰ als Quelle und einen Schottky-Dioden-Mischer als Detektor verwendet. Die Phaseninformation wird in diesem System mit Hilfe eines THz-Referenzstrahls (nach dem Interferometerprinzip) gewonnen. Darüber hinaus finden sich in der Literatur rein elektronische kohärente Dauerstrich-THz-Systeme auf Basis von nichtlinearen Diodenleitungen, z.B. [135].

Abschließend zu diesem Überblick über den Stand der Forschung und die entsprechende Literatur muss noch darauf hingewiesen werden, dass die THz-Bildgebung, obwohl sie eine Technologie ist, die gerade erst den Kinderschuhen entwächst, bereits Eingang in die populäre Literatur gefunden hat. Tom Clancy beschreibt in seinem Thriller „Games of State“ [136] ein THz-System im Agenteneinsatz.

3.6. Optoelektronische THz-Lokaloszillatoren

Einer der Motoren für die Entwicklung effizienter Dauerstrich-THz-Quellen ist die Radioastronomie. Die Beobachtungsfrequenzen der Astronomen werden zu immer höheren Frequenzen geschoben. Die derzeit in der Entwicklung befindlichen Instrumente sollen Frequenzen bis 1,3 THz und mittelfristig auch darüber erschließen. Für radioastronomische Beobachtungen werden ausschließlich Heterodynverfahren zur Detektion verwendet. Dabei wird das Himmelssignal mit dem Signal eines sogenannten Lokaloszillators (LO) gemischt. Die zu beobachtende Frequenz und die Frequenz des LO sind dabei leicht unterschiedlich, so dass die Differenzfrequenz in elektronisch leicht zugänglichen Frequenzbereichen

¹⁰ *im Englischen: backward-wave oscillator, kurz: BWO*

liegt [84]. Für einzelne Teleskope wird angestrebt, so weit wie möglich rein elektronische, hochfrequente LOs zu verwenden. Die Stärke der photonischen, d.h. optoelektronischen LOs, liegt insbesondere oberhalb der Frequenzen, die derzeit mit elektronischen Methoden erschlossen werden können (oberhalb 1 THz), und in ihrer breiten Abstimmbarkeit.

Analog zu den Bestrebungen bei den sichtbaren Wellenlängen ist man auch in der Radioastronomie bestrebt, das Auflösungsvermögen der Teleskope zu erhöhen. Dabei versucht man vor allem, die freie Apertur der Instrumente zu vergrößern, indem man statt einzelner großflächiger Antennen Systeme aus mehreren interferometrisch verschalteten Teleskopen (sogenannte Arrays) baut [137]. In der Radioastronomie bedeutet dies, dass jede Antenne eines Arrays mit einem eigenen LO versehen werden muss, wobei alle LOs phasenstarr gekoppelt sein müssen. Das zur Zeit größte Projekt auf diesem Gebiet ist das *Atacama Large Millimeter Array* (kurz: ALMA), das in der Atacama-Wüste in Chile errichtet werden soll [3]. Es wird aus ca. 100 Antennen bestehen. Eine Animation des Teleskoparrays ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Der Abstand zwischen den beiden am weitesten vonein-

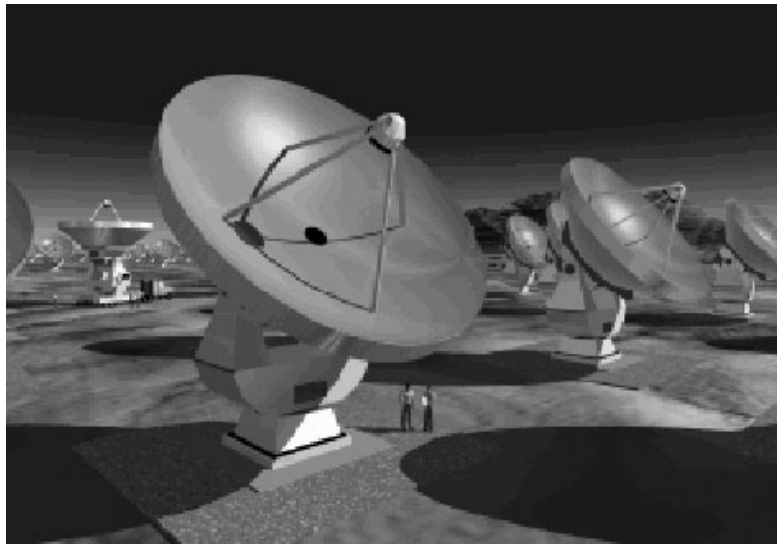


Abbildung 3.5.: Computeranimation des geplanten Atacama Large Millimeter Array-Teleskops in Chile. Der größte Abstand zwischen zwei Antennen beträgt ungefähr 10 km. Aus [3].

ander entfernten Antennen beträgt 10 km. Um das Problem der phasenstarrten Kopplung der LOs zu lösen, bieten sich photonische Ansätze an, bei denen zwei Laserstrahlen an einem zentralen Ort erzeugt werden und über Glasfaser zu den einzelnen Antennen geführt werden. Am Ort der Antenne werden die optischen Signale nachverstärkt und mit Hilfe von Photomischern in THz-Signale umgesetzt. Die verlustarme Führung in Glasfasern und eine effiziente Nachverstärkung sind derzeit jedoch nur im sogenannten Telekomfenster bei

1,55 μm Wellenlänge möglich. Dies erklärt die in den Kapiteln 3.1.2 und 3.2.1 beschriebenen Aktivitäten zur Entwicklung von Zweifarben-Laserquellen und Photomischern in diesem optischen Wellenlängenbereich.

4. Der Zweifarben–Ti:Saphir–Laser

Für die im weiteren Text beschriebenen Photomischexperimente wird eine abstimmbare Zweifarben–Laserquelle benötigt. Der für die Experimente entwickelte Zweifarben–Ti:Saphir–Laser hat gegenüber zwei unabhängigen einfarbigen Laserquellen den Vorteil, dass er mit nur einem Laserkristall auskommt und darüber hinaus einige der anderen Komponenten ebenfalls von beiden Farben gemeinsam genutzt werden. Ein weiterer Vorteil des Zweifarben–Konzepts liegt darin, dass die Strahlpfade der beiden Farben räumlich nah beieinander liegen und so den gleichen Störungen, z.B. aufgrund von Luftverwirbelungen, unterworfen sind. Es ist zu erwarten, dass Frequenzfluktuationen in beiden generierten Farben gleichzeitig und mit gleichem Vorzeichen auftreten und sich so im Differenzsignal nicht bemerkbar machen. Der Ti:Saphir–Laser bietet gegenüber Diodenlaserkonzepten den Vorteil einer sehr breiten Abstimmbarkeit nicht nur der Differenz–, sondern auch der Schwerpunktfrequenz und stellt damit eine ideale Laserquelle für das Labor dar.

Im ersten Teil dieses Kapitels (Kap. 4.1) wird die grundlegende Physik des Zweifarben–Ti:Saphir–Lasers dargestellt. Es folgt eine kurze Vorstellung der zur Charakterisierung der exakten Wellenlänge, der Differenzfrequenz und der Bandbreite der emittierten Strahlung verwendeten Messinstrumente (Kap. 4.2.1). Im Anschluss wird auf die vier im Rahmen der durchgeführten Experimente aufgebauten Laserresonatoren eingegangen. Zunächst wird das jeweilige Konzept vorgestellt und dann die spektrale Charakteristik des Resonators untersucht. Für die Photomischexperimente sind zum einen die Abstimmbarkeit des Lasers, aber auch die Linienbreite jeder einzelnen Farbe von Interesse. Daher werden beide Eigenschaften detailliert behandelt. Im abschließenden Kapitel 4.7 wird eine Bewertung der Resonatorkonzepte hinsichtlich ihrer Verwendbarkeit in den Photomischexperimenten vorgenommen.

4.1. Laser — Grundlagen

Zum Aufbau eines Lasers werden zwei entscheidende Komponenten benötigt: ein VerstärkermEDIUM und ein Resonator zur Rückkopplung der generierten Strahlung in das VerstärkermEDIUM. Im Rahmen dieses Kapitels werden kurz die physikalischen Grundlagen für diese beiden Teile des Lasers behandelt und dann wird auf ihr Zusammenwirken eingegangen. Ein besonderes Augenmerk wird auf das Zustandekommen der Linienbreite des Lasers gelegt.

4.1.1. Verstärkermedium

Die für den Laser¹ entscheidenden Prozesse sind die Emission und Absorption von Lichtquanten in Atomen. Absorbiert ein Atom ein Lichtquant mit geeigneter Energie $E_{phot} = h \cdot \nu$, so wird das Atom aus seinem Grundzustand E_G in einen Zustand höherer Energie E_1 angeregt. Es speichert die Energie des einfallenden Photons. Der angeregte Zustand ist jedoch nicht stabil und nach einer charakteristischen Zeit geht das Atom wieder in seinen Grundzustand über, wobei ein Photon mit einer Energie, die der Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand entspricht, emittiert wird. Dieser stochastische Prozess wird als spontane Emission bezeichnet und ist Grundlage für viele Lichtquellen, wie z.B. thermische Strahler und Spektrallampen. Für Laser hingegen ist ein anderer Prozess, die stimulierte Emission, von entscheidender Bedeutung. Bei diesem bereits 1917 von Albert Einstein beschriebenen Vorgang [138] bewirkt ein auf ein bereits angeregtes Atom einfallendes Photon die Emission eines Photons mit gleicher Frequenz, Phase und Ausbreitungsrichtung. Ein einfallendes Lichtfeld wird also durch die stimulierte Emission verstärkte Lichtfeld in das Verstärkermedium zurückgekoppelt und so ein optischer Oszillator² realisiert wird.

Drei- und Vier-Niveau-Laser

Besitzt das Verstärkermedium, so wie vorangehend beschrieben, nur zwei energetische Niveaus, so wird es nicht gelingen, eine Überbesetzung des angeregten Niveaus gegenüber dem Grundzustand zu erreichen (Besetzungsinversion), da Absorption und stimulierte Emission gleichwertig, d.h. gleich wahrscheinlich sind [140]. Es wird maximal gelingen, die Hälfte aller Atome anzuregen. Damit ist jedoch keine Verstärkung eines einfallenden Lichtfeldes möglich.

Sind die Energie zur Anregung (nachfolgend auch als Pumpen bezeichnet) des Verstärkermediums und die Energie der emittierten Strahlung unterschiedlich, so lässt sich ein effektiver Verstärker realisieren. Dies wird möglich durch Verwendung eines Materials mit drei Niveaus. In Abbildung 4.1 a) ist das Energieschema eines solchen 3-Niveau-Systems dargestellt. Die Anregung erfolgt vom Grundzustand in den Zustand mit Energie E_2 , für den gilt $E_2 > E_1$. Der Zustand E_2 ist instabil und seine Lebensdauer ist kürzer als die von E_1 . Der Übergang von E_2 nach E_1 kann strahlend aber auch strahlungslos erfolgen. Der Übergang von E_1 nach E_G wird für die stimulierte Emission genutzt. Um eine effektive Verstärkung des Laserlichtfeldes zu erreichen ist es notwendig, das Verstärkermedium so stark zu pumpen, dass eine Besetzungsinversion erreicht wird, d.h. es müssen sich mehr als die Hälfte der Atome im angeregten Zustand E_1 befinden. Der erste funktionsfähige Laser, ein Rubin-Laser, basierte auf einem solchen 3-Niveau-System.

¹ *engl.: light amplification by stimulated emission of radiation*

² Dieser Oszillator kann analog zum elektrischen Oszillator behandelt werden [139].

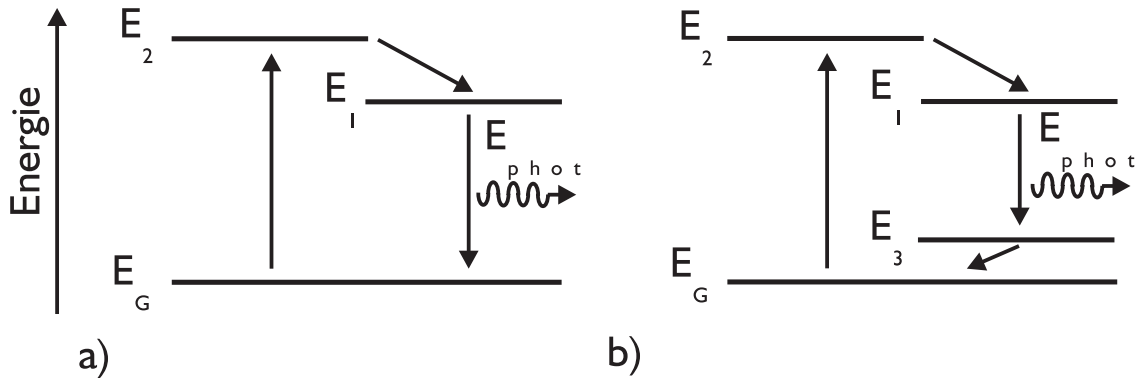


Abbildung 4.1.: Energieschema eines a) 3-Niveau- und b) 4-Niveau-Lasers.

Will man die zum Pumpen notwendige Leistung reduzieren, so muss man ein Medium mit einem zusätzlichen Energieniveau E_3 verwenden. Dieses dient nun als unteres Niveau für den Laserübergang, ist aber nicht mit dem eigentlichen Grundzustand zu verwechseln. Schematisch ist ein solches 4-Niveau System in Abbildung 4.1 b) dargestellt. Der Übergang von E_3 in den Grundzustand E_G erfolgt nun ebenfalls strahlend oder strahlungslos und auf einer relativ kurzen Zeitskala. Zwischen den für den Laserübergang relevanten Energieniveaus E_1 und E_3 ist bereits durch mäßiges Pumpen eine Besetzungsinversion zu erzielen, da der stark besetzte Grundzustand E_G und das gering besetzte untere Niveau des Laserübergangs E_3 voneinander verschieden sind.

Homogene und inhomogene Linienverbreiterung

Eine der entscheidenden Eigenschaften von Laserstrahlung ist ihre Schmalbandigkeit. Entgegen der obigen Beschreibung ist Laserstrahlung jedoch nicht monofrequent (was einer Deltafunktion im Spektrum entsprechen würde), sondern die emittierten Linien sind mehr oder weniger stark verbreitert. Die Mechanismen für die Linienverbreiterung werden in homogene und inhomogene Prozesse unterteilt. Bei homogenen Verbreiterungsprozessen kann jedes Atom jede der möglichen Frequenzen emittieren. Selbst ungestörte, isolierte Atome emittieren aufgrund der Lebenszeitverbreiterung eine Linie mit endlicher Breite. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation gilt $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$. Die charakteristische Zeit für den Übergang ist die Zeitkonstante der spontanen Emission, definiert als der $1/e$ -Abfall der Besetzungszahl des oberen Laserniveaus. Da diese einen endlichen Wert besitzt, ist auch die Unschärfe der Energie von Null verschieden. Es gilt $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h}$. Weitere häufige homogene Verbreiterungsmechanismen sind die sogenannte Sättigungsverbreiterung, die bei hohen Laserleistungen aufgrund der Sättigung der am Laserübergang beteiligten Energieniveaus auftritt [141] und die Druckverbreiterung, die vor allem in Gaslasern bei zunehmendem Gasdruck und den damit verbundenen häufigen Stößen zwischen den einzelnen Atomen auftritt [142]. Bei inhomogenen Linienverbreiterungen hingegen können die

unterschiedlichen Frequenzen einzelnen individuellen Atomen oder Ensembles von Atomen des Verstärkermediums zugeordnet werden. Das bekannteste Beispiel für einen inhomogenen Verbreiterungsprozess ist die Doppler-Verbreiterung. Diese tritt vor allem in Gasen auf und ist auf die statistische Verteilung der Geschwindigkeiten der einzelnen Atome in einem Gas zurückzuführen. Aufgrund der Doppler-Verschiebung kommt es zu unterschiedlich starken Verschiebungen der Resonanzfrequenzen der einzelnen Atome. Neben dieser Unterscheidung können die zwei Gruppen von Linienverbreiterungen auch nach ihren Linienprofilen benannt werden: Lorentz-Verbreiterung (homogene Linienverbreiterung) und Gauß-Verbreiterung (inhomogene Linienverbreiterung). Eine detaillierte Behandlung der Verbreiterungsmechanismen findet sich in [142].

Die verschiedenen Verbreiterungsmechanismen haben unterschiedlichen Einfluss auf das Spektrum der von einem Laser emittierten Strahlung. In einem rein homogen verbreiterten Medium sind die einzelnen Verstärkungsprozesse, die zu der endlichen Linienbreite beitragen, gekoppelt. Es kommt zu einem Wettbewerb zwischen den einzelnen Frequenzen und eine Frequenz gewinnt diesen Wettbewerb. Homogen verbreiterte Lasermedien zeigen daher die Tendenz zu schmalbandiger, einmodiger Emission. Inhomogen verbreiterte Medien hingegen können betrachtet werden, als wären sie aus einzelnen unabhängigen Lichtverstärkern mit unterschiedlichen, schmalbandigen Frequenzen (Moden) zusammengesetzt. Da die Emissionsprozesse der einzelnen Frequenzen voneinander unabhängig sind, kommt es zu keinem Wettbewerb zwischen den einzelnen Moden und der Laser emittiert auf mehreren Moden gleichzeitig.

Reale Lasermedien sind weder vollständig homogen noch inhomogen verbreitert, sondern man findet eine mehr oder weniger starke Ausprägung des einen oder anderen Verbreiterungstyps in Abhängigkeit von der Beschaffenheit des Verstärkermediums.

Ti:Saphir-Laser

Alle bisherigen Betrachtungen sind davon ausgegangen, dass das Licht mit einzelnen, isolierten Atomen oder Ionen wechselwirkt. Der Ti:Saphir-Laser mit dem Ti:Saphir-Kristall als Verstärkungsmittel gehört zur Klasse der Festkörperlaser. Bei diesen Lasern sind die aktiven Ionen (meist Ionen der Übergangsmetalle oder der seltenen Erden) in einen Wirtskristall oder ein Glas eingebettet. Die Ionen wechselwirken mit dem Kristallfeld des Wirtskristalls und mit benachbarten Ionen (eine detaillierte Betrachtung der Wechselwirkungsmechanismen findet sich in [142]). Aufgrund dieser Wechselwirkungen spalten die diskreten Energieniveaus des einzelnen Ions auf und es ergibt sich ein mehr oder weniger dichtes Ensemble von Energieniveaus bis hin zur Ausprägung von Bandstrukturen. Übergänge bei einer Vielzahl von Frequenzen werden möglich.

Für die Lasertätigkeit wird der Saphir (Al_2O_3)-Kristall mit Titan dotiert. Ti^{3+} -Ionen sitzen dann auf Aluminium-Plätzen. Aufgrund der Kristallfeldaufspaltung in oktaedrischer Umgebung in Perowskit-Strukturen spalten die Energiezustände der Ti^{3+} -Ionen in einen dreifach entarteten, vibronisch verbreiterten Grundzustand und einen zweifach entarteten,

vibronisch verbreiterten angeregten Zustand auf [143]. Das Energieschema des Ti:Saphir-Kristalls ist in Abbildung 4.2, soweit es für das Verständnis der Lasertätigkeit notwendig ist, dargestellt. Die gezeigten Energiebänder bilden ein effektives 4-Niveau-System, dessen

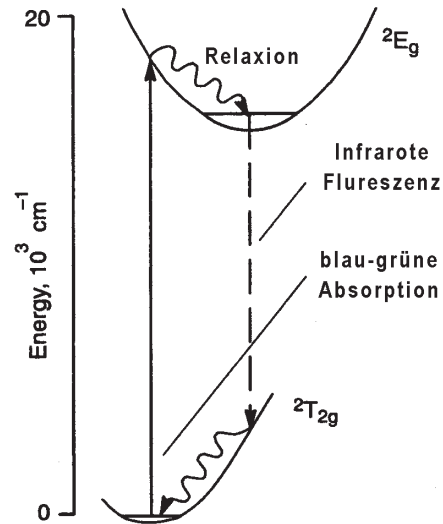


Abbildung 4.2.: Energieschema des Ti:Saphir-Kristalls. Aus [144].

interessante Eigenschaften im folgenden kurz erläutert werden. Der Ti:Saphir-Kristall wird optisch, d.h. von einer anderen Lichtquelle, gepumpt. Die Absorptionswellenlängen liegen zwischen 400 nm und 600 nm, so dass sich Argon-Gaslaser im Mehrfarben-Betrieb aber auch diodengepumpte Festkörperlaser (z.B. frequenzverdoppelte NdYAG-Laser) sehr gut als Pumplaser eignen. Die Anregung der Elektronen vom Grundzustand hoch in das Band des angeregten Zustands entspricht der Anregung vom Grundzustand E_G in den Zustand E_2 in der schematischen Darstellung eines 4-Niveau-Lasers in Abbildung 4.1 b). Nach der Anregung relaxieren die Elektronen sehr schnell in Richtung des energetisch niedrigsten Punkts des angeregten Zustands. Von hier erfolgt der Laserübergang zurück in ein höheres Niveau des Grundzustands ${}^2T_{2g}$ (Niveau E_3 des Schemas aus Abb. 4.1). Von hier erfolgt eine schnelle Relaxation nach unten, so dass das untere Laserniveau rasch wieder entvölkert wird. Aufgrund der extrem breitbandigen oberen und unteren Laserniveaus lässt sich der Ti:Saphir-Laser zwischen 670 nm und 1000 nm abstimmen.

Die Emission des Ti:Saphir-Kristalls ist aufgrund der starken Kopplung zwischen den am Emissionsprozess beteiligten Ionen primär homogen verbreitert. Die Kopplung erfolgt sowohl über das Kristallgitter als auch über strahlenden Austausch virtueller Photonen. Somit ist das Verstärkungsprofil des Ti:Saphir-Kristalls durch eine Lorentz-artige Funktion gegeben.

4.1.2. Laserresonator

Neben dem Verstärkermedium ist der Resonator zur Rückkopplung der bereits generierten Strahlung in den Kristall notwendig für das Funktionieren des Lasers.

Der einfachste denkbare Resonator besteht aus zwei planparallelen Spiegeln mit dem Verstärkermedium dazwischen. Um in dem Resonator eine möglichst hohe Feldstärke erzielen zu können, müssen sich die hin- und herreflektierten Felder konstruktiv überlagern. D.h. die Phasendifferenz eines Feldes an einem festen Punkt im Resonator darf nach einem Umlauf nur ein ganzzahliges Vielfaches von 2π betragen. Für den Resonator ergibt sich daraus die Resonanzbedingung

$$L = \frac{n \cdot \lambda}{2}, \quad (4.1)$$

wobei L die optische Länge des Laserresonators ist. Die Zahl $n \in \mathbb{N}$ wird als longitudinale Modenzahl bezeichnet. Aus Gleichung 4.1 lässt sich der Frequenzabstand $\Delta\nu$ zweier benachbarter Moden (Wellenformen) n und $n + 1$ für eine gegebene Länge L berechnen:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot \frac{L}{n+1}} - \frac{c}{2 \cdot \frac{L}{n}} \quad (4.2)$$

$$= \frac{c}{2 \cdot L}. \quad (4.3)$$

Der Modenabstand der möglichen Frequenzen, dieser wird auch als freier spektraler Bereich bezeichnet, ist folglich nur durch den Abstand zwischen den beiden Spiegeln des Resonators oder allgemeiner durch die Länge des Resonators gegeben. Die Frequenz $\Delta\nu$ ist auch die Umlauffrequenz eines Photons oder Lichtpulses im Resonator.

Jede Mode eines Resonators hat eine endliche Linienbreite, die durch die Reflektivitäten des Endspiegels R_1 und des Auskoppelspiegels R_2 bestimmt ist. Die Halbwertsbreite einer Mode ist gegeben durch [142]:

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c\{1 - (R_1 R_2)^{1/2}\}}{2L\pi(R_1 R_2)^{1/4}}. \quad (4.4)$$

Dies ist die natürliche Linienbreite des Resonators. Diese geht in die Berechnung der Linienbreite der Laserstrahlung (siehe Kap. 4.1.3) ein.

Neben den longitudinalen Moden können sich innerhalb eines Resonators auch transversale Moden ausprägen. Diese beschreiben das räumliche Intensitätsprofil der emittierten Strahlung. Im allgemeinen kann die Intensitätsverteilung eines optimal auf eine transversale Grundmode justierten Lasers durch eine rotationssymmetrische Gaußfunktion ($I(x) \propto e^{-x^2}$) beschrieben werden. Diese transversale Grundmode wird als TEM₀₀-Mode bezeichnet. Eine experimentelle Betrachtung transversaler Gaußscher Lasermoden höherer Ordnung findet sich in [139].

4.1.3. Laseroszillation

Eine der charakteristischen Eigenschaften von Lasern ist, dass sie Strahlung mit einer sehr kleinen Linienbreite generieren können. Um das Entstehen der endlichen Linienbreite verste-

hen zu können, muss man sich das Zusammenspiel von Verstärkermedium und Resonator genauer betrachten.

In Kapitel 4.1.1 wurde das Zustandekommen eines Lorentz-artigen Verstärkungsprofils für einen Ti:Saphir-Kristall als Verstärkermedium kurz diskutiert. Innerhalb des Resonators können hingegen nur die durch den Abstand der Spiegel gegebenen diskreten Moden anschwingen. Aus dieser *und*-Bedingung ergibt sich, dass grundsätzlich nur Moden des Resonators anschwingen können, deren Frequenzen innerhalb des Verstärkungsprofils des Verstärkermediums liegen. Eine Emission kann jedoch nur dann stattfinden, wenn die Verluste innerhalb des Resonators durch den Verstärkungsprozess zumindest ausgeglichen werden. Dies ist nur oberhalb eines gewissen Schwellenwerts möglich. D.h. nur Moden, für die das Verstärkungsprofil des Verstärkermediums oberhalb des Schwellenwerts liegt, werden anschwingen. Der Frequenzabstand der beiden am weitesten voneinander entfernten Moden wird als die Verstärkungsbandbreite des Lasers (nicht des Verstärkermediums) bezeichnet.

Für ein rein homogen verbreitertes Verstärkermedium schwingt, wie oben beschrieben, nur die Mode mit maximaler Verstärkung an. Da es aber in einem linearen Resonator zu räumlichem Lochbrennen innerhalb des Kristalls kommt (siehe nachfolgender Abschnitt) kann trotz der homogenen Verbreiterung eine mehrmodige Emission auftreten.

Um die Anzahl der oszillierenden Moden einzuschränken und die Zentralwellenlänge des Lasers abzustimmen, müssen Filter, z.B. Lyot-Filter und Fabry-Perot-Etalons, in den Resonator eingebaut werden. Im Extremfall kann der Laser zum Betrieb auf einer Mode gezwungen werden.

Die Linienbreite einer einzelnen Mode des Lasers $\Delta\nu_{laser}$ ist durch die natürliche Linienbreite des Resonators $\Delta\nu_{1/2}$ (siehe Glg. 4.4) und durch die zusätzlichen Verluste innerhalb des Resonators gegeben [142]:

$$\Delta\nu_{laser} = 2\pi \cdot \frac{h\nu}{P_0} (\Delta\nu_{1/2})^2 \left(1 - \frac{g_3 N_3^s}{g_1 N_1^s}\right)^{-1}, \quad (4.5)$$

wobei P_0 die Ausgangsleistung des Lasers und N_1^s , bzw. N_3^s die Besetzungszahlen des oberen bzw. unteren Laserniveaus sind (in der Nomenklatur des gezeigten 4-Niveau-Systems). Die Größen g_1 und g_3 sind die Entartungskoeffizienten der Niveaus 1 und 3. Nimmt man an, dass die Besetzungszahl des unteren Niveaus viel kleiner ist als die des oberen Niveaus³ ($N_3^s \ll N_1^s$), so lässt sich schreiben

$$\left(1 - \frac{g_3 N_3^s}{g_1 N_1^s}\right)^{-1} = \frac{g_1 N_1^s}{g_1 N_1^s - g_3 N_3^s} \approx 1. \quad (4.6)$$

Damit vereinfacht sich Gleichung 4.5 zu

$$\Delta\nu_{laser} = 2\pi \cdot \frac{h\nu}{P_0} \cdot (\Delta\nu_{1/2})^2. \quad (4.7)$$

³Für Ti:Saphir-Laser ist diese Annahme gerechtfertigt.

Die so berechneten Werte können nur als Abschätzung der unteren Grenze für die Linienbreite gelten. Diese kann experimentell nur bei aktiver Stabilisierung des Laserresonators erreicht werden.

Räumliches Lochbrennen

Räumliches Lochbrennen ist der häufigste Effekt, der zu Mehrmodenemission auch in homogen verbreiterten Medien führt. Bei allen bisher betrachteten Resonatoren handelt es sich um ein einfaches lineares 2-Spiegel-Modell. Aufgrund der im Kapitel 4.1.2 beschriebenen Phasenbedingung für die konstruktive Überlagerung der vor- und rücklaufenden Wellen im Resonator kommt es zur Ausbildung von stehenden Wellen (diese Resonatoren werden daher oft auch als Stehwellen-Resonatoren bezeichnet). Für eine Mode (Ordnung n) im Resonator ergibt sich für die Feldamplitude ein festes Muster aus Maxima und Nullstellen. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima beträgt jeweils $\lambda/2$. Dieses Muster entsteht auch im Verstärkermedium und bedeutet hier die Ausbildung von Bereichen mit und ohne Lasertätigkeit. Betrachtet man nun in der Mitte eines zwei-Spiegel-Resonators (üblicherweise die Position des Kristalls) eine benachbarte Mode (Ordnung $n+1$ oder $n-1$), so liegen deren Maxima genau in den Bereichen, in denen die erste Mode keine Lasertätigkeit im Kristall erfährt. Die Moden werden so in Bereichen des Kristalls verstärkt, die unabhängig voneinander sind. Sie erfahren somit keinen oder nur sehr wenig Modenwettbewerb und können beide stabil oszillieren. Man spricht daher auch von einer räumlich inhomogenen Verbreiterung des Verstärkermediums. Derselbe Prozess tritt mehr oder weniger ausgeprägt auch für Moden mit höheren Ordnungen auf, so dass es zu Mehrmodenemission kommt.

Der Effekt des räumlichen Lochbrennens lässt sich verringern, indem ein sehr kurzes Verstärkermedium direkt vor einem der beiden Endspiegel platziert wird. Völlig unterdrücken lässt sich der Effekt hingegen nur durch Verwendung eines unidirektionalen Ringresonators, der keine stehenden Wellen ausbildet.

Ringresonator

Mit drei oder mehr Spiegeln lässt sich ein Ringresonator realisieren, in dem die generierten optischen Wellen prinzipiell in beiden Richtungen umlaufen können. In Ringresonatoren kommt es, ähnlich wie im linearen Stehwellenresonator, zur Ausbildung von Moden aufgrund der Phasenbedingung zur konstruktiven Überlagerung der Wellen. Ein Vor- und Zurücklaufen der Welle im linearen Resonator entspricht einem Umlauf der Welle im Ringresonator. Unterdrückt man die Oszillation in einer Umlaufrichtung, so kommt es nicht zum Aufbau stehender Wellen, sondern von laufenden Wellen [145]. So lässt sich das im vorangegangenen Absatz beschriebene räumliche Lochbrennen unterdrücken und ein Laser mit homogen verbreitertem Medium zu einmodiger Emission zwingen.

Der unidirektionale Betrieb eines Ringlasers lässt sich entweder durch den Einbau einer optischen Diode [146] (siehe nächster Absatz) oder Rückreflexion der einen Umlaufrichtung

in den Resonator mit Hilfe eines externen Spiegels [147] (siehe Kap. 4.4) erreichen.

Neben der einmodigen Emission haben unidirektionale Ringlaser den weiteren Vorteil, dass sie unempfindlich gegenüber Rückreflexionen in den Resonator sind. Genau die Umlaufrichtung der in den Resonator zurückreflektierten Strahlung wird durch die Diode blockiert. Außerdem ermöglicht das Konzept der laufenden Welle die Erzielung höherer Ausgangsleistungen, da das Verstärkermedium auf der vollen Länge zur Verstärkung genutzt wird.

Optische Diode Ähnlich wie in der Elektronik ist es in der Optik wünschenswert, ein Bauelement zu haben, das Licht nur in einer Richtung passieren lässt, ohne seinen Polarisationszustand zu verändern. Ein Bauelement, das diese Voraussetzungen erfüllt ist die optische Diode⁴, bestehend aus einem Faraday-Rotator, einer $\lambda/2$ -Platte⁵ und zwei Polarisatoren. Eine solche Anordnung ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Funktion der Polarisatoren

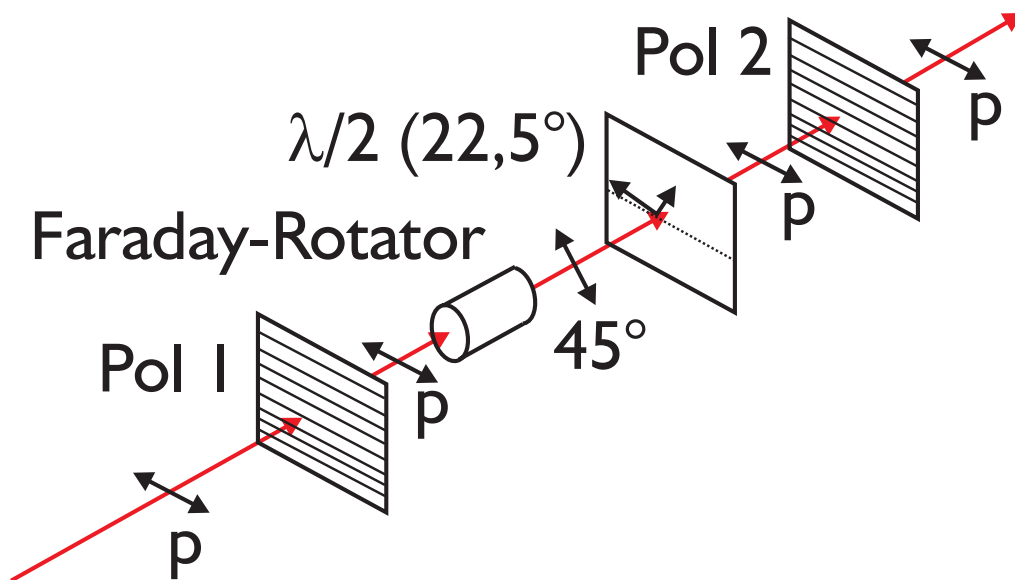


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung einer optischen Diode.

kann dabei auch von anderen Komponenten im Strahlengang, z.B. den Brewster-Flächen des Laser-Kristalls, übernommen werden (siehe auch Kap. 4.5). In Transmissionsrichtung passiert die linear polarisierte Strahlung (im Beispiel: p) zunächst ungehindert den ersten Polarisator (Pol 1) und dann den Faraday-Rotator, wobei dieser die Polarisationsebene um 45° dreht. Damit die in dieser Richtung transmittierte Leistung am zweiten Polarisator keine Verluste erleidet, wird sie mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte mit der schnellen Achse unter $22,5^\circ$ zur Horizontalen wieder auf ihre ursprüngliche Polarisation (p) zurückgedreht. In umge-

⁴Häufig werden optische Dioden auch als Isolatoren bezeichnet.

⁵Außerhalb eines Resonators kann auf die Verzögerungsplatte verzichtet werden.

kehrter Richtung kann p-polarisierte Strahlung den zweiten Polarisator (Pol 2) ebenfalls ungehindert passieren und wird dann von der $\lambda/2$ -Platte um -45° gedreht. Aufgrund der fehlenden Reziprozität des Faraday-Effekts, d.h. die Polarisationsebenen beim Durchgang in unterschiedlichen Richtungen heben sich nicht auf, sondern addieren sich, wird die Polarisationsebene beim Durchgang durch den Faraday-Rotator um weitere -45° gedreht. Der Strahl verlässt dann den Rotator s-polarisiert und wird am ersten Polarisator vollständig ausgelöscht. Bei gegebener Länge des Faraday-Kristalls und konstantem angelegtem Magnetfeld ist die optimale Funktion des Isolators, d.h. die Drehung der Polarisationsebene im Rotator um 45° , genau für eine Wellenlänge gegeben.

4.2. Messinstrumente zur Charakterisierung

4.2.1. Gitterspektrometer

Zur Bestimmung der absoluten Wellenlänge der emittierten Strahlung wird in allen gezeigten Messungen ein Gitterspektrometer (Fa. *TEK*) mit einem Strahlpfad von 1,46 m verwendet. Das Gitter hat 1250 Linien pro mm und eine Breite von 11 cm. Hinter dem Gitter steht ein Fokussierspiegel mit 73 cm Brennweite, der die Strahlung auf eine CCD-Zeilenkamera⁶ (Fa. *Cronin*) abbildet. Die CCD-Zeile besitzt 2048 Elemente⁷ mit einer Breite von je ca. $15\ \mu\text{m}$. Die Dimensionen der Zeile erlauben es, ein Wellenlängen-Fenster von 28,4 nm gleichzeitig mit einer nominellen Auflösung von 0,014 nm oder 6,5 GHz (bei 800 nm Zentralwellenlänge) pro Element darzustellen. Die Integrationszeit der CCD-Zeile ist zwischen 10 ms und 500 ms frei wählbar. Die Digitalisierung der Messwerte erfolgt mit einer Auflösung von 12 Bit. Die Messdaten des Spektrometers können mit Hilfe eines Labview-Programms ausgelesen, auf dem Bildschirm dargestellt und abgespeichert werden, so dass eine kontinuierliche Messung der Wellenlängen der beiden generierten Farben möglich ist.

Die Genauigkeit des Spektrometers lässt sich durch Messung bestimmen. Ein einmögiger Laserstrahl (Linienbreite $< 100\ \text{MHz}$, siehe Kap. 4.5.2) leuchtet bei optimaler Justierung des Eintrittsspalts ungefähr 3 Elemente auf der CCD-Zeile aus. Die ausgelesenen Wellenlängen (es wird immer das Zeilenelement mit dem größten Signal ausgewertet) sind also bis auf ca. $\pm 6,5\ \text{GHz}$ genau. Dies wird gestützt durch die Beobachtung, dass nur gemessene Frequenzsprünge einer Farbe größer 6,5 GHz einen Einfluss auf die Frequenz des Mischsignals haben. Um zwei unterschiedliche Frequenzen gerade noch als solche erkennen zu können, müssen ihre Maxima einen Abstand von 4 Zeilenelementen besitzen, was in etwa dem nominellen optischen Auflösungsvermögen des Spektrometers von 0,05 nm oder 23 GHz entspricht.

Sollen die absolute Wellenlänge der optischen Farben und ihre Differenzfrequenz genauer angegeben werden, so müssen Spektrometer mit höherem Auflösungsvermögen, op-

⁶ engl.: charge coupled device, kurz: CCD

⁷ im Englischen: pixel

tische Frequenzanalytoren, Autokorrelationsverfahren oder Hochfrequenzmessungen des Schwebungssignals verwendet werden.

4.2.2. Fabry–Perot–Interferometer

Um das Modenspektrum und die Linienbreite der vom Laser emittierten Strahlung mit einer Genauigkeit, die größer ist als das Auflösungsvermögen des Gitterspektrometers, bestimmen zu können, wird ein konfokales Fabry–Perot–Interferometer⁸, wie in Abbildung 4.4 dargestellt, verwendet.

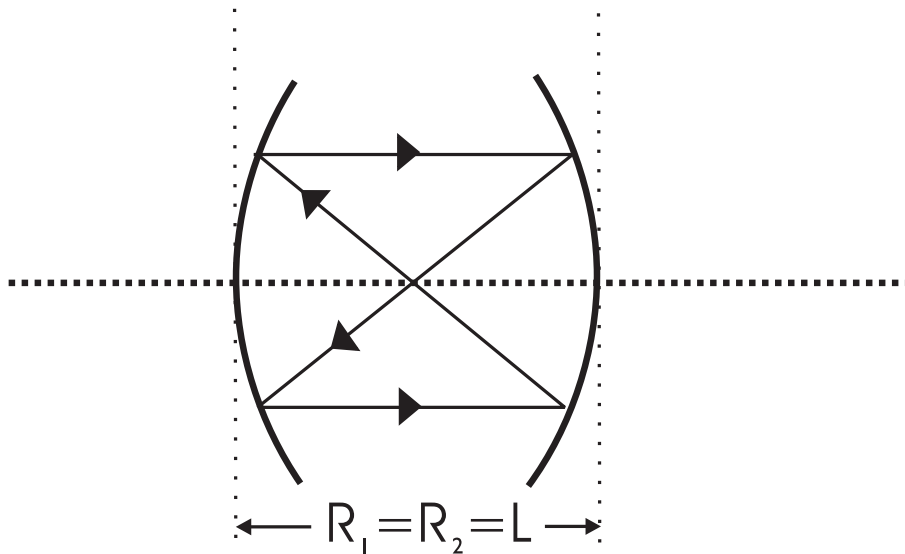


Abbildung 4.4.: Strahlengang für achsenparallele Strahlen in einem konfokalen Fabry–Perot–Interferometer.

Beim Fabry–Perot–Interferometer handelt es sich um ein Vielstrahlinterferometer mit planparalleler ($R_1 = R_2 = \infty$), symmetrisch konzentrischer ($R_1 = R_2 = L/2$) oder konfokaler Spiegelanordnung ($R_1 = R_2 = L$) [148]. Dabei sind R_1 und R_2 die Krümmungsradien der verwendeten Spiegel und L der Abstand der Spiegel. Wie in Kapitel 4.1.2 für den Laserresonator beschrieben, ergeben sich je nach Abstand L der Spiegel unterschiedliche Resonanzfrequenzen. Nur die Resonanzfrequenz kann durch das Interferometer propagieren. Verändert man nun den Abstand zwischen den beiden Spiegeln kontinuierlich und misst die Intensität des transmittierten Lichts mit Hilfe einer Photodiode hinter dem Fabry–Perot–Interferometer, so kann man die einzelnen im Strahl enthaltenen Frequenzen auflösen.

Als freien Spektralbereich⁹ $\delta\nu$ bezeichnet man den Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten Ordnungen ein und derselben Resonanzfrequenz. Für ein gut justiertes kon-

⁸oft auch als Fabry–Perot–Etalon bezeichnet

⁹im Englischen: free spectral range, kurz: FSR

fokales Fabry-Perot-Interferometer gilt [141]:

$$\delta\nu = \frac{c}{4L} . \quad (4.8)$$

Im Vergleich zu einem planparallelen Fabry-Perot-Interferometer oder auch zu einem konventionellen Laserresonator (vgl. Glg. 4.3) enthält der freie Spektralbereich des konfokalen Fabry-Perot-Interferometers einen zusätzlichen Faktor $\frac{1}{2}$. Ein parallel zur optischen Achse in das Interferometer eintretender Strahl wird genau (unter Vernachlässigung der sphärischen Aberrationen) nach drei Reflektionen und dem Durchlaufen der Strecke $4L$ auf sich selbst abgebildet. Auf diesen Punkt müssen dann die Bedingungen für konstruktive, bzw. destruktive Interferenz bezogen werden. Ist der freie Spektralbereich bekannt, so lassen sich die Frequenzabstände zwischen den einzelnen Moden innerhalb des freien Spektralbereichs eindeutig bestimmen. Das Fabry-Perot-Interferometer erlaubt daher keine Bestimmung der absoluten Wellenlängen, ermöglicht aber die Auflösung der Modenstruktur der emittierten Linien und die Bestimmung der Modenabstände bis in den unteren MHz-Bereich hinein.

Die Halbwertsbreite $\Delta\nu_{1/2}$ der Transmissionsmaxima eines Fabry-Perot-Interferometers im Frequenzbild, sie wird auch als instrumentelle Linienbreite bezeichnet, ist proportional zum freien Spektralbereich [141]:

$$\Delta\nu_{1/2} = F^* \delta\nu . \quad (4.9)$$

Der Proportionalitätsfaktor F^* wird als Finesse bezeichnet und ist bei geometrisch perfekten Spiegeln allein durch die Reflektivität R der Spiegel gegeben:

$$F^* = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} . \quad (4.10)$$

Das Auflösungsvermögen eines Interferometers definiert man dann als

$$\frac{\nu}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\nu}{F^* \cdot \delta\nu} . \quad (4.11)$$

Das im Rahmen der nachfolgend beschriebenen Experimente verwendete konfokale Fabry-Perot-Interferometer hat einen Spiegelabstand von 1 cm. Dies entspricht einem freien Spektralbereich von 7,47 GHz. Die dielektrischen Spiegel haben ein Reflexionsvermögen von $R = 0,98$. Das Auflösungsvermögen beträgt $7,78 \cdot 10^6$ (bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm), was einer instrumentellen Linienbreite von 48 MHz oder $1,6 \cdot 10^{-5}$ nm entspricht. Der Abstand der Spiegel wird mit Hilfe eines Piezoverstellers und einer sägezahnförmigen Spannungsmodulation kontinuierlich variiert. Die Intensität der transmittierten Strahlung wird mit Hilfe einer Photodiode hinter dem Interferometer gemessen und gegen die am Piezoversteller angelegte Spannung auf einem Oszilloskop aufgetragen.

4.3. Linearresonator

4.3.1. Aufbau

Optische Pumpe

Zum Pumpen des Ti:Saphir-Lasers stand zu Beginn der Experimente ein Argon-Ionen-Laser (Model Inova 90 der Firma *Coherent*) mit einer Ausgangsleistung von bis zu 7 W zur Verfügung. Dieser konnte später durch einen diodengepumpten frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Ringlaser (Model Verdi V5 der Firma *Coherent*) ersetzt werden. Der Laser hat eine Ausgangsleistung von maximal 5,5 W bei einer Wellenlänge von 532 nm. Die Richtungsstabilität des emittierten Strahls ist mit $< 5 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ besser als die herkömmlicher Gaslaser. Die Leistungsstabilität wird vom Hersteller auf $\pm 1\%$ über einen Zeitraum von zwei Stunden (nach Beenden der Aufwärmphase) spezifiziert. Das Rauschen im Frequenzbereich zwischen 10 Hz und 1 GHz wird mit $< 0,02\%$ rms angegeben. Dies ist etwas geringer als für vergleichbare Festkörperlaser (z.B. Modell Millenia der Fa. *Spectra Physics*: $< 0,1\%$ rms) mit linearem Resonator.

Zum Pumpen des Ti:Saphir-Lasers muss zunächst die Strahlhöhe des Pump lasers auf die Strahlhöhe des Ti:Saphir-Lasers von 10 cm angepasst werden. Dies geschieht über eine Strahltrappe¹⁰ bestehend aus zwei Spiegeln. Der erste der beiden Spiegel lenkt den Pumpstrahl nach unten ab, um die gewünschte Höhe zu erreichen. Der zweite Spiegel lenkt den Strahl um 90° zur Seite ab. Bei dieser Anordnung von Spiegeln wird die Polarisation des Strahls um 90° gedreht. Für beide verwendeten Pump laser bedeutet dies, dass die Polarisation von S (senkrecht zur Tischebene), wie sie der Laser emittiert, auf P (parallel zur Tischebene) gedreht wird. Die Polarisation des Pump lasers parallel zur Tischebene erlaubt es, den Strahlengang des Ti:Saphir-Lasers ebenfalls parallel zur Tischebene aufzubauen. Bei allen für die optische Pumpe verwendeten Spiegeln handelt es sich um dielektrische Laserspiegel für eine Wellenlänge von 532 nm. Hinter der Strahltrappe wird der Pumpstrahl über zwei weitere Spiegel geführt, um seine Lage parallel zum Tisch und parallel zum Ti:Saphir-Kristall genau justieren zu können. Mit Hilfe einer Linse mit 5 cm Brennweite wird der Pumpstrahl in den Ti:Saphir-Kristall fokussiert. Das Pumpen des Kristalls muss kollinear zur generierten Strahlung geschehen. Aus diesem Grund wird der Pumpstrahl durch einen der beiden Fokussierspiegel (Hohlspiegel mit einem Krümmungsradius von 10 cm) geschickt. Dieser wirkt für den durchgehenden Pumpstrahl als Streulinse. Die effektive Brennweite des Systems aus Linse und Hohlspiegel zusammen muss nun so gewählt werden, dass der Brennpunkt des Pumpstrahls genau mit dem Brennpunkt der generierten Strahlung zusammenfällt. Für die von uns gewählte Linse bedeutet dies, dass sie in einem Abstand von ca. 2 cm vor dem Fokussierspiegel positioniert werden muss. Alternative Pumpgeometrien, die ein vollständig kollineares Pumpen jeder der beiden Farben ermöglichen, werden in [139] beschrieben, bieten aber außer einer geringfügig höheren

¹⁰ *im Englischen*: beam elevator oder optical staircase

Ausgangsleistung für den Linearresonator keine Vorteile.

Zum Aufbau des Lasers ist es ratsam, zunächst den Pumpstrahl parallel zur Tischplatte und parallel zur Kante des Tisches zu justieren. Alle anderen Komponenten werden dann auf diese so definierte optische Achse justiert.

Resonator

Im folgenden wird zunächst der Aufbau des einfarbigen linearen Ti:Saphir-Lasers dargestellt, bevor zum Zweifarben-Betrieb übergegangen wird. Der Resonator in linearer Geometrie ist, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, aus vier Spiegeln aufgebaut: einem Endspiegel, einem Auskoppelspiegel und zwei Fokussierspiegeln (auch als Faltspiegel bezeichnet). Bei allen innerhalb des Resonators verwendeten Spiegeln handelt es sich um breitbandige (± 50 nm) dielektrische Spiegel für eine Zentralwellenlänge von 800 nm. Die beiden Fokus-

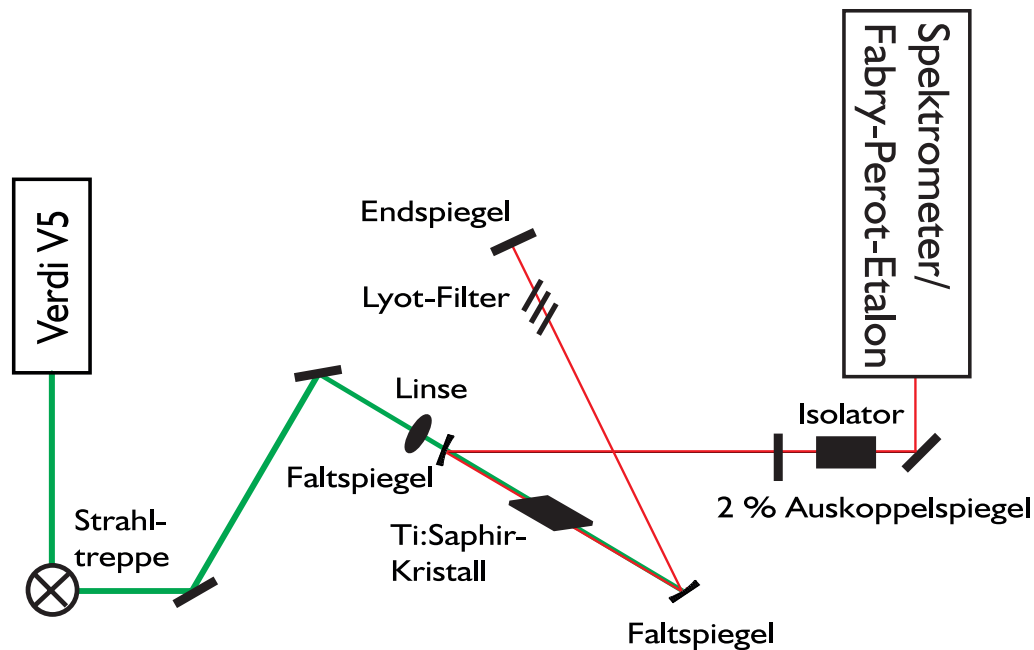


Abbildung 4.5.: Linearresonator in α -Geometrie für eine Farbe.

sierspiegel erfüllen zwei Aufgaben. Zum einen fokussieren sie die Strahlung im Resonator in den Kristall, zum anderen werden sie benötigt, um den durch den im Brewster-Winkel positionierten Ti:Saphir-Kristall eingeführten Astigmatismus zu kompensieren [149]. Die beiden Fokussierspiegel haben einen Krümmungsradius von je 10 cm und stehen in einem Abstand von 12 cm voneinander. Der Faltwinkel zur Kompensation des Astigmatismus wird durch die Länge des Kristalls von 15 mm vorgegeben und beträgt 26° . Die beschriebene Anordnung der beiden Fokussierspiegel und des Kristalls ist für alle in den folgenden Kapiteln beschriebenen Aufbauten gleich.

Der Auskoppelspiegel hat einen Transmissionsgrad von 2 %. Der resultierende Resonator hat die Form des griechischen Buchstaben α . Eine andere denkbare Geometrie ist eine z-förmige Anordnung des Resonators. Diese ist jedoch für einen Zweifarbbetrieb nicht stabil zu justieren. Eine detaillierte Betrachtung hierzu findet sich in [139]. Zur Abstimmung der Wellenlänge befindet sich ein doppelbrechendes Drei-Platten-Filter (Lyot-Filter) [141] im Strahlengang des Resonators. Das Lyot-Filter wird im Brewster-Winkel betrieben und das Verhältnis der Dicken der Platten ist 1:4:16, wobei die dünnste Platte 330 μm dick ist. Es ist darauf zu achten, dass zur Minimierung der Reflexionsverluste das Filter im Brewster-Winkel eingebaut wird. In dieser einfarbigen Konfiguration erreicht der Laser bei einer Wellenlänge von 800 nm (TEM_{00}) und einer Pumpleistung von 5 W eine Ausgangsleistung von ca. 1 W.

Für den Zweifarben-Betrieb muss ein zweiter Strahlpfad im Resonator aufgebaut werden. Dazu wird auf ein Zweifarben-Konzept zurückgegriffen, das Evans *et al.* [42] erfolgreich für einen Femtosekunden-Laser demonstriert haben. Grundsätzlich ist ein stabiler Laserbetrieb auf einer ganzen Schar von Strahlpfaden im Resonator möglich (siehe [139]). Zum unabhängigen Betrieb auf zwei Farben müssen zwei der möglichen Strahlpfade mit möglichst großem Abstand voneinander verwendet werden. Für eine der beiden Farben wird dann der Strahlpfad so aussehen, wie in Abbildung 4.5 gezeigt. In den Strahlpfad der zweiten Farbe wird zusätzlich ein Prisma aus Flintglas (FS18, 60°) eingefügt, das die beiden Strahlen räumlich ausreichend weit voneinander trennt, so dass ein zweiter Endspiegel in den Resonator eingefügt werden kann. Das Prisma ist als Brewster-Prisma ausgelegt, so dass die Reflexionsverluste minimal sind. Es ergibt sich die in Abbildung 4.6 gezeigte Geometrie. Das Prisma bewirkt aufgrund seiner Dispersion bereits eine Frequenzselektion, die jedoch sehr breitbandig und instabil ist. Zur Einengung der Bandbreite der emittierten Strahlung wird ein weiteres Zwei-Platten-Lyot-Filter in den Strahlengang eingefügt. Um weitere Verluste zu vermeiden, wird auf die dritte und dünnste Platte verzichtet. Die Länge beider Resonatorarme beträgt ungefähr 70 cm, was einem Abstand zwischen den longitudinalen Moden von 213,5 MHz entspricht.

Das Verhältnis der Intensitäten zwischen den beiden Armen des Resonators lässt sich durch Verkippen des Auskoppelspiegels abgleichen. Beide Strahlen fallen senkrecht und nebeneinander auf den Auskoppelspiegel. Sie sind also nicht kollinear, so dass sie zum Erzeugen des Schwebungssignals auf einem Strahlteiler überlagert werden müssen. Pro Farbe kann in dieser Geometrie und bei Verwendung des 2-%-Auskoppelspiegels eine maximale Leistung von 120 mW (TEM_{00}) bei 5 W Pumpleistung erreicht werden. Zur Vermeidung von Störungen des Lasers durch Rückreflexe in den Resonator werden in den Ausgang des Lasers zwei optische Isolatoren (Modell FR820 und FR780 der Fa. *Gsänger*, Isolation: > 30 dB, Einfügedämpfung: $< 0,5$ dB) eingebaut.

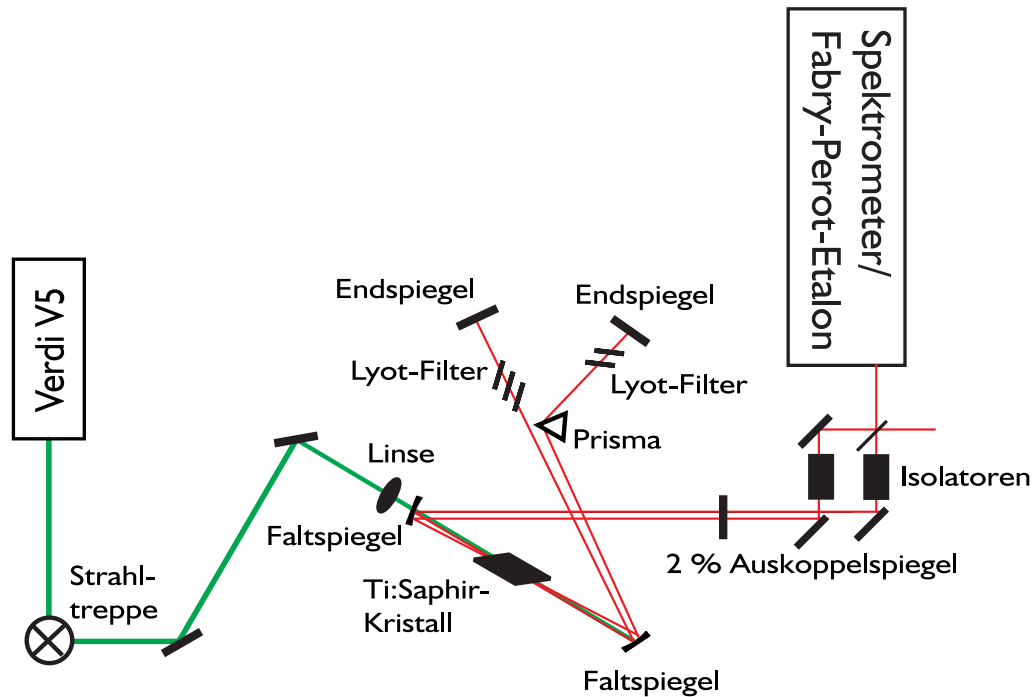


Abbildung 4.6.: Linearresonator in α -Geometrie für zwei Farben.

4.3.2. Spektrale Charakteristik

Abstimmbarkeit

Für die Abstimmbarkeit des Ti:Saphir-Lasers ist es von entscheidender Bedeutung, dass die schnelle und die langsame Achse des doppelbrechenden Ti:Saphir-Kristalls unter keinem anderen Winkel zur Polarisationssebene der generierten Strahlung als 0° oder 90° Grad stehen. Andernfalls wirkt der Kristall wie ein doppelbrechendes Filter und es kommt zu einer Modulation der Intensität $I(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ [150]

$$I(\lambda) = I_{max} \cdot \pi \cdot l_k \frac{\Delta n}{\lambda}, \quad (4.12)$$

wobei I_{max} die maximale Intensität, l_k die Kristalllänge und Δn der Brechungsindexunterschied zwischen schneller und langsamer Achse ist. Für den verwendeten Kristall mit einer Länge von 15 mm und $\Delta n = 0.0084$ ergeben sich Linienabstände (Maxima der Funktion $I(\lambda)$) von 5,2 nm. Die Modulationstiefe der Intensität zwischen den Maxima ist von der Drehung des Kristalls abhängig. Der Effekt lässt sich nur durch sorgames Justieren des Kristalls minimieren.

In Abbildung 4.7 ist die Abstimmbarkeit des Zweifarben-Lasers als Ausgangsleistung einer Farbe gegen die Wellenlänge aufgetragen. Aus der Abbildung geht hervor, dass beide Farben unabhängig voneinander über einen Wellenlängenbereich von 100 nm, dies

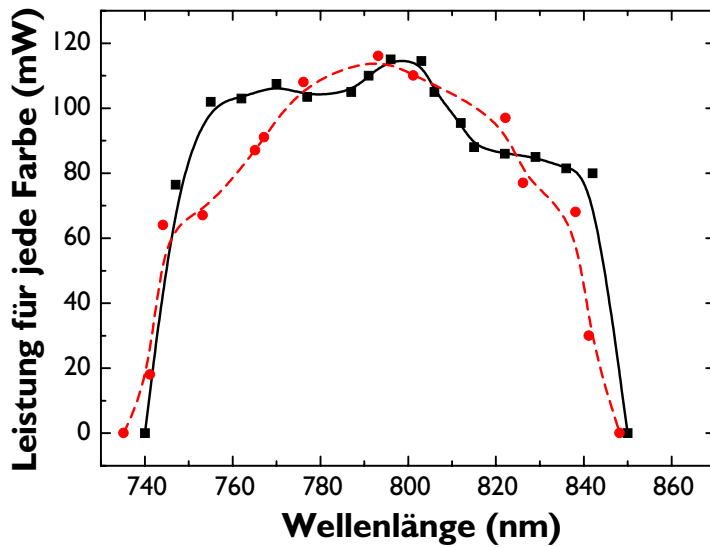


Abbildung 4.7.: Abstimmkurve für den Zweifarben-Ti:Saphir-Laser in linearer α -Geometrie. Für die eine Kurve (quadratische Messpunkte, durchgezogene Linie (schwarz)) wird die eine Farbe festgehalten, für die andere (runde Messpunkte, gestrichelte Linie (rot)) wird der Abstand der beiden Linien konstant bei ca. 7 nm gehalten.

entspricht einer maximalen Differenzfrequenz zwischen den beiden Farben von 50 THz, abgestimmt werden können. Es macht dabei keinen Unterschied, ob die eine Farbe bei 799 nm festgehalten wird, während die andere Farbe variiert wird (quadratische Messpunkte, durchgezogene Linie (schwarz)) oder ob der Abstand der beiden Linien konstant gehalten wird (ca. 7 nm Wellenlängendifferenz, runde Messpunkte, gestrichelte Linie (rot)). Selbst bei einem minimalen Linienabstand von 23 GHz (siehe Abb. 4.8), der sich mit Hilfe des Spektrometers noch messen lässt, ist der Betrieb des Lasers auf zwei Farben noch stabil und es kommt zu keiner störenden Wechselwirkung zwischen den beiden Farben. Ein Modenwettbewerb zwischen den beiden Farben, der zu Intensitätsmodulationen führen würde, konnte nicht beobachtet werden. Die weitgehende Unabhängigkeit der beiden Farben ist auf den Strahlverlauf im Ti:Saphir-Kristall zurückzuführen. Die beiden Strahlpfade sind nicht kollinear, sondern verlaufen gekreuzt. Daher gibt es sowohl Regionen im Kristall, in denen beide Frequenzen verstärkt werden als auch Regionen, in denen jeweils nur eine der beiden Frequenzen verstärkt wird. Bezogen auf die beiden Farben des Lasers lässt sich das Verstärkungsmedium in dieser Geometrie als teilweise homogen (Bereich des räumlichen Überlapps beider Farben) und teilweise räumlich inhomogen verbreitertes Medium (räumlich getrennte Bereiche der beiden Farben) beschreiben [94, 139]. Die Relaxationsdynamik des Lasers zeigt Evidenzen für eine Kopplung der beiden Farben durch die gemeinsame

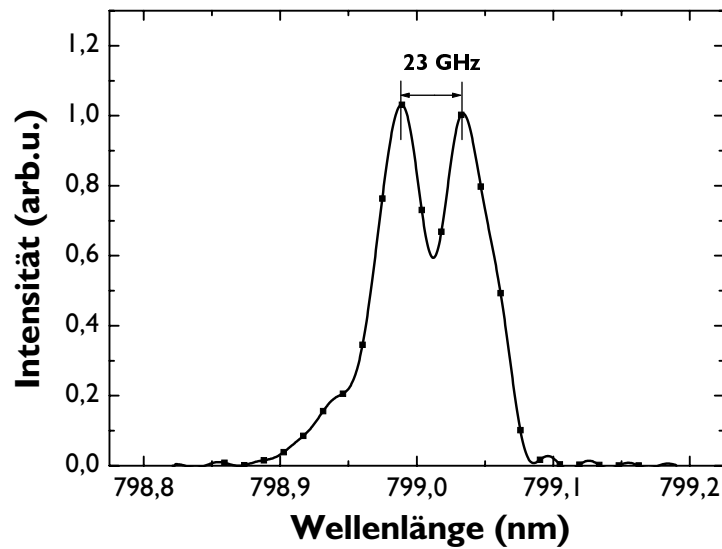


Abbildung 4.8.: Minimale, mit dem Spektrometer auflösbare Differenzfrequenz.

Nutzung von Teilen des Kristalls [94, 139].

Linienbreite

Zu einer Abschätzung der Linienbreite ist das Auflösungsvermögen des verwendeten Spektrometers nicht ausreichend. Sie muss vielmehr mit dem Fabry-Perot-Interferometer gemessen werden. In Abbildung 4.9 ist ein Bild des mit dem Fabry-Perot-Interferometer aufgenommenen Modenspektrums für den Zweifarben-Ti:Saphir-Laser in linearer α -Geometrie gezeigt. Dargestellt ist nur eine Farbe des Lasers. Die Wiederholung des Spektrums in der Abbildung ist auf die Interferenz der nächst höheren Ordnung beim Durchfahren des Spiegelabstands des Fabry-Perot-Interferometers zurückzuführen. Der Abstand zwischen zwei identischen Maxima der beiden Ordnungen der Interferenz entspricht gerade dem freien Spektralbereich des Interferometers. Für die andere Farbe sieht das Modenspektrum identisch aus, unabhängig davon, ob eine oder beide Farben im Laser oszillieren. Da sich der Modenabstand des Lasers aus dem Spiegelabstand berechnen lässt, kann die horizontale Skala kalibriert und der Abstand zwischen den einzelnen Moden bestimmt werden. Zu sehen sind drei ausgeprägte Moden mit einem Abstand von je 1,06 GHz. Ansatzweise sind noch zwei weitere Nebenmoden zu erkennen, deren Intensität aber vernachlässigbar im Vergleich zu den drei anderen Moden ist. Vergleicht man den Frequenzabstand der emittierten Moden mit dem sich aus der Resonatorlänge von ca. 70 cm ergebenden Modenabstand des Resonators von ca. 213,5 MHz, so bedeutet dies, dass der Laser neben der

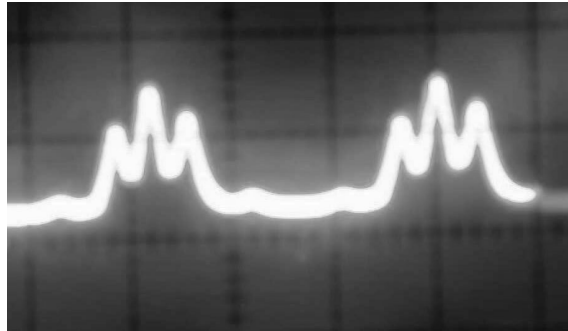


Abbildung 4.9.: Modenspektrum des Zweifarben-Ti:Saphir-Lasers in linearer α -Geometrie dargestellt für eine Farbe. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Moden beträgt 1,06 GHz. Die Wiederholung des Spektrums ist auf die Interferenz der nächst höheren Ordnung beim Durchfahren des Spiegelabstands des Fabry-Perot-Interferometers zurückzuführen.

Fundamentalen auch auf den Moden der Ordnungen ± 5 oszilliert. Dieser Befund deckt sich mit einer Hochfrequenzmessung von Siebe *et al.* [151], die für einen Modenabstand von 220 MHz (die Resonatorlänge wurde zwischenzeitlich verändert) ein sporadisch auftauchendes Schwebungssignal (1,3 GHz) zwischen der Fundamentalmode und den Moden der Ordnungen ± 6 zeigt. Ein möglicher Erklärungsansatz könnte eine Filterwirkung aufgrund des komplexen Zusammenwirkens des doppelbrechenden Lyot-Filters mit dem doppelbrechenden Laserkristall sein.

Für das Mischsignal bedeutet das Vorhandensein von drei Moden, dass neben der Differenzfrequenz der beiden zentralen Moden auch vier Seitenbänder mit Frequenzabständen von jeweils $\pm 1,06$ GHz erzeugt werden.

Bei optimaler Justierung des Fabry-Perot-Interferometers auf die optische Achse (maximale Auflösung, dies ist in Abb. 4.9 nicht gewährleistet), lässt sich die Halbwertsbreite einer einzelnen Mode zu > 100 MHz abschätzen. Neben dem Entstehen von Seitenbändern im Mischsignal hat die gleichzeitige Abstrahlung von drei (oder mehr) Moden den Nachteil, dass es zwischen den Moden zu einem Wettbewerb um die größte Verstärkung kommt. Es kommt daher zu Fluktuationen der Leistungsverteilung zwischen den einzelnen Moden, die sich als Rauschen auf dem Mischsignal bemerkbar machen.

4.4. Ringresonator mit externer Rückkopplung

4.4.1. Aufbau

Der im vorhergehenden Kapitel beschriebene Aufbau des Zweifarben-Resonators in linearer α -Geometrie ermöglicht nur die nicht-kollineare Erzeugung zweier Farben. Bei der nachfolgenden räumlichen Überlagerung der beiden Farben (mit paralleler Polarisation)

auf einem Strahlteiler gehen immer 50 % der Leistung in den einen Strahlpfad und 50 % in den anderen Strahlpfad. Möchte man stattdessen die beiden Farben in kollinearere Weise in ein und demselben Resonator erzeugen, so muss auf ein anderes, zuerst von Gorris–Neveux *et al.* [46] vorgestelltes Konzept eines Resonators mit externer Frequenzselektion zurückgegriffen werden. Der Aufbau des Zweifarben–Ringresonators mit externer Rückkopplung ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Ohne Rückkopplung beginnt der Laser in beiden möglichen

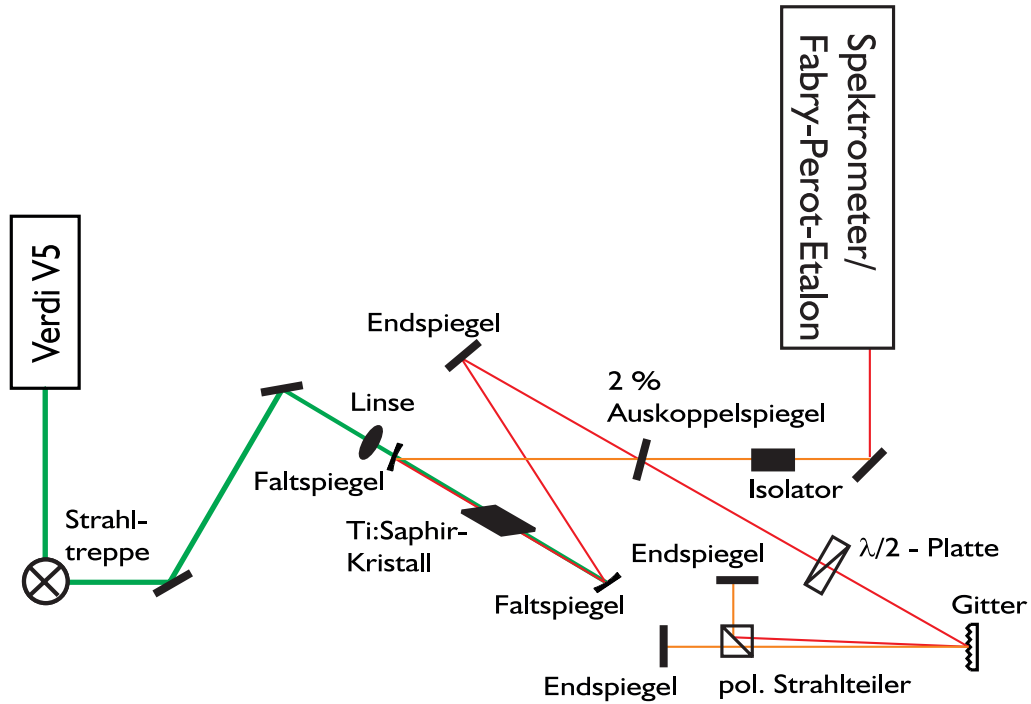


Abbildung 4.10.: Zweifarben–Ringresonator mit externer Rückkopplung.

Umlaufrichtungen zu oszillieren und man erhält am Auskoppelspiegel zwei Strahlen unter einem Winkel, der von der Geometrie des Lasers vorgegeben wird. Die Spektren der beiden Strahlen sind breit und entsprechen denen des linearen Resonators ohne ein die Bandbreite begrenzendes Element. Die Gesamtleistung des Lasers ist in etwa gleich auf die beiden Umlaufrichtungen verteilt. Koppelt man nun einen der beiden Strahlen mit Hilfe eines weiteren dielektrischen Laserspiegels zurück in den Resonator, so fängt der Laser an, nur in eine Richtung zu laufen. Dies ist leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, dass die zurückgespiegelte Strahlung ihre Umlaufrichtung geändert hat und nun zu einer erhöhten Verstärkung der anderen Richtung beiträgt. Die homogene Linienverbreiterung des Ti:Saphir–Lasers unterstützt diesen Prozess zusätzlich. Nach dem Anlaufen des Lasers bricht die eine Umlaufrichtung der Strahlung tatsächlich fast vollständig zusammen [139]. Aufgrund der homogenen Linienverbreiterung des Ti:Saphir–Kristalls ist die Emission des nun unidirektionalen Ringlasers theoretisch einmodig (siehe Kap. 4.1.3).

Fügt man zusätzlich ein Frequenzfilter, im gezeigten Aufbau ein Gitter, in den Strahlengang der Rückkopplung (d.h. außerhalb des eigentlichen Resonators) ein, so ist die emittierte Mode in Ihrer Frequenz abstimbar. Zur Selektion der gewünschten Frequenz muss der rückkoppelnde Spiegel verkippt werden, so dass jeweils für eine andere Frequenz die optimale Rückkopplung in den Resonator gewährleistet ist. Für den Betrieb auf zwei Farben müssen zwei unterschiedliche Farben gleichzeitig in den Resonator zurückgespiegelt werden. In den durchgeführten Experimenten wird dies erreicht, indem hinter dem Gitter zusätzlich ein polarisierender Strahlteiler und eine $\lambda/2$ -Platte aus Quarz in den Strahlengang eingebaut werden. Die Strahlung im Rückkopplungsarm kann nun räumlich aufgeteilt werden und mit Hilfe zweier Spiegel können zwei unabhängig voneinander wählbare Farben in den Resonator zurückgespiegelt werden. Die Leistungsverteilung zwischen den beiden zurückgespiegelten Farben kann durch Drehen der Verzögerungsplatte eingestellt werden. So lässt sich eine Ausgangsleistung von maximal 800 mW (TEM_{00}) bei 5 W Pumpleistung erreichen, die zu gleichen Teilen auf die beiden Farben verteilt ist. Zur Vermeidung von Rückreflexionen aus dem Experiment in den Resonator wird wieder ein optischer Isolator in den Ausgang des Lasers gestellt.

4.4.2. Spektrale Charakteristik

Abstimbarkeit

In Abbildung 4.11 ist die Abstimmkurve des Ringlasers mit externer Rückkopplung dargestellt. Aufgetragen ist die Ausgangsleistung des Lasers für beide Farben zusammen gegen die Wellenlänge. Die Bandbreite der Abstimmkurve beträgt mit 35 nm oder 17 THz ungefähr ein Drittel der für den linearen Resonator im vorangegangenen Kapitel gemessenen Bandbreite. Verständlich ist dies, wenn man bedenkt, dass durch die externe Frequenzselektion das natürliche Verstärkungsprofil des Lasers unverändert bleibt. Die in den Resonator rückgekoppelte Frequenz erhöht lediglich die Verstärkung auf dieser einen Frequenz. Diese gewinnt den Modenwettbewerb im homogen verbreiterten Medium und wird emittiert. Sobald diese Frequenz aber so weit vom Maximum des Verstärkungsprofils entfernt liegt, dass ihre Verstärkung kleiner wird als die des Maximums, bricht die Emission der selektierten Frequenz zusammen und der Laser emittiert wieder auf der Frequenz des Maximums. Innerhalb der gemessenen Abstimmkurve lassen sich beide Frequenzen kontinuierlich und unabhängig voneinander abstimmen, vorausgesetzt ihre Ausgangsleistungen sind ungefähr gleich groß.

Erweitern kann man den Abstimmbereich des Lasers, indem in den Resonator abstimmbare und die Bandbreite begrenzende Filterelemente, z.B. ein einplattiges Lyot-Filter, eingebaut werden, so dass die Verstärkungskurve des Lasers verschoben werden kann (siehe [139]). Die beiden durch Rückkopplung ausgewählten Frequenzen können dann jedoch nur noch innerhalb der effektiven Bandbreite des Filters im Resonator (ca. 7 nm oder 3,2 THz für ein einplattiges Lyot-Filter) abgestimmt werden.

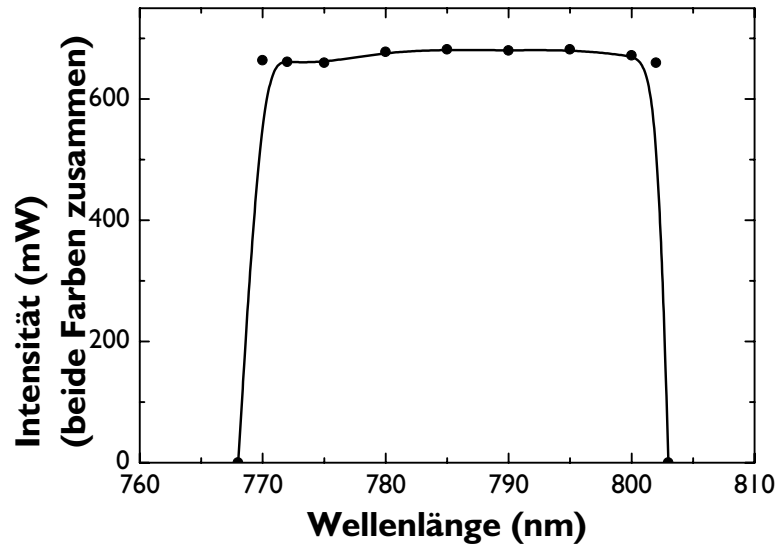


Abbildung 4.11.: Abstimmkurve für den Zweifarben-Ti:Saphir-Ringlaser mit externer Rückkopplung.

Innerhalb der gemessenen Abstimmkurve lassen sich beide Frequenzen unabhängig voneinander abstimmen, vorausgesetzt ihre Ausgangsleistungen sind ungefähr gleich groß. Aufgrund des Konzepts der externen Frequenzselektion und des kollinearen Strahlverlaufs beider Farben im Kristall kommt es zwischen den beiden Farben zu Modenwettbewerb, der sich als Leistungsschwankung zwischen den beiden Farben bemerkbar macht.

Linienbreite

In Abbildung 4.12 sind die mit dem Spektrometer gemessenen Linienbreiten der beiden emittierten Farben des Ringlasers mit externer Frequenzabstimmung dargestellt. Es zeigt sich, dass die einzelnen Farben eine Sockelbreite von 0,5 nm haben, der Laser folglich auf einer ganzen Reihe von Moden läuft. Eine weitere Einengung der emittierten Linienbreite bis hin zur einmodigen Emission war, im Gegensatz zu den von Gorris-Neveux *et al.* [46] beschriebenen Experimenten, mit Hilfe der vorhandenen Komponenten nicht möglich. Für einen unidirektionalen Ringlaser ist bei einem homogen verbreiterten Verstärkungsmedium, wie dem Ti:Saphir-Kristall, eine einmodige Emission möglich. Dies gilt auch, wenn der unidirektionale Betrieb, wie im beschriebenen Aufbau, durch eine passive optische Diode, d.h. durch Unterdrückung einer der beiden Umlaufrichtungen, erreicht wird [147]. Auch bei direkter Rückkopplung der emittierten Strahlung mit Hilfe eines dielektrischen Spiegels ohne Frequenzselektion konnte der Laser nicht zu einmodigem Betrieb gezwungen

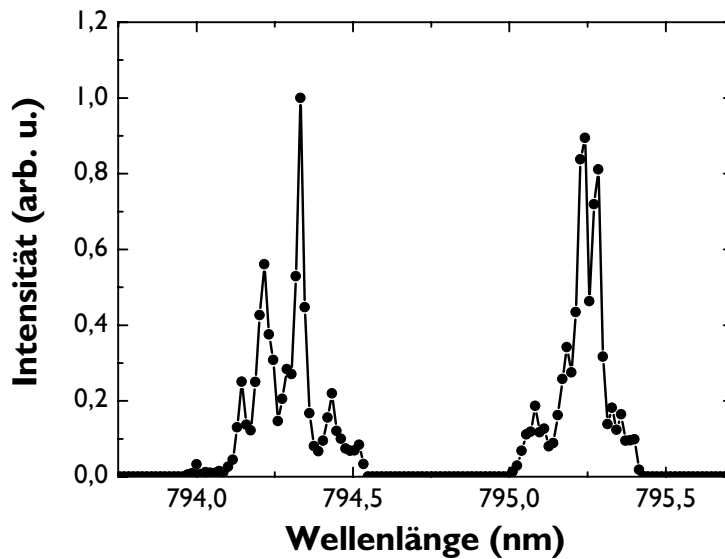


Abbildung 4.12.: Linienbreite zweier vom Ringlaser mit externer Rückkopplung emittierter Farben.

werden. Dies deutet daraufhin, dass die entgegengesetzte Umlaufrichtung nicht vollständig erlischt und weiterhin räumliches Lochbrennen und damit eine mehrmodige Emission auftritt. Über die Ursachen hierfür kann z.Zt. nur spekuliert werden. Möglicherweise reicht die in den Resonator zurückgekoppelte Leistung aufgrund von Reflexionsverlusten oder aufgrund einer zu großen Divergenz der emittierten Strahlung nicht aus. Bei optimaler Rückreflexion der Strahlung sinkt die Leistung im Rückkopplungsarm auf ca. 0.6 % der gesamten Ausgangsleistung des Lasers ab. Treten dann bei der Rückreflexion in den Resonator Verluste auf, so kann die eine Umlaufrichtung wieder eine größere Verstärkung erzielen und es schwingen wieder beide Richtungen an. Abhilfe könnte eine Entspiegelung der Rückseite des Auskoppelspiegels bringen. Verringert man die Pumpleistung bis hin zur Laserschwelle, so wird ein einmodiger Betrieb erleichtert, wobei dann jedoch die für die Mischexperimente notwendigen optischen Leistungen nicht mehr erreicht werden. Darüber hinaus muss die Rückkopplung in den Resonator zum Erreichen einer konstruktiven Interferenz zwischen emittierter und rückgekoppelter Welle interferometrisch genau erfolgen. Dies ist in der Praxis nur durch eine aktive Stabilisierung zu erreichen. Ohne aktive Stabilisierung kommt es mitunter zu destruktiver Interferenz und andere Frequenzen als die rückgekoppelte können den Modenwettbewerb gewinnen. Das daraufhin zu beobachtende Emissionsspektrum ist stark verbreitert. Dies erklärt auch, warum bei diesem Resonator-konzept erhöhte Fluktuationen der Ausgangsleistung beobachtet werden.

4.5. Unidirektionaler Ringresonator

4.5.1. Aufbau

Der Wunsch nach stabiler, einmodiger Laserstrahlung auf zwei Frequenzen legt es nahe, ein unidirektionales Ringlaserkonzept zu verfolgen. Wie in Kapitel 4.1.3 beschrieben, kommt es aufgrund des fehlenden räumlichen Lochbrennens bei solch einem Konzept meist zu einmodiger Emission.

Optische Pumpe

Für den Aufbau des unidirektionalen Ringlasers mit zwei sich im Verstärkermedium kreuzenden Resonatoren wurde eine Führung des Pumpstrahls gewählt, die, anders als bei den zuvor beschriebenen Resonatoren, die Leistung zu gleichen Teilen aufspaltet und jede der beiden Farben einzeln pumpt. Der Strahlengang ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Die beiden

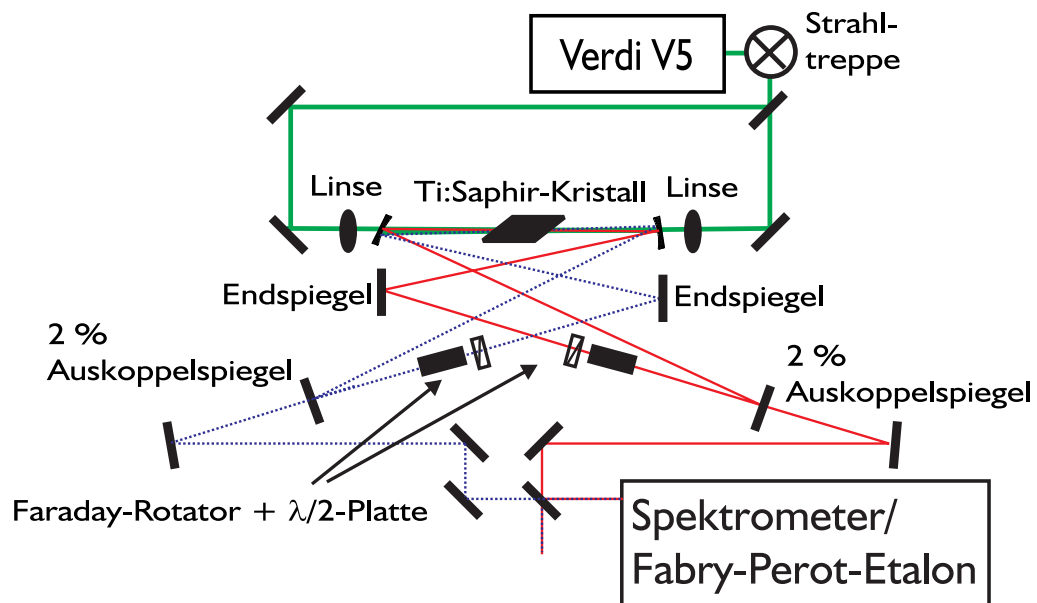


Abbildung 4.13.: Unidirektionaler Zweifarben-Ringresonator. Zur besseren Übersicht wurde eine der beiden Farben mit einer durchgezogenen (roten) Linie gezeichnet, die andere gepunktet (blau).

Pumpstrahlen werden von zwei Seiten durch die Faltspiegel in den Laserkristall fokussiert (beide Linsen haben eine Brennweite von 5 cm). Die beiden Pumpstrahlen sind leicht gegeneinander verkipppt, so dass sie kollinear zum jeweiligen generierten Laserstrahl sind.

Resonator

Der in Abbildung 4.13 gezeigte Aufbau benötigt für jede Farbe einen Ringresonator, wie er im vorangegangenen Kapitel bereits beschrieben wurde. Lediglich die beiden Faltspiegel und der Ti:Saphir-Kristall werden von beiden Frequenzen gemeinsam genutzt. Genau genommen handelt es sich also um zwei unabhängige Resonatoren, die das gleiche Verstärkungsmedium verwenden. Diese räumliche Trennung der beiden Strahlpfade ist notwendig, da sich sonst keine zwei unabhängig voneinander abstimmbare Frequenzen erzeugen lassen. Um einen unidirektionalen Betrieb zu ermöglichen, muss in beide Resonatoren je eine optische Diode integriert werden (siehe Kap. 4.1.3). Die beiden optischen Dioden setzen sich aus je einem Faraday-Rotator (Fa. *Linos*), einer breitbandigen $\lambda/2$ -Platte (600 nm - 1200 nm, Fa. *Halle*) und den beiden Brewster-Flächen des Ti:Saphir-Kristalls (Polarisatoren) zusammen. Es muss darauf geachtet werden, dass die optische Diode (Faraday-Rotator und $\lambda/2$ -Platte) in Umlaufrichtung jeweils das letzte Element im Strahlengang vor dem Auskoppelspiegel bilden. Auf diese Weise wird der Einfluss der in den Resonator zurückgespiegelten Laserstrahlung minimiert.

Zur Abstimmung der Wellenlänge wird die $\lambda/2$ -Platte gedreht. Dieses Konzept der Wellenlängenabstimmung beruht auf der Wirkungsweise der optischen Diode, so wie sie in Kapitel 4.1.3 dargestellt wird. Der dispersive Charakter des Faradayeffekts dreht die Polarisations Ebene der linear polarisierten Strahlung abhängig von der Wellenlänge um unterschiedliche Beträge. Die $\lambda/2$ -Platte dreht jedoch nur für einen Winkel die Polarisations Ebene zurück in die P -Polarisation. Wenn α der Winkel zwischen der P -Polarisation und der schnellen Achse der $\lambda/2$ -Platte ist, so wird nur eine Polarisations Ebene unter 2α zurück in die P -Ebene gedreht. Nur die P -Polarisation erleidet an den Brewster-Flächen des Kristalls keine Reflexionsverluste. Alle anderen Polarisierungen werden durch die Verluste an den Stirnseiten des Kristalls gedämpft und können nicht anschwingen. Bei entsprechender Justierung des Lasers lassen sich mit dieser Resonatorgeometrie 200 mW pro Farbe (TEM_{00}) bei einer Pumpleistung von zweimal 2,75 W erzeugen. Aufgrund der Verwendung der Faraday-Rotatoren innerhalb der Resonatoren standen bei dieser Geometrie keine weiteren optischen Isolatoren außerhalb des Resonators zur Verfügung. Der unidirektionale Ringlaser ist aufgrund der Unterdrückung der einen Umlaufrichtung weitgehend unempfindlich gegen Rückkopplung (siehe auch Kap. 4.1.3). Zur Optimierung dieses Schutzes gegen Rückkopplung sollte die optische Diode in Umlaufrichtung vor dem Auskoppelspiegel stehen. Dies ist aus Platzgründen (die Aufbauskitze 4.13 ist hier nicht maßstäblich) jedoch nur dann für beide Farben möglich, wenn ihre Umlaufrichtungen entgegengesetzt sind. Eine direkte Rückreflexion in den Resonator sollte aber trotzdem vermieden werden.

4.5.2. Spektrale Charakteristik

Abstimmbarkeit

Die Abstimmbarkeit des unidirektionalen Ringresonators ist auf einen maximalen Frequenzabstand der beiden Farben von ungefähr 10 THz beschränkt. Entgegen der Erwartung ist der Laser über die Drehung der $\lambda/2$ -Platte nicht kontinuierlich abstimmbare, sondern es treten diskrete, aber willkürliche Frequenzsprünge auf. Nur durch aufwendige Justierung lassen sich die gewünschten Frequenzen einstellen. Über die Herkunft dieser Sprünge kann nur spekuliert werden. Es ist zu vermuten, dass die Sprünge aufgrund eines komplexen Zusammenwirkens zwischen der optischen Diode ($\lambda/2$ -Platte und Faraday-Rotator), den polarisierenden Brewster-Flächen des Ti:Saphir-Kristalls und seiner intrinsischen Doppelbrechung herrühren.

Um eine bessere Abstimmbarkeit zu erzielen wurde versucht, zusätzlich ein Lyot-Filter in den Resonator einzubauen. Ein stabiler Betrieb, jedoch mit einer für die Mischexperimente zu geringen Ausgangsleistung, ist nur mit einem einplattigen Filter möglich. In dieser Konfiguration kann der Laser mit diskreten Wellenlängensprüngen von 0,4 nm, wie in Abbildung 4.14 sichtbar, durchgestimmt werden. Betrachtet man die Differenzfrequenz

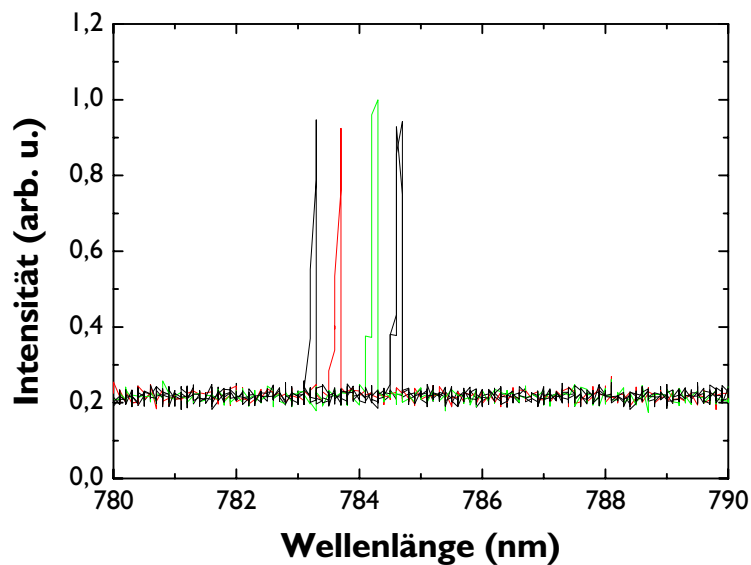


Abbildung 4.14.: Diskrete Frequenzsprünge beim Durchstimmen einer Frequenz des unidirektionalen Ringlasers mit einem Ein-Platten-Lyot-Filter.

zwischen den beiden Farben, so bedeutet dies, dass sie nur in diskreten Schritten von 185 GHz eingestellt werden kann. 185 GHz entsprechen einem Fabry-Perot-Etalon mit einer einfachen optischen Weglänge von 0,8 mm. Ein solches Element befindet sich jedoch

nicht im Strahlengang (Ti:Saphir-Kristall: >5 mm, $\lambda/2$ -Platte: 2,6 mm, Faraday-Rotator: ≈ 80 mm, Lyot-Filter: 0,5 mm). Es ist daher davon auszugehen, dass die Filterung aufgrund des komplexen Zusammenspiels der Polarisationsoptiken zustande kommt.

Linienbreite

Die Emission beider Frequenzen ist primär einmodig (siehe Abb. 4.15). Die Halbwertsbrei-

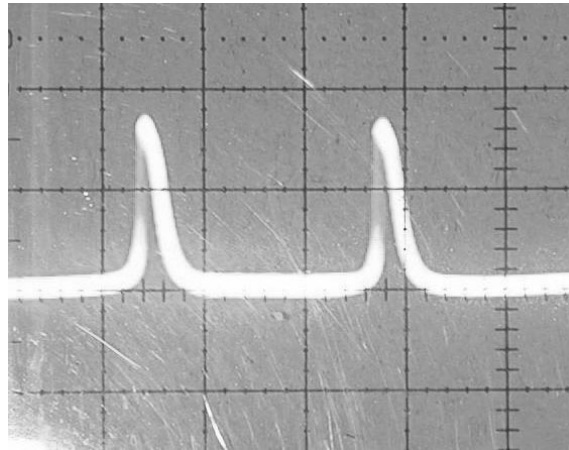


Abbildung 4.15.: Modenspektrum des unidirektionalen Ringlasers dargestellt für eine Farbe. Die zweite dargestellte Mode ist auf die Interferenz der nächst höheren Ordnung beim Durchfahren des Spiegelabstands des Fabry-Perot-Interferometers zurückzuführen.

te der einzelnen Mode lässt sich abschätzen und ist wie beim Linearresonator < 100 MHz. Während des Dauerbetriebs des Lasers kommt es mitunter zu einer langsamen, thermischen Drift der Mode um ihre Ausgangslage herum um bis zu ± 150 MHz. Dabei läuft zeitweilig eine zweite, benachbarte Mode an, die aber sogleich wieder verschwindet. Die Drift erfolgt auf einer Zeitskala zwischen wenigen Minuten und über einer Stunde. Die zweite Mode verschwindet bereits nach wenigen Sekunden wieder. Die Drift der optischen Moden verringert die Frequenzauflösung des Mischsignals auf ca. 600 MHz. Die Drift der optischen Moden und das Anschwingen weiterer Moden erzeugt darüber hinaus ein zusätzliches Phasenrauschen auf dem Mischsignal.

4.6. Kombiniertes Resonator

Die in Abbildung 4.16 gezeigte Resonatorgeometrie vereinigt die Vorteile des Linearresonators und des unidirektionalen Ringresonators, die in Kapitel 4.3 respektive 4.5 bereits vorgestellt wurden. Die Emissionsfrequenz des Linearresonators kann mit Hilfe des Lyot-Filters einfach abgestimmt werden und dient in den Experimenten zum Einstellen der

THz-Zielfrequenz. Nachteilig erweist sich die Emission auf drei Moden, die zu Seitenbändern im Mischsignal führt. Um dennoch die Mischfrequenz so schmalbandig wie möglich zu halten, wird zur Generation der zweiten Farbe der einmodige und stabile unidirektionale Ringresonator verwendet. Seine Frequenz wird während der Experimente nicht verändert. Mit der aus Kapitel 4.5 bekannten Strahlführung für die optische Pumpe werden zwei un-

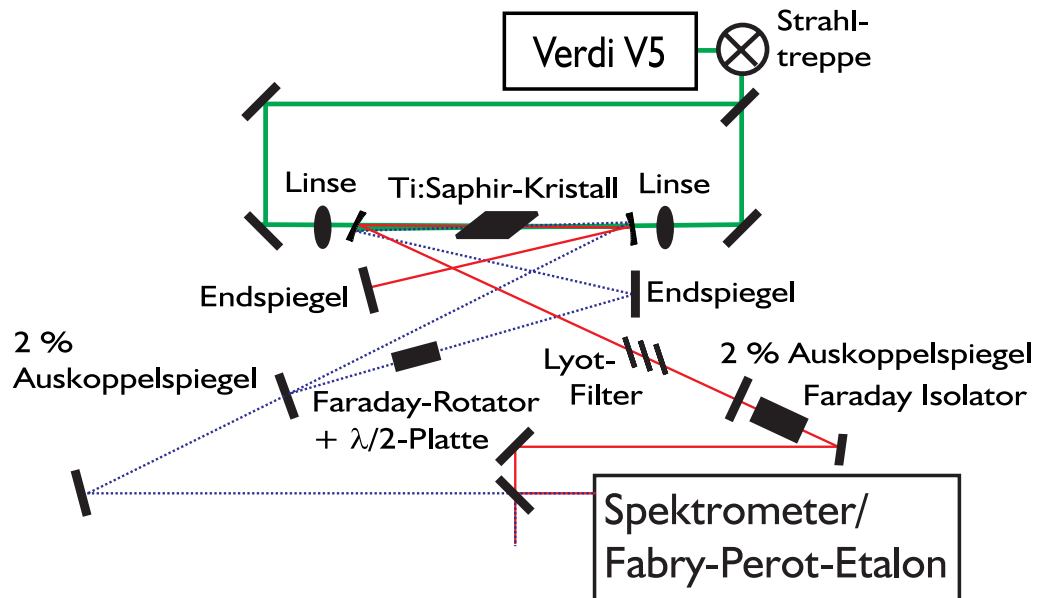


Abbildung 4.16.: Kombiniertes Zweifarben-Laser. Zur besseren Übersicht wurde eine der beiden Farben mit einer durchgezogenen (roten) Linie gezeichnet, die andere gepunktet (blau).

abhängige Resonatoren gepumpt, die sich im Ti:Saphir-Kristall kreuzen. Die Frequenz des Ringresonators wird während der Experimente nicht verändert, während der Linearresonator mit Hilfe des Drei-Platten Lyot-Filters abgestimmt wird. In jedem der beiden Resonatoren können etwa 200 mW optische Leistung (TEM_{00}) bei 5,5 W Pumpleistung generiert werden. In den Ausgang des linearen Resonators wird zur Vermeidung von Störeinflüssen aufgrund von Rückreflexen ein optischer Isolator eingefügt.

Die spektrale Charakteristik dieser Mischkonfiguration des Zweifarben-Lasers entspricht der seiner Komponenten. Die maximal einstellbare Differenzfrequenz entspricht in etwa der des linearen α -Resonators von 50 THz. Da der Ringresonator nur auf einer Mode läuft, der lineare Resonator hingegen auf drei Moden, besitzt das Mischsignal neben der eingestellten Zentralfrequenz zwei Seitenbänder mit einem Frequenzabstand von je 1,06 GHz. Darüber hinaus entstehen Signalbeiträge bei 1,06 GHz und 2,12 GHz aus der Selbstmischung der Strahlung des linearen Resonators. Eine Abstrahlung von Frequenzen < 100 GHz wurde jedoch bei den verwendeten Mischerstrukturen nie beobachtet, so dass

die Selbstmischung der Strahlung des Linearresonators die Ergebnisse der frequenz aufgelösten Messungen nicht beeinflusst.

4.7. Auswahl des Lasers für Photomischexperimente

Für die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Photomischexperimente wurden die verwendeten Laserkonfigurationen nach dem Abstimmverhalten und den Linienbreiten ausgewählt. Für die Experimente zur Untersuchung der THz-Emission unterschiedlicher Photomischer (Kap. 5) wurde die in Kapitel 4.6 beschriebene kombinierte Geometrie aus Linear- und Ringresonator verwendet. Diese gewährleistet eine einfache und kontinuierliche Abstimmbarkeit der Differenzfrequenz und ermöglicht gleichzeitig die einmodige Emission zumindest einer Farbe. Die beiden generierten Seitenbänder im THz-Mischsignal haben keinen Einfluss auf die Aussagekraft der Messergebnisse, da die spektralen Eigenschaften der Emitter breitbandig im Vergleich zum Frequenzabstand der Seitenbänder sind.

Im Gegensatz dazu ist für alle Experimente mit photokonduktiver Detektion (Kap. 6 und 7) die Linienbreite von entscheidender Bedeutung. Daher wird für diese Experimente der unidirektionale Zweifarben-Ringlaser (Kap. 4.5) verwendet. Nur eine möglichst schmalbandige und monofrequente THz-Strahlung ohne Seitenbänder ermöglicht es, die optische Verzögerungsstrecke bei der kohärenten Detektion über weite Bereiche zu verfahren, ohne dabei eine Intensitätsmodulation zu beobachten. Die Linienbreite des THz-Mischsignals bei Verwendung des unidirektionalen Zweifarben-Ringlasers ist kleiner 200 MHz. D.h. zwischen zwei benachbarten Maxima der Intensität des Mischsignals liegen 0,7 m optischer Weg.

Bei beiden gewählten Resonatorgeometrien werden die beiden optischen Frequenzen nicht kollinear generiert und müssen außerhalb des Resonators auf einem Strahlteiler räumlich überlagert werden. Für Experimente mit kohärenter photokonduktiver Detektion ist dies kein Nachteil, da zum Betrieb des Detektors ebenfalls ein Teil der Leistung des optischen Schwebungssignals benötigt wird. Will man die Zweifarben-Laserquelle jedoch nur zur Generation von Dauerstrich-THz-Strahlung, wie etwa für einen Lokaloszillator, verwenden, so ist es wünschenswert, möglichst viel optische Leistung für den Emitter zur Verfügung zu haben. In solchen Fällen kann eine Lasergeometrie mit kollinearere Strahlführung von Vorteil sein. Für alle im Rahmen der vorgestellten Experimente verwendeten Photomischer waren jedoch 50% der maximalen Ausgangsleistung vollkommen ausreichend. Teilweise musste die Ausgangsleistung abgeschwächt werden, um die Zerstörschwelle der Mischer nicht zu überschreiten. Ein gravierender Nachteil aller kollinearere Geometrien ist weiterhin, dass sie einen erheblichen Modenwettbewerb zwischen den beiden Farben zeigen, da sie über kein räumlich inhomogen verbreitetes Verstärkungsmedium verfügen. Dies schlägt sich als Rauschen im Mischsignal nieder.

5. Photomischer

In diesem Kapitel werden experimentelle Untersuchungen an Photomischern zur Optimierung der THz-Emission beschrieben. Dabei werden drei entscheidende Themenkomplexe aufgegriffen:

- Die im Photoschalter generierte THz-Leistung hängt maßgeblich von den Eigenschaften des verwendeten LT-GaAs Materials ab. Diese Eigenschaften werden im einleitenden Grundlagen-Kapitel 5.1 vorgestellt. Der für die Messungen benötigte Antennenmessplatz, der eine frequenz aufgelöste Charakterisierung der Photomischer im Hinblick auf die abgestrahlte THz-Leistung ermöglicht, wird in Kapitel 5.5 vorgestellt. In Kapitel 5.6 werden dann systematische experimentelle Untersuchungen an Photomischern auf unterschiedlichem LT-GaAs-Material behandelt. Dabei unterscheiden sich die Photomischer nur durch das LT-GaAs-Material, die Antennenstrukturen sowie die Abmessungen der Photoschalter sind identisch. Dies erlaubt einen Vergleich der generierten THz-Leistung und der Effizienz der Photoschalter bei unterschiedlichen THz-Frequenzen.
- Um die im Photoschalter generierte THz-Leistung in Experimenten nutzen zu können, muss sie effizient vom Photomischer abgestrahlt werden. Dazu können unterschiedliche Antennenkonzepte zur Strahlformung verwendet werden. Die Grundlagen der THz-Antennen werden im Kapitel 5.3 behandelt und ihr Zusammenwirken mit dem Photoschalter in Kapitel 5.4 untersucht. Der verwendete experimentelle Aufbau (Kap. 5.5) ist der gleiche wie für die in Kapitel 5.6 beschriebenen Experimente. Die in Kapitel 5.7 beschriebenen Experimente untersuchen frequenz aufgelöst die abgestrahlte THz-Leistung für unterschiedliche Antennen.
- Aufgrund der in Kapitel 5.1 beschriebenen langsamen Relaxationsdynamik optisch generierter Ladungsträger in LT-GaAs ist zu erwarten, dass die in den tiefen Störstellen des LT-GaAs eingefangenen Ladungsträger zur Abschirmung des angelegten elektrischen Feldes eines Photomischers beitragen könnten. Dieser Einfluss wird experimentell untersucht. Die dazu durchgeführten gepulsten THz-Experimente werden in Kapitel 5.8 vorgestellt. Dabei wird der Photomischer nicht mit dem Schwebungssignal zweier optischer Frequenzen, sondern mit zwei aufeinander folgenden optischen Femtosekundenpulsen beleuchtet. Aus dem elektrooptisch detektierten THz-Signal lassen sich dann Rückschlüsse auf Abschirmprozesse in den Photomischern und deren Auswirkungen auf die Erzeugung von Dauerstrich-THz-Strahlung ziehen.

In dem zusammenfassenden Kapitel 5.9 werden die Ergebnisse der einzelnen Experimente im Hinblick auf die Auswahl eines optimierten Photomischers bewertet.

5.1. Low-Temperature-Grown-GaAs

Zur effizienten Generation und Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung wird ein optimiertes Halbleitermaterial benötigt, das mehrere Eigenschaften in sich vereint:

- Hohe Photokonduktivität, d.h.
 - effiziente Ladungsträgererzeugung, d.h. hohe Absorption bei den verwendeten optischen Wellenlängen (maximales η_i),
 - hohe Mobilitäten für Elektronen μ_e und Löcher μ_h ,
 - hohe Durchschlagfeldstärken.
- Niedrige Leitfähigkeit der unbeleuchteten Probe.
- Passende Ladungsträgereinfangzeit τ , d.h. eine zur angestrebten THz-Frequenz passende Dauer, in der die erzeugten Ladungsträger zum Strom beitragen. Diese ist in Hinblick auf die Effizienz der Emittter (Kap. 5.4.2) und den dynamischen Bereich der Detektoren (Kap. 6.5) zu optimieren.

Fast alle¹ bisher veröffentlichten Beiträge über Photomischer zur Generation von Dauerstrich-THz-Strahlung bei 800 nm optischer Wellenlänge basieren auf dem im Folgenden genauer beschriebenen, nicht stöchiometrischen Material LT-GaAs, das die genannten Anforderungen hinreichend gut erfüllt.

In den folgenden Kapiteln werden die Herstellung von LT-GaAs (Kap. 5.1.1) und seine elektrischen und optischen Eigenschaften (Kap. 5.1.2 und 5.1.3) behandelt, soweit sie für die in der weiteren Arbeit beschriebenen Experimente relevant sind. Es muss an dieser Stelle ausdrücklich daraufhin gewiesen werden, dass sich in der Literatur oft sehr widersprüchliche Aussagen über die Eigenschaften und vor allem über die einzelnen physikalischen Mechanismen in LT-GaAs finden. Die Auswirkungen der Materialeigenschaften des LT-GaAs auf das Emissionsverhalten der Photomischer werden im Rahmen der experimentellen Untersuchungen im Kapitel 5.6 beschrieben. Die Einflüsse auf die Sensitivität und den dynamischen Bereich der photokonduktiven Detektoren werden in Kapitel 6.5 betrachtet.

¹Die Ausnahme bilden die Experimente von Kadow *et al.* mit Er:GaAs [58].

5.1.1. Herstellung

Wachstum

LT-GaAs wird mit Hilfe von Molekular-Strahl-Epitaxie²-Anlagen bei Temperaturen, die unterhalb 500 °C liegen, und bei Arsen-Überdruck gewachsen. Die praxisrelevanten Wachstumstemperaturen T_G für LT-GaAs liegen zwischen 180 °C und 300 °C. Bei Temperaturen unter ca. 180 °C können im allgemeinen keine einkristallinen Strukturen mehr gewachsen werden. Oberhalb 300 °C wird die Ladungsträgerrelaxation optisch angeregter Ladungsträger zu langsam. Im Vergleich dazu wird herkömmliches stöchiometrisches GaAs bei Temperaturen um 600 °C gewachsen. Im Gegensatz zu stöchiometrisch gewachsenem GaAs finden sich bei LT-GaAs Arsenatome auf Plätzen, die im Normalfall von Galliumatomen besetzt sind [152, 153]. Diese Störstellen werden als As_{Ga} -Defekte³ bezeichnet. Diese können als neutrale As_{Ga}^0 -Defekte oder als positive geladene As_{Ga}^+ -Defekte vorliegen. Der As-Überschuss hängt stark von der Wachstumstemperatur ab. Er steigt mit abnehmender Wachstumstemperatur stetig, aber nicht linear an. Bei 300 °C liegt der As-Überschuss bei nur 0,1 % [154, 155]. Bei Temperaturen um 180 °C können hingegen Überschüsse bis zu 2 % erzielt werden. Trotz des As-Überschusses kann das Material einkristallin gewachsen werden, wobei die erzielbaren einkristallinen Schichtdicken mit zunehmendem As-Überschuss aufgrund von zunehmenden Verspannungen abnehmen. Neben der Wachstumstemperatur ist das Verhältnis⁴ zwischen As und Ga in der Gasphase während des Wachstums von entscheidender Bedeutung für den As-Überschuss im LT-GaAs Material. Abgesehen von den As-Störstellen treten auch interstitielle As-Defekte⁵ [156] auf, bei denen As-Atome auf Zwischengitterplätzen angeordnet sind. Außerdem kommt es zur Ausbildung von Galliumvakanz⁶ V_{Ga} , also unbesetzten Ga-Gitterplätzen [157, 158].

An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass MBE-Anlagen üblicherweise für Wachstumstemperaturen über 400 °C ausgelegt sind. Unterhalb 400 °C sind die Temperaturen der Wafer in der Anlage nur schwer zu messen (siehe hierzu [159]). Ergebnisse von Proben aus unterschiedlichen MBE-Anlagen sind nur schwer miteinander vergleichbar, da die Temperaturangaben nicht notwendigerweise den tatsächlichen Wachstumstemperaturen entsprechen.

Das bei niedrigen Temperaturen gewachsene und nicht weiter behandelte⁷ GaAs hat, verglichen mit semiisolierendem GaAs ($10^{-7} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$), eine hohe elektrische Leitfähigkeit. Sie nimmt mit zunehmender Wachstumstemperatur ab [154, 160]. Das Punktdefektmodell nach Look *et al.* [161] beschreibt den Ladungstransport in einer unbeleuchteten as-grown LT-GaAs-Probe. Aufgrund der hohen As_{Ga} -Störstellendichte bildet sich in der Mitte der

²im Englischen: molecular beam epitaxy, kurz: MBE

³im Englischen: As-antisites

⁴im Englischen: beam equivalent pressure, kurz: BEP

⁵im Englischen: As-interstitials

⁶im Englischen: Ga-vacancies

⁷im Englischen: as-grown

Bandlücke ein Störstellenband aus, das aufgrund der teilweisen Kompensation durch V_{Ga} mit dem Fermienergielevel zusammenfällt. Dies erlaubt einen sogenannten Hopping-Transport, bei dem Ladungsträger zwischen benachbarten Störstellen hüpfen. Eine umfassendere Darstellung findet sich in [159] und [162].

Ausheilen

Für Anwendungen in der ultraschnellen Optoelektronik muss die Leitfähigkeit (ohne Beleuchtung) des Materials reduziert werden. Eine Verringerung der Leitfähigkeit erreicht man, wenn man die Probe nach dem Wachstum tempert. Dabei wird die Probe auf Temperaturen T_A zwischen 350°C und 900°C erhitzt. Dies kann direkt innerhalb der MBE-Anlage⁸ bei gleichem As-Partialdruck wie während des Wachstums geschehen. Wird in einem Temperofen außerhalb der MBE-Anlage getempert⁹, so ist es notwendig, einen semiisulierenden GaAs-Wafer auf die Probe zu legen, um eine Ausdiffusion des Überschuss-Arsens zu verhindern. Typischerweise werden die Proben bei 600°C für eine Zeit $t_A=5$ Minuten getempert. Beim Tempern bei 600°C wird primär die Konzentration der As_{Ga} -Störstellen um über eine Größenordnung verringert [163]¹⁰. Das von den Ga-Gitterplätzen verdrängte As bildet dann metallische As-Ausscheidungen mit Durchmessern um 5 nm [164, 165]. Die GaAs-Matrix bleibt ansonsten jedoch erhalten. Diese mikroskopischen Veränderungen bewirken, dass sich die Leitfähigkeit mit Werten bis hinab zu $10^{-6}\ \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ der des intrinsischen GaAs annähert. Die Durchbruchfeldstärke steigt auf $350\ \text{kV/cm}$ an [166]. Dabei gibt es zwei Modelle, die die reduzierte Leitfähigkeit nach dem Ausheilen erklären. Das Punktdefektmodell nach Look [161] geht davon aus, dass der Hopping-Transport mit abnehmender As_{Ga} -Defektkonzentration eingeschränkt wird. Look misst den metallischen As-Ausscheidungen keinerlei Bedeutung zu. Demgegenüber sieht das Schottkybarrierenmodell nach Warren *et al.* [167] den Schlüssel für die reduzierte Leitfähigkeit in den As-Ausscheidungen. Das Modell nimmt an, dass sich an den Grenzen einer jeden As-Ausscheidung ein schottkyähnlicher Metall-Halbleiterübergang bildet. Jede As-Ausscheidung ist dann von einer Verarmungszone umgeben. Bei genügend hoher Konzentration der As-Ausscheidungen überlappen die Verarmungszonen und schirmen so das gesamte Material ab und die Probe wird semiisulierend. Reicht die Größe der Verarmungszonen nicht aus, das gesamte Material abzuschirmen, so ist die Probe leitend. Die Größe der Ausscheidungen legt in diesem Modell das Fermienergielevel des LT-GaAs fest. Experimentelle Beobachtungen deuten jedoch darauf hin, dass die Fermienergie von den Defektdichten bestimmt wird [168, 169, 170]. Das Fermienergielevel zeigt ein komplexes Verhalten mit T_A [168]. Ein Vergleich zwischen den beiden Modellen findet sich in [171].

⁸ *im Englischen:* in-situ

⁹ *im Englischen:* ex-situ

¹⁰ Bei 200°C Wachstumstemperatur und 600°C Ausheiltemperatur reduziert sich die Konzentration der positiv geladenen As_{Ga}^+ -Störstellen von $0,7 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ auf ca. $0,3 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$.

5.1.2. Bandstruktur

Die Bandstruktur von LT-GaAs im k -Raum ist der von intrinsischem GaAs sehr ähnlich. Sie ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Da die optische Absorption und die

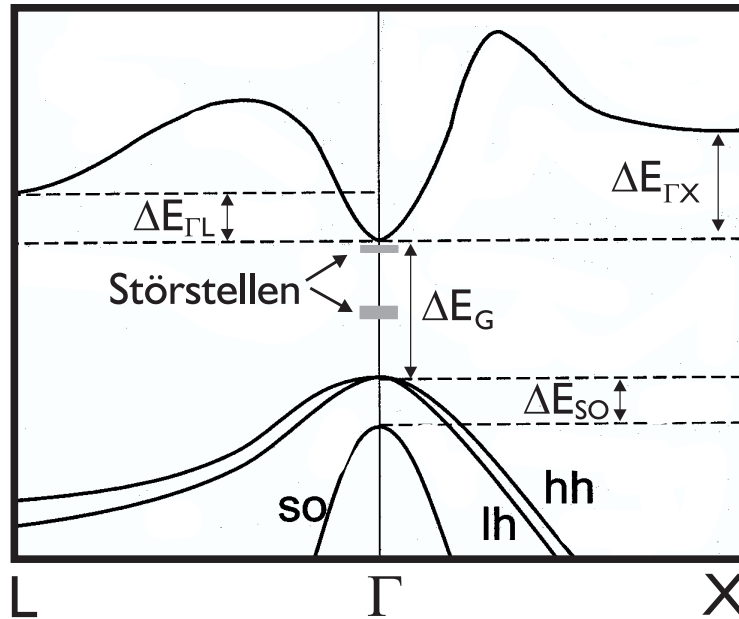


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Bandstruktur von LT-GaAs im k -Raum nach [159].

Mobilität der Ladungsträger durch die Bandstruktur bestimmt werden, sind diese Eigenschaften ähnlich denen von intrinsischem GaAs. Es gibt drei Valenzbänder, nämlich das Schwerloch¹¹ und das Leichtlochband¹² und ein abgespaltenes Band¹³. lh und hh sind vom Leitungsband bei Raumtemperatur durch eine Bandlücke von $E_G = 1,423$ eV getrennt. Die physikalischen Größen des (LT-)GaAs sind in Tabelle 5.1 angegeben. Bei Raumtemperatur (300 K, $k_B T = 25$ meV) kann die thermische Besetzung des Leitungsbandes vernachlässigt werden. Ladungsträger können jedoch durch optische Interbandanregung mit einer Frequenz ν , für die $h\nu > E_G$ gilt, aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden. Gegenüber dem intrinsischen GaAs kommen tiefe As_{Ga}^+ - und As_{Ga}^0 -Störstellen in der Mitte der Bandlücke hinzu, die einen entscheidenden Einfluss auf die Relaxationsdynamik der optisch angeregten Ladungsträger haben (siehe Kap. 5.1.3). Darüber hinaus treten auch flache Störstellen in geringer Dichte auf, die jedoch eine gute Durchlässigkeit der Träger in

¹¹ im Englischen: heavy hole, kurz: hh

¹² im Englischen: light hole, kurz: lh

¹³ im Englischen: split-off, kurz: so

Bandlücke E_G (300 K)	1,423 eV
Energetischer Abstand Γ -L-Tal $\Delta E_{\Gamma L}$	0,29 eV
Energetischer Abstand Γ -X-Tal $\Delta E_{\Gamma X}$	0,52 eV
Energetischer Abstand SO-HH ΔE_{SO}	0,34 eV
effektive Elektronenmasse im Γ -Tal $m_{e\Gamma}^*$	$0,063 \cdot m_0$
effektive Elektronenmasse im L-Tal m_{eL}^*	$0,52 \cdot m_0$
effektive Elektronenmasse im X-Tal m_{eX}^*	$0,82 \cdot m_0$
Schwerlochmasse m_{hh}^*	$0,45 \cdot m_0$
Leichtlochmasse m_{lh}^*	$0,076 \cdot m_0$
Split-Off-Masse m_{SO}^*	$0,145 \cdot m_0$

Tabelle 5.1.: Übersicht über die physikalischen Eigenschaften des LT-GaAs bei $T = 300$ K. m_0 ist die Elektronenmasse.

die tiefen Störstellen aufweisen [159].

5.1.3. Dynamik optisch angeregter Ladungsträger

Ladungsträgereinfang

Ein entscheidender Parameter für die Güte optischer Halbleitermaterialien ist die Zeit, die optisch angeregte freie Ladungsträger im Leitungsband zum Stromtransport beitragen, bevor sie eingefangen werden. Als Ladungsträgereinfangzeit¹⁴ τ wird die Zeit bezeichnet, nach der die anfängliche Ladungsträgerdichte im Leitungsband, bzw. im Valenzband auf $1/e$ abgefallen ist. Dabei ist zu berücksichtigen, dass aus den flachen Störstellen eine Reemission in das Leitungsband erfolgen kann. Zum besseren Verständnis sind Ladungsträgereinfang und -rekombination in Abbildung 5.2 skizziert. Die gezeigte Darstellung ist insofern unvollständig, als dass der schnelle Einfang der Löcher aus dem Valenzband in die V_{Ga} -Störstellen nicht dargestellt ist. Die Ladungsträgereinfangzeit kann mit Hilfe von optischer Femtosekunden-Anrege-Abfrage-Spektroskopie ermittelt werden. Dabei können sowohl Messungen in Reflexion [172] als auch in Transmission [159] durchgeführt werden. Es ist darauf zu achten, dass die Wellenlänge des Abfrage-Strahls der Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband an der Bandkante entspricht, da bei höherenergetischen Abfrage-Pulsen auch Intrabandrelaxationsprozesse beobachtet werden (die bestimmten Zeitkonstanten sind dann schneller als der eigentliche Ladungsträgereinfang). Verlässlichere Aussagen über die Ladungsträgereinfangzeiten erlauben optische Anrege/THz-Abfrage-Experimente [159, 173]. Die THz-Transmission wird ausschließlich von der Anzahl der freien Ladungsträger bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Messtechniken ist jedoch verblüffend gut [159]. Die typischen Einfangzeiten liegen zwi-

¹⁴in Englischen: trapping time

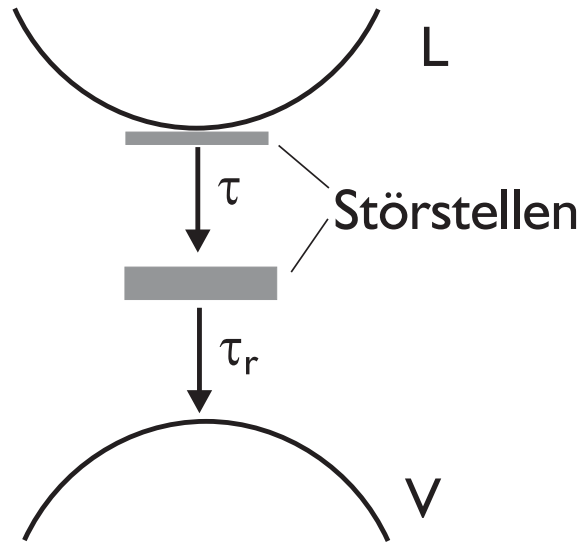


Abbildung 5.2.: Elektroneneinfang und Ladungsträgerrekombination.

schen 300 fs und 1,5 ps und nehmen mit zunehmender Wachstumstemperatur zu.

Die genauen mikroskopischen Prozesse, die den schnellen Ladungsträgereinfang ermöglichen, sind bisher nicht bekannt. Die beiden möglichen Erklärungsansätze knüpfen an die zuvor für die Beschreibung der Leitfähigkeit herangezogenen Modelle an. Das Punktdefektmodell erklärt den schnellen Einfang mit Hilfe der As_{Ga}^+ -Defekte als Einfangzentren für die Elektronen. Für nicht ausgeheiltes LT-GaAs werden noch schnellere Ladungsträgereinfangzeiten gemessen [172, 174], was für das Punktdefektmodell und gegen Erklärungen zu sprechen scheint, die den schnellen Einfang den As-Ausscheidungen zuordnen [175, 176]. Für einen maßgeblichen Einfluss der As-Ausscheidungen sprechen hingegen Berechnungen in [177], die darauf hindeuten, dass die Einfangquerschnitte der As_{Ga}^+ -Defekte für einen schnellen Einfang viel zu gering sind. In [178] wird ein Zweiphasen-Modell aus GaAs-Gitter und den As-Ausscheidungen beschrieben. Gegen dieses Modell spricht, dass es von einer Festlegung der Fermienergie durch die Ausscheidungen ausgeht, was den experimentellen Befunden widerspricht [169, 170, 179].

Bisher konnten keine Hinweise darauf gefunden werden, dass der Einfangprozess für die Löcher in die V_{Ga} -Defekte auf anderen Zeitskalen abläuft als der Einfangprozess für die Elektronen. Für die von Segschneider *et al.* beobachtete schnelle Ladungsträgerrekombination [159] auf einer Zeitskala von 10 ps ist es notwendig, dass die As_{Ga}^+ - und V_{Ga} -Defekte räumlich nah beieinander liegen.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, dass bei Anregungsdichten die größer sind als die Störstellendichte Sättigungseffekte in der Relaxationsdynamik optisch angeregter Ladungsträger auftreten [173, 180]. Dabei wird der Ladungsträgereinfang wesentlich weniger verlangsamt als man aufgrund des Punktdefektmodells mit einer festen Anzahl

von Einfangzentren erwarten würde [159]. Für die Dauerstrich-Photomischer spielen diese Sättigungseffekte keine Rolle, da die Anregungsdichten mit 10^{16} cm^{-3} um zwei Größenordnungen unter der kritischen Anregungsdichte von ca. 10^{18} cm^{-3} [159] (diese entspricht der Dichte der Störstellen im LT-GaAs) liegen, oberhalb derer Sättigungsverhalten beobachtet werden konnte.

Ladungsträgerrekombination

Unabhängig vom Modell zur mikroskopischen Beschreibung, ist der im vorangegangenen Absatz beschriebene Ladungsträgereinfang von der Ladungsträgerrekombination zu unterscheiden. Die eingefangenen Ladungsträger tragen zwar nicht mehr zum Stromtransport bei, liegen aber nach wie vor als getrennte Elektronen und Löcher vor und können so z.B. elektrische Felder wirksam abschirmen. Erst einige Zeit später rekombinieren die Ladungsträger aus den tiefen Störstellen heraus. Die Ladungsträgerrekombinationszeit τ_r beschreibt den $1/e$ -Abfall der Dichte der eingefangenen Ladungsträger. Die typischen Werte für τ_r liegen bei Anregungsdichten unter 10^{18} cm^{-3} um 11,5 ps und wurden sowohl mit Hilfe von optischen Anrege-Abfrage-Experimenten [173] als auch mit optischen Anrege/THz-Abfrage-Experimenten [159] bestimmt. Die Ladungsträgerrekombinationszeit scheint für niedrige T_G zunächst unabhängig von der Wachstumstemperatur zu sein, nähert sich jedoch für hohe T_G dem Verhalten von reinem GaAs an.

Ladungsträgermobilität

Die Mobilität der optisch angeregten Ladungsträger hat einen entscheidenden Einfluss auf die Photoleitfähigkeit des Materials. Die veröffentlichten Werte für die Mobilität der Ladungsträger haben eine Streuung von Werten um $170 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [181] bis zu Werten um $3000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [182]. Die verlässlichsten Messungen von Segschneider *et al.* [159] liegen um $500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die Daten von Segschneider *et al.* wurden aus optischen Anrege/THz-Abfrage-Experimenten extrahiert und stimmen in gutem Maße mit Hall-Messungen (unbeleuchtet) von Look *et al.* [183] überein. Die von Segschneider *et al.* gemessenen Mobilitäten sind in Abbildung 5.3 in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur T_G dargestellt. Die Proben wurden bei 600°C ausgeheilt, mit Ausnahme der bei einer Wachstumstemperatur von 275°C gewachsenen Probe, die bei 700°C ausgeheilt wurde. Im Nebenbild von Abbildung 5.3 ist die Mobilität in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit τ aufgetragen. Die exponentielle Anpassung entspricht der Funktion

$$\mu(\tau) = 388 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} + 14,61 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \cdot e^{\frac{\tau}{0,26 \text{ ps}}} . \quad (5.1)$$

Die Mobilität nimmt mit zunehmender Wachstumstemperatur zu. Die Mobilität eines Ladungsträgers ist gegeben als

$$\mu = \frac{e \cdot \tau_m}{m^*} , \quad (5.2)$$

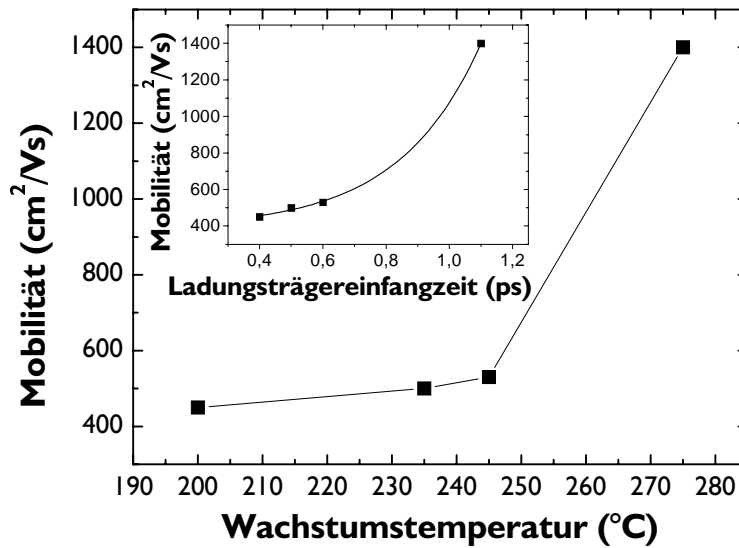


Abbildung 5.3.: Ladungsträgermobilität in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur aus [159].

wobei m^* die effektive Masse der Ladungsträger und τ_m die Streuzeit (Impulsrelaxationszeit) ist. Für die Angabe der gesamten Mobilität müssen Elektronen und Löcher berücksichtigt werden. Da mit zunehmender Wachstumstemperatur immer weniger Streuzentren in das GaAs-Kristallgitter eingebaut werden, ist leicht einzusehen, dass die Streuzeit und damit die Mobilität mit zunehmender Wachstumstemperatur zunimmt. Eine dem entgegengesetzte Beobachtung machen Nemeč *et al.* in [182]. Gründe für die mit zunehmender Wachstumstemperatur abnehmende Streuzeit und Mobilität werden jedoch nicht genannt.

5.2. Photomischen

Das Mischen der beiden optischen Frequenzen kann sowohl mit Hilfe des nachfolgend beschriebenen optoelektronischen Generationsprozesses als auch aufgrund der optischen Nichtlinearität des Halbleiter-Kristalls (hier GaAs) erfolgen. Da die Generation durch die Nichtlinearität des Substrats sehr ineffizient ist, kann ihr Beitrag vernachlässigt werden und wird daher im folgenden Text nicht weiter berücksichtigt.

Zur Erzeugung einer elektromagnetischen Welle ist eine zeitliche Änderung der Stromdichte notwendig. Wie die Lösung der Maxwell-Gleichungen zeigt, oszilliert das abgestrahlte elektrische Feld E einer mit Kreisfrequenz ω oszillierenden Stromdichte J ebenfalls mit der Kreisfrequenz ω . Um die gewünschte elektromagnetische Strahlung im THz-Frequenzbereich zu erzeugen, ist somit eine Stromdichte-Modulation im THz-

Frequenzbereich notwendig. Dies ist entweder durch kurzzeitige Erzeugung von Ladungsträgern in einem elektrischen Feld mit Hilfe eines optischen Pulses geeigneter Pulslänge oder durch periodische Erzeugung von Ladungsträgern in einem elektrischen Feld durch Überlagerung zweier optischer Dauerstrich-Strahlen (Frequenzmischen¹⁵) in einem geeigneten Halbleitermaterial möglich.

Bei der Absorption von Photonen in einem Halbleitermaterial werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Sowohl die Elektronen im Leitungsband als auch die Löcher im Valenzband tragen zur Leitfähigkeit bei. Dies wird als Photoleitfähigkeit oder Photokonduktivität bezeichnet. Existiert im Halbleiter ein intrinsisches oder von außen angelegtes elektrisches Feld, so entsteht ein Strom, der als Photostrom bezeichnet wird [184].

Bei Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen (in unserem Fall optischer Wellen) mit leicht unterschiedlicher Frequenz ν_1 bzw. ν_2 entsteht ein Schwebungssignal. Das überlagerte elektrische Feld oszilliert mit der mittleren Frequenz und ist mit der halben Differenzfrequenz amplitudenmoduliert. Die momentane Intensität $I(t)$, also die momentane Leistung pro Fläche $\frac{P(t)}{A}$, ist proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes und besteht somit aus einem zeitunabhängigen Anteil und der Überlagerung von vier Wellen. Neben den verdoppelten Ausgangsfrequenzen $2\nu_1$ bzw. $2\nu_2$ findet sich eine Welle mit der Summenfrequenz $\nu_1 + \nu_2$ und eine mit der Differenzfrequenz $\nu_1 - \nu_2$. Die Modulation der Intensität mit der Differenzfrequenz wird als Schwebung bezeichnet. Näheres hierzu findet sich in Anhang A.

Die Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare (genauer: die Wahrscheinlichkeit ihrer Generation) und somit die Leitfähigkeit in einem Photohalbleiter ist proportional zur einfallenden optischen Leistung [13, 184]. Der Photostrom ist folglich proportional zum Quadrat des einfallenden elektrischen Feldes. Dies stellt beim Photomischen die notwendige Nichtlinearität dar, die benötigt wird, um aus der additiven (linearen) Überlagerung zweier elektrischer Felder unterschiedlicher Frequenz ein Feld mit der Differenzfrequenz der beiden Ausgangsfrequenzen zu generieren. In einem Halbleiter mit photokonduktiven Eigenschaften, die zu einer Modulation der Anzahl der Ladungsträger mit der Differenzfrequenz der eingestrahnten optischen Schwebung führen, entsteht bei Anlegen eines elektrischen Feldes ein Photostrom, der ebenfalls mit der Differenzfrequenz moduliert ist. Eine genaue Behandlung findet sich hierzu im folgenden Kapitel 5.2.1. Die Leitfähigkeit und somit der Photostrom sind proportional zur Anzahl der Elektronen und Löcher. Die vom Photoschalter maximal zur Verfügung gestellte THz-Leistung P_{mix} ist proportional zum Quadrat der Wechselstromamplitude $I_{0,photo,AC}$ des Photostroms

$$P_{mix} \propto I_{0,photo,AC}^2 . \quad (5.3)$$

Die letztlich von der Antenne abgestrahlte THz-Leistung P_{THz} ist wiederum proportional zu der vom Photoschalter zur Verfügung gestellten Leistung (siehe hierzu Kapitel 5.3).

¹⁵ *im Englischen*: heterodyne conversion

Das Mischerbauelement lässt sich gedanklich in zwei Komponenten zerlegen: i) den Photoschalter (auch photokonduktiver Schalter genannt, Kap. 5.2), der die Stromdichtemodulation generiert, und ii) die Antenne (Kap. 5.3), die die Stromdichtemodulation räumlich so formt, dass die Abstrahlung der elektromagnetischen THz-Welle optimiert wird. Obwohl die beiden Komponenten zunächst getrennt behandelt werden können, kommt ihrem Zusammenwirken eine besondere Bedeutung zu. Es zeigt sich, dass für Photomischer gerade die Impedanzfehlانpassung zwischen Photoschalter und Antenne die größte Verlustquelle für die generierte THz-Leistung darstellt (siehe Kapitel 5.4).

Im Folgenden wird zunächst die Erzeugung eines zeitlich modulierten Photostroms beschrieben. Im Anschluss daran werden die Einflüsse der unterschiedlichen Parameter, wie der optischen Leistung, der Differenzfrequenz und der extrinsischen Quanteneffizienz auf den Photostrom, untersucht (Kap. 5.2.2) und die Eigenschaften eines realen Photoschalters beschrieben (Kap. 5.2.3).

5.2.1. Photostromerzeugung

Beleuchtet man ein photokonduktives Halbleitermaterial mit Licht mit einer Photonenenergie, die größer ist als die Bandlücke, so werden Photonen absorbiert und mit Hilfe der absorbierten Energie werden Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband angeregt, oder mit anderen Worten, es wird ein Elektron-Loch-Paar generiert. Die so angeregten Ladungsträger tragen bei angelegter Vorspannung zum Stromtransport im Halbleiter bei. Die Leitfähigkeit σ ist proportional zum Produkt aus Dichte ρ und Mobilität μ der zum Photostrom beitragenden Ladungsträger. Da Elektronen und Löcher gleichermaßen zum Photostrom beitragen, setzt sich die gesamte Leitfähigkeit aus der Summe der Leitfähigkeiten für Elektronen und Löcher zusammen [184]:

$$\sigma = e \cdot (\rho_e \mu_e + \rho_h \mu_h), \quad (5.4)$$

wobei ρ_e die Dichte der Elektronen, ρ_h die Dichte der Löcher, μ_e die Mobilität der Elektronen, μ_h die Mobilität der Löcher und e die Elementarladung ist.

Wird an den Halbleiter eine Spannung U_{Bias} , die sogenannte Vorspannung¹⁶, und somit ein elektrisches Feld E_{Bias} angelegt, so entsteht mit Hilfe der optisch erzeugten Ladungsträger ein Photostrom I_{photo} durch die Fläche A_I [184]:

$$I_{photo} = \sigma \cdot A_I \cdot E_{Bias} = e \cdot (\rho_e \mu_e + \rho_h \mu_h) \cdot A_I \cdot E_{Bias}. \quad (5.5)$$

Die Fläche A_I ist der Querschnitt durch den Ladungsträgerfluß. In Zeichnung 5.4 ist dies für eine einfache Geometrie dargestellt.

Wie in [148], S. 365, dargestellt, führt der im Halbleiter generierte Photostrom I_{photo} zu einer Verschiebung von Ladungen auf den metallischen Kontakten. Eine Ladungsänderung auf den Kontakten generiert einen Strom im angeschlossenen externen Schaltkreis.

¹⁶ im Englischen: bias voltage

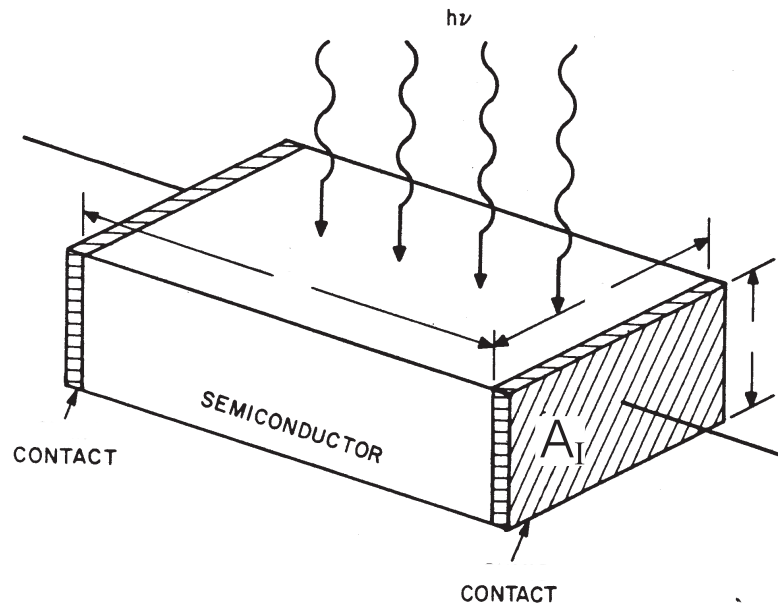


Abbildung 5.4.: Schematische Darstellung eines Photoschalters aus Sze, S. 745 [184].

Seine Größe ist proportional zur Amplitude des Photostroms. Ein sich zeitlich ändernder Photostrom erzeugt im externen Schaltkreis einen sich ebenfalls zeitlich ändernden Strom.

Der Photostrom ist gemäß Gleichung 5.5 linear von der Ladungsträgerdichte abhängig. Bestimmend für den Photostrom ist daher die zeitabhängige Ladungsträgerdichte. Da bei Erzeugung eines Elektrons im Leitungsband immer auch ein Loch im Valenzband entsteht, ist die Generationsrate der Elektronen, $n_{gen,e}$, gleich der Generationsrate der Löcher, $n_{gen,h}$. Deshalb kann die Ladungsträgergenerationsrate, n_{gen} , als Summe von $n_{gen,e}$ und $n_{gen,h}$ definiert werden:

$$n_{gen} = n_{gen,e} + n_{gen,h} , \quad \text{wobei} \quad n_{gen,e} = n_{gen,h} = \frac{1}{2} n_{gen} . \quad (5.6)$$

Die Anzahl der Ladungsträger ändert sich außerdem durch Rekombination von Elektronen und Löchern und durch Ladungsträgereinfang in tiefen Störstellen. Da die Ladungsträgereinfangzeiten im verwendeten LT-GaAs für Löcher und Elektronen gleich lang sind und somit für die hier relevanten Zeitskalen eine Unterscheidung zwischen Löchern und Elektronen nicht notwendig ist, vereinfacht sich Gleichung 5.4 durch Einsetzen der Ladungsträgerdichte $\rho = \rho_e = \rho_h$ zu:

$$\sigma = \rho \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) . \quad (5.7)$$

Die Dichteänderung der zum Photostrom beitragenden Ladungsträger $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ ergibt sich aus der Dichteänderung durch generierte Ladungsträger minus der Dichteänderung durch

die nicht mehr zum Strom beitragenden Ladungsträger. Die Dichteänderung durch generierte Ladungsträger ergibt sich aus der im Volumen V pro Zeit generierten Anzahl der Ladungsträger. Die Dichteänderung aufgrund der nicht mehr zum Strom beitragenden Elektronen ergibt sich aus der momentanen Dichte ρ geteilt durch die charakteristische Zeitkonstante, im vorliegenden Fall der Ladungsträgereinfangzeit τ . Es lässt sich folgende Differentialgleichung aufstellen [13]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{n_{gen}}{V} - \frac{\rho}{\tau}. \quad (5.8)$$

Wird die Generation n_{gen} gleich Null gesetzt, folgt als Lösung der Gleichung 5.8 ein exponentieller Abfall: $\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ wobei $\rho_0 = \rho(t=0)$ die Ladungsträgerdichte zum Zeitpunkt $t=0$ ist.

Die Anzahländerung der Ladungsträger durch Generation n_{gen} ergibt sich aus der Anzahl der Photonen, die in der infinitesimalen Zeit dt auf die Probe treffen, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit η_e , mit der ein Ladungsträgerpaar (Elektron und Loch) von einem einzelnen Photon generiert wird. Die Anzahl der Photonen in dt ergibt sich direkt aus der momentanen (d.h. in dt vorhandenen) Leistung des Laserlichts geteilt durch die Energie eines Photons $E_{phot} = h\nu$. Da die in dieser Arbeit verwendete maximale Wellenlängendifferenz $\lambda_1 - \lambda_2$ kleiner 5 nm ist, kann in guter Näherung für die Photonenenergie die Zentralfrequenz $\nu = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}$ verwendet werden. Somit folgt für die Ladungsträgergenerationsrate n_{gen} :

$$n_{gen}(t) = \eta_e \cdot \frac{P_{opt}(t)}{h\nu}. \quad (5.9)$$

Der Faktor η_e wird als extrinsische Quanteneffizienz bezeichnet [13]. Auf sie wird in Abschnitt 5.2.2 genauer eingegangen.

Die momentane optische Leistung des Schwebungssignals der beiden überlagerten optischen Frequenzen beträgt (siehe Anhang A):

$$P_{opt}(t) = \frac{c \epsilon_0}{4} A_P \cdot \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 \\ & + \frac{1}{2} E_{01}^2 \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)] + \frac{1}{2} E_{02}^2 \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)] \\ & + E_{01} E_{02} \cos[(k_1 + k_2)x - (\omega_1 + \omega_2)t] \\ & + E_{01} E_{02} \cos[(k_1 - k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t] \end{aligned} \right\}. \quad (5.10)$$

Beim Mischen tritt nun folgendes Verhalten auf: Die Ladungsträgerdichte oszilliert mit der Differenzfrequenz. Höhere Frequenzen als die Differenzfrequenz, wie die doppelten Frequenzen und die Summenfrequenz, besitzen sehr geringe Amplituden und können daher vernachlässigt werden. Näheres hierzu in Anhang B.

Etwaige optische Anregungen mit anderen Frequenzen im THz-Bereich, wie etwa durch die Tatsache, dass die Laserfarben – obwohl gewünscht – nie perfekte monochromatische Wellen sind, werden ebenfalls erzeugt. Für den Fall der endlichen Linienbreite des Lasers

ergibt sich eine endliche Breite der Mischfrequenz. Die Linienbreite¹⁷ der Mischfrequenz ist gleich der Summe der Linienbreiten der beiden Laserfarben.

Da der Photoschalter ortsfest ist, können die Betrachtungen auf die Zeitabhängigkeit beschränkt werden, so dass die momentane optische Leistung aus Gleichung 5.10 für die nachfolgenden Betrachtungen zu

$$\begin{aligned} P_{opt}(t) &= \frac{c \varepsilon_0}{4} A_P \cdot \left\{ \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 \right. \\ &\quad \left. + E_{01} E_{02} \cos [(\omega_1 - \omega_2) t] \right\} \\ &= \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t] \end{aligned} \quad (5.11)$$

vereinfacht werden kann. Dabei sind P_1 und P_2 die Leistungen der beiden optischen Frequenzen ν_1 und ν_2 . Die Amplitude der Differenzfrequenz hängt vom Grad der räumlichen Überlagerung und der jeweiligen Polarisation der beiden Laserstrahlen ab. Der Grad der räumlichen Überlagerung ist vom Verhältnis der Durchmesser der beiden Strahlen und vom Winkel der beiden Strahlen zueinander abhängig. Aus diesem Grund wird der Faktor m als Korrektur eingeführt (in [12] auch als Mischeffizienz bezeichnet). Bei optimaler räumlicher Überlagerung, die beiden Strahlen haben dann den gleichen Durchmesser und sind kollinear, und bei identischer Polarisation der beiden Strahlen gilt $m = 1$. Damit verändert sich Gleichung 5.11 zu:

$$P_{opt}(t) = \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t] . \quad (5.12)$$

Nach Einsetzen von $P_{opt}(t)$ in Gleichung 5.9 und weiterem Einsetzen in die Differentialgleichung für die Ladungsträgerdichteänderung (Glg. 5.8) folgt:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t] \right\} - \frac{\rho}{\tau} . \quad (5.13)$$

Mit

$$\alpha = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} , \quad (5.14)$$

$$\beta = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \quad (5.15)$$

$$\text{und } \omega_{THz} = (\omega_2 - \omega_1) \quad (5.16)$$

vereinfacht sich dies zu

$$\frac{d\rho}{dt} = \beta + \alpha \cos(\omega_{THz} t) - \frac{\rho}{\tau} . \quad (5.17)$$

Als Lösung der Differentialgleichung erhält man mit dem Ansatz

$$\rho(t) = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{THz} t) + C \cdot \cos(\omega_{THz} t) + D$$

¹⁷Oft auch als Halbwertsbreite, 3-dB-Linienbreite oder FWHM bezeichnet. *engl.*: Full Width Half Maximum, kurz: FWHM

folgende Gleichung für $\rho(t)$:

$$\begin{aligned}\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \\ &+ \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \cdot \omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\ &+ \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau ,\end{aligned}$$

wobei $\varphi = \arctan(\tau \cdot \omega_{THz})$ ist. Die detaillierte Rechnung findet sich in Anhang B. Für große Zeiten verschwindet der exponentielle Term, der das Einschwingverhalten beschreibt:

$$\begin{aligned}\rho(t) &= \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau \\ &+ \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \cdot \omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) .\end{aligned}\quad (5.18)$$

Gleichung 5.18 zeigt, dass es einen zeitlich unabhängigen Term und eine Schwingung mit der Differenzfrequenz gibt. Aus Gleichung 5.5 folgt somit für den Photostrom:

$$\begin{aligned}I_{photo} &= E_{Bias} \cdot A_I \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \\ &+ E_{Bias} \cdot A_I \cdot \frac{\tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) .\end{aligned}\quad (5.19)$$

Der Photostrom besteht aus einem Wechselstromanteil $I_{photo,AC}$ ¹⁸, der mit der optischen Differenzfrequenz moduliert ist, und aus einem Gleichstromanteil $I_{photo,DC}$ ¹⁹:

$$I_{photo,DC} = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau ,\quad (5.20)$$

$$\begin{aligned}I_{photo,AC} &= \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \\ &\cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi)\end{aligned}\quad (5.21)$$

$$= I_{0,photo,AC} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) .\quad (5.22)$$

Die Größe $I_{0,photo,AC}$ bezeichnet die Amplitude des Wechselstromanteils.

Zusammenhang zwischen Gleich- und Wechselstromanteil

Unter der Annahme gleicher Leistung in beiden optischen Farben können P_1 und P_2 durch $P = P_1 = P_2$ ersetzt werden. Dann vereinfacht sich die Gleichung für den Photostrom

¹⁸ engl.: AC für Alternating Current

¹⁹ engl.: DC für Direct Current

(5.19) zu:

$$\begin{aligned}
 I_{photo} \Big|_{P_1=P_2} &= E_{bias} \cdot A_I \cdot \tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot P \\
 &\quad + E_{bias} \cdot A_I \cdot \frac{\tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P^2} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\
 &= I_{photo,DC,ident} + I_{photo,DC,ident} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \sqrt{m} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\
 &= I_{photo,DC,ident} \cdot \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \sqrt{m} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \right) \\
 &= I_{photo,DC,ident} \cdot (1 + F_f \cdot \sqrt{m} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi)) .
 \end{aligned} \tag{5.23}$$

Der Faktor $F_f = \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}}$ beinhaltet die Abhängigkeit des Wechselstromanteils von der Differenzfrequenz und der Ladungsträgereinfangzeit nach Ausklammern des Gleichstromanteils.

Im Allgemeinen sind die optischen Leistungen nicht gleich, so dass P_2 nicht direkt durch P_1 ersetzt werden kann, sondern durch $x \cdot P_1$, wobei $x = \frac{P_2}{P_1}$ ist. Daraus folgt für den Photostrom:

$$\begin{aligned}
 I_{photo} &= E_{bias} \cdot A_I \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} x \cdot P_1 \right] \\
 &\quad + E_{bias} \cdot A_I \cdot \frac{\tau \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 x \cdot P_1} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) .
 \end{aligned}$$

Für den Gleichstromanteil des Photostroms $I_{photo,DC}$, der bei den hier relevanten Frequenzen der messbare Anteil des Photostroms ist, folgt:

$$\begin{aligned}
 I_{photo,DC} &= \eta_e \cdot e \cdot \tau \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot P_1 \left[\frac{x + 1}{2} \right] \\
 &= \frac{(x + 1)}{2} \cdot I_{photo,DC,ident} \\
 \Leftrightarrow I_{photo,DC,ident} &= \frac{2}{(x + 1)} \cdot I_{photo,DC} .
 \end{aligned} \tag{5.24}$$

Für den Wechselstromanteil folgt:

$$\begin{aligned}
 I_{photo,AC} &= \eta_e \cdot e \cdot \tau \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 \cdot x P_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\
 &= \eta_e \cdot e \cdot \tau \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} P_1 \sqrt{x} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\
 &= I_{photo,DC,ident} \cdot \sqrt{x} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) .
 \end{aligned} \tag{5.25}$$

Setzt man $I_{photo,DC,ident}$ aus Glg. 5.24 in 5.25 ein, so folgt:

$$\begin{aligned}
 I_{photo,AC} &= I_{photo,DC} \frac{2}{(x+1)} \cdot \sqrt{x} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2\omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\
 &= I_{photo,DC} \cdot v_f \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2\omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) .
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

Die Gleichung 5.26 stellt den allgemeinen Zusammenhang zwischen dem messbaren Gleichstromanteil und dem Wechselstromanteil des Photostroms her. Damit lässt sich erstens aus dem gemessenen Gleichstromanteil die für die Emission relevante Wechselstromamplitude berechnen und zweitens eine in Kapitel 5.7.3 beschriebene Normierung durchführen. Gleichung 5.26 definiert den Faktor $v_f = \frac{2\sqrt{x}}{x+1}$.

5.2.2. Einflüsse auf den Photostrom

In den folgenden Abschnitten werden die Einflüsse der THz-Zielfrequenz und der optischen Leistung auf den generierten THz-Photostrom und damit die THz-Strahlungsleistung (siehe hierzu Kap. 5.4) der Photomischer kurz diskutiert. Dabei wird zunächst vereinfachend davon ausgegangen, dass die gesamte vom Photoschalter bereitgestellte THz-Leistung von der Antenne abgestrahlt wird, d.h. die Effizienz der Antenne wird für alle Frequenzen gleich eins gesetzt. Ferner wird die Impedanzanpassung zwischen Photoschalter und Antenne für alle Frequenzen als optimal und konstant angenommen.

Die Einflüsse des LT-GaAs-Materials, insbesondere von μ und τ , werden in der Diskussion der experimentellen Ergebnisse (Kap. 5.6) gesondert behandelt. Die Rauscheigenschaften der Photomischer werden im Rahmen des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems in Kapitel 6.3.3 detailliert untersucht.

THz-Frequenz Betrachtet man die Abhängigkeit des THz-Photostroms bzw. der abgestrahlten THz-Leistung (Glg. 5.3) von der THz-Frequenz für eine feste Ladungsträgereinfangzeit, so sieht man, dass diese vom Term $\frac{\tau^2}{1+\tau^2\omega_{THz}^2}$ bestimmt ist. Zu höheren Frequenzen hin fällt sie daher stark ab. Der Frequenzgang der THz-Leistung ist in Abbildung 5.5 für Frequenzen bis 5 THz für verschiedene Ladungsträgereinfangzeiten und für $x = 1$ dargestellt. Die Leistung ist auf eins normiert in willkürlichen Einheiten angegeben. Die Grafik gibt qualitativ den Verlauf des Frequenzgangs wieder. Für die gezeigte Berechnung wurde vereinfachend angenommen, dass die Ladungsträgereinfangzeit beliebig eingestellt werden kann, ohne die Mobilität zu verändern. Dies ist gerechtfertigt, da die Impulsrelaxationszeit τ_m viel kleiner als die Ladungsträgereinfangzeit ist ($\tau_m \ll \tau$).

Extrinsische Quanteneffizienz Die generierte THz-Leistung ist nach Gleichung 5.3 direkt proportional zum Quadrat der extrinsischen Quanteneffizienz η_e . Diese beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes, auf den Photoschalter treffendes Photon ein

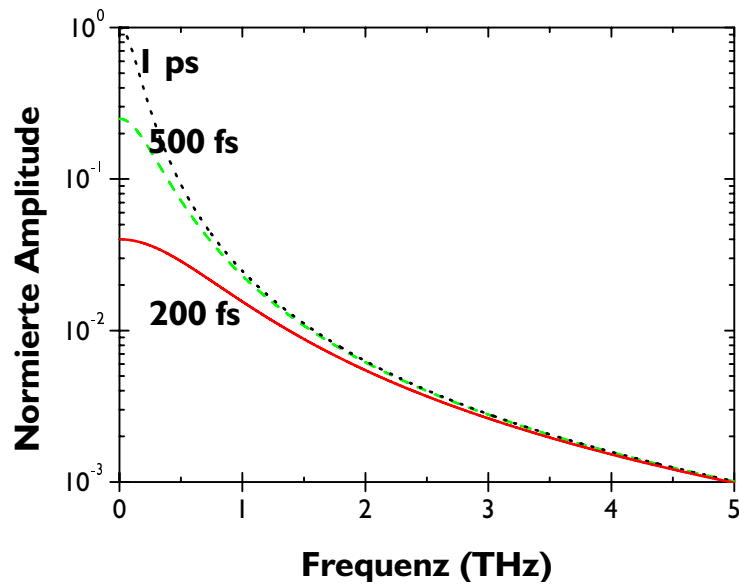


Abbildung 5.5.: Abhängigkeit der generierten THz-Leistung von der THz-Frequenz. Gerechnet für Ladungsträgerereifungszeiten von 200 fs (—), 500 fs (– –) und 1 ps (· · ·).

Elektron–Loch–Paar im Halbleitermaterial generiert. Für die Definition der extrinsischen Quanteneffizienz wird davon ausgegangen, dass die optische Leistung vor dem Mischer, d.h. in der Praxis vor der fokussierenden Linse²⁰, gemessen wird. Die extrinsische Quanteneffizienz muss also alle Faktoren berücksichtigen, die dazu führen können, dass ein Photon im Strahl kein Elektron–Loch–Paar generiert:

$$\eta_e = \eta_i \cdot (1 - R) \cdot \frac{A}{A_{spot}} \cdot \frac{A_L}{A} . \quad (5.27)$$

Hierbei ist η_i die intrinsische Quanteneffizienz, also die Wahrscheinlichkeit, mit der im Halbleiter ein Ladungsträgerpaar von einem Photon, das in das LT-GaAs eingedrungen ist, erzeugt wird. Die intrinsische Quanteneffizienz hängt von der Absorption des verwendeten Halbleitermaterials ab:

$$\eta_i = 1 - e^{-\alpha u} , \quad (5.28)$$

wobei α der Absorptionskoeffizient ist. Für das verwendete LT-GaAs beträgt der Absorptionskoeffizient bei Anregung an der Bandkante des Materials $\alpha = 1,42 \mu\text{m}^{-1}$. Dies entspricht einer Eindringtiefe von $0,7 \mu\text{m}$. Die Größe u bezeichnet die Dicke des LT-GaAs-Films. Für Filmdicken $\geq 1 \mu\text{m}$ kann die intrinsische Quanteneffizienz daher in guter Näherung zu eins gesetzt werden. Der Faktor $1 - R$ berücksichtigt die Reflexionsverluste an

²⁰Die Reflexionsverluste der antireflexbeschichteten Linse können vernachlässigt werden.

der Grenzfläche zwischen Luft und LT-GaAs-Film. Für GaAs beträgt der Reflexionskoeffizient (für die Leistung) $R = 0,3$. Eine Antireflexbeschichtung z.B. aus SiO_2 kann die Reflexionsverluste erheblich verringern und η_e um bis zu 51 % verbessern [59]. Die beiden in Gleichung 5.27 folgenden Geometriefaktoren beschreiben zum einen das Verhältnis der Größe des beleuchteten Flecks A_{spot} auf dem Mischerelement zur Gesamtfläche A des eigentlichen Photoschalters, wobei davon ausgegangen wird, dass $A_{spot} > A$, und zum anderen das Verhältnis der nicht von den Metallisierungen bedeckten Fläche A_L der aktiven Zone des Halbleitermaterials zu A . Der erste Faktor wird von der Wahl der Brennweite der fokussierenden Linse oder des Linsensystems bestimmt (siehe hierzu Kap. 5.5.1). Der zweite Faktor hingegen hängt vom Design des Photoschalters ab. Für einen einfachen flächigen Photoschalter ist dieser Faktor eins, für einen Photoschalter mit verzahnten Elektroden (Finger) hingegen hängt er von der Fläche der Metallisierung ab.

Optische Leistung Wie Gleichung 5.20 zeigt, ist der Gleichstromanteil des Photostroms proportional zur Summe der optischen Leistungen der beiden Laserfarben und der Wechselstromanteil (Glg. 5.21) proportional zur Wurzel des Produkts aus beiden Leistungen. Die THz-Leistung hingegen ist proportional zum Produkt der beiden Einzelleistungen. Erhöht sich die Leistung nur einer Farbe, so erhöht sich sowohl der Gleichstrom- als auch der Wechselstromanteil des Photostroms und damit die generierte THz-Leistung.

Obwohl die Intensitätsamplitude bei der Überlagerung zweier optischer Farben mit ungleichen Leistungen nicht mehr vollständig moduliert ist (d.h. die Intensität wird niemals null), steigt der Kontrast, d.h. die Differenz zwischen Maximum und Minimum der Amplitude, mit zunehmender optischer Gesamtleistung an. Dabei ist es unerheblich, ob die Leistung der einen oder der anderen Farbe erhöht wird. Festzuhalten ist, dass auch die Erhöhung der Leistung nur einer der beiden Laserfarben einen erhöhten Wechselstromanteil des Photostroms und somit eine höhere generierte THz-Leistung bedingt. Dabei ist zu beachten, dass durch die Begrenzung der optischen Leistungsaufnahme der Photoschalter die höchste THz-Leistung immer dann generiert werden kann, wenn die maximale optische Leistung zu gleichen Teilen auf die beiden optischen Farben verteilt wird.

5.2.3. Der reale Photoschalter

Als Photoschalter oder Quelle (gemeint ist die Eigenschaft des Photoschalters als Stromquelle) wird in dieser Arbeit die Fläche, auf der Ladungsträger erzeugt werden, und die unmittelbar anschließende Metallisierung bezeichnet. Die im Rahmen der Arbeit verwendeten Photoschalter sind ausschließlich einfache flächige Photoschalter ohne verzahnte metallische Finger. Im Folgenden wird auf die realen Eigenschaften des Photoschalters, seine Impedanz und den elektrischen Feldverlauf, eingegangen, die bisher nur idealisiert betrachtet wurden.

Impedanz des Photoschalters Zur Berechnung der im Photoschalter generierten THz-Leistung und zur Impedanzanpassung der Antenne an den Photoschalter ist, wie in Kapitel 5.4 dargelegt werden wird, eine genaue Kenntnis der Impedanz des Photoschalters Z_{mix} notwendig. Für Frequenzen bis zu 10 GHz wurde die Impedanz von Photoschaltern mit Hochfrequenzspektrumanalysatoren gemessen [185]. Der Realteil der Impedanz (Ohmscher Anteil, Photowiderstand) ist bis zu diesen Frequenzen so groß wie der Gleichstromwiderstand, der sich als Quotient aus Gleichspannung und –strom ergibt [185]. Für die von uns gemessenen Photoschalter beträgt der Photowiderstand bei 100 mW Beleuchtung zwischen 75 k Ω und 500 k Ω . Dieser Befund wird verständlich, wenn man bedenkt, dass bei schnellem LT–GaAs und Frequenzen um 10 GHz eine vollständige Modulation der Ladungsträgerdichte erfolgt und die Stromamplitude genauso groß ist wie der gemessene DC–Photostrom. Für höhere Frequenzen hingegen standen keine geeigneten Messinstrumente mehr zur Verfügung. Als einziger Anhaltspunkt kann eine kalibrierte Leistungsmessung bei Frequenzen um 1 THz gelten, die in den MIT Lincoln Laboratorien durchgeführt wurde [185]. Dabei wurden alle Verluste des Systems und frequenzabhängige Effekte, wie die Ladungsträgereinfangzeit, in Betracht gezogen. Aus der gemessenen THz–Leistung kann auf den Realteil der Impedanz zurückgeschlossen werden. Aus den Messungen ergibt sich, dass der Realteil der Impedanz etwa um einen Faktor 5 größer ist als der entsprechende Gleichstromwiderstand. Es muss davon ausgegangen werden, dass der Realteil der Impedanz zu höheren Frequenzen hin weiter zunimmt.

Der Imaginärteil der Impedanz hingegen ist bestimmt durch den Aufbau des Photoschalters und ist primär kapazitiv [61, 186]. Für den Imaginärteil der Impedanz des Photomischers gilt dann

$$\Im(Z_{mix}) = \frac{1}{\omega_{THz} \cdot C}, \quad (5.29)$$

wobei C die Kapazität des Photoschalters ist. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Impedanz der Kapazität ab. Für die von uns verwendeten Photoschalter mit einer Breite $b = 10 \mu\text{m}$ und einem Elektrodenabstand $d = 5 \mu\text{m}$ beträgt die Kapazität ungefähr 100 aF, wenn man zur Berechnung das sehr stark vereinfachende Modell eines einfachen Plattenkondensators zugrunde legt. Bei einer Frequenz von 1 THz ergibt sich dann für den Wechselstromwiderstand der Kapazität ein Wert von ca. 1,6 k Ω . Es muss davon ausgegangen werden, dass aufgrund der inhomogenen Feldverteilung zwischen den Elektroden (siehe nächster Abschnitt) die Kapazität noch kleiner und damit ihr imaginärer Wechselstromwiderstand noch größer ist. Obwohl das Problem der Kapazität eines flächigen Photoschalters zunächst trivial erscheint, finden sich dazu in der Literatur keine Angaben. Auch ohne eine explizite Metallisierung auf der Rückseite des Substrats kann angenommen werden, dass sich im Photoschalter eine Feldverteilung wie im Spalt einer Mikrostreifenleitung einstellt. Alle veröffentlichten Rechnungen hierzu beziehen sich jedoch auf dünne Substrate. Für Verhältnisse zwischen der Breite der Streifenleitung und der Dicke des Substrats kleiner 0,1 liefern die verwendeten Modelle falsche Ergebnisse [187]. Ein analytischer Ausdruck für die Kapazität eines Photoschalters auf Basis einer Schwartz–Christoffel–Transformation

findet sich in der Literatur nur für verzahnte MSM-Fingerstrukturen [188, 189], nicht aber für flächige Photoschalter²¹.

Feldverlauf Der Photostrom verläuft entlang der elektrischen Feldlinien und sein Betrag ist direkt proportional dem auf die Ladungsträger wirkenden elektrischen Feld E_{bias} . Das elektrische Feld ist allerdings nicht, wie in der schematischen Darstellung eines Photoschalters als Plattenkondensator in Abb. 5.6 vereinfacht angenommen, homogen, sondern nimmt mit zunehmender Eindringtiefe in das Halbleitermaterial stark ab. Der Beitrag der im Photomischer generierten Ladungsträger zum Photostrom variiert somit ebenfalls stark mit der Eindringtiefe.

Der Verlauf des Potentials ist für die Kontakte eines Photoschalters mit verzahnten Elektroden in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in [59] berechnet worden und ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

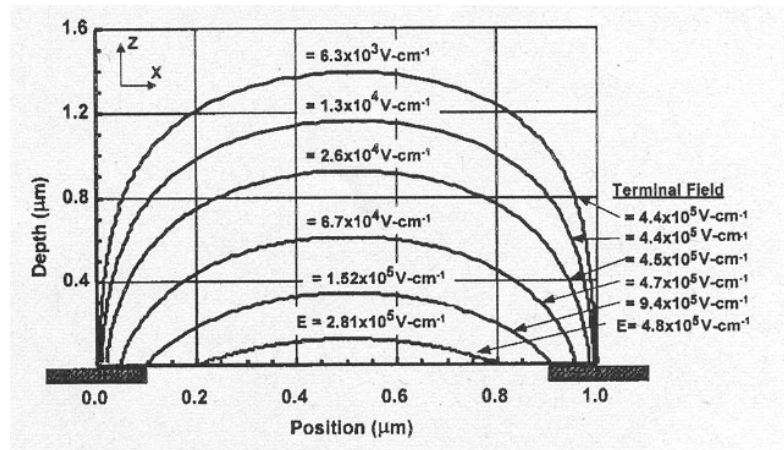


Abbildung 5.6.: Verlauf des elektrischen Feldes eines mit 10 V vorgespannten Photomischers. Aus [59].

Um eine möglichst hohe generierte THz-Leistung zu erzielen, ist es wünschenswert, möglichst viele Ladungsträger im Bereich hoher Feldstärke zu erzeugen. Dazu schlägt E. Brown in [59] das Aufbringen eines dünnen LT-GaAs-Films auf einen optisch hochreflektierenden Spiegel vor, so dass sich das LT-GaAs zwischen Luft und Spiegel in einem Resonator befindet. Dies sollte zu einem Intensitätsmaximum und somit zu einem Maximum an generierten Ladungsträgern in einem Bereich führen, in dem die elektrische Feldstärke hoch ist. Die Dicke des LT-GaAs muss dann an die verwendete optische Zentralwellenlänge angepasst werden. Erste experimentelle Realisierungen dieser Vorschläge finden sich in [62, 63].

²¹Eine entsprechende Berechnung für einen flächigen Photoschalter wird zur Zeit von C. Sydlo an der TU-Darmstadt durchgeführt.

Für eine vollständige Behandlung der generierten und abgestrahlten THz-Leistung muss die inhomogene Feldverteilung berücksichtigt werden. Betrachtet man den tatsächlichen Verlauf des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden einer planaren Struktur, so wie er exemplarisch in Abbildung 5.6 dargestellt ist, so sieht man, dass für das elektrische Feld E_{bias} nahe der Oberfläche des Halbleiters in guter Näherung gilt $E_{bias} = \frac{U_{bias}}{d}$, wobei U_{bias} die Vorspannung und d der Abstand der Elektroden ist. Im experimentellen Teil wird daher das elektrische Feld E_{bias} durch diesen Ausdruck ersetzt. Die darüber hinaus notwendigen Korrekturen werden im Rahmen der Betrachtungen in Kapitel 5.6 durch Ersetzen der Mobilität ($\mu_e + \mu_h$) durch die experimentell bestimmte effektive Mobilität μ_{eff} berücksichtigt.

5.3. THz-Antennen

Wie die Maxwellgleichungen zeigen, erfolgt die Abstrahlung eines elektromagnetischen Feldes aufgrund eines sich zeitlich ändernden Stroms. Entscheidend für die Abstrahlung und deren Charakteristik ist deshalb die Stärke und die räumliche Verteilung der Stromoszillationen. Bei den in dieser Arbeit vorliegenden optischen Leistungen im Zusammenhang mit den verwendeten Photoschaltern können die zur Abstrahlung messbarer THz-Leistungen benötigten Stromamplituden nur durch stehende (Strom-)Wellen auf resonanten Strukturen erreicht werden. Lässt die Geometrie der Struktur keine stehende Welle bei der Anregungsfrequenz zu, so ist auch keine messbare Emission zu erwarten. Um dies zu überprüfen, wurde ein Experiment mit einem Emitter, bestehend aus zwei parallelen Leiterbahnen in einem Abstand von < 1 mm auf LT-GaAs, so wie er in gepulsten Systemen routinemäßig verwendet wird [92], durchgeführt. An die Leiterbahnen wurde eine Vorspannung von 0,5 kV angelegt. Bei Anregung mit zwei Laserfarben konnte weder bei harter Fokussierung neben eine der Elektroden, noch im Kurzschlussmodus (Leiterbahnen werden vom Laserfokus überdeckt) eine Emission von Dauerstrich-THz-Strahlung beobachtet werden. Den Antennenstrukturen kommt aus diesem Grund bei der Generation von Dauerstrich-THz-Strahlung eine besondere Bedeutung zu.

Zur vollständigen Behandlung der Antennen ist es notwendig, neben der Form der Antenne deren Ankopplung an die Umgebung vollständig zu untersuchen. Dabei sind sowohl die Einflüsse auf die Abstrahlung (z.B. durch das umgebende Substrat) als auch die Einkopplung des Speisestroms in die Antenne zu berücksichtigen. In diesem Kapitel wird zunächst auf die Grundbegriffe zur Beschreibung der Abstrahlung von Antennen eingegangen (Kap. 5.3.1) und die Einflüsse eines Substrats auf die Abstrahlung untersucht. Im Anschluss daran wird das Design einer einfachen Dipolantenne näher erläutert (Kap. 5.3.2). Der besonderen Bedeutung der Ankopplung der Antenne an die Stromquelle wird in Kapitel 5.4 Rechnung getragen.

5.3.1. Abstrahlung

Feldverteilung

Auf die in Anhang C dargelegte Weise kann über die Stromschwingung die dynamische räumliche Verteilung des elektrischen und des magnetischen Feldes berechnet werden. Die sich ergebenden dynamischen Feldverteilungen der Dipolantennen werden in den folgenden Kapiteln dargelegt. Der explizite Rechenvorgang wird in dieser Arbeit nicht näher dargestellt und ist in [190] nachzulesen.

Intensität und Leistungsdichte

Die Bestrahlungsstärke ι (auch als Intensität oder Leistungsdichte bezeichnet) ist als Leistung pro Fläche definiert [140, 190]. Sie ist gleich dem Betrag des zeitlich gemittelten Poyntingvektors $\langle S \rangle$:

$$\iota = \langle S \rangle = \langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle \quad (5.30)$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \quad (5.31)$$

Um die von einer Antenne in einen Raumwinkel abgestrahlte komplexe Leistung \hat{P}_{rad} zu berechnen, ist die komplexe Bestrahlungsstärke $\hat{\iota}$ über die zum Raumwinkel im geeigneten Abstand r gehörende Fläche A zu integrieren:

$$\hat{P}_{rad} = \int_A \hat{\iota} ds = \frac{1}{2} \int_A [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] ds . \quad (5.32)$$

Und unter Verwendung von Kugelkoordinaten:

$$\hat{P}_{rad} = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \iota r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (5.33)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \mathbf{e}_r r^2 \sin \theta d\theta d\phi . \quad (5.34)$$

Für einen Punktstrahler bietet sich die Integration über die Oberfläche einer Kugel mit ausreichend großem Radius an. Diese Art der Berechnung ergibt die durch die Fläche tretende Leistung. Komponenten orthogonal zum Vektor der Flächennormalen tragen nichts bei. Der Realteil P_{THz} der komplexen Leistung bzw. der Intensität entspricht der transportierten Leistung bzw. Intensität.

Der Imaginärteil der Leistung ist die in den Feldern gespeicherte Energie, die nicht zum Informationstransport genutzt werden kann. Neben der hier berechneten Blindleistung in radialer Richtung ist auch Blindleistung in transversaler Richtung vorhanden. Der Imaginärteil der Leistung verschwindet mit größerem Abstand [190]. Der Imaginärteil der Leistung wird wie bei Kondensator und Spule im Wechselstromkreis bei Abschalten des Stromes bzw. der Quelle wieder in den Schaltkreis zurückgeführt. Das zeitliche Mittel der Blindleistung ist gleich null. Die in den Feldern gespeicherte Energie wird während des Anschwingvorgangs aufgebracht und ist danach im zeitlichen Mittel konstant.

Feldeinteilung

Auf Basis oben beschriebener Feld- und Leistungsverteilung und der Tatsache, dass der Imaginärteil der Leistung zu größerem r hin stark abfällt, bietet sich eine Einteilung der Feldregionen an [190]. Ab einem gewissen Abstand gibt es nur noch reales, strahlendes Feld. Dies wird als Fernfeld oder Fraunhofer-Region bezeichnet. In diesem Bereich ist die Leistungsverteilung nur vom Winkel abhängig. Die Leistung sinkt allerdings mit größerem r . In der Nähe der Antenne dominiert der nicht strahlende, imaginäre Teil des Feldes. Dies ist der Anteil der Leistung ohne radiale Komponenten. Dieser wird als Nahfeld²² bezeichnet. Bei den nachfolgend vorgestellten Messungen wird nur das Fernfeld gemessen.

Strahlungswiderstand

Der Realteil der abgestrahlten Leistung ist bei konstanter Anregungsfrequenz ein Produkt aus dem Effektivwert der Stromamplitude $\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot I_0$ auf der Antenne zum Quadrat und einem konstanten Faktor, der von der Geometrie und dem umgebenden Medium der Antenne abhängt²³. Dieser Proportionalitätsfaktor wird als Strahlungswiderstand R_r bezeichnet. Es gilt

$$P_{THz} = \frac{1}{2} \cdot R_r \cdot I_0^2 . \quad (5.35)$$

Zu bemerken ist, dass der Strahlungswiderstand R_r nicht der reine Wellenwiderstand R_w des umgebenden Mediums ist, sondern auch von der Geometrie der Antenne bestimmt wird.

Eingangswiderstand

Bei einer makroskopischen Antennenstruktur, auf die eine stehende Strom- und Spannungswelle aufgeprägt ist, muss das Maximum des Stroms nicht notwendigerweise am Speisepunkt liegen. Ist die Antenne verlustlos, so ist nach Abklingen des Einschwingvorganges die abgestrahlte Leistung P_{THz} gleich der eingespeisten THz-Leistung P_{in} . Die eingespeiste Leistung lässt sich wie P_{THz} ebenfalls als Produkt darstellen, wobei hier dann der Eingangswiderstand R_{in} und der Effektivwert der Stromamplitude am Speisepunkt $\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot I_{in}$ zu nehmen ist:

$$P_{THz} = P_{in} \quad (5.36)$$

$$\frac{1}{2} \cdot R_r \cdot I_0^2 = \frac{1}{2} \cdot R_{in} \cdot I_{in}^2 . \quad (5.37)$$

²² *im Englischen: reactive nearfield*

²³ Dies gilt, wie in [190] gezeigt wird, sowohl für einen infinitesimalen Dipol als auch für eine stehende Stromwelle auf einer makroskopischen Antennenstruktur.

Umformung ergibt:

$$R_{in} = R_r \cdot \frac{I_0^2}{I_{in}^2}. \quad (5.38)$$

Ist die Stromverteilung und die Amplitude I_0 der stehenden Welle auf der Antenne bekannt, so kann die Stromamplitude am Speisepunkt I_{in} bestimmt und somit auch der Realteil R_{in} der Eingangsimpedanz Z_{in} berechnet werden. Das gleiche Verfahren kann zur Berechnung des Imaginärteils X_{in} der Eingangsimpedanz angewendet werden:

$$X_{in} = X_r \cdot \frac{I_0^2}{I_{in}^2}. \quad (5.39)$$

Die Größe X_r ist hierbei der komplexe Anteil der Antennenimpedanz bezogen auf die Stelle des Strommaximums. Die Einführung erfolgt analog zu der des oben beschriebenen Strahlungswiderstandes aus der komplexen Leistung. Eine nähere Erläuterung findet sich in [190], S. 410. X_r hat über die Phasenverschiebung einen Einfluss auf die vom Photoschalter auf die Antenne übertragene Leistung.

Abstrahlcharakteristik

Unter der Abstrahlcharakteristik²⁴ versteht man die räumliche Verteilung der abgestrahlten Feldamplitude oder Leistung. Das zur Beschreibung der Abstrahlcharakteristik und für die Messungen verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Die Lage der abstrahlenden Antennen ist exemplarisch eingezeichnet. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [72]. Die dreidimensionale Abstrahlung wird meist in zwei orthogonal zueinander stehende Ebenen, die E-Ebene²⁵ und die H-Ebene²⁶, unterteilt. Wie die Namen andeuten, macht man sich die Orthogonalität der Feldvektoren zu Nutze. Die E-Ebene ist die Ebene, die den elektrischen Feldvektor und die Richtung der maximalen Abstrahlung enthält. Die H-Ebene ist die Ebene, die den magnetischen Feldvektor und die Richtung der maximalen Abstrahlung enthält. Der Ursprung des in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystems befindet sich im Mittelpunkt des Photoschalters. Die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Messungen betrachten immer nur die abgestrahlte Leistung unter einem festen Raumwinkel, der durch den Öffnungswinkel der parabolischen Spiegel gegeben ist.

Die Abstrahlcharakteristik zeigt bei bestimmten Parametern eine keulenartige Form (s. Abb. 5.12). Dann wird von Strahlungskeulen oder auch nur Keulen gesprochen. Die Keule mit der stärksten Emission wird als Hauptkeule, die anderen werden als Nebenkeulen bezeichnet.

²⁴ *im Englischen:* radiation pattern

²⁵ *im Englischen:* E-plane

²⁶ *im Englischen:* H-plane

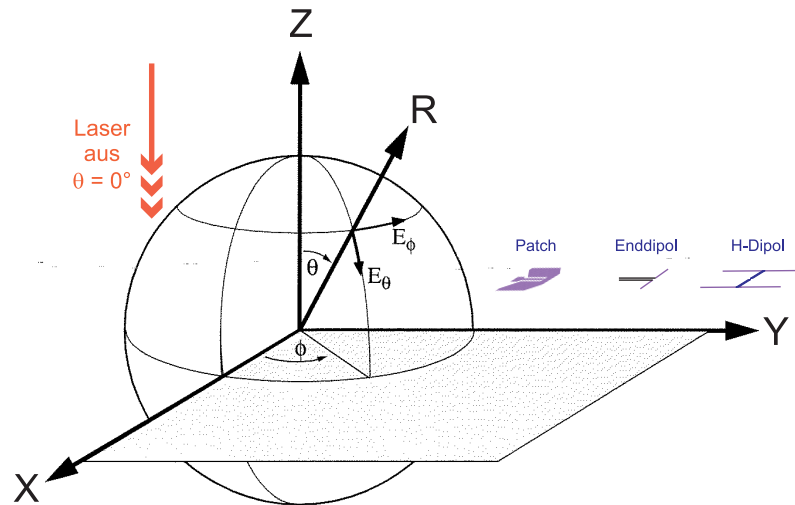


Abbildung 5.7.: Zur Beschreibung der Abstrahlcharakteristik verwendetes Koordinatensystem.

Einfluss der Substrate

Befindet sich die leitende Antenne direkt auf einem unendlich ausgedehnt gedachten isolierenden Substrat mit einer vom Vakuum verschiedenen Dielektrizitätskonstanten, so hat dies nicht nur einen Einfluss auf die erzeugten Felder, sondern auch direkt auf die entstehende Stromschwingung bzw. das Verhältnis der Länge der Antenne zur Wellenlänge. Die für die Stromschwingung auf der Antenne wirksame effektive relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{r,eff}$ ergibt sich in guter Näherung aus dem Mittelwert der relativen Dielektrizitätskonstante von Luft, näherungsweise ϵ_0 , und Substrat ϵ_s [191]:

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{\epsilon_0 + \epsilon_s}{2}. \quad (5.40)$$

Die Berechnung der Wellenlänge der Stromschwingung λ aus der Anregungsfrequenz ω_{THz} erfolgt dann mit

$$\lambda = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{r,eff} \cdot 2\pi\omega_{THz}}}, \quad (5.41)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der erzeugten elektromagnetischen Welle hingegen ist das ϵ_r des jeweiligen Mediums und nicht der Mittelwert heranzuziehen. Gleiches gilt für den Wellenwiderstand. In Richtung des Substrats beträgt der Wellenwiderstand R_w dann:

$$R_w = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \cdot \frac{\mu_r}{\epsilon_r}}. \quad (5.42)$$

Die relative Permeabilität wird für die hier verwendeten Substrate als eins angenommen. Die Abstrahlung erfolgt mit wachsendem ϵ_r sehr viel stärker in das Substrat hinein als in die Luft, da $R_{w,Substrat} < R_{w,Luft}$.

Das Substrat hat auch als unendlich ausgedehnte Halbebene einen Einfluss auf die Abstrahlcharakteristik, da die Welle bereits an der Kante, auf der der Dipol aufliegt, gebrochen wird. Dies lässt sich anschaulich mit Hilfe von Abbildung 5.8 erklären: Der Strom I_1 in der Dipolstruktur auf dem Substrat erzeugt ein elektrisches Feld E_1 an einem beliebigen Punkt in der Luft. Dieses elektrische Feld lässt sich durch einen Strom I_2 am Ort von E_1 darstellen. Die von I_2 ausgesandte Welle würde beim Übergang in das Substrat gebrochen und teilweise auch reflektiert werden. Da diese Welle durch die Abstrahlung des Dipols erzeugt wurde, muss die Abstrahlung des Dipols in das Substrat hinein einer von der Luft kommenden gebrochenen Welle entsprechen und ist demnach von der Abstrahlcharakteristik in Luft deutlich verschieden. Eine exaktere Betrachtung mit Hilfe des Lorentzschens Reziprozitäts-Theorems findet sich bei Rutledge *et al.* [191].

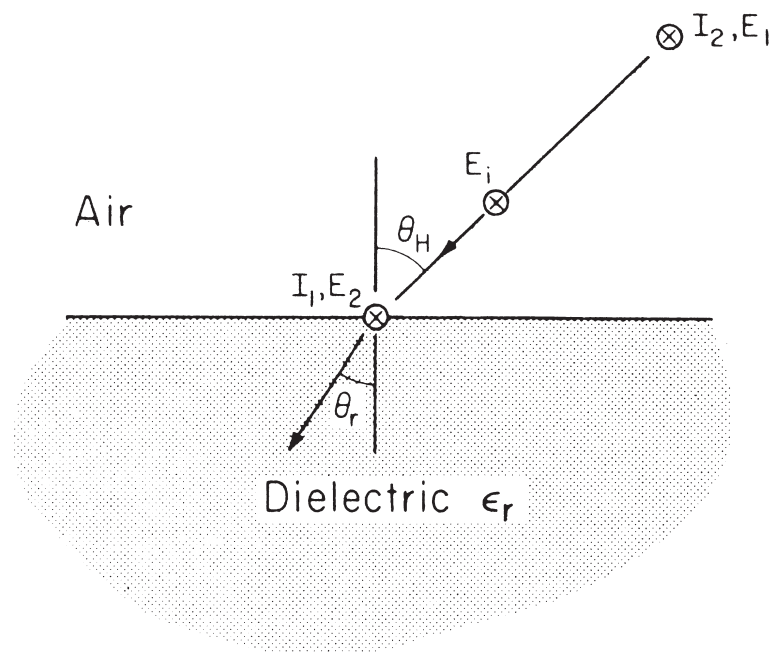


Abbildung 5.8.: Schematische Darstellung der Brechung der vom Dipol in das Substrat abgestrahlten Welle. Aus [191].

Die Abstrahlcharakteristik eines Dipols auf einem Dielektrikum ($\epsilon_r = 4$) ist exemplarisch in Abbildung 5.9 dargestellt. Dargestellt sind die Abstrahlcharakteristiken der E- und der H-Ebene. Die E-Ebene wird von der „Dipolachse“ und der Hauptabstrahlungsrichtung aufgespannt. Die H-Ebene steht senkrecht dazu. Deutlich ist zu sehen, dass die meiste

Dipol mit infinitesimalem Abstand²⁷ zwischen den beiden Dipolhälften dargestellt. Die

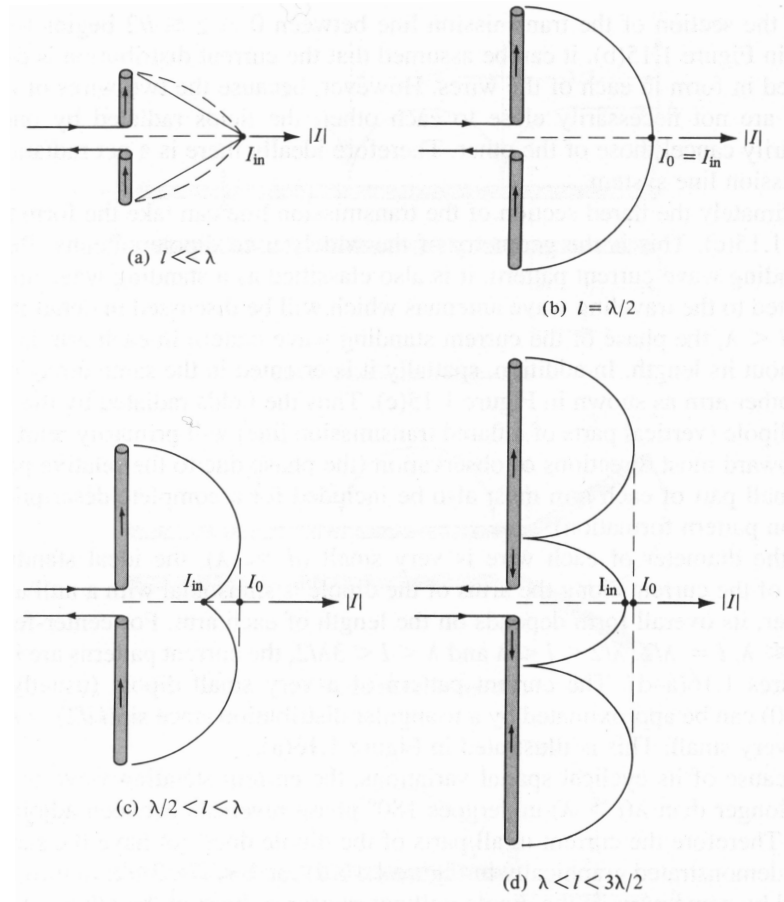


Abbildung 5.10.: Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei infinitesimalem Gap. Die in a) gezeigte dreieckige Stromverteilung (durchgezogene Linie) ergibt sich als Näherung für $\lambda/50 < l \leq \lambda/10$. Aus [190].

Stromverteilung gemäß Abb. 5.11 (Dipol entlang X-Richtung) lässt sich folgendermaßen schreiben [190]:

$$I_{E\text{nddipol}}(x) = \begin{cases} I_0 \cdot \sin \left[k \left(\frac{l}{2} - x' \right) \right], & 0 \leq x' \leq \frac{l}{2} \\ I_0 \cdot \sin \left[k \left(\frac{l}{2} + x' \right) \right], & -\frac{l}{2} \leq x' \leq 0, \end{cases} \quad (5.43)$$

wobei $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ der Betrag des Wellenvektors ist.

Ein Dipol beliebiger Länge lässt sich in infinitesimale Dipole unterteilen ([190]). Bei harmonischer Anregung und gebildeter stehender Welle bildet der Strom auf jedem dieser infinitesimalen Dipole eine Schwingung mit gleicher Frequenz, aber unterschiedlicher

²⁷ *im Englischen:* gap; Bei den herkömmlichen Photomischern wird hier der Photoschalter untergebracht.

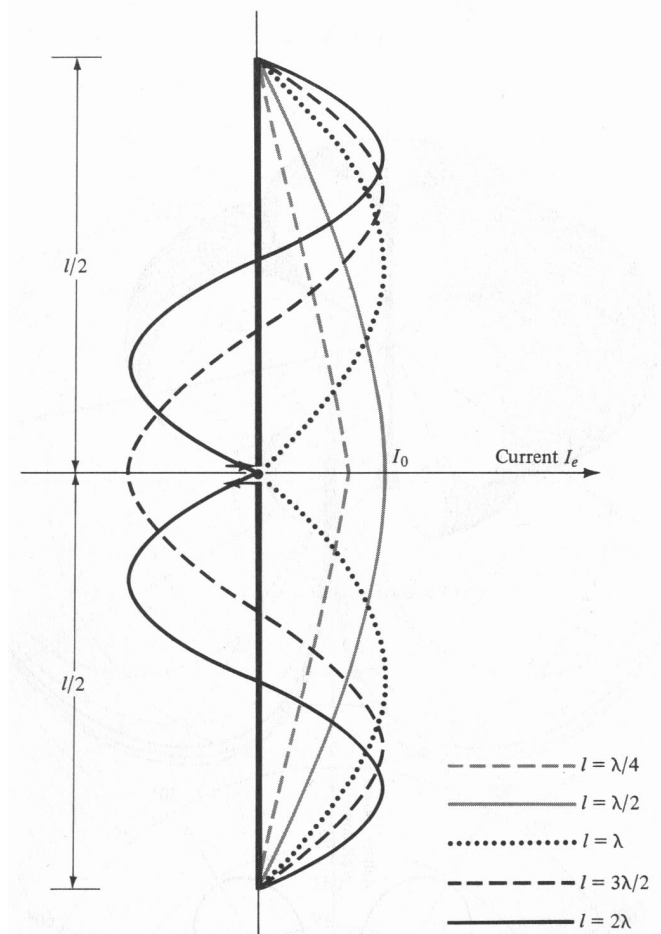


Abbildung 5.11.: Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei infinitesimalem Gap. Aus [190].

Amplitude und Phase. Unter der Annahme, dass kein Substrat verwendet wird, strahlt jeder der infinitesimalen Dipole toroidal um die z -Achse mit der bekannten $\cos^2(\phi)$ Abhängigkeit ab. Aus der linearen Superposition der abgestrahlten Felder ergibt sich dann die Abstrahlung des Dipols endlicher Länge [190].

Abstrahlcharakteristik

Die Abstrahlcharakteristik in der E -Ebene ist für einen vollständig in einem homogenen Medium eingeschlossenen, unendlich dünnen Dipol mit infinitesimalem Abstand zwischen den Hälften des Dipols in Abbildung 5.12 dargestellt. Sie ändert sich mit dem Verhältnis der Länge des Dipols zur Wellenlänge l/λ . Die Abstrahlung in der H -Ebene ist punktsymme-

trisch zum Dipol und für alle Winkel ϕ identisch. Zu beachten ist, dass in der dargestellten Abstrahlcharakteristik alle Leistungen auf die Abstrahlung in Richtung $\phi = 90^\circ$ normiert sind, obwohl die absoluten Leistungen bei gleicher Anregung eigentlich unterschiedlich sind. Die Intensitätsverteilung des Dipols mit den oben beschriebenen Eigenschaften wird durch

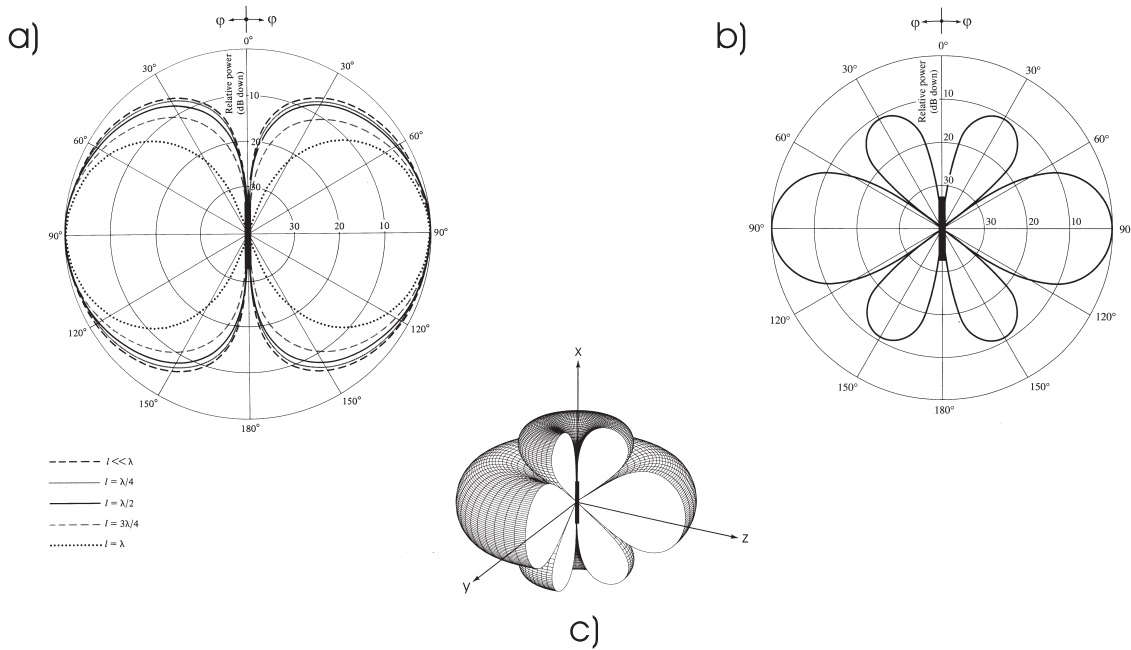


Abbildung 5.12.: Abstrahlcharakteristik E-Ebene (relative Leistung) a) für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge, b) und c) für $l = 1.25\lambda$. Aus [190].

folgenden Ausdruck beschrieben:

$$u(\phi) = R_w \cdot \frac{I_0^2}{8\pi^2} \cdot \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cdot \cos\phi\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\sin\phi} \right]^2. \quad (5.44)$$

wobei r der radiale Abstand vom Mittelpunkt (Gap) der Antenne und ϕ der schon in Abbildung 5.12 verwendete Winkel gemäß dem dargestellten Koordinatensystem ist. Die abgestrahlte Leistung errechnet sich mit Hilfe von Gleichung 5.32.

In Gleichung 5.44 ist I_0 zunächst als unabhängig von der Frequenz angenommen worden. Wie in Kapitel 5.2.1 gezeigt wurde, ist der im Photoschalter generierte Photostrom und somit die Leistung der Quelle jedoch durchaus frequenzabhängig. Formt man Gleichung 5.37 um, so erhält man

$$I_0^2 = I_{in}^2 \cdot \frac{R_{in}}{R_r}. \quad (5.45)$$

Nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.14 ist der auf die Antenne übertragene Strom

I_{in} bei vernachlässigbarer Kapazität C_{mix} des Photoschalters gegeben durch

$$I_{in} = I_{0,photo,AC} \cdot \frac{R_{mix}}{R_{mix} + R_{in}} \quad (5.46)$$

oder für $R_{mix} \gg R_{in}$

$$I_{in} = I_{0,photo,AC} \quad (5.47)$$

Bei konstantem messbarem Gleichstromanteil des Photostromes ist die Amplitude des Wechselstromanteils proportional zum frequenzabhängigen Faktor $F_f = \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2 \cdot \omega_{THz}^2}}$ (s. Glg. 5.21). Somit ist auch die Amplitude I_0 des Stroms auf der Antenne frequenzabhängig.

Für die abgestrahlte THz-Leistung folgt weiter:

$$P_{rad} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \iota(\phi) r^2 \sin \phi d\phi d\theta \quad (5.48)$$

$$= \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} R_w \cdot \frac{I_0^2}{8\pi^2} \cdot \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cdot \cos \phi\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\sin \phi} \right]^2 r^2 \sin \phi d\phi d\theta \quad (5.49)$$

Für die gesamte abgestrahlte Leistung eines Dipols mit oben angegebenen Eigenschaften ergibt sich nach Integration über eine Kugel mit Radius r : ([190], S. 157):

$$\begin{aligned} P_{THz} &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \iota r^2 \sin \phi d\phi d\theta \\ &= R_w \cdot \frac{|I_0|^2}{4\pi} \\ &\quad \cdot \left\{ C + \ln\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) - C_i\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) + \frac{1}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \cdot \left[S_i\left(\frac{4\pi}{\lambda} l\right) - 2S_i\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \cdot \left[C + \ln\left(\frac{\pi}{\lambda} l\right) + C_i\left(\frac{4\pi}{\lambda} l\right) - 2C_i\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \right] \right\} \\ &= \frac{1}{2} R_r |I_0|^2 \quad , \end{aligned} \quad (5.50)$$

wobei

$$\begin{aligned} C &= 0,5772 \quad , \\ C_i(x) &= - \int_x^\infty \frac{\cos y}{y} dy \quad \text{und} \\ S_i(x) &= \int_0^x \frac{\sin y}{y} dy \quad . \end{aligned}$$

Da experimentell nicht die gesamte abgestrahlte Leistung gemessen werden konnte, sondern nur die in einem bestimmten Raumwinkel, sind zur Berechnung der erwarteten gemessenen Leistung die Integrationsgrenzen entsprechend zu wählen. Substrateffekte sind nicht berücksichtigt.

Einfluss des endlichen Durchmessers

Oben wurde der Dipol vereinfachend als unendlich dünn angenommen. Diese Annahme ist gültig für ein großes Verhältnis von Länge zu Durchmesser. Bei den hier verwendeten planaren Dipolen wird zur Berechnung dieses Verhältnisses die Breite der Antennen verwendet. Es liegt deutlich unter 100. Bei einer Antenne sogar nur bei 18. Die Werte sind in Kapitel 5.7.1 angegeben.

Erwartet wird ein Einfluss des Durchmessers der Dipolantenne auf die Leistung im Nahfeld. Dies hat keinen direkten Einfluss auf die abgestrahlte Leistung, aber auf den komplexen Teil der Eingangsimpedanz [190] und somit auf die Anpassung der Eingangsimpedanz an die Impedanz des Photoschalters.

Einfluss des Abstands der beiden Hälften des Dipols

Die Stromverteilung wird vom endlichen Abstand der beiden Hälften des Dipols nur gering beeinflusst. Wie bereits erwähnt, kann der fehlende „Platz“ für die Stromwelle auf dem Dipol von der Zuleitung aufgebracht werden [190]. Allerdings kann sich damit die Eingangsimpedanz und somit die Amplitude der Resonanzkurve stark ändern. Das Maximum in der Resonanzkurve bleibt jedoch weitgehend unverändert.

5.3.3. Zuleitungen

Zur detaillierten Berechnung der Resonanzkurven der Antennen müssen die Verluste über die Zuleitungen der Antennen berücksichtigt werden. Dazu muss das Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.14 b) um eine weitere parallele Impedanz, der Leitungsimpedanz $Z_{Line,ges}$, ergänzt werden (siehe Abb. 5.13). Aus der Leitungstheorie kann dann die auf die Antenne

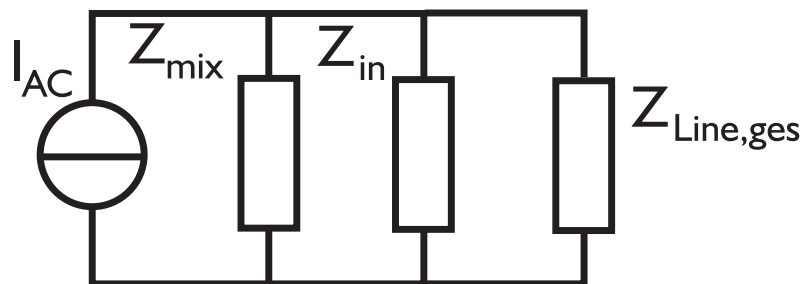


Abbildung 5.13.: Ersatzschaltbild für einen Photomischer unter Berücksichtigung der Zuleitung.

übertragene komplexe Leistung neu berechnet werden. Durch geschickte Wahl der Leitungsimpedanz wird die übertragene Leistung von Photomischer zu Antenne zumindest für eine Frequenz optimiert.

Die Gesamtimpedanz einer Leitung, $Z_{Line,ges}$, errechnet sich folgendermaßen aus der Leitungsimpedanz Z_{Line} und der Abschlussimpedanz Z_{end} [187]:

$$\begin{aligned} Z_{Line,ges} &= Z_{Line} \cdot \frac{1 + \Gamma e^{-2ikl}}{1 - \Gamma e^{-2ikl}} \\ &= Z_{Line} \cdot \frac{Z_{end} + iZ_{Line} \cdot \tan(kl)}{Z_{Line} + iZ_{end} \cdot \tan(kl)}, \end{aligned} \quad (5.51)$$

wobei l die Länge der Leitung, k der Wellenvektor und $\Gamma = \frac{Z_{end} - Z_{Line}}{Z_{end} + Z_{Line}}$ der Reflexionskoeffizient der auf der Leitung laufenden Welle an der Abschlussimpedanz ist.

Der Leitungsimpedanz Z_{Line} errechnet sich aus [187]:

$$Z_{Line} = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff,cps}}} \cdot \frac{K(k_I)}{K(k'_I)}, \quad (5.52)$$

wobei $k_I = \frac{S}{S+2W}$, $\epsilon_{eff,cps}$ die unten dargestellte effektive Dielektrizitätskonstante und $K(k_I)$ das elliptische Integral erster Art ist. Der Bruch $\frac{K(k_I)}{K(k'_I)}$ kann mit einem Fehler von unter $3 \cdot 10^{-6}$ folgendermaßen berechnet werden [187]:

$$\frac{K(k_I)}{K(k'_I)} = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left[2 \frac{1+\sqrt{k_I}}{1-\sqrt{k_I}} \right], & \text{fr } 0 \leq k_I \leq 0.707 \\ \frac{\pi}{\ln \left[2 \frac{1+\sqrt{k'_I}}{1-\sqrt{k'_I}} \right]}, & \text{fr } 0.707 \leq k_I \leq 1 \end{cases} \quad (5.53)$$

Die effektive Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{eff,cps}$ einer koplanaren Leitung auf einem Dielektrikum in Vakuum bzw. Luft kann folgendermaßen berechnet werden [187]:

$$\epsilon_{eff,cps} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \cdot \left[\frac{\tanh \left\{ 1.785 \cdot \log \left(\frac{h}{W} \right) + 1.75 \right\}}{+ \frac{k \cdot W}{h} \cdot \left\{ 0.04 - 0.7k + 0.01 \cdot (1 - 0.1 \cdot \epsilon_r) \cdot (0.25 + k) \right\}} \right]. \quad (5.54)$$

Eine Änderung der Impedanz im Verlauf der Leitung führt zu einer Reflexion an dieser Unstetigkeitsstelle. Die Gesamtimpedanz kann auch in diesem Fall mit Gleichung 5.51 berechnet werden, wobei die Abschlussimpedanz durch die Leitungsimpedanz des folgenden Teilstücks ersetzt werden muss. Gibt es mehrere Unstetigkeitsstellen, so kann die Gesamtimpedanz iterativ berechnet werden.

5.4. Zusammenwirken von Photoschalter und Antenne

Neben dem Design der Antenne ist deren Ankopplung an die THz-Quelle, d.h. den Photoschalter, von entscheidender Bedeutung für die abgestrahlte THz-Leistung. Zum besseren Verständnis des Photomischers, bestehend aus Vorspannungsquelle (DC) mit Vorspannungsleitung, Photoschalter und THz-Antenne, ist es notwendig, ein entsprechendes Schaltbild zu entwerfen. Dieses ist in Abbildung 5.14 a) dargestellt. Die Gleichspannungsquelle U_{DC} ist über einen Tiefpassfilter mit dem Photoschalter, hier dargestellt durch einen

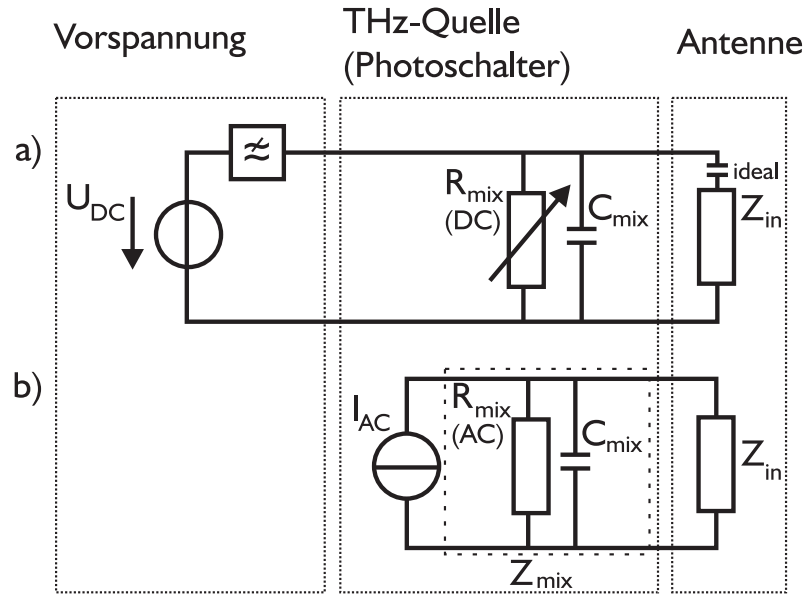


Abbildung 5.14.: a) Schaltbild für eine Antenne mit photokonduktiver THz-Quelle. b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild.

veränderlichen (Photo-) Widerstand $R_{mix}(DC)$ und eine dazu parallele Kapazität C_{mix} , verbunden. Der Tiefpassfilter in der Zuleitung repräsentiert den Idealfall einer Leitung, auf der keine Verluste der im Photoschalter generierten THz-Leistung anfallen. Für die experimentell realisierbaren Photomischer ist dies nur bei Integration eines Hochfrequenzfilters in die Zuleitung zu erreichen. Parallel zum Photoschalter ist die Antenne, repräsentiert durch ihre Eingangsimpedanz Z_{in} (siehe Kap. 5.3.1) angeschlossen. Die zusätzlich dargestellte ideale Kapazität der Antenne soll verdeutlichen, dass im DC-Fall die Antenne eine offene Leitung darstellt. Dieses Schaltbild lässt sich unter Anwendung einiger vereinfachender Annahmen in ein reines AC-Ersatzschaltbild umsetzen. Die Zuleitung der Vorspannung kann für hohe (THz-) Frequenzen vernachlässigt werden. Unter dieser Annahme wird die Zuleitung im Ersatzschaltbild weggelassen. In Kapitel 5.2 wird der Photoschalter als Stromquelle beschrieben. Entsprechend werden im Ersatzschaltbild die Gleichspannungsquelle, der Photowiderstand und die Kapazität durch eine ideale Wechselstromquelle mit parallel geschaltetem Innenwiderstand, nämlich dem ohmschen Widerstand $R_{mix}(AC)$ des Photoschalters und die ebenfalls parallel geschaltete Kapazität C_{mix} des Photoschalters ersetzt. Im Ersatzschaltbild mit einer AC-Stromquelle bildet die Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität die komplexe Impedanz Z_{mix} des Schalters.

5.4.1. Leistungsgeneration und –übertragung

Mit Hilfe des Ersatzschaltbildes kann nun auf einfache Weise die an Z_{in} umgesetzte, d.h. auf die Antenne übertragene, THz–Leistung²⁸ \hat{P}_{in} berechnet werden:

$$\hat{P}_{in} = \frac{1}{2} \cdot I_{0,photo,AC}^2 \cdot \frac{Z_{in} \cdot Z_{mix}^2}{(Z_{mix} + Z_{in})^2} . \quad (5.55)$$

Die Größe \hat{P}_{in} ist eine komplexe Scheinleistung und setzt sich aus der realen Wirkleistung und der imaginären Blindleistung zusammen.

Entscheidend für die abgestrahlte, nutzbare Leistung im Fernfeld ist die auf die Antenne übertragene reelle Wirkleistung P_{in} . Ziel ist es nun, die auf die Antenne übertragene Wirkleistung zu optimieren. Diese wird maximal im so genannten Anpassungsfall, d.h. wenn gilt $Z_{mix} = c.c. Z_{in}$. Für die Realisierung optimaler Photomischer bedeutet dies, dass die Kapazität des Photoschalters mit Hilfe einer Induktivität in der Antenne oder mit Hilfe einer Anpassungsleitung, z.B. [61], kompensiert werden muss. In diesem Fall wird keine Blindleistung an der Antenne umgesetzt. Die dann maximal vom Photoschalter bereitgestellte und auf die Antenne übertragene mittlere THz–Wirkleistung P_{mix} ist

$$P_{mix} = \frac{1}{2} \cdot I_{0,photo,AC}^2 \cdot \frac{\Re(Z_{mix})}{4} . \quad (5.56)$$

In der Elektrotechnik wird häufig der Reflexionskoeffizient S_{11} für die Kopplung von Quelle und Antenne angegeben. Dieser ist gegeben durch

$$S_{11} = \frac{Z_{in} - Z_{mix}}{Z_{in} + Z_{mix}} . \quad (5.57)$$

Damit lässt sich die auf die Antenne übertragene Wirkleistung P_{in} schreiben als

$$P_{in} = (1 - |S_{11}|^2) \cdot P_{mix} . \quad (5.58)$$

Gilt wie im Fall der in dieser Arbeit verwendeten Photomischer $Z_{mix} \gg Z_{in}$ (bzw. $R_{mix} \gg R_{in}$), so ist die auf die Antenne übertragene Wirkleistung durch

$$P_{in} = \frac{1}{2} \cdot I_{0,photo,AC}^2 \cdot \Re(Z_{in}) \quad (5.59)$$

gegeben. Da nach dem Abklingen der Einschwingvorgänge die gesamte auf die Antenne übertragene Wirkleistung auch abgestrahlt wird (siehe hierzu auch Kap. 5.3.1), gilt für die von der Antenne abgestrahlte Leistung ebenfalls

$$P_{THz} = \frac{1}{2} \cdot I_{0,photo,AC}^2 \cdot \Re(Z_{in}) . \quad (5.60)$$

Im Falle der verwendeten flächigen Photomischer lässt sich die Impedanzanpassung vor allem durch die Wahl einer Antenne mit passender Impedanz verbessern (siehe auch Kap. 5.9.2). Diese muss sowohl über einen Realteil verfügen, der gleich groß ist wie der Realteil der Impedanz des Photoschalters als auch mit Hilfe einer Induktivität oder Anpassungsleitung die Kapazität des Photoschalters kompensieren.

²⁸Präziser muss hier eigentlich von der Wechselstromleistung im THz–Frequenzbereich gesprochen werden.

5.4.2. Effizienz der Photomischer

Für die Charakterisierung der Photomischer kann neben der absoluten, von der Antenne abgestrahlten THz–Leistung P_{THz} , auch die Effizienz angegeben werden. Dabei ist zwischen der optischen und der elektrischen Effizienz zu unterscheiden, so wie sie nachfolgend definiert werden. Es ist hervorzuheben, dass beide Effizienzen über die abgestrahlte THz–Leistung P_{THz} definiert sind. Sie sind folglich sowohl durch den Photoschalter als auch durch die Antenne als auch durch deren Zusammenspiel bestimmt. Die höchsten THz–Ausgangsleistungen werden nicht notwendigerweise mit den Mischern mit der höchsten Effizienz erzielt. Der im Kapitel 3.2 vorgestellte Wanderwellenmischer des JPL [64] zum Beispiel zeigt die höchste je gemessene THz–Ausgangsleistung, seine optische Effizienz hingegen ist um eine Größenordnung niedriger als die von herkömmlichen Photomischern.

Optische Effizienz

Die optische Effizienz²⁹ der Photomischer ist der Quotient aus abgestrahlter THz–Leistung und der eingestrahlten optischen Gesamtleistung [62]:

$$\eta_{opt} := \frac{P_{THz}}{P_{opt}} \propto \frac{P_{ant}}{P_{opt}} . \quad (5.61)$$

Die Einführung der optischen Effizienz ist vor allem in Hinblick auf Anwendungen, bei denen nur eine bestimmte optische Leistung zum Betrieb des Photomischers zur Verfügung steht, z.B. Lokalszillatoren auf Satelliten oder Flugzeugen, sinnvoll. Die typische optische Effizienz für Photomischer liegt in der Größenordnung von 10^{-5} bei optimal gewählten Zielfrequenzen.

Elektrische Effizienz

Die elektrische Effizienz ist als Quotient von abgestrahlter THz–Leistung und aufgewendeter elektrischer Leistung P_{el} definiert [62]:

$$\eta_{el} := \frac{P_{THz}}{P_{el}} \propto \frac{P_{ant}}{P_{el}} . \quad (5.62)$$

Die am Photomischer umgesetzte elektrische Leistung ist in erster Näherung durch das Produkt aus der Vorspannung und dem gemessenen DC–Photostrom gegeben, so dass

$$\eta_{el} \propto \frac{P_{ant}}{U_{bias} \cdot I_{photo,DC}} . \quad (5.63)$$

Für die Charakterisierung von Photomischern ist die elektrische Effizienz von großer Bedeutung, da die maximal abgestrahlte THz–Leistung durch den maximalen Photostrom,

²⁹Die optische Effizienz wird oftmals auch als Konversionseffizienz bezeichnet, da sie die Umwandlung von optischer Leistung in THz–Leistung beschreibt.

den das Bauelement verkraften kann (siehe Kap. 5.6), begrenzt ist. Bei gegebenem Photostrom soll ein Bauelement möglichst viel THz–Leistung abstrahlen, d.h. möglichst effizient sein.

5.5. Experimenteller Aufbau des Messplatzes

Zur frequenzabhängigen Messung der abgestrahlten THz–Leistung der Photomischer wird der in Abbildung 5.15 dargestellte Aufbau verwendet. Zur Erzeugung der beiden La-

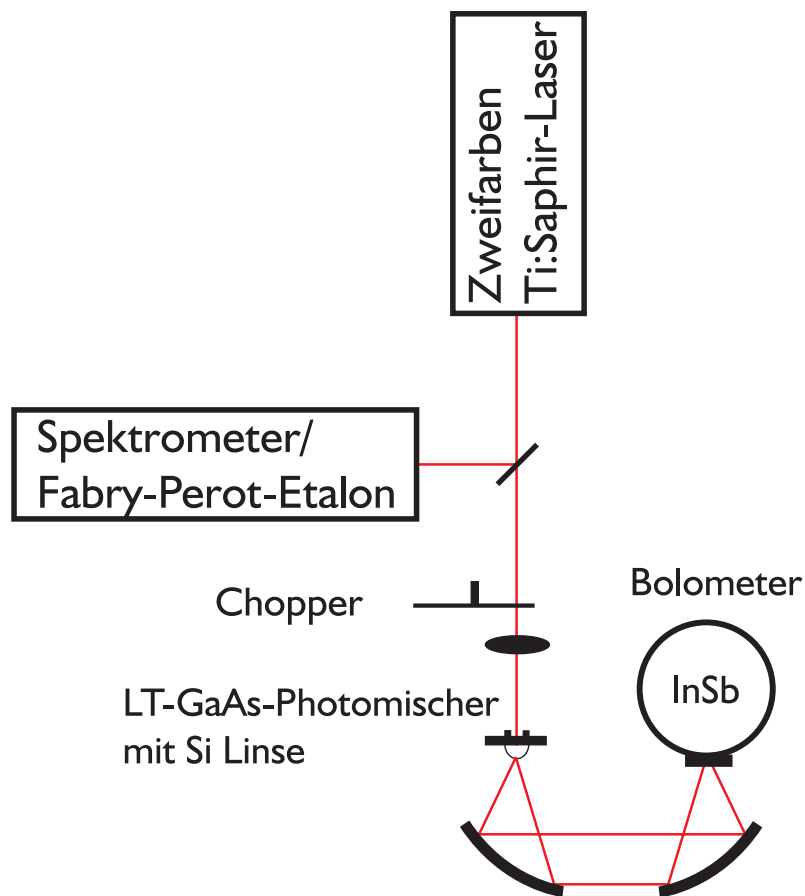


Abbildung 5.15.: Schematische Darstellung des Messplatzes für die Antennenvermessung.

serfrequenzen wird die in Kapitel 4.6 beschriebene Konfiguration des Ti:Saphir–Lasers, bestehend aus einem Ringresonator und einem mittels Lyot–Filter abstimmbaren Linearresonator, eingesetzt. Die Konfiguration erlaubt eine Abstimmung der Differenzfrequenz von wenigen GHz bis zu 50 THz. Die beiden Farben verlassen den Laser nicht kollinear und müssen daher auf einem Strahlteilerwürfel räumlich zu einem Schwebungssignal überlagert werden (in der schematischen Abbildung nicht dargestellt). Die Fokussierung auf die

Probe erfolgt, soweit im Text nicht weiter angegeben, mit einer breitbandig antireflexbeschichteten Linse mit 25 mm Brennweite. Die Position des Brennpunkts markiert die Lage des photokonduktiven Schalters der zu vermessenden Photomischer. Da die Lage des optischen Schwebungssignals während einer Messreihe nicht verändert wird, ist gewährleistet, dass die Lage aller vermessenen Photomischer relativ zu den nachfolgenden THz-Optiken identisch ist.

Sowohl die Linse als auch der nachfolgende Photomischer können in allen drei Raumrichtungen mit Hilfe von x-y-z-Verstellern bewegt werden. Die Positionierung des Photomischer erfolgt über die Maximierung des Photostromes durch Verschieben der Antenne. Die Position der Linse kann zur Feinjustierung minimal verschoben werden. Auf der unbeleuchteten Seite des Photomischer kann eine hemisphärische Linse aus semiinsulierendem Silizium auf das Substrat aufgebracht werden, um die Auskopplung der THz-Strahlung aus dem Photomischer zu optimieren. Siehe hierzu den folgenden Abschnitt. In den optischen Strahlengang wird außerdem ein mechanischer Lichtzerhacker³⁰ eingefügt. Die maximale mittlere optische Leistung, gemessen ohne Chopper und vor der Linse, beträgt ungefähr 100 mW.

Hinter dem Photomischer muss die generierte THz-Strahlung zum Bolometer geführt werden. Dazu wird mit abbildenden Optiken, im vorliegenden Fall mit parabolischen Spiegeln gearbeitet. Bei den verwendeten Spiegeln handelt es sich um sogenannte Off-Axis³¹-Parabolspiegel. Sie sind so geformt, als wären sie aus einem weit von der optischen Achse entfernten Teil eines vollen Parabolspiegels herausgeschnitten. Entsprechend einem vollen Parabolspiegel kollimieren sie alle Strahlen einer Punktlichtquelle und lenken den Strahlengang um einen festen Winkel ab. Der Ablenkwinkel hängt vom Abstand des Off-Axis-Segments vom Apex seiner Urform (dem vollen Parabolspiegel) ab. Der erste Paraboloid (Durchmesser: 50,8 mm; Off-Axis-Abstand³²: 50,8 mm) kollimiert den von dem als Punktquelle angenommenen Emitter ausgehenden Strahl und lenkt ihn um 90° zur Seite ab. Es können Strahlkegel mit einem Öffnungswinkel von bis zu etwa 26° kollimiert werden. Der zweite Paraboloid (Durchmesser: 50,8 mm; Off-Axis-Abstand: 150,4 mm) fokussiert den Strahl ins Bolometer. Sein Strahlkegel ist damit auf den Öffnungswinkel der sammelnden Optik (Winston-Konus [192]) im Eingang des Bolometers abgestimmt.

Zusätzlich kann zwischen dem zweiten parabolischen Spiegel und dem Bolometer ein um die Strahlachse drehbar gehalterter Gitterpolarisator für den THz-Frequenzbereich eingesetzt werden. Mit diesem lässt sich die Polarisation der in das Bolometer eintreffenden Strahlung bestimmen. Messungen mit bekannter linearer Polarisation zeigen, dass sich, bei Einstellung des Gitters parallel zur Polarisation, das Signal vollständig auslöschen lässt. Die Einfügedämpfung des Polarisators in Durchlassrichtung ist minimal.

Für alle Messungen an den Photomischern wird ein Indium-Antimonid (InSb)-Bo-

³⁰ *im Englischen:* chopper

³¹ *engl.:* weg von der (optischen) Achse

³² Der Off-Axis-Abstand ist der Abstand von der Mittelachse des Parallelstrahls bis zum Brennpunkt

lometer (Modell QF1/2 der Firma *QMC Instruments*) zur Detektion der THz-Strahlung verwendet. Der Strahlengang des Bolometers enthält vier Fenster aus unterschiedlichen Materialien³³ zur Durchführung der THz-Strahlung durch die Außenwände des Dewars. Die Frequenzabhängigkeit der Transmission der einzelnen Fenster führt zusammen mit dem Frequenzverlauf der Absorption des InSb-Kristalls zu dem in Abbildung 5.16 dargestellten Frequenzgang der Sensitivität des Bolometers. Wie die Kurve zeigt, ist die Sensitivität

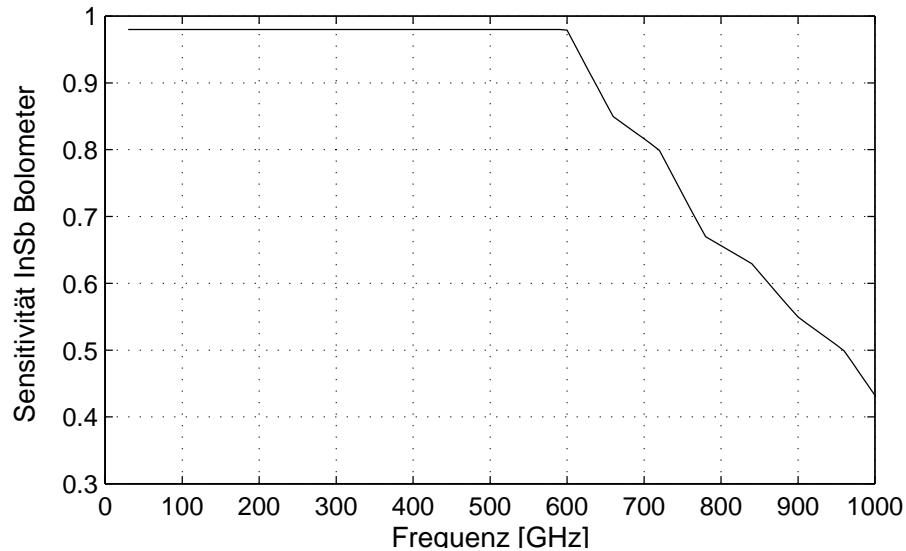


Abbildung 5.16.: Sensitivitätskurve des InSb-Bolometers.

des Bolometers bis 600 GHz konstant. Danach fällt sie steil ab. Bei 950 GHz detektiert das Bolometer nur noch 50 % des Signals. In Kapitel 5.7.3 werden die daraus folgenden Korrekturen für Messungen oberhalb 600 GHz besprochen. Das Ausgangssignal des Bolometers (Spannungspegel) wird mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers gemessen. Passend zur Zeitkonstante des Bolometers liegt die maximale Modulationsfrequenz des Choppers zwischen 150 Hz und 250 Hz.

Eine absolute Kalibrierung der mit dem Bolometer gemessenen Leistung ist sehr aufwendig und fehlerbehaftet und konnte von uns nicht durchgeführt werden. Eine Kalibrierung kann nur unter Verwendung eines schwarzen Strahlers durchgeführt werden, da die Fenster des Bolometers für optische Frequenzen (hier wäre die einfallende Leistung leicht anderweitig zu messen) nicht transparent sind. Vom Hersteller wird eine Kalibrierung von 2,9 kV/W für Frequenzen bis 600 GHz angegeben. Diese Kalibrierung bezieht sich auf die Verwendung des bolometereigenen, rauscharmen Verstärkers mit einer einhundertfachen (40 dB) Verstärkung. Alle nachfolgend beschriebenen Messergebnisse sind aufgrund des

³³Im einzelnen sind dies: 2 mm hochverdichtetes Polyethylen als Eintrittsfenster bei Raumtemperatur, 0,5 mm Fluorogold bei 77 K, 0,1 mm mit Kohlenstoff beschichtetes Papier bei 77 K und 0,1 mm mit Kohlenstoff beschichtetes Papier bei 4,2 K

großen Fehlerbereichs der gegebenen Kalibrierung unkalibriert in willkürlichen Einheiten angegeben.

Verwendung einer Siliziumlinse

Ein Teil der vom Photomischer erzeugten THz-Welle wird am Übergang vom Substrat in die Luft aufgrund der unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten reflektiert. Für Strahlen mit großem Öffnungswinkel sind sogar die Bedingungen für Totalreflexion erfüllt. So kann ein erheblicher Teil der von der Antenne abgestrahlten Leistung im Substrat gefangen bleiben. Das Substrat wirkt wie eine dreidimensionale Resonatorstruktur. Je nach Einkopplungsort und -frequenz können sich stehende Wellen, sogenannte Substratmoden ausbilden. Um die THz-Welle aus dem Substrat auszukoppeln bzw. eine Bildung von Substratmoden zu minimieren, kann eine Linse aus semiisolierendem Silizium, dessen Brechungsindex nahe an dem von GaAs ist, auf das Substrat aufgebracht werden. Im Brennpunkt der Linse befindet sich die Antenne. Die Siliziumlinse ist ein Kugelschnitt, der so gewählt wird, dass alle Strahlen, die von der Antenne³⁴ emittiert werden, unter einem sehr kleinen Winkel zum Lot auf die Grenzfläche zwischen Silizium und Luft treffen. Für die Berechnung der Linse muss die Dicke des Substrats berücksichtigt werden (siehe Abb. 5.17). Soll die Lin-

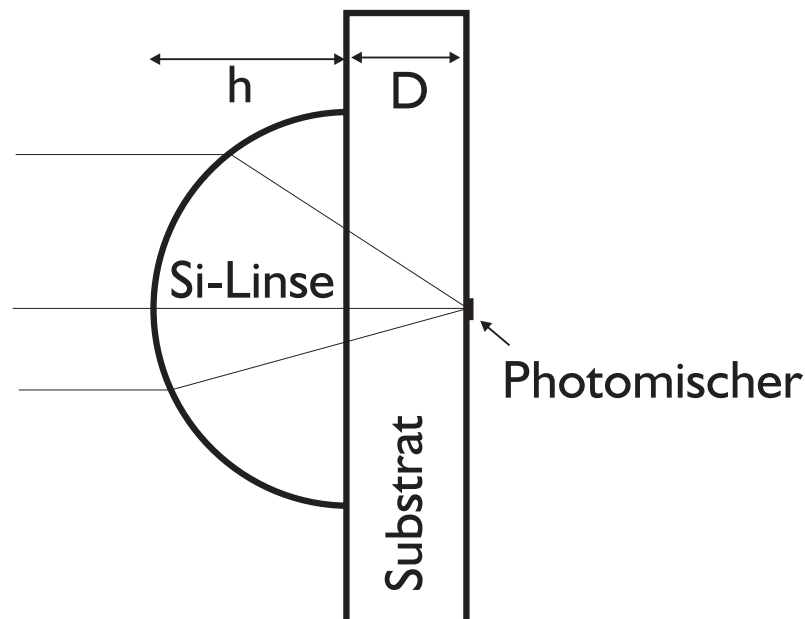


Abbildung 5.17.: Kollimierende hyperhemisphärische Substratlinse.

se alle von der Quelle ausgehenden Strahlen kollimieren (siehe Abb. 5.17), so gilt für die

³⁴Bei diesen Größenverhältnissen kann die Antenne in guter Näherung als Punktquelle angenommen werden.

Brennweite f [193]:

$$f = h + D = R_L \cdot \frac{n_{Si}}{n_{Si} - 1}, \quad (5.64)$$

wobei h die Höhe der Linse (abstand vom Apex zum planen Schnitt) und D die Dicke des Substrats ist. R_L ist der Radius der Linse und $n_{Si} = 3,4177$ ist der Brechungsindex von Silizium. Näherungsweise wird davon ausgegangen, dass der Brechungsindex des Substrats sich nicht wesentlich vom Brechungsindex der Linse unterscheidet. In den beschriebenen Experimenten werden hemisphärische Si-Linsen mit Radius 1 mm verwendet, die in Kombination mit dem Substrat ($400 \mu\text{m}$ Dicke) kollimierend wirken.

Um die gewünschte Funktionalität erreichen zu können, muss der Brennpunkt der Linse exakt auf der Antenne liegen. Für objektive Vergleichsmessungen zwischen unterschiedlichen Photomischern müssen die Si-Linsen immer identisch justiert sein. Um die Justiergenauigkeit und die Reproduzierbarkeit zu testen, wurden nacheinander zwei Messungen mit dem gleichen Photomischer und auf gleicher Weise erfolgter Linsenjustierung durchgeführt. Dabei wurde die Si-Linse mit Hilfe von Verschiebeeinheiten so justiert, bis ein Maximum in der abgestrahlten Leistung gemessen werden konnte. Es wurden bei exakt gleichem Photostrom deutlich unterschiedliche THz-Leistungen gemessen. Es zeigt sich, dass diese Vorgehensweise bei der Justierung der Si-Linsen zu keinen reproduzierbaren Ergebnissen führt.

Aus diesem Grund wurde für die Vermessung der Antennenstrukturen (Kap. 5.7) auf die Verwendung einer Si-Linse verzichtet. Die Messergebnisse zeigen daher Einflüsse des Substrats (Einbrüche bei gewissen Frequenzen), sind aber dafür, wie diverse an verschiedenen Tagen durchgeführte Messreihen zeigen, reproduzierbar. Beim Vergleich unterschiedlicher Substrate oder auch Substratgrößen ist dies allerdings zu beachten, da hier die Einbrüche im Signal bei anderen Wellenlängen liegen können. Eine genaue Berechnung der Substratmoden wird in Kapitel 5.7.3 durchgeführt.

Für die in Kapitel 5.6 beschriebenen Vergleichsmessungen mit Photomischern auf unterschiedlichen LT-GaAs-Materialien wurden Si-Linsen verwendet. Die Linsen wurden mit Hilfe eines Mikrometerfadekreuzes und einer speziellen Halterung unter einem Mikroskop so justiert, dass der Mittelpunkt der Linse und der Photoschalter genau übereinander liegen. Die Fixierung der Linse auf dem Substrat erfolgt mit Hilfe von sehr kleinen Mengen von Vakuumpfett auf Silikonbasis. Dieses besitzt eine ausreichende Adhäsion und Zähigkeit, um die Linse über Stunden hinweg in der gleichen Position zu halten. Außerdem verhindert das Fett einen Luftspalt zwischen Linse und Substrat und füllt ihn mit einem Material mit ähnlichem Brechungsindex. Aufgrund der nun guten Anpassung der Brechungsindizes zwischen Substrat und Si-Linse können die Reflexionen an dieser Grenzfläche minimiert werden.

5.5.1. Aussagekraft der Messergebnisse

Emittierte Frequenz

Für frequenz aufgelöste Messungen muss zunächst einmal sichergestellt werden, dass die emittierte THz-Frequenz tatsächlich der eingestellten Differenzfrequenz zwischen den beiden Farben entspricht. Dazu wurde für jeden Photomischer eine Messung mit einem Fourier-Transform-Interferometer durchgeführt. Der experimentelle Aufbau und die Messergebnisse finden sich im Detail in [72]. Bei allen vermessenen Photomischern konnte innerhalb der Messgenauigkeit keine Abweichung der abgestrahlten Frequenz von der eingestellten Differenzfrequenz festgestellt werden.

Zusammenhang zwischen Vorspannung und Photostrom

In Abbildung 5.18 ist die typische Photostromkurve einer der verwendeten Photoschalter ($5 \cdot 5 \mu\text{m}^2$ Gap, $T_G = 275^\circ\text{C}$, $T_A = 600^\circ\text{C}$, $t_A = 5$ Min., siehe auch Kap. 5.6.2) bei Beleuchtung mit 55 mW dargestellt. Die Photostromkurve zeigt einen nichtlinearen Anstieg bis etwa 6 V Vorspannung und steigt danach in etwa linear bis 30 V an. Es ist davon aus-

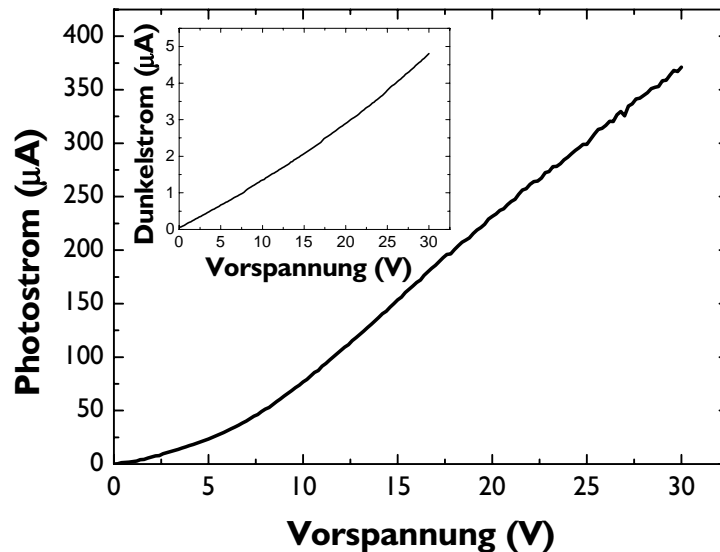


Abbildung 5.18.: Typische Photostromkurve eines flächigen Photoschalters ($5 \cdot 5 \mu\text{m}^2$ Gap, $T_G = 275^\circ\text{C}$, $T_A = 600^\circ\text{C}$, $t_A = 5$ Min., siehe auch Kap. 5.6.2). Im Nebenbild ist die zugehörige Dunkelstromkurve dargestellt.

zugehen, dass die Änderungen in der Steigung der Photostromkurven bei etwa 6 V auf das Einsetzen der Injektion von Löchern zurückzuführen ist (siehe auch Kap. 5.8.3). Die

absoluten Werte sind für die einzelnen Photoschalter stark unterschiedlich. Ebenfalls kann die Ausprägung des nichtlinearen und des linearen Bereichs unterschiedlich ausfallen. Die gezeigte Charakteristik ist jedoch typisch für die verwendeten Photomischer und findet sich auch in der Literatur (u.a. in [41]) wieder (siehe auch Kap. 5.6.2). Oberhalb einer Vorspannung von 30 V können häufig Sättigungseffekte beobachtet werden [72]. Im Nebenbild von Abbildung 5.18 ist die zugehörige Dunkelstromkurve (ohne Beleuchtung) des gleichen Photoschalters aufgetragen. Sie zeigt über den gesamten Variationsbereich der Vorspannung ein lineares Verhalten. Anzumerken ist, dass für niedrigere Wachstumstemperaturen die Werte für den Dunkelstrom um mehr als eine Größenordnung abnehmen.

Eine systematische Veränderung der Photostromkurven in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge der beiden optischen Frequenzen konnte nicht beobachtet werden (siehe auch [72]).

Zusammenhang zwischen Photostrom und abgestrahlter THz–Leistung

Nach Gleichung 5.60 ist die abgestrahlte THz–Leistung proportional zum Quadrat der Wechselstromamplitude und darüber hinaus proportional zum Quadrat des Gleichstromanteils des Photostroms:

$$P_{THz} \propto I_{0,photo,AC}^2 \propto I_{photo,DC}^2 . \quad (5.65)$$

In Abbildung 5.19 ist die gemessene abgestrahlte Leistung für eine Frequenz in Abhängigkeit des gemessenen DC–Photostroms dargestellt. Diese Messung ist hinsichtlich ihrer Charakteristik als repräsentativ anzusehen. Die durchgezogene Kurve ist eine Parabel $y = ax^2$ mit angepasstem Vorfaktor a . Es zeigt sich, dass im betrachteten Bereich die erwartete quadratische Abhängigkeit in erster Näherung vorhanden ist. Allerdings scheint sich zu höheren Vorspannungen hin eher eine lineare Abhängigkeit einzustellen.

Extrinsische Quanteneffizienz

Wie in Gleichung 5.27 zu sehen, wird die extrinsische Quanteneffizienz der Photomischer entscheidend von der Ausleuchtung des photokonduktiven Schalters bestimmt. Die Ausleuchtung wird als das Verhältnis aus der Fläche des Photoschalters und der Fläche des optischen Fokus auf der Mischerstruktur beschrieben. Eine einfache Abschätzung der sich daraus ergebenden extrinsischen Quanteneffizienz wird im Folgenden gegeben.

Der Radius w_2 des Fokus eines Gaußschen Strahls ist von der Brennweite f der Linse und dem Radius w_1 des kollimierten optischen Strahls vor der Linse abhängig:

$$w_2 = \frac{f\lambda}{\pi w_1} , \quad (5.66)$$

wobei λ die optische Zentralwellenlänge ist.

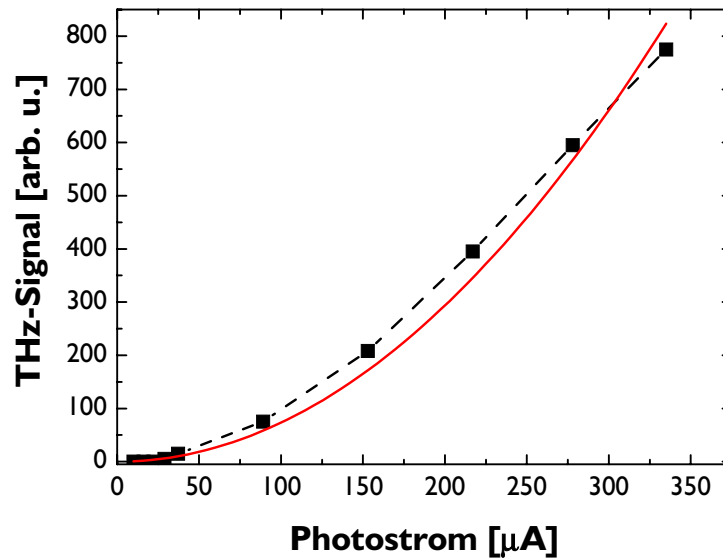


Abbildung 5.19.: Gemessene abgestrahlte THz-Leistung in Abhängigkeit vom Photostroms. Die durchgezogene Kurve zeigt die erwartete quadratische Abhängigkeit.

Die Fläche A des photokonduktiven Schalters wird mit $50 \mu\text{m}^2$ angenommen. Der Durchmesser w_1 sei 1 mm. Für die extrinsische Quanteneffizienz gilt dann

$$\eta_e = (1 - R) \frac{A}{A_{spot}} = (1 - R) \frac{A \pi w_1^2}{(f \lambda)^2} \approx 0,7 \cdot \frac{50 \mu\text{m}^2 \pi (1 \text{ mm})^2}{(f \cdot 800 \text{ nm})^2}. \quad (5.67)$$

Der Wert für die extrinsische Quanteneffizienz ist in Abbildung 5.20 in Abhängigkeit von der Brennweite der verwendeten Linse aufgetragen. Der eingezeichnete (gestrichelte Linie) maximale Wert für η_e von 0,35 entspricht der optimalen Ausleuchtung des Photoschalters, d.h. der Radius des Fokus ist dann genau gleich der halben Diagonalen des Schalters.

5.6. THz-Emission und Ladungsträgerdynamik in LT-GaAs

Eines der zentralen Probleme auf dem Weg zu Dauerstrich-Photomischern mit hohen THz-Leistungen liegt in den niedrigen Zerstörschwellen der Elemente. Allgemein lässt sich die abgestrahlte Leistung der Photomischer erhöhen, indem der Photostrom erhöht wird. Dazu kann entweder die Vorspannung oder die optische Gesamtleistung erhöht werden. Die Vorspannung ist durch die Durchbruchfeldstärke des LT-GaAs-Materials von 10^5 V/cm begrenzt. Dies entspricht einer maximalen Vorspannung von ungefähr 50 V für einen flächigen Photoschalter mit $5 \mu\text{m}$ Elektrodenabstand³⁵.

³⁵Unter der Voraussetzung, dass das gesamte Feld am Photoschalter anliegt.

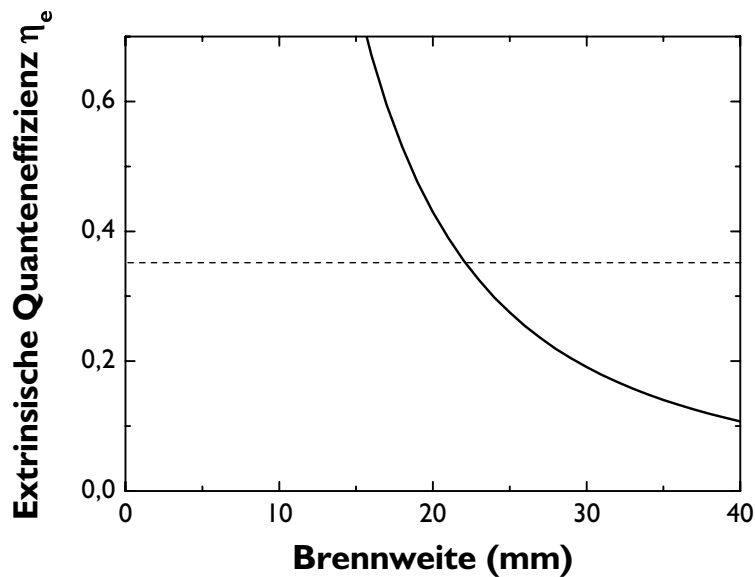


Abbildung 5.20.: Extrinsische Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Brennweite der fokussierenden Linse.

Die thermische Leitfähigkeit von ausgeheiltem LT-GaAs ist nur etwa halb so groß wie die von intrinsischem GaAs [63], daher ist eine thermische Überlastung der Probe die häufigste Ursache für die Zerstörung der Photomischer. Eine ausführliche Diskussion der thermischen Zerstörungsschwellen findet sich in [62, 63]. Erhöht man die eingestrahlte optische Leistung, so erhöht sich ebenfalls die thermische Last auf dem Photoschalter, was zu einer Zerstörung führen kann, ebenso wie die thermische Last aufgrund hoher Photoströme.

Als Beispiele für die Zerstörung von Photomischern sind in den Abbildungen 5.21 und 5.22 ein flächiger Photoschalter mit Dipolantenne ohne Filterstruktur und der verzahnte MSM-Photoschalter einer Patch-Antenne gezeigt. Bei der gezeigten Dipolantenne ist nicht nur der Photoschalter zerstört, sondern die Zerstörung zieht sich wellenförmig die 3,5 mm lange Zuleitung entlang. Die Zerstörung erfolgte während des Hochfahrens der Vorspannung bei 60 V Vorspannung und etwa 435 μA Photostrom. Die wellenförmige Ausbreitung der Zerstörung entlang der Zuleitung und die hohe Vorspannung lassen den Schluss zu, dass es sich hierbei um eine Zerstörung aufgrund von Felddurchbrüchen handelt. Zur Vermeidung von solchen feldinduzierten Zerstörungen sollte die Vorspannung eines flächigen Photoschalters mit 5 μm Elektrodenabstand nicht größer als 40 V sein.

Die Zerstörung der in Abbildung 5.22 gezeigten verzahnten MSM-Struktur ist hingegen thermischer Natur und zeigt neben der Zerstörung des LT-GaAs auch ein Aufschmelzen der Gold-Metallisierung des Photoschalters. Experimentell ermittelt wurden Schwellen-

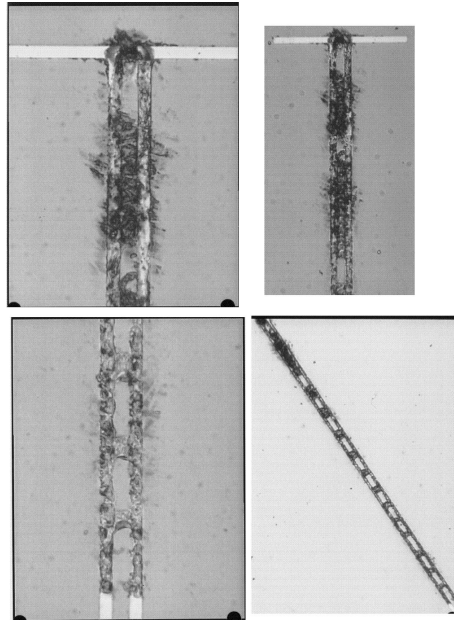


Abbildung 5.21.: Zerstörter flächiger Photoschalter mit Dipolantenne.

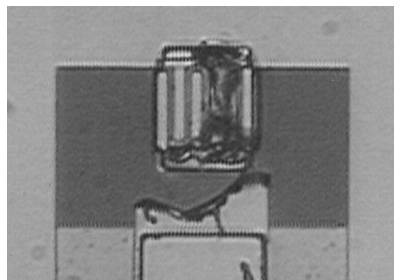


Abbildung 5.22.: Zerstörter verzahnter MSM-Photoschalter einer Patch-Antenne.

werte von $435 \mu\text{A}$ für den Photostrom und 100 mW optischer Leistung³⁶ für das Einsetzen thermischer Zerstörung bei flächigen Photoschaltern mit $5 \mu\text{m}$ Elektrodenabstand.

Da sowohl die elektrische Vorspannung als auch die optische Leistung auf dem Photoschalter durch die Zerstörschwellen begrenzt sind, müssen zur Optimierung der THz-Emission für eine Zielfrequenz die Materialparameter des LT-GaAs richtig gewählt werden. Von entscheidendem Einfluss auf den Wechselstromanteil des Photostroms und damit die generierte THz-Leistung sind die Ladungsträgereinfangzeit τ und die Ladungsträgermobilität μ des LT-GaAs-Materials (siehe Glg. 5.22).

Um den Einfluss der Materialparameter τ und μ auf die generierte THz-Leistung und auf die elektrische Effizienz der Photomischer experimentell zu untersuchen, werden in den folgenden Kapiteln vergleichende Messungen von Photomischern auf unterschiedlichen LT-GaAs-Materialien vorgestellt. Zunächst wird die experimentelle Durchführung (Kap. 5.6.1) beschrieben und die gemessenen Photomischer auf LT-GaAs vorgestellt (Kap. 5.6.2). Es folgt eine ausführliche Diskussion der Messergebnisse (Kap. 5.6.3). Eine Strategie zur Auswahl des geeigneten LT-GaAs für eine gegebene THz-Zielfrequenz wird zusammenfassend in Kapitel 5.9.1 gegeben.

5.6.1. Experimentelle Durchführung

Für alle sechs Photomischer wurde die emittierte THz-Leistung mit Hilfe des im vorangehenden Kapitel beschriebenen Aufbaus in Abhängigkeit von der THz-Frequenz gemessen. Alle Messungen wurden mit einer Vorspannung von 30 V und 78 mW optischer Leistung durchgeführt. Dabei waren die beiden optischen Leistungen in guter Näherung identisch, d.h. $P = P_1 = P_2 = 39 \text{ mW}$. Die Frequenz wurde zwischen 200 GHz und $1,3 \text{ THz}$ in Schritten von 50 GHz variiert. Um die Vergleichbarkeit der Messungen sicherzustellen, wurden alle Messungen unmittelbar nacheinander durchgeführt. Dies garantiert gleiche Bedingungen für alle Messungen in Bezug auf die Sensitivität des Bolometers und auf die Justierung des Aufbaus. Die räumliche Lage des optischen Schwebungssignals wurde während der gesamten Messungen unverändert gelassen. Nach Austausch der Photomischer wurde der neue Emitter wieder in die Position mit maximalem Photostrom verfahren, dies ist für die verwendete Linse mit 25 mm Brennweite die Position des Fokus. Die Linsenposition wurde danach zur abschließenden Optimierung des Photostroms nur noch sehr geringfügig verändert. Diese Vorgehensweise stellt sicher, dass alle Photomischer an der gleichen Position im THz-Strahlengang positioniert waren. Messungen eines Photomischer nach Ein-, Aus- und Wiedereinbau zeigten eine hohe Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und bestätigen die Vergleichbarkeit der an unterschiedlichen Photomischern durchgeführten Messungen.

Für die beschriebenen Vergleichsmessungen mit Photomischern auf unterschiedlichen LT-GaAs-Materialien wurden Si-Linsen auf die Substratseite der Mischer aufgebracht. Die Linsen wurden, wie in Kapitel 5.5 beschrieben, mit Hilfe eines Mikrometerfadendkreuzes und

³⁶Gemessen vor der fokussierenden Linse. Siehe hierzu auch Kap.5.5.1

einer speziellen Halterung unter einem Mikroskop justiert. Die Befestigung der Linsen auf dem Substrat erfolgte mit Hilfe von Vakuumfett auf Silikon-Basis.

5.6.2. Vorstellung der Photomischer

Für eine systematische Untersuchung der Einflüsse des verwendeten LT-GaAs-Materials auf die abgestrahlte THz-Leistung und die elektrische Effizienz η_{el} der Photomischer werden für alle Mischer die gleichen Antennenstrukturen mit identischen Dimensionen des flächigen Photoschalters verwendet. Dieses Vorgehen ermöglicht den Vergleich der unterschiedlichen Materialien bei konstanter Frequenz unter Vernachlässigung der Einflüsse durch die Antenne, da diese für alle Mischer gleich ist. Bei der verwendeten Antenne handelt es sich um eine Dipolantenne mit einer Länge von $l = 30 \mu\text{m}$ ³⁷ und einer Breite von $b = 10 \mu\text{m}$. Die Zuleitung der Vorspannung erfolgt über zwei parallele Leitungen an die Enden des Dipols. In der Draufsicht, wie in Abbildung 5.23 dargestellt, ergibt sich eine H-förmige Geometrie, so dass diese Antennenform häufig abgekürzt auch als H-Dipol bezeichnet wird. Die Breite der Zuleitungen beträgt $5 \mu\text{m}$. Die Abmessungen ($d \times b$) des

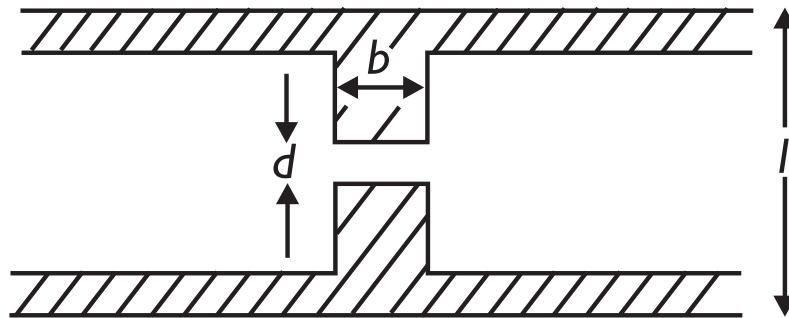


Abbildung 5.23.: Schematische Darstellung der H-förmigen Dipolantenne.

Photoschalters in der Mitte des Dipols betragen $5 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$. Es ergibt sich eine Fläche des Photoschalters von $50 \mu\text{m}^2$. Die Proben wurden im Rahmen einer Kooperation von Masahiko Tani vom *Kansai Advanced Research Center* in Kobe/Japan zur Verfügung gestellt. Die Herstellung der Antennen erfolgte photolithografisch mit sogenannter Lift-off-Technik bei der Firma *Hamamatsu Photonics* in Japan. Die insgesamt 280 nm dicke Metallisierung der Dipole besteht aus 100 nm Gold/Germanium-Legierung, 30 nm Nickel und 150 nm Gold. Die Kontakte wurden abschließend getempert. Bei der beschriebenen Technologie zur Herstellung der Metallisierung handelt es sich um den in [194, 195] angegebenen Prozess zur Herstellung ohmscher Kontakte auf GaAs.

Das LT-GaAs-Material wurde ebenfalls bei *Hamamatsu Photonics* mittels MBE-Wachstum hergestellt. Die Dicke der LT-GaAs-Schicht beträgt einheitlich $1,5 \mu\text{m}$ und

³⁷Für die Berechnung der Länge des Dipols muss die Breite der Zuleitungen mit berücksichtigt werden.

alle Filme sind auf einem $400\ \mu\text{m}$ dicken GaAs-Substrat gewachsen. Es wurden insgesamt sechs Materialien mit Wachstumstemperaturen zwischen $160\ ^\circ\text{C}$ und $300\ ^\circ\text{C}$ untersucht. Die Proben wurden nach dem Wachstum in-situ bei $600\ ^\circ\text{C}$ für 5 Minuten unter Arsen-Überdruck ausgeheilt. Mit Hilfe zeitaufgelöster Pump-Probe-Spektroskopie in Reflexion bei $830\ \text{nm}$ wurde die Ladungsträgereinfangzeit τ bestimmt. Die Methode ist ausführlich in [159] beschrieben. Die Variation der Ladungsträgereinfangzeit der verwendeten Proben in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur T_G ist in Abbildung 5.24 aufgetragen. Die

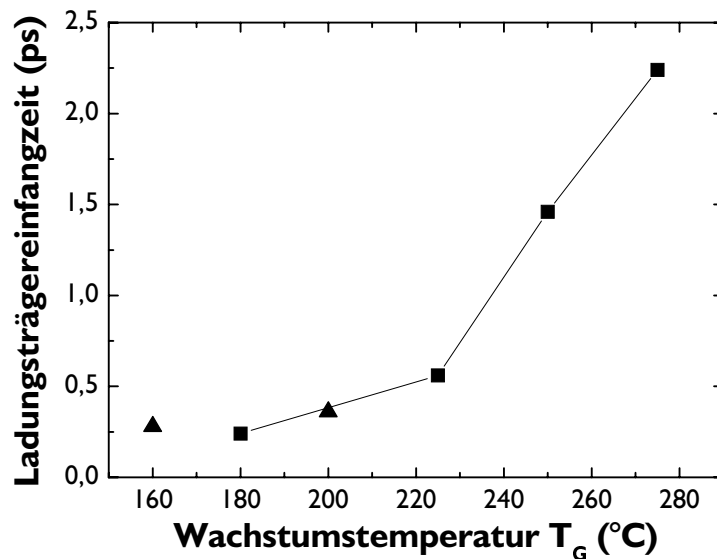


Abbildung 5.24.: Ladungsträgereinfangzeit der verwendeten LT-GaAs-Materialien in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur.

gefundene Abhängigkeit entspricht den aus der Literatur, z.B. [159], bekannten Charakteristiken. Im wesentlichen nimmt die Ladungsträgereinfangzeit zu höheren Wachstumstemperaturen hin zu. Die bei $160\ ^\circ\text{C}$ gewachsene Probe zeigt Auffälligkeiten im Ramanspektrum, so dass davon ausgegangen werden muss, dass die Probe nicht einkristallin ist. Für sehr niedrige Wachstumstemperaturen (unterhalb $200\ ^\circ\text{C}$) wird immer wieder in der Literatur über polykristallines oder gar amorphes Wachstum berichtet. Für die Probe mit $200\ ^\circ\text{C}$ Wachstumstemperatur hingegen deutet vieles auf einen Fehler im Herstellungsprozess hin, da sie einen auffällig hohen Dunkelstrom zeigt (siehe Abb. 5.26 b). Die beiden Datenpunkte sind in den folgenden Messkurven der Vollständigkeit halber mit aufgetragen und mit einem Dreieck gekennzeichnet. Sie werden jedoch nicht zur Anpassung der Daten herangezogen. Die Abweichungen zu den absoluten in der Literatur angegebenen Werten ergeben sich aus den bereits in Kapitel 5.1 beschriebenen unterschiedlichen Kalibrierungen der MBE-Systeme.

Zamdmer *et al.* [88, 181] berichten von einer Erhöhung der Ladungsträgereinfangzeit in einem Photoschalter mit angelegtem elektrischen Feld. Abgeleitet wird dieses Ergebnis aus den gemessenen Photostromkurven und es wird ein Anstieg der Ladungsträgereinfangzeit um einen Faktor 10 bei einem Anstieg der Vorspannung von 5 V auf 50 V angegeben. Das im Rahmen der Veröffentlichung beschriebene Modell zur Erklärung der feldabhängigen Ladungsträgereinfangzeit basiert auf einer Verringerung des Einfangquerschnitts der Störstellen bei angelegtem Feld. Zeitaufgelöste optische Messungen der Ladungsträgerrelaxation werden nicht gezeigt. Die typischen in dieser Arbeit gemessenen Photostromkurven zeigen den von Zamdmer *et al.* beschriebenen superlinearen Anstieg der Photostromkurve nicht, wohl aber einen Wechsel der Steigung bei etwa 6 V (siehe Abb. 5.18). Keil *et al.* [196] berichten ebenfalls von einer Verlängerung der Ladungsträgereinfangzeit bei angelegter Spannung, zweifeln jedoch nach eigenen Angaben mittlerweile an ihrer Interpretation der Ergebnisse. Eigene zeitaufgelöste Messungen der differentiellen Reflexion an der Bandkante (zum genauen Messverfahren siehe auch [159]) an einem mit 30 V vorgespannten Photoschalter ($5 \times 10 \mu\text{m}^2$) zeigen keine signifikante Veränderung des Ladungsträgereinfangs gegenüber der Probe ohne Feld. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5.25 dargestellt. Die unterschiedlichen Signalamplituden der beiden Messungen bei $t = 0$ sind

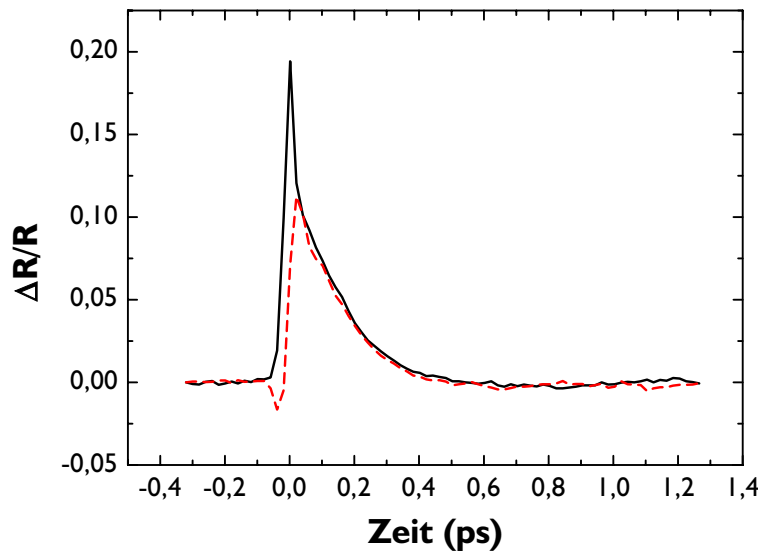


Abbildung 5.25.: Differentielle Reflexionsänderung eines nicht (—, schwarz) und eines mit 30 V vorgespannten (- - -, rot) Photoschalters.

auf den großen Anteil des an den Metallisierungen des Photoschalters gestreuten Lichts zurückzuführen. Geringste Abweichungen der Position der Metallisierungen führen zu einem vollständig geänderten Streuverhalten und damit zu Fluktuationen der Phase des gemes-

senen Signals. Interferenzeffekte können hingegen aufgrund der senkrechten Polarisation von Anrege- und Abfragestrahl ausgeschlossen werden. Der exponentielle Abfall lässt sich jedoch reproduzierbar messen. Es ist anzumerken, dass mit Hilfe der zeitaufgelösten Reflexionsmessungen nur solche freien Ladungsträger erfasst werden, die tatsächlich an der Bandkante, bzw. bei den von der verwendeten Wellenlänge abgefragten Energien im Band sitzen. Für eine abschliessende Bewertung wäre es daher wünschenswert, ein Experiment durchzuführen, bei dem ein THz-Abfragestrahl die Dynamik aller freien Ladungsträger in einem elektrisch vorgespannten Photoschalter zugänglich macht. Hierbei würden dann auch komplexe Prozesse, z.B. der Ladungsträgereinfang im L-Seitental, erfasst. Im Folgenden wird vereinfachend davon ausgegangen, dass die Ladungsträgereinfangzeit auch bei angelegtem Feld konstant ist.

Effektive Mobilität

Die Ausdrücke für den Gleich- (Glg. 5.20) und Wechselstromanteil (Glg. 5.22) des Photostroms hängen neben der Ladungsträgereinfangzeit τ auch von der Summe $\mu_e + \mu_h$ der Mobilitäten für Elektronen und Löcher ab. Diese Summe muss im Weiteren durch eine experimentell zugängliche Größe, die effektive Mobilität μ_{eff} ersetzt werden. Der DC-Photostrom eines Photoschalters bei Beleuchtung mit einer konstanten optischen Leistung $P_{opt} = \text{const}$ ist dann gegeben durch

$$I_{photo} = \eta_e \cdot e \cdot \mu_{eff} \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot P_{opt} \cdot \tau. \quad (5.68)$$

Näherungsweise wird im Folgenden für die verwendeten flächigen Photoschalter das elektrische Feld E_{bias} durch $\frac{U_{bias}}{d}$ ersetzt, wobei U_{bias} die Vorspannung des Photoschalters und d der Elektrodenabstand ist (siehe auch Kap. 5.2.3). Der Ausdruck $\frac{A_I}{V}$ in Gleichung 5.68 kann zu $\frac{1}{d}$ vereinfacht werden. Setzt man die Ladungsträgerlebenszeit als bekannt voraus, so kann nun die effektive Mobilität aus der Steigung s_{photo} der Strom-Spannungs-Kennlinien des beleuchteten Photoschalters (Photostromkurven) bestimmt werden:

$$\mu_{eff} = \frac{s_{photo} \cdot d^2 \cdot \hbar \omega_{opt}}{\eta_e \cdot e \cdot P_{opt} \cdot \tau}. \quad (5.69)$$

Die Größe μ_{eff} enthält neben der intrinsischen Mobilität des LT-GaAs auch den Einfluss des elektrischen Feldes sowie seiner räumlichen Verteilung im Photoschalter. Ebenfalls gehen die Einflüsse der Metall-Halbleiter-Kontakte ein. Die effektive Mobilität korrigiert gewissermaßen die Näherungen, die sich aus dem verwendeten Kondensatormodell ergeben. Sie ist in diesem Sinne die zur Beschreibung der Photoleitfähigkeit in einem realen Photoschalter passende Größe.

In Abbildung 5.26 a) sind die Photostromkurven der gemessenen Photomischer aufgetragen. In Abbildung 5.26 b) sind die zugehörigen Dunkelstromkurven dargestellt. Zur Berechnung der effektiven Mobilität mit Hilfe von Gleichung 5.69 wurden die Steigungen

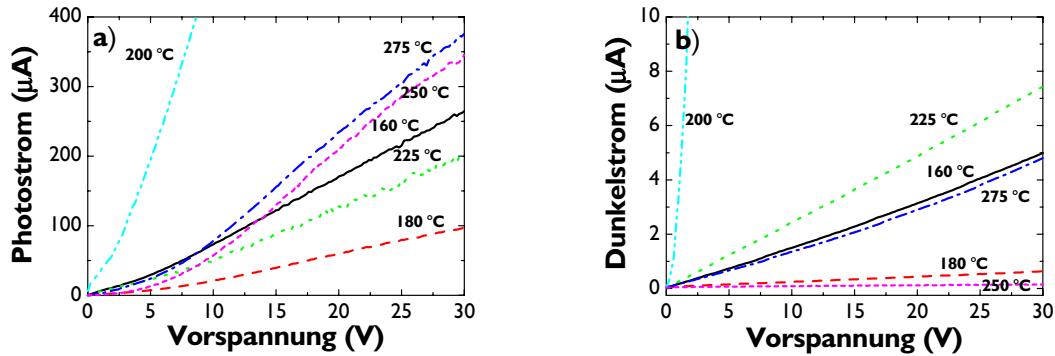


Abbildung 5.26.: a) Photostromkurven der gemessenen Photoschalter in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur. b) Zugehörige Dunkelstromkurven.

s_{photo} im linearen Bereich der Kurven (für $U_{bias} > 10 \text{ V}$) herangezogen. Die so gewonnenen Werte für die effektive Mobilität sind folglich Werte für hohe elektrische Felder. Die aus den Photostromkurven berechneten Werte für μ_{eff} sind in Abbildung 5.27 in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur bzw. der Ladungsträgereinfangzeit aufgetragen. Die für die Proben bei $T_G = 160 \text{ °C}$ und $T_G = 200 \text{ °C}$ bestimmten Werte sind wieder als Dreiecke dargestellt und nicht in die Anpassung einbezogen. Im Gegensatz zu den von Segsneider *et al.* [159] gefundenen Werten für die Mobilität (siehe Abb. 5.3) nimmt die effektive Mobilität der hier gemessenen Proben mit steigender Wachstumstemperatur ab. Die absoluten Werte liegen jedoch in etwa in der gleichen Größenordnung wie die von Segsneider *et al.*. Die gleiche experimentelle Beobachtung machen Nemeč *et al.* [182]. Die Ergebnisse werden ebenfalls aus elektrischen, bzw. THz-Messungen abgeleitet, so dass es sich bei der bestimmten Größe um die effektive Mobilität μ_{eff} bei hohen elektrischen Feldern handelt und nicht um die eigentliche intrinsische Mobilität μ . Eine Erklärung für die mit zunehmender Wachstumstemperatur sinkende effektive Mobilität wird nicht gegeben.

Eine denkbare Erklärung für die mit zunehmender Wachstumstemperatur abnehmende effektive Mobilität könnte eine Verringerung der Absorption mit zunehmender Wachstumstemperatur sein. Schaut man sich jedoch entsprechende Messungen der Absorption ausgeheilter Proben in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur an [162], so lässt sich feststellen, dass die Absorption keine ausreichende Änderung mit der Wachstumstemperatur erfährt, um die Abnahme der effektiven Mobilität zu erklären.

Ein weiterer möglicher Erklärungsansatz für die mit zunehmender Wachstumstemperatur abnehmende Mobilität findet sich in Ludwig *et al.* [197]. Bei der Untersuchung der zeitlichen und spektralen Form der mit Hilfe von Photoschaltern auf LT-GaAs generierten THz-Pulse wurden Veränderungen in Abhängigkeit vom anliegenden elektrischen Feld gefunden. Ludwig *et al.* erklären diese mit einer mit zunehmendem elektrischen Feld abnehmenden Mobilität bzw. Driftgeschwindigkeit. Die Erklärung dieses Phänomens basiert

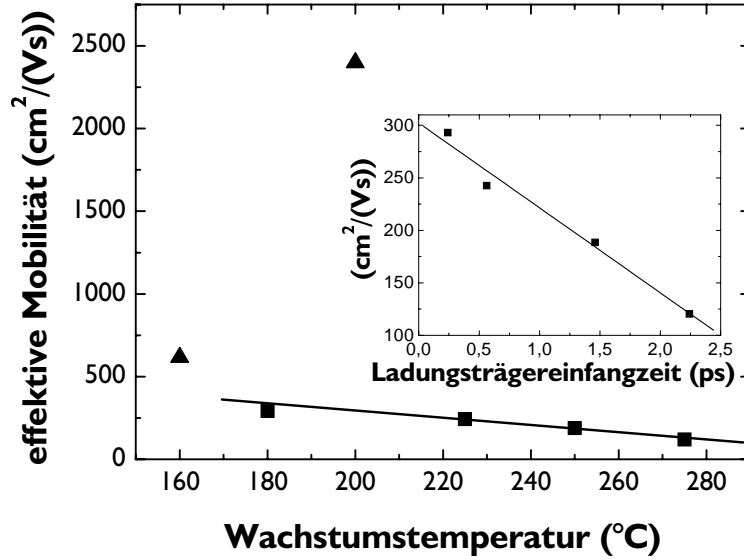


Abbildung 5.27.: Effektive Mobilität in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur und von der Ladungsträgereinfangzeit.

auf der Annahme, dass bei hohen Feldstärken ein Seitentaltransfer (Γ nach L) wahrscheinlicher wird, da die Energiebarriere $\Delta E_{\Gamma L}$ mit Hilfe der Energie aus dem elektrischen Feld überwunden werden kann. Aufgrund der reduzierten Massen im L-Seitental sinkt dann die mittlere Mobilität der Ladungsträger und damit die mittlere Driftgeschwindigkeit. Eine Untersuchung von LT-GaAs mit unterschiedlichen Wachstumstemperaturen ist in der Veröffentlichung von Ludwig *et al.* [197] nicht enthalten. In intrinsischem GaAs setzt eine Reduzierung der Driftgeschwindigkeit schon bei einem kritischen elektrischen Feld von etwa 3,2 kV/cm ein. Dies entspricht einer Vorspannung von nur 1,6 V bezogen auf einen Photoschalter mit einem Elektrodenabstand von $d = 5 \mu\text{m}$. Nach [198] lässt sich die Driftgeschwindigkeit v_D von GaAs in Abhängigkeit vom elektrischen Feld bei Raumtemperatur empirisch wie folgt beschreiben

$$\begin{aligned}
 v_D &= \mu \cdot E_{bias} \quad \text{für } E_{bias} < E_0, \\
 v_D &= \mu \cdot E_{bias} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (E_{bias} - E_0)^2 / E_c^2}} \quad \text{für } E_{bias} > E_0.
 \end{aligned}
 \tag{5.70}$$

Dabei beschreibt $E_0 = 2,8 \text{ kV/cm}$ das Feld, bei dem in dieser empirische Beschreibung die Abweichung vom linearen Verhalten beginnt und $E_c = 1,07 \text{ kV/cm}$ bestimmt die Höhe der Driftgeschwindigkeit bei sehr hohen Feldern. Die Mobilität beträgt für GaAs bei Raumtemperatur $\mu(\text{GaAs}) = 7500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom angelegten elektrischen Feld ist für GaAs in Abbildung 5.28 dargestellt. LT-GaAs besitzt

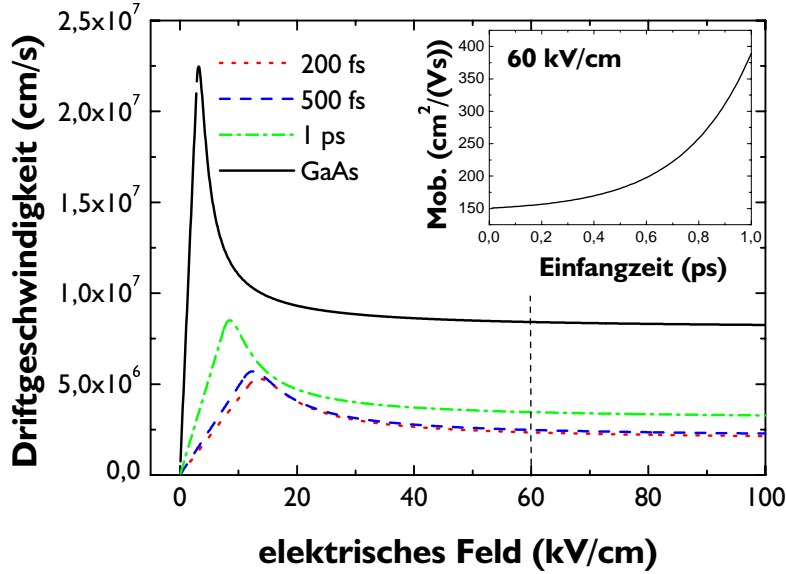


Abbildung 5.28.: Driftgeschwindigkeit von GaAs und LT-GaAs mit verschiedenen Wachstumstemperaturen bei 300 K in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld. Im Nebenbild ist die Mobilität in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für ein elektrisches Feld von 60 kV/cm aufgetragen.

gegenüber intrinsischem GaAs eine um über eine Größenordnung verkürzte Streuzeit τ_m , so dass die Mobilität ebenfalls um über eine Größenordnung niedriger ausfällt. Darüber hinaus schiebt das kritische elektrische Feld, ab dem ein Seitentaltransfer einsetzt, zu höheren Feldstärken (vergleichbar mit dem Schieben des kritischen Feldes bei Erhöhung der Gittertemperatur [184]). Die Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen in GaAs ist allgemein gegeben durch

$$v_D = \frac{e \cdot E_{bias}}{m^*} \cdot \tau_m(\text{GaAs}) . \quad (5.71)$$

Der mittlere Zugewinn an kinetischer Energie ΔT_{kin} , den ein Ensemble von n Elektronen im elektrischen Feld während der Zeit $t = N \cdot \tau_m$ erreicht, ist dann gegeben durch

$$\Delta T_{kin} = n \cdot \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot v_D^2 \cdot N = n \cdot \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot v_D^2 \cdot \frac{t}{\tau_m(\text{GaAs})} . \quad (5.72)$$

Soll nun der gleiche Zugewinn an kinetischer Energie mit der verkürzten Streuzeit $\tau_m(\text{LT-GaAs})$ des LT-GaAs erzielt werden, so skaliert das zugehörige elektrische Feld E'_{bias} wie

$$E'_{bias} = E_{bias} \cdot \sqrt{\frac{\tau_m(\text{GaAs})}{\tau_m(\text{LT-GaAs})}} = E_{bias} \cdot \sqrt{\frac{\mu(\text{GaAs})}{\mu(\text{LT-GaAs})}} . \quad (5.73)$$

Für LT–GaAs setzt somit die Seitentalstreuung erst bei ca. dreimal höheren elektrischen Feldern ein. Für den flächigen Photoschalter mit $d = 5 \mu\text{m}$ bedeutet dies, dass die Seitentalstreuung zwischen 5 V und 6,5 V Vorspannung einsetzt. In Abbildung 5.28 ist der Verlauf der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld für verschiedene LT–GaAs–Materialien mit unterschiedlicher Ladungsträgereinfangzeit aufgetragen. Für die Berechnung in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit nach Gleichung 5.70 wurden die Mobilitäten $\mu(\tau)$ ohne elektrisches Feld von Segschneider (Glg. 5.1) zugrunde gelegt und die kritischen elektrischen Felder E_0 und E_c entsprechend Gleichung 5.73 skaliert. Deutlich ist zu sehen, dass auch bei hohen Feldern die Driftgeschwindigkeit und damit die Mobilität mit zunehmender Ladungsträgereinfangzeit oder Wachstumstemperatur größer wird. Um dies nochmals zu veranschaulichen ist im Nebenbild von Abbildung 5.28 die effektive Mobilität bei 60 kV/cm in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit dargestellt. Die Seitentalstreuung bei hohen elektrischen Felder kann also ebenfalls nicht die mit zunehmender Wachstumstemperatur abnehmende effektive Mobilität erklären. Selbst unter der Annahme, dass sich mit zunehmendem elektrischen Feld die Ladungsträgereinfangzeit verlängert (s.o.), ändert sich das Verhalten der Mobilität nicht.

Die Leitfähigkeit der Metall–Halbleiterkontakte der Photoschalter geht ebenfalls in die effektive Mobilität ein. Wie in Kapitel 5.1 beschrieben, bewirken die Störstellen im LT–GaAs eine Verschiebung des Fermi–Niveaus in die Mitte der Bandlücke. Daher lassen sich auf LT–GaAs, im Gegensatz zu dem bei hohen Temperaturen gewachsenem GaAs, gute ohmsche Kontakte herstellen [88]. Es ist zu erwarten, dass die exakte Lage des Fermi–Niveaus von der Störstellen– und Ausscheidungs–Konzentration und damit von der Wachstumstemperatur abhängt. Eine detaillierte Untersuchung findet sich jedoch in der Literatur nicht. Es kann daher nur vermutet werden, dass die beobachtete, mit zunehmender Wachstumstemperatur abnehmende effektive Mobilität auf die Veränderung der Kontakte in Abhängigkeit von der Störstellen– und Ausscheidungs–Konzentration im LT–GaAs–Material zurückzuführen ist. Dies ist insofern plausibel, als dass das LT–GaAs–Material mit zunehmender Wachstumstemperatur dem GaAs und damit auch seinen Kontakteigenschaften immer ähnlicher wird. Nemeč *et al.* [182] verwendeten, im Gegensatz zu den oben beschriebenen Au:Ge/Ni/Au–Kontakten, ungetemperte Gold–Kontakte³⁸ für ihre Emitterstrukturen, beobachteten aber das gleiche Verhalten für die effektive Mobilität. Das beobachtete Verhalten der effektiven Mobilität kann damit als unabhängig von der Art der Metallisierung betrachtet werden.

In den nachfolgenden Betrachtungen wird vereinfachend davon ausgegangen, dass $\mu_{eff}(\tau)$ für $0,2 \text{ ps} < \tau < 2,5 \text{ ps}$ (entsprechend dem gemessenen Bereich) mit zunehmender Ladungsträgereinfangzeit (d.h. auch mit zunehmender Wachstumstemperatur) linear abnimmt wie

$$\mu_{eff}(\tau) = \mu_{eff,0} - \alpha \cdot \tau, \quad (5.74)$$

³⁸Die Beschaffenheit der Haftschrift wird nicht angegeben, es ist aber davon auszugehen, dass es sich wie allgemein üblich um Titan handelt.

wobei $\mu_{eff,0} = 302,23 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und $\alpha = 80,9 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vsps}}$ (siehe Anpassung in Nebenbild von Abb. 5.27).

5.6.3. Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 5.29 ist die gemessene THz-Leistung (in willkürlichen Einheiten) bei 500 GHz und 1 THz in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit τ aufgetragen. Die Fehler-

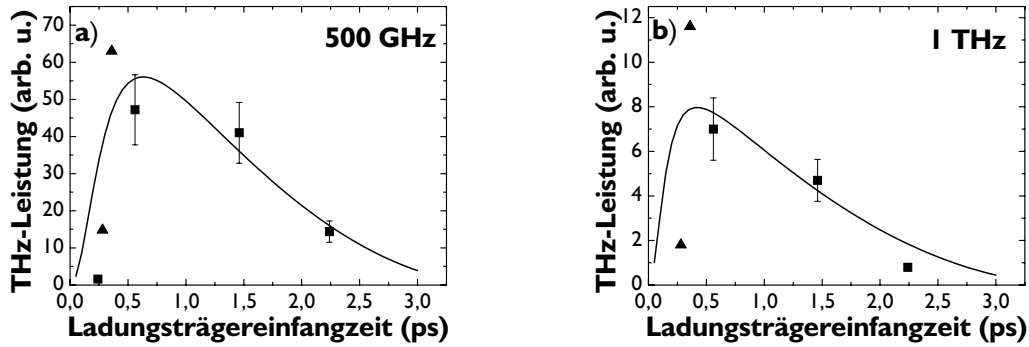


Abbildung 5.29.: Emittierte THz-Leistung bei a) 500 GHz und b) 1 THz in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit.

balken orientieren sich am Rauschen des Bolometers (ca. 20 % des Signals). Für die Probe mit $T_G = 180^\circ\text{C}$ konnte bei 1 THz kein Signal gemessen werden.

Setzt man für die Stromamplitude in Gleichung 5.60 die Photostromamplitude aus Gleichung 5.22, bzw. 5.21 ein, so erhält man für die abgestrahlte THz-Leistung

$$P_{THz} \propto \frac{1}{2} \cdot \left(\eta_e \cdot e \cdot \frac{U_{bias}}{d^2} \cdot \frac{P}{\hbar\omega_{opt}} \cdot \frac{\tau \cdot \mu_{eff}(\tau)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \right)^2 \cdot |Z_{in}|, \quad (5.75)$$

wobei die Summe der Mobilitäten wieder durch die effektive Mobilität $\mu_{eff}(\tau)$ und E_{bias} durch $\frac{U_{bias}}{d}$ ersetzt wurde. Darüber hinaus wurde $m = 1$ und $P_1 = P_2 = P$ gesetzt. Unter der Annahme, dass es sich bei allen anderen Größen um Konstanten handelt, kann man kurz schreiben

$$P_{THz}(\tau, \omega_{THz}) \propto \frac{\tau^2 \cdot \mu_{eff}(\tau)^2}{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}. \quad (5.76)$$

Die so berechnete THz-Leistung in Abhängigkeit von der Ladungsträgerlebenszeit ist in Abbildung 5.29 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Dabei wurde die im vorangegangenen Kapitel (Glg. 5.74) gefundene Abhängigkeit der effektiven Mobilität von der Ladungsträgereinfangzeit berücksichtigt. Die Amplitude der Kurven wurde auf die Messergebnisse

angepasst. Der Verlauf der gerechneten THz-Leistungen gibt die Charakteristik der Abhängigkeit der THz-Leistung von der Ladungsträgereinfangzeit im Rahmen der Messgenauigkeit gut wieder, so dass es gerechtfertigt ist, das beschriebene Modell zur Optimierung der THz-Emitter heranzuziehen.

Im Hinblick auf die Optimierung des LT-GaAs-Materials für die Verwendung in einem Photomischer ist die Betrachtung der elektrischen Effizienz unter Umständen wichtiger als die absolute generierte THz-Leistung (siehe Kap. 5.4.2). Um die Effizienz der Mischer zu erhalten, wird die generierte THz-Leistung durch das Produkt aus dem DC-Anteil des Photostroms und der Vorspannung dividiert. Die Werte sind in Abbildung 5.30 wieder für 500 GHz und 1 THz aufgetragen. Betrachtet man die elektrische Effizienz, wie sie in

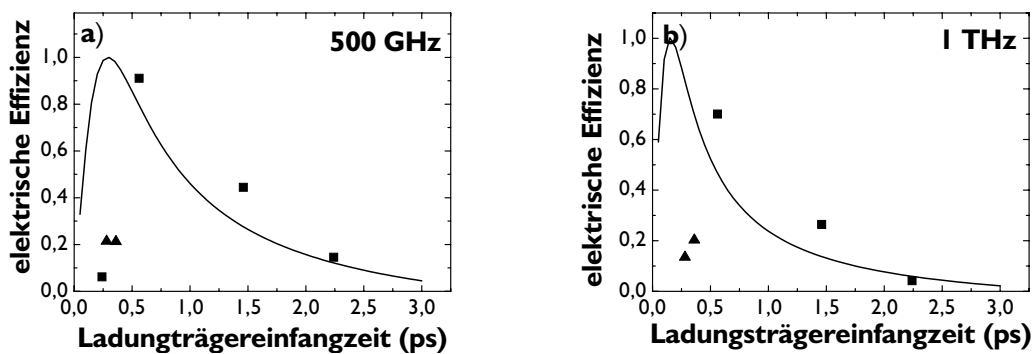


Abbildung 5.30.: Elektrische Effizienz bei a) 500 GHz und b) 1 THz in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit.

Gleichung 5.63 gegeben ist, und ersetzt P_{THz} durch den Ausdruck aus Gleichung 5.76 sowie $I_{photo,DC}$ durch Gleichung 5.20, so erhält man

$$\eta_{el}(\tau, \omega_{THz}) \propto \frac{\tau \cdot \mu_{eff}(\tau)}{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}. \quad (5.77)$$

Die berechneten Werte sind in Abbildung 5.30 als durchgezogene Kurven aufgetragen, wobei wieder $\mu_{eff}(\tau)$ aus Gleichung 5.74 verwendet wurde. Die Amplituden wurden angepasst und jeweils auf die maximale Effizienz normiert. Das verwendete Modell beschreibt in guter Näherung das experimentell gefundene Verhalten der elektrischen Effizienz in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit. Es wird daher für die in Kapitel 5.9.1 beschriebene Optimierung der Photomischer verwendet.

5.7. Untersuchungen unterschiedlicher Antennenstrukturen

In den folgenden Kapiteln wird die abgestrahlte THz-Leistung unterschiedlicher Antennendesigns frequenz aufgelöst untersucht. In Kapitel 5.7.1 werden die einzelnen vermessenen

Antennenstrukturen zunächst vorgestellt, bevor in Kapitel 5.7.2 die experimentelle Durchführung detailliert beschrieben wird. Im nachfolgenden Kapitel 5.7.3 werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Eine Anleitung zur Auswahl einer geeigneten Antenne wird im zusammenfassenden Kapitel 5.9.2 geben. Hier wird auch eine mögliche Optimierung der Antennenstrukturen besprochen.

5.7.1. Vorstellung der verwendeten Antennenstrukturen

In diesem Kapitel werden die gemessenen Antennenstrukturen und ihre sich aus Kapitel 5.3 ergebenden Eigenschaften vorgestellt. Es werden zunächst die einzelnen Geometrien einschließlich ihrer Abmessungen beschrieben. Ein objektiver Vergleich der Antennenstrukturen ist nur möglich, wenn unterschiedliche Antennen von identischen Photoschaltern gespeist werden. Dies ist für die Abmessungen der Photoschalter der miteinander verglichenen Mischer nicht gegeben. Der Einfluss der unterschiedlichen Photoschalter muss daher mit der in Kapitel 5.7.3 detailliert beschriebenen Normierung herausgerechnet werden. Die Herstellungsparameter der Metallisierungen werden ebenfalls angegeben.

Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter

Die vorgestellten Strukturen werden in Abbildung 5.31 bzw. 5.32 gezeigt. Die Vorspannung des Photoschalters wird bei diesen Strukturen über eine zentrale Vorspannungsleitung angelegt. Im Gegensatz zu den zuvor bereits vorgestellten H-Dipolen erfolgt die Zuführung der Vorspannung also nicht an den Enden des Dipols, sondern an seinem natürlichen Speisepunkt³⁹. Die eigentliche Dipolantenne sitzt am Ende der Vorspannungsleitung. Aus diesem Grund werden diese Antennen nachfolgend als End-Dipole bezeichnet. Die beiden untersuchten Dipolantennen unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Länge der Dipole.

Das Design der Antenne Ant 019 wurde vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, zur Verfügung gestellt. Das LT-GaAs Material (G 419) für die Photoschalter wurde am Institut für Festkörperelektronik der Technischen Universität Wien hergestellt. Seine Eigenschaften sind in Tabelle 5.2 angegeben. Die Photomischer-Strukturen wurden

Antennenbezeichnung	Dipollänge [μm]	Photoschalter [μm^2]	Materialbez., T_G, T_A, t_A	tau [fs]	Dicke LT-GaAs [μm]	Dicke Substrat [μm]
Ant 019 (MPI o. Filter)	210	5×5	Wien G 419, 200 °C, 600 °C, 5 Min.	345	2	508
Ant 018	180	5×10	Wien G 419, 200 °C, 600 °C, 5 Min.	345	2	508

Tabelle 5.2.: Verwendete End-Dipolantennen ohne Filter im Überblick.

³⁹In beiden Fällen fällt die Vorspannung voll über dem Photoschalter ab!

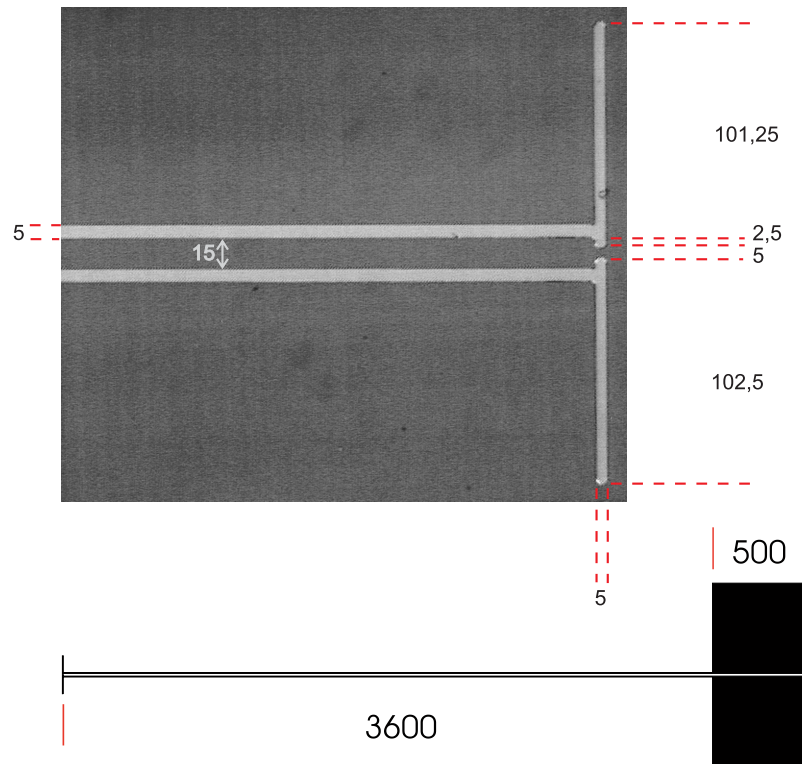


Abbildung 5.31.: End-Dipolantenne mit $210\ \mu\text{m}$ Dipollänge ohne Filterstruktur (Ant 019, alle Maße in μm).

mit Lift-off-Technik in Frankfurt photolithographisch strukturiert und bestehen aus einer $20\ \text{nm}$ dicken Titan-Haftsicht und einer darüberliegenden $100\ \text{nm}$ dicken Gold-Schicht. Die Metallsierungen wurden in einer MBE-Anlage in Würzburg gewachsen. Sie wurden nicht getempert. Die effektive Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{r,eff}$ errechnet sich aus Gleichung 5.40 und beträgt für LT-GaAs $6,9$. Das Wellenlängen-Dipol-Verhältnis l/λ beträgt 42 für die Antenne Ant 019 und 18 für Antenne Ant 018.

Erwartete Resonanzkurven Unter Verwendung der oben gegebenen Parameter lässt sich mit Gleichung 5.50 die abgestrahlte Gesamtleistung einer vollständig in ein Medium eingebetteten Antenne berechnen⁴⁰. Die angeregte Wellenlänge wird hingegen unter Einbeziehung des GaAs-Substrats für eine Dipolantenne unter Verwendung von Gleichung 5.41 berechnet. Die Gleichstromamplitude I_0 (bei $0\ \text{Hz}$) wird willkürlich gleich ein Ampere gesetzt. Die absoluten Werte werden deshalb lediglich in willkürlichen Einheiten [arb.u.] angegeben. Der Einfluss des Substrats wird für alle Frequenzen als konstant angenommen, hat also keine Auswirkungen auf die spektrale Charakteristik der Antennenstruktur. Die

⁴⁰Substratmoden und der Einfluss des Substrats auf die Emissionsstärke bleiben hier unberücksichtigt.

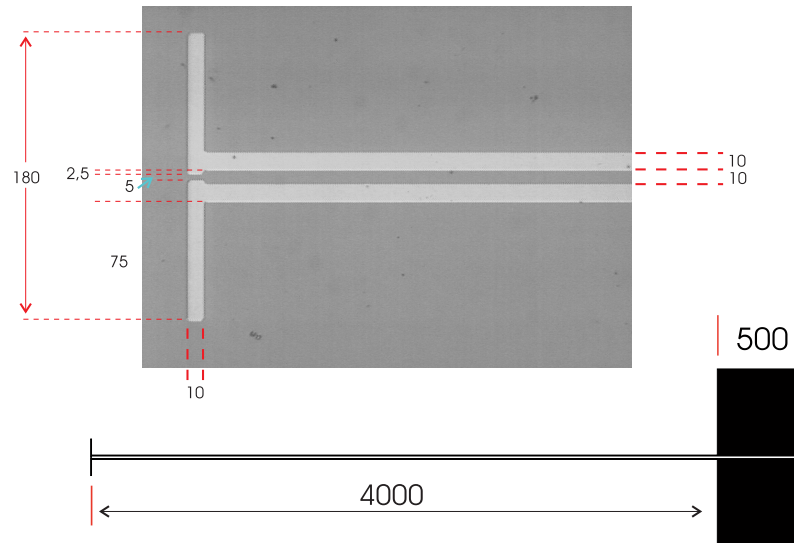


Abbildung 5.32.: End-Dipolantenne mit $180\ \mu\text{m}$ Dipollänge ohne Filterstruktur (Ant 018, alle Maße in μm).

erwarteten Frequenzgänge der abgestrahlten THz-Leistung für die Antennen Ant 019 und Ant 018 sind in Abbildung 5.33 bzw. Abbildung 5.34 dargestellt. Ebenfalls sind in die Grafiken jeweils die Verläufe der abgestrahlten Leistung für Antennen ohne Berücksichtigung des Frequenzgangs des Photoschalters eingefügt. Der Frequenzgang des Photoschalters wird durch den Faktor $F_f^2 = \frac{1}{1+\tau^2 \cdot \omega^2}$ beschrieben. Wie zu erwarten, ist die Lage des Maximums der abgestrahlten THz-Leistung im Frequenzraum von der Länge des Dipols abhängig. Die Resonanzfrequenz schiebt mit längeren Dipollängen zu längeren Wellenlängen, d.h. niedrigeren Frequenzen. Berücksichtigt man den Frequenzgang des Photoschalters (Faktor F_f^2), so führt dies zu einer Verschiebung des Maximums der abgestrahlten Leistung hin zu niedrigeren Frequenzen.

Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung mit Filter

Wie oben handelt es sich bei dieser Struktur um einen End-Dipol mit Speisung der Vorspannung am zentralen Speisepunkt der Antenne. Die Strukturen unterscheiden sich von den oben vorgestellten End-Dipolen durch die Verwendung einer Filterstruktur auf der Vorspannungsleitung. Die Filterstruktur verhindert die Ausbreitung von Hochfrequenzwellen einer bestimmten Frequenz auf der Vorspannungsleitung. Damit soll ein Leistungsverlust über die Zuleitung zumindest für eine Frequenz verhindert werden, so dass die abgestrahlte THz-Leistung für diese Frequenz verstärkt wird. Die verwendete Struktur besitzt die gleiche Dipolantenne wie Ant 019, jedoch mit drei Filterblöcken auf der Zuleitung, die eine erhöhte Abstrahlung bei 490 GHz erzwingen sollen. Die Filterblöcke sind als Verdickun-

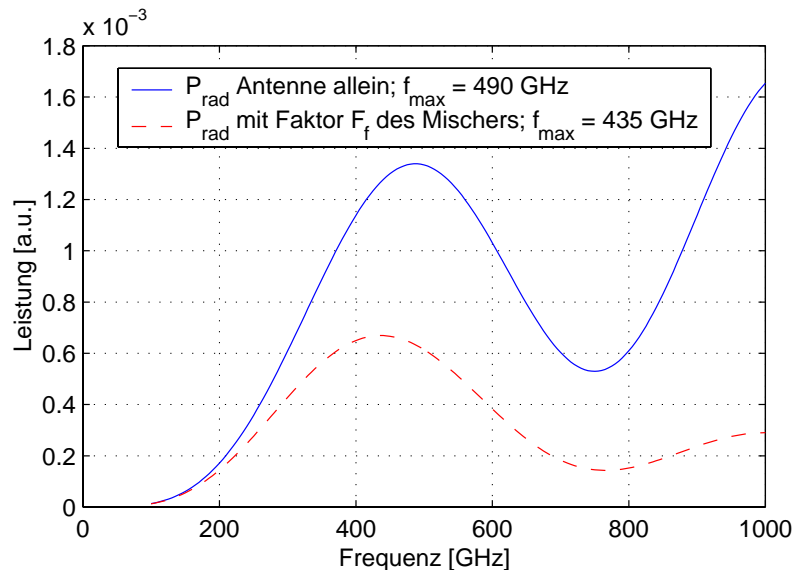


Abbildung 5.33.: Berechnete Resonanzkurve für einen End-Dipol ohne Filter mit $210 \mu\text{m}$ Dipollänge (Ant 019) mit und ohne Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit F_f^2 des Photoschalters.

Antennenbezeichnung	Dipollänge [μm]	Photoschalter [μm^2]	Materialbez., T_G, T_A, t_A	tau [fs]	Dicke LT-GaAs [μm]	Dicke Substrat [μm]
Ant 021a (MPI 3 Filter)	210	5×5	Wien G 419, 200°C , 600°C , 5 Min.	345	2	508

Tabelle 5.3.: Verwendete End-Dipolantenne mit drei Filtern im Überblick.

gen der Zuleitung in Abbildung 5.35 zu erkennen. Das Design der Antenne Ant 021a wurde vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, zur Verfügung gestellt. Das LT-GaAs-Material (G 419) für die Photoschalter wurde am Institut für Festkörperelektronik der Technischen Universität Wien hergestellt. Die Parameter der Antenne und des LT-GaAs-Photoschalters sind in Tabelle 5.3 angegeben. Der Herstellungsprozess für die Photomischer ist der gleiche wie für die End-Dipolantennen ohne Filter beschrieben. Das Wellenlängen-Dipol-Verhältnis l/λ beträgt 42.

Erwartete Resonanzkurve Wie in Kapitel 5.3.3 dargelegt wird erwartet, dass die Filterstruktur zu einer scharfen Resonanz führt, da die abgestrahlte Leistung bei hohem Zuleitungswiderstand zunehmen sollte. Der Gesamtwiderstand der Vorspannungsleitung errechnet sich unter Verwendung der dort dargestellten Gleichung 5.51. Wie ebenfalls in

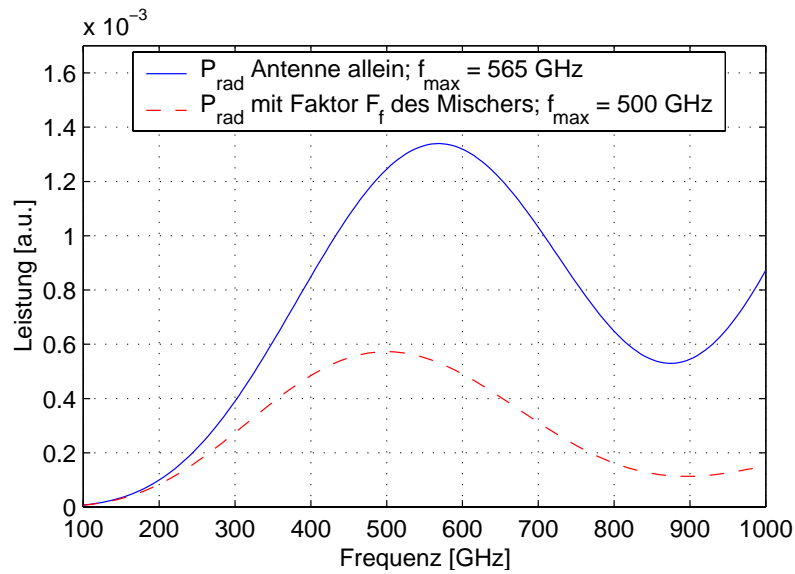


Abbildung 5.34.: Berechnete Resonanzkurve für einen End-Dipol ohne Filter mit $180 \mu\text{m}$ Dipollänge (Ant 018) mit und ohne Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit F_f^2 des Photoschalters.

diesem Kapitel besprochen, wird der Gesamtwiderstand Z_{ges} einer Leitung mit mehreren Abschnitten iterativ, beginnend am entgegengesetzten Ende der Zuleitung, berechnet. Als Abschlusswiderstand Z_{end} an den Kontaktflächen wird zunächst der Leitungswiderstand der Zuleitung Z_{Line} angenommen, so dass dort keine Reflexionen entstehen. Die physikalische Begründung für diese Annahme besteht darin, dass aufgrund der Länge der Zuleitung die Verluste so hoch sind, dass nur ein geringer und niederfrequenter Teil der Welle reflektiert wird und wieder bis zur Antenne zurückläuft. Der sich daraus für die Vorspannungsleitung ergebende Gesamtwiderstand ist in Abbildung 5.36 dargestellt. Das Maximum liegt bei einer Frequenz von 475 GHz .

Nimmt man hingegen einen endlichen Abschlusswiderstand, mit einem anderen Wert als dem Leitungswiderstand Z_{Line} an, so führt dies zum gleichen Frequenzgang mit einem Maximum bei 475 GHz . Bei im Vergleich zu Z_{Line} deutlich höheren oder deutlich niedrigeren Abschlusswiderständen Z_{end} treten jedoch weitere Resonanzen auf, die der Grundmode der $3600 \mu\text{m}$ langen Zuleitung entsprechen. Darüber hinaus sind bei extrem unterschiedlichen Werten scharfe Maxima bei anderen Frequenzen zu beobachten. In Abbildung 5.37 ist dies für verschiedene endliche und reale Abschlusswiderstände dargestellt.

H-Dipol

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Dipolantennen mit zentraler Speisung handelt es sich bei der im Folgenden beschriebenen Antenne um einen Dipol mit symmetrischen

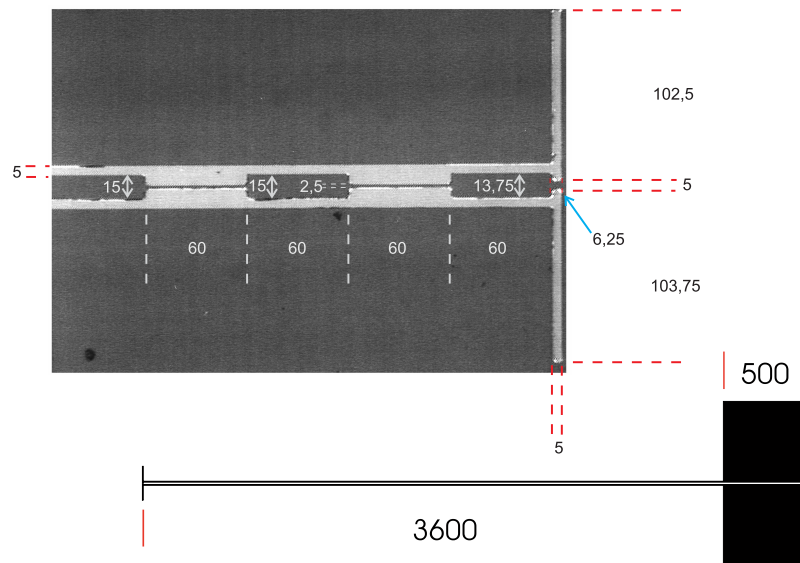


Abbildung 5.35.: End-Dipolantenne mit $210 \mu\text{m}$ Dipollänge und drei Filterblöcken, von denen zwei in der Abb. zu sehen sind (Ant 021a, alle Maße in μm).

Vorspannungsleitungen an den Dipolenden. Eine solche Antennenstruktur wurde bereits für die in Kapitel 5.6 vorgestellten Experimente verwendet und ist in Kapitel 5.6.2 beschrieben. Abweichend von den in Japan hergestellten Antennen, hat die im Folgenden betrachtete Antenne eine Dipollänge von $L = 50 \mu\text{m}$. Die Parameter der im Rahmen der Arbeit verwendeten H-Dipolantennen sind in Tabelle 6.1 in Kapitel 6.2 zusammengefasst. Die Photomischer-Strukturen wurden mit der gleichen Lift-off Technik hergestellt wie die zuvor beschriebenen Strukturen. Die LT-GaAs Materialien (G 419, G 420) für die Photoschalter wurden am Institut für Festkörperelektronik der Technischen Universität Wien hergestellt.

Die verwendete H-Dipolantenne wird seit langem standardmäßig in gepulsten optoelektronischen THz-Systemen verwendet. Sie ist im Gegensatz zu den oben beschriebenen End-Dipolantennen nicht für den Einsatz bei einer bestimmten Zielfrequenz optimiert. Aufgrund ihrer Dipollänge von $50 \mu\text{m}$ ist zu erwarten, dass ihre $\lambda_{\text{THz}}/2$ -Resonanzfrequenz bei etwa $1,14 \text{ THz}$ liegt. Diese liegt über dem mit dem vorhandenen InSb-Bolometer zugänglichen Frequenzbereich. Daher konnte Ihre Resonanz nicht experimentell bestimmt werden. Das H-Antennendesign unterscheidet sich grundsätzlich von den zuvor vorgestellten End-Dipolantennen durch die „weichen“ Randbedingungen für die stehenden Wellen auf der Antenne. Der Strom muss an den Dipolenden nicht null sein, daher zeigt die H-Dipolantenne im Bereich der Zielfrequenzen einen flachen und breiten Frequenzgang, der jedoch aufgrund der fehlenden Randbedingungen hier nicht simuliert werden konnte. Das H-Dipoldesign ist für die weitere Arbeit von besonderer Bedeutung, da die im kohä-

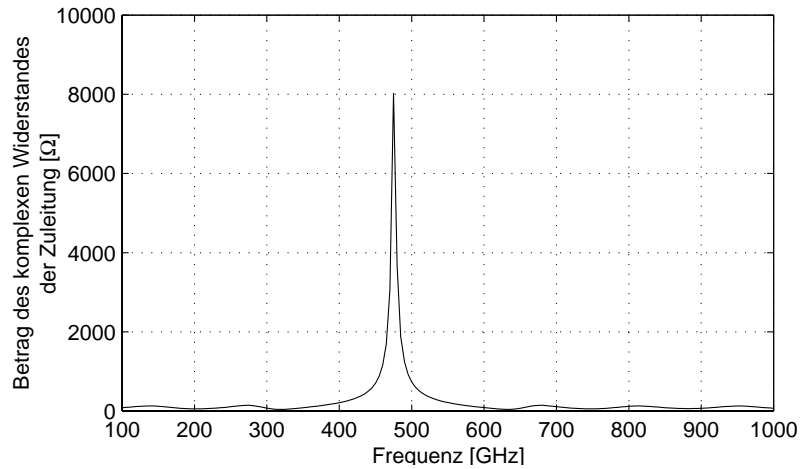


Abbildung 5.36.: Zuleitungswiderstand einer Antennenstruktur mit End-Dipol und drei Filterblöcken (Ant 021a) in Abhängigkeit von der THz-Frequenz gerechnet ohne Reflexionen an den Kontaktflächen ($Z_{end} = Z_{Line}$).

renten Dauerstrich-THz-System verwendeten Photomischer (Emitter: Ant 024, Detektor: Ant 017) auf diesem Design beruhen.

5.7.2. Experimentelle Durchführung

Für alle vorgestellten Photomischer wurde die emittierte THz-Leistung in Abhängigkeit von der THz-Frequenz gemessen. Die Frequenz wurde zwischen 200 GHz und 1,3 THz in Schritten von ca. 50 GHz variiert. Um Vergleichbarkeit sicherzustellen, wurden Messungen, auf denen vergleichende Aussagen beruhen, unmittelbar hintereinander durchgeführt. Ebenfalls wurde dabei die Strahlage beider Farben unverändert gelassen. Nach Austauschen der Antennen wurden diese wieder in die Position mit maximalem Photostrom Verfahren. Die Linsenposition wurde danach nur sehr geringfügig verändert. Identische Messergebnisse identischer Antennen nach Ein- und Ausbau zeigen eine hohe Reproduzierbarkeit und somit, dass der Umbau vergleichende Messungen zulässt. Die Photoschalter wurden alle mit typischerweise 20 V Vorspannung und einer optischen Leistung (beide Farben) von ca. 100 mW bei Wellenlängen um 800 nm betrieben.

Für die beschriebenen Vergleichsmessungen wurden keine Si-Linsen auf den Substraten verwendet, da zum Zeitpunkt der Experimente noch keine für objektive Vergleichsmessungen geeignete Justierung möglich war (siehe auch Kap. 5.5). Die gemessenen Frequenzgänge zeigen daher die Struktur der Substratmoden, sind jedoch trotzdem miteinander vergleichbar, da alle verwendeten LT-GaAs Filme die gleiche Dicke besitzen und darüber hinaus auf dem gleichen Substrat gewachsen wurden.

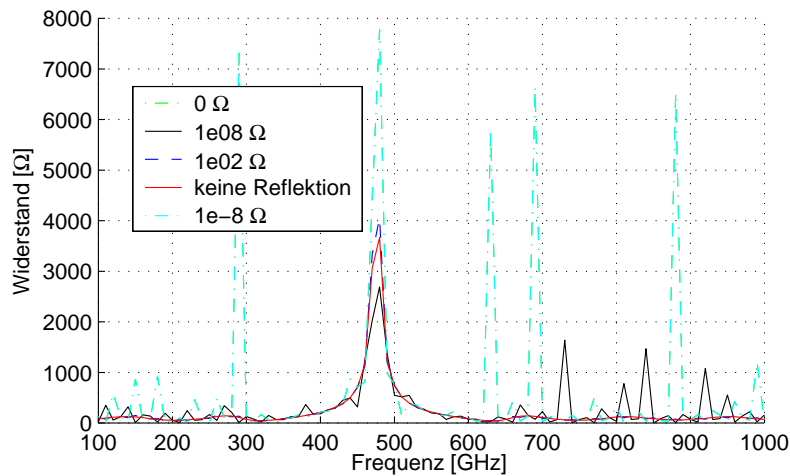


Abbildung 5.37.: Zuleitungswiderstand einer Antennenstruktur mit End-Dipol und drei Filterblöcken (Ant 021a) in Abhängigkeit von der THz-Frequenz gerechnet für unterschiedliche Abschlusswiderstände.

5.7.3. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden zunächst die Aussagekraft der Messergebnisse diskutiert und anschließend die Messergebnisse selbst vorgestellt. Es folgt ein Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 5.7.1 und ein Vergleich der Strukturen untereinander.

Substratmoden

Da für die gezeigten Messungen keine Siliziumlinse verwendet wurde, verhält sich das Substrat wie ein dreidimensionaler Resonator, in dem Moden elektromagnetischer Strahlung angeregt werden können. Wird eine Substratmode angeregt, so wird in diese dreidimensionale stehende Welle so lange Energie gepumpt, bis die „Verlust“-Energie gleich der hineingepumpten Energie ist. Die „Verlust“-Energie ist im wesentlichen durch die als Strahlung aus dem Substrat ausgekoppelte Energie bestimmt. Dieser Gleichgewichtszustand kann entweder bei niedrigen oder bei hohen Energien erreicht werden. Im ersten Fall ist die insgesamt von der Antenne abgestrahlte Energie ebenfalls niedrig. Im zweiten Fall ist die gesamte abgestrahlte Energie zwar hoch, jedoch ist die Abstrahlcharakteristik des Mischers schlecht. Die Abstrahlung kann unter Verwendung des Huygensschen Prinzips als Überlagerung unendlich vieler infinitesimaler Dipole am Rand des Substrats gesehen werden. Die Phase und Amplitude jedes Dipolfeldes hängt von der Feldverteilung der Substratmode ab. Eine starke Abstrahlung z.B. aus der Seite des Substrats heraus ist verloren, da sie nicht genutzt werden kann. Eine explizite Aussage über die Abstrahlcharakteristik könnte nur durch eine Messung mit ausreichender räumlicher Auflösung oder über eine explizite Lösung der abstrahlenden Felder auf Basis der Feldverteilung am Rand des Substrats

gemacht werden.

Das Auftreten der beschriebenen Effekte des Substrats ist jedoch bei Dauerstrichanregung auf resonante Moden im Substrat beschränkt. Diese sind auf Basis der Geometrie leicht berechenbar:

$$\nu_{res,mnp} = q \cdot \frac{c}{2\pi \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{h_r}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W_r}\right)^2}, \quad (5.78)$$

wobei m, n, p die Ordnungen der Moden darstellt. Der dielektrische Resonator hat die Höhe h_r (Mode mit Ordnung m), die Länge L_r (n), die Breite w_r (p) und die Dielektrizitätskonstante ϵ_r . Der Faktor q ist ein Korrekturfaktor für die an den Rändern des Substrats auftretenden Effekte⁴¹. Im Gegensatz zu einem Resonator mit leitenden Wänden ist das elektrische Feld an den Rändern des Substrats ungleich Null. Eine detaillierte Betrachtung zu diesem Themenkomplex findet sich in [72] bei der Behandlung der Patch-Antennen, deren Resonatorstruktur der des Substrats sehr ähnlich ist.

Alle verwendeten GaAs-Substrate sind etwa 500 μm dick, 1 cm lang und entweder 0,5 oder 1 cm breit. Die niedrigsten Frequenzen entstehen für die größten Maße und liegen somit bei Verwendung obiger Formel bei 4,2 GHz für $L_r = W_r = 1$ cm und $m=0$, bzw. bei 8,4 GHz für L_r oder W_r gleich 0,5 cm und $m=0$. Die Grundmode für die Höhe hat eine Frequenz von 84 GHz. Die Mode, die der Höhe des Substrats zugeordnet werden kann, ist in der Optik als Fabry-Perot Mode bekannt.

Der Einfluss der Länge und Breite des Substrats ist durch den geringen Modenabstand und der vergleichsweise breitbandigen Anregung der Photomischer als annähernd konstant über den gesamten Frequenzbereich der Messung anzusehen. Vergleiche mit Messungen mit einer Si-Linse zeigen sogar, dass die Reduzierung der detektierten Leistung durch diese Moden vernachlässigbar ist. Der Einfluss der Moden, die zur Höhe des Substrats (84 GHz Modenabstand) gehören, ist in den Messungen hingegen deutlich zu sehen. Die Höhe, die diese Moden bewirkt, ist allerdings bei allen verwendeten Substraten identisch. Eine Vergleichbarkeit ist somit für alle gemessenen Photomischerstrukturen gewährleistet.

Normierung und Korrekturfaktoren

Zum Vergleich der frequenz aufgelösten Abstrahlcharakteristik der Photomischer müssen die gemessenen THz-Leistungen von allen Effekten bereinigt werden, die nicht auf den Frequenzgang des Photoschalters, der Antenne oder deren Zusammenspiel zurückzuführen sind. Dies sind zum einen unterschiedliche, im Photoschalter generierte THz-Leistungen, zum anderen aber die frequenzabhängige Sensitivität des Bolometers. Die notwendigen Korrekturen bzw. Normierungen werden in den folgenden Kapitel beschrieben.

Normierung auf Photostrom Während der Messungen wurde für alle Photomischer mit den gleichen Versuchsbedingungen gearbeitet. D.h. optische Leistung und Vorspannung

⁴¹ *im Englischen: fringing*

wurden nicht geändert. Darüber hinaus wurden alle miteinander verglichenen Photomischer auf LT–GaAs–Material vom selben Wafer strukturiert. Trotzdem misst man auch für identische Photoschalter unterschiedliche Photoströme. Die Ursachen liegen vor allem in Variationen der Beschaffenheit der einzelnen Kontakte. Die abgestrahlte THz–Leistung ist proportional zum Quadrat des Wechselstromanteils des generierten Photostroms. Zur Normierung müßte die gemessene abgestrahlte THz–Leistung durch das Quadrat der Wechselstromamplitude geteilt werden. Da diese nicht messbar ist, wird durch das Quadrat des Gleichstromanteils des Photostroms und den Faktor v_f , der den Einfluss unterschiedlicher Leistungen in den beiden optischen Frequenzen beschreibt, geteilt. Der Zusammenhang zwischen Gleich- und Wechselstromanteil sowie der Faktor v_f sind in Kapitel 5.2.1 durch Gleichung 5.26 beschrieben. Für die normierte THz–Leistung $P_{THz,norm}$ ergibt sich

$$\begin{aligned}
 P_{THz,norm} &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,AC}^2} \\
 &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \cdot \frac{1}{v_f} \\
 &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \cdot \frac{(x+1)^2}{4x} \\
 &= \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} \cdot v_P .
 \end{aligned} \tag{5.79}$$

Der Korrekturfaktor v_P (Kehrwert von v_f) ist in Abhängigkeit vom Verhältnis der optischen Leistungen in Abbildung 5.38 dargestellt. Im Nebenbild von Abbildung 5.38 ist v_P gegen eine logarithmische Auftragung des Verhältnisses der optischen Leistungen dargestellt.

Da beide Farben einzeln auf maximalen Photostrom justiert werden und davon ausgegangen werden kann, dass das Mischerelement von jeder Farbe in gleichem Masse ausgeleuchtet wird, wird der Faktor m , der die räumliche Überlagerung beschreibt, als konstant während eines Messtages angenommen.

Die Frequenzabhängigkeit der im Photoschalter generierten THz–Leistung, gegeben durch den Faktor $F_f = \frac{1}{\sqrt{1+\tau^2\omega_{diff}^2}}$ wird nicht herausgerechnet, da er bereits bei der Berechnung der Resonanzkurven in Kapitel 5.7.1 berücksichtigt wurde.

Frequenzgang des Bolometers Das bei allen Messungen der Photomischer verwendete InSb–Bolometer zeigt einen Abfall der Sensitivität bei Frequenzen über 600 GHz. Unter 100 GHz nimmt die Sensitivität ebenfalls ab, jedoch wurden in diesem Bereich keine Messungen durchgeführt. Um die Auswirkungen der frequenzabhängigen Sensitivität aus den Messergebnissen herauszurechnen, werden die Messergebnisse mit dem Kehrwert der Sensitivität multipliziert. In Abb. 5.39 ist der Korrekturfaktor $v_B(\nu_{THz}) = \frac{1}{\text{Sensitivität}}$ in Abhängigkeit von der THz–Frequenz dargestellt. Bei 950 GHz detektiert das Bolometer nur noch 50 % des Signals. Die Messungen zeigen zudem ein von der Frequenz unabhängiges

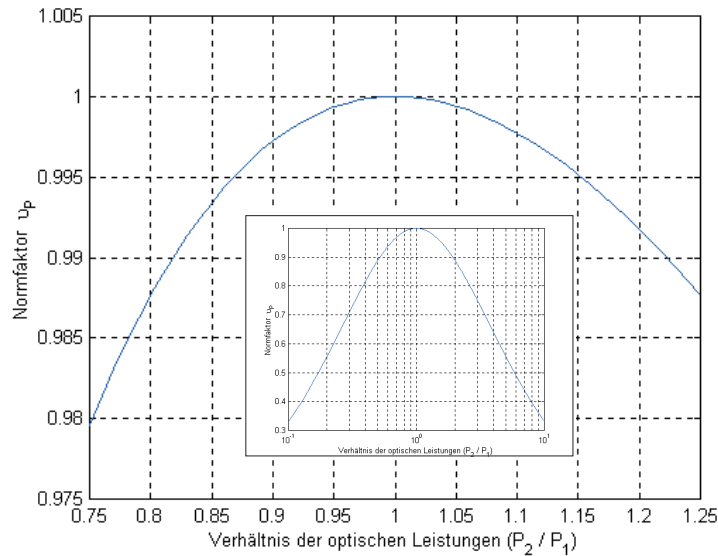


Abbildung 5.38.: Korrekturfaktor v_P zur Korrektur ungleicher optischer Leistungen. Im Nebenbild ist v_P gegen eine logarithmische Auftragung des Verhältnisses der optischen Leistungen dargestellt.

Rauschniveau, so dass Messergebnisse für höhere Frequenzen als 950 GHz mit einem großen relativen Fehler behaftet sind.

Normierung und Korrektur im Überblick In der folgenden Gleichung sind die oben dargestellten Normierungen und Korrekturfaktoren zusammengefasst:

$$P_{THz,norm} = v_B(\nu_{THz}) \cdot v_P \cdot \frac{P_{THz}}{I_{photo,DC}^2} . \quad (5.80)$$

Diese Korrektur der Messwerte wurde bei allen in diesem Kapitel gezeigten Messungen durchgeführt.

Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung ohne Filter

Im Folgenden sind die gemessenen Resonanzkurven zusammen mit den in Kapitel 5.7.1 gerechneten dargestellt. Die normierte Resonanzkurve der Antenne Ant 018 (Dipollänge $180 \mu\text{m}$) ist in Abbildung 5.40 und die der Antenne Ant 019 (Dipollänge $210 \mu\text{m}$) ist in Abbildung 5.41 dargestellt. Die Amplitude der theoretischen Kurven wurden an die Niederfrequenzflanke angepasst. Beide Messkurven zeigen die aufgrund der Substratmoden (siehe Kap. 5.7.3) erwarteten Einbrüche in Abständen von etwa 82 GHz, da ohne Si-Linse gemessen wurde. Ebenfalls ist die Wasserabsorptionslinie bei 550 GHz deutlich zu sehen.

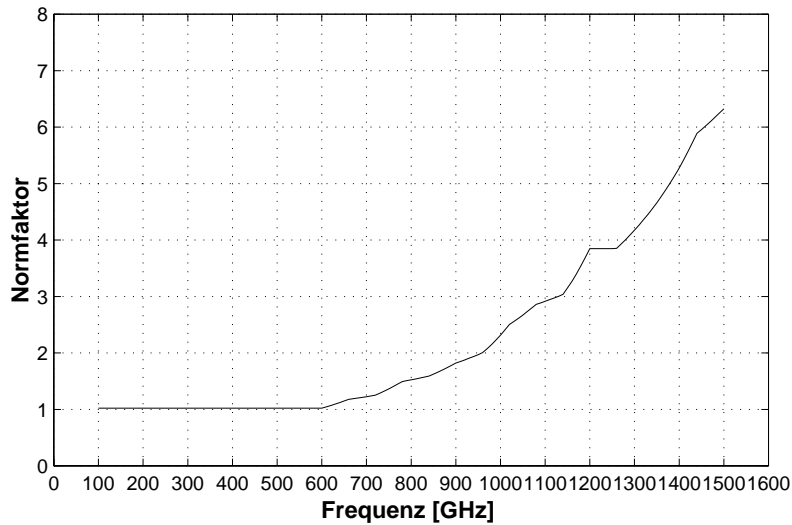


Abbildung 5.39.: Korrekturfaktor $\nu_B(\nu_{THz})$ zur Korrektur der frequenzabhängigen Sensitivität des InSb-Bolometers.

Die abgestrahlte Leistung mit Polarisation orthogonal zum Dipol ist auch dargestellt. Das Maximum im Spektrum der abgestrahlten THz-Leistung liegt wie erwartet nicht bei der Frequenz, die der Wellenlänge der Dipollänge entspricht, sondern bei etwas niedrigeren Frequenzen. Für eine Verfeinerung des Modells ist es notwendig, sowohl den frequenzabhängigen Einfluss des Photoschalters als auch die komplexen Anteile der Impedanzen von Antenne und Photoschalter zu berücksichtigen. Letztere sind jedoch mit den derzeitigen Methoden experimentell nicht zugänglich. Die abgestrahlte Leistung mit Polarisation parallel zur Zuleitung und somit orthogonal zum Dipol ist auch ohne Verwendung einer Filterstruktur klein (ca. 1/5 der Leistung mit Polarisation parallel zum Dipol).

Für Antenne Ant 018 ist eine starke Abnahme der abgestrahlten THz-Leistung zu höheren Frequenzen hin zu beobachten. Diese Asymmetrie kann darauf zurückzuführen sein, dass für Antenne Ant 018 die Resonanzfrequenz sehr nahe bei der 550-GHz-Absorptionslinie liegt. Darüberhinaus ist bei dieser Antenne die Annahme eines unendlich dünnen Antennenleiters nicht mehr erfüllt. Das Längen-Dicke-Verhältnis ist mit 18 sehr niedrig. Ein deutlicher Einfluss auf den komplexen Teil der Eingangsimpedanz der Antenne ist zu erwarten. Wie dem auch sein, die Messdaten zeigen in erster Näherung die erwarteten Resonanzkurven und bestätigen somit das verwendete Modell.

Dipol mit zentraler Vorspannungsleitung mit Filter

In Abbildung 5.42 ist die normierte Resonanzkurve der Antenne Ant 021a zusammen mit der amplitudenangepassten Resonanzkurve des Widerstands der Zuleitung dargestellt. Die Messdaten zeigen ein deutliches Maximum bei 490 GHz. Das berechnete Maximum des

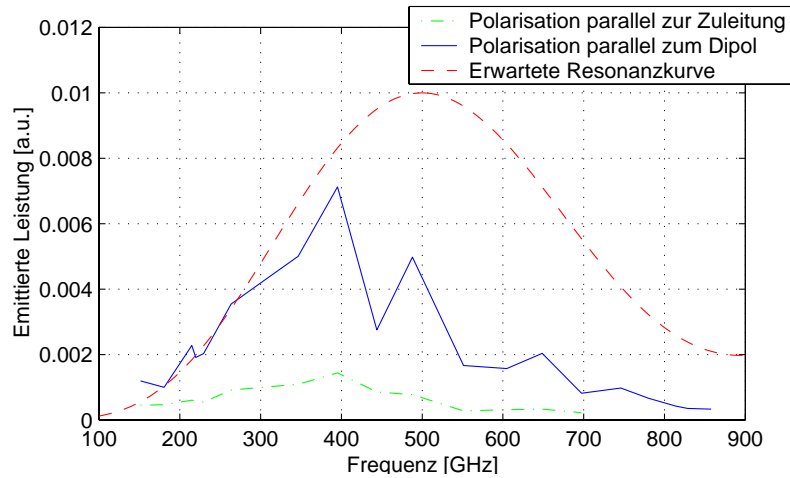


Abbildung 5.40.: Resonanzkurve Ant 018.

Widerstandes hingegen liegt bei 475 GHz. Die deutliche Asymmetrie der gemessenen Resonanzkurve und die scheinbare Verschiebung der Resonanzfrequenz können vermutlich auf die beiden Substratmoden bei etwa 360 GHz und 440 GHz (deutlich zu sehen in Abb. 5.41) und die Absorptionslinie bei 550 GHz zurückgeführt werden. So entspricht das gemessene Maximum der Abstrahlung nicht unbedingt dem Maximum der Emission. Die gemessene Resonanz ist darüber hinaus deutlich breiter als die berechnete Kurve des Widerstands der Zuleitung. Unzulänglichkeiten des zur Berechnung verwendeten Modells können nicht ausgeschlossen werden. Der grundsätzliche Zusammenhang zwischen emittierter Leistung und Zuleitungswiderstand ist mit den Messungen allerdings gezeigt.

Dipole mit und ohne Filter im Vergleich

Die bereits oben gezeigten normierten Resonanzkurven der Enddipole Ant 019 (kein Filter) und Ant 021a (drei Filter) sind in Abb. 5.43 zusammen dargestellt. Es wird nur die THz-Polarisation parallel zum Dipol betrachtet. Es zeigt sich, dass bei der vom Filter erzeugten Resonanzfrequenz von etwa 490 GHz, die abgestrahlte Leistung pro Photostrom zum Quadrat etwa doppelt so groß ist, wie bei Antennen ohne Filterstruktur. Die Filterstruktur erfüllt also ihren Zweck, die Effizienz im gewählten Frequenzbereich zu erhöhen. Dies geht jedoch auf Kosten der Abstimmbarkeit, da außerhalb der Resonanz die Abstrahlung deutlich geringer ist.

5.8. Zeitaufgelöste Doppelpulsexperimente

Ziel des im folgenden Kapitel beschriebenen Experiments ist es, die Abschirmung des externen elektrischen Feldes E_{bias} in einem Photoschalter zu untersuchen. Der Beschreibung der

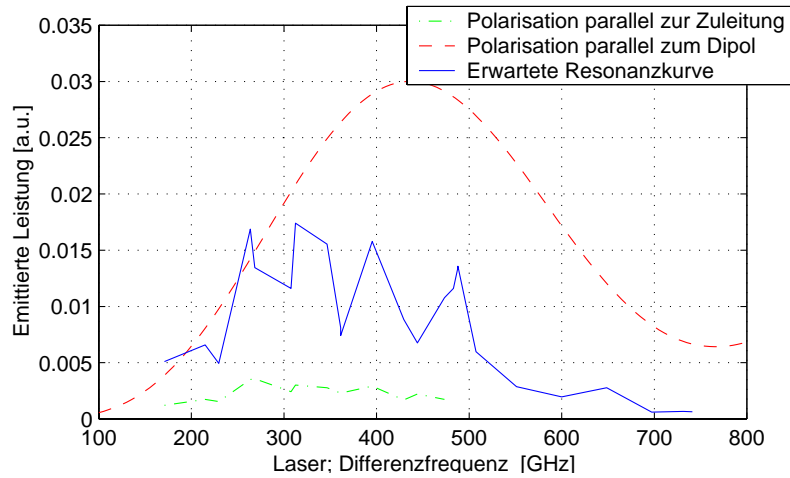


Abbildung 5.41.: Resonanzkurve Ant 019.

experimentellen Technik (Kap.5.8.1) folgt eine Darstellung der Messergebnisse (Kap. 5.8.2) und eine ausführliche Diskussion (Kap.5.8.3). Abschließend wird in Kapitel 5.8.4 die Bedeutung der Experimente für die Dauerstrich-THz-Emitter diskutiert.

5.8.1. Experimenteller Aufbau und Durchführung

Im Gegensatz zu den in den vorangegangenen Kapiteln 5.6 und 5.7 beschriebenen Experimenten wird für das im Folgenden behandelte Experiment nicht der Aufbau aus Kapitel 5.5, sondern ein gepulster THz-Aufbau verwendet. Die verwendete Doppelpuls-Messtechnik wurde erstmals von Sha *et al.* [199] verwendet. Das Schema des Aufbaus ist in Abbildung 5.44 dargestellt. Der verwendete Ti:Saphir Kurzpulslaser hat eine Pulslänge von 120 fs bei einer Pulswiederholrate von 82 MHz. Die verwendete Wellenlänge beträgt 770 nm. Der vom Laser generierte Strahl wird an einem 50:50-Strahlteiler (BS) aufgespalten. Der eine Teil der optischen Leistung wird über eine variabel einstellbare optische Verzögerungsstrecke zum THz-Detektor geleitet, der andere wird zur Anregung des Emitters verwendet.

Als Detektor wird ein konventioneller elektrooptischer Aufbau verwendet, wie er im Detail z.B. in [11, 92] beschrieben wird. Mit Hilfe eines Spiegels aus dielektrisch beschichteter Mylar-Folie (diese ist für den THz-Strahl transparent) wird der fokussierte (Brennweite 20 cm) optische Strahl dem THz-Strahl kollinear überlagert, so dass beide Strahlen in gleicher Richtung durch den verwendeten ZnTe-Kristall (Dicke: 1 mm) laufen. Hinter dem Kristall wird der optische Strahl mit Hilfe eines Wollaston-Polarisators in seine orthogonalen Basen zerlegt. Die Differenz der Intensitäten in den beiden Basen wird mit Hilfe eines Differenzdetektors gemessen. Mit der $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte vor dem Polarisator kann bei geblocktem THz-Signal das Ausgangssignal des Differenzdetektors minimiert werden („Nullabgleich“). Es ist darauf zu achten, dass die Polarisations Ebenen des linear polarisier-

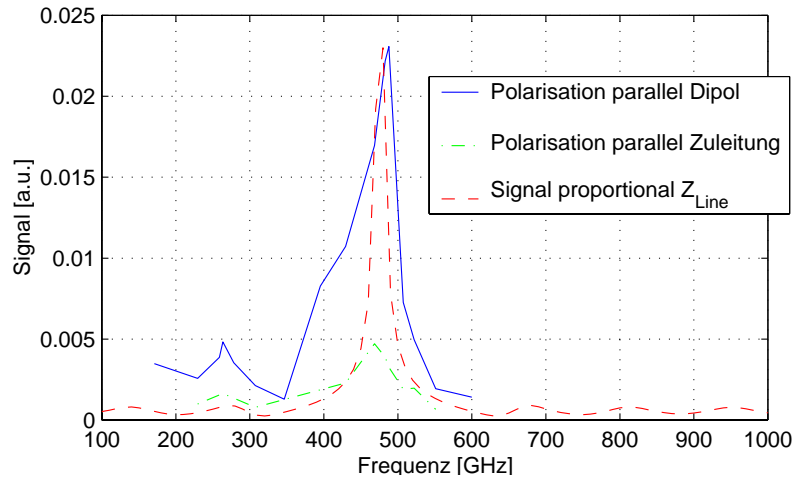


Abbildung 5.42.: Resonanzkurve der End-Dipolantenne mit drei Filterblöcken (Ant 021a).

ten THz-Strahls und des optischen Strahls parallel zueinander und parallel zur schnellen Achse des ZnTe-Kristalls sind. Zu diesem Zweck befindet sich im optischen Strahlengang vor dem ZnTe-Kristall eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte. Durchlaufen das THz-Signal und das optische Signal gleichzeitig den ZnTe-Kristall, so wird die Polarisations Ebene des optischen Strahls in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke des THz-Signals gedreht und der Differenzdetektor liefert ein Signal, das proportional zur Feldstärke des elektrischen THz-Feldes ist. Da der optische Puls, verglichen mit dem THz-Puls, sehr kurz ist, kann durch Verfahren der Verzögerungsstrecke (VS 1) zwischen optischem und THz-Puls das elektrische Feld des THz-Pulses zeitaufgelöst gemessen werden.

Im Gegensatz zu den üblichen Aufbauten für die THz-Spektroskopie wird der den THz-Emitter anregende optische Strahl nochmals in zwei Teile aufgespalten. Dazu dient ein polarisierender Strahlteiler (PBS1). Die Verteilung der Leistung auf die beiden Teile des Strahls wird mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte vor dem Strahlteiler eingestellt. In den beiden Strahlen steht jeweils eine weitere $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, die die Polarisations Ebenen um 90° drehen, so dass die beiden Strahlen an einem weiteren polarisierenden Strahlteiler (PBS2) wieder verlustfrei räumlich überlagert werden können. Die gezeigte Anordnung hat den Vorteil, dass die beiden auf den THz-Emitter treffenden optischen Strahlen senkrecht zueinander polarisiert sind und somit optische Interferenz- bzw. Kohärenzeffekte unterdrückt werden. In einem der beiden optischen Wege befindet sich eine mit dem Computer steuerbare Verzögerungsstrecke (VS 2). Pulse, die diesen Weg nehmen, werden nachfolgend als Anrege-Pulse bezeichnet, die anderen als Abfrage-Pulse. Mit Hilfe der Verzögerungsstrecke kann der Laufzeitunterschied zwischen Anrege- und Abfrage-Puls eingestellt werden.

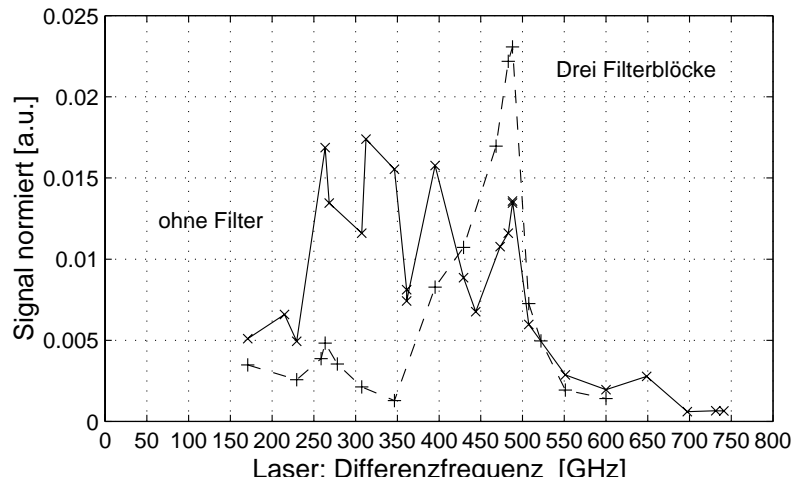


Abbildung 5.43.: Normierte Resonanzkurven der End-Dipolantennen ohne (Ant 019) und mit drei Filterblöcken (Ant 021a).

Der vermessene Photomischer besteht aus einem Photoschalter auf LT-GaAs-Basis, der in eine H-Dipolstruktur (siehe auch Abb. 5.23) mit $l = 50 \mu\text{m}$ Antennenlänge (Ant 022) eingebettet ist. Der Photoschalter selbst hat eine Breite von $b = 10 \mu\text{m}$ und einen Elektrodenabstand von $d = 5 \mu\text{m}$ (flächiger Photoschalter ohne Fingerstruktur). Das verwendete LT-GaAs (TU-Wien, G 419, Schichtdicke: $2 \mu\text{m}$) wurde bei einer Wachstumstemperatur von 200°C gewachsen und hat eine Ladungsträgereinfangzeit von $0,35 \text{ ps}$. Die maximale optische Leistung von Anrege-, bzw. Abfrage-Puls beträgt 12 mW . Die beiden Strahlen werden mit Hilfe einer Linse mit 16 mm Brennweite auf den Photoschalter fokussiert.

Für die Messung wird die Verzögerungsstrecke 1 so eingestellt, dass gerade das maximale vom Abfrage-Puls generierte elektrische THz-Feld detektiert wird. Für die Messung werden Anrege- und Abfrage-Strahl mit zwei unterschiedlichen Frequenzen moduliert und der Lock-in-Verstärker auf der Differenzfrequenz (224 Hz) betrieben. Zur weiteren Rauschunterdrückung wird der Photomischer mit einem 27-kHz -Rechtecksignal mit $\pm 12,5 \text{ V}$ vorgespannt. Dies entspricht einem am Photoschalter anliegenden elektrischen Feld von 25 kV/cm . Das Ausgangssignal des Differenzdetektors wird zunächst mit einem Lock-in-Verstärker auf dieser Referenzfrequenz gefiltert, bevor es auf den zweiten Lock-in-Verstärker, der auf der Differenzfrequenz (224 Hz) sensitiv ist, gegeben wird. Mit Hilfe von Verzögerungsstrecke 2 wird nun der Laufzeitunterschied zwischen Anrege- und Abfrage-Puls variiert. Gleichzeitig wird das Differenzsignal des elektrooptischen THz-Detektors aufgezeichnet. Das so detektierte Signal berücksichtigt nur die Änderungen in der gemessenen THz-Amplitude des Abfrage-Pulses, die weder vom Anrege- noch vom Abfrage-Puls alleine herrühren. Erfasst werden damit alle Signaländerungen des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit vom Zeitversatz zwischen Anrege- und Abfrage-Puls.

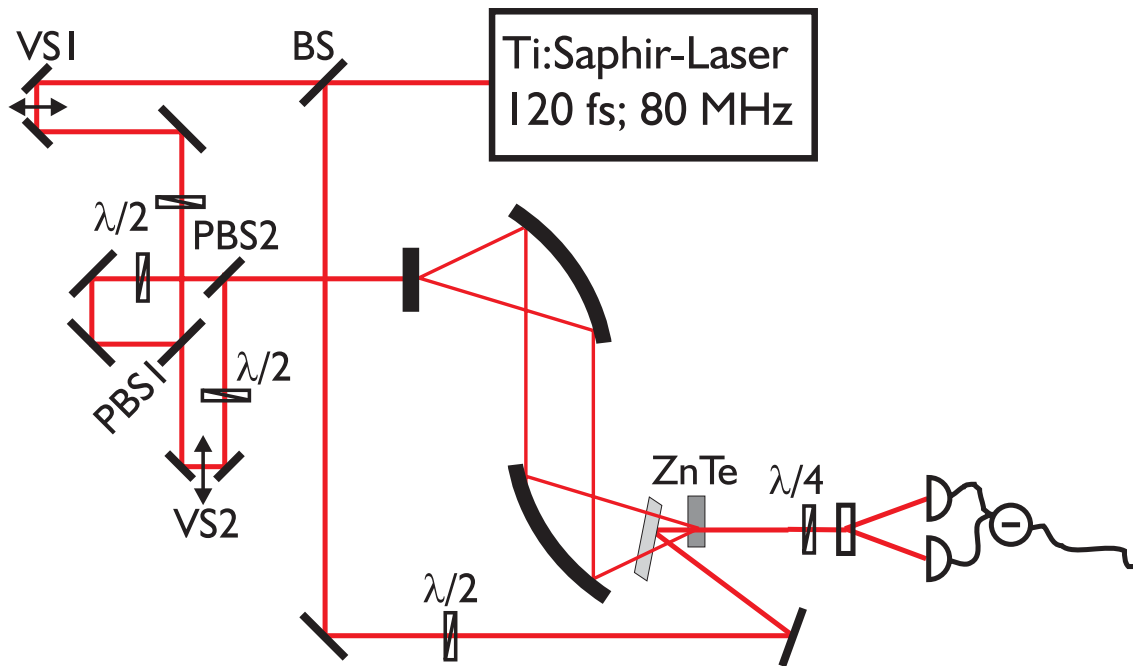


Abbildung 5.44.: Experimenteller Aufbau des Doppelpulsexperiments.

5.8.2. Experimentelle Ergebnisse

In Abbildung 5.45 ist der gemessene Verlauf der relativen Signaländerung $\Delta s/s$ des detektierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Puls aufgetragen. Negative Zeiten bedeuten, dass der Anrege-Puls zeitlich nach dem Abfrage-Puls auf dem Photomischer eintrifft. Wie zu erwarten, hat er für negative Zeiten keine Auswirkung auf das vom Abfrage-Puls generierte THz-Signal. Die Signaländerung ist null. Eine Signaländerung wird beim verwendeten Messverfahren nicht nur beobachtet wenn sich die Amplitude des maximalen THz-Signals ändert, sondern auch wenn es sich zeitlich verschiebt. Die in die Messkurve eingetragenen Punkte wurden daher aus zeitaufgelösten Messungen des gesamten durch den Abfrage-Puls generierten THz-Signals bei fester Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Puls extrahiert. Damit ist sichergestellt, dass das zuvor gemessene Signal nicht aufgrund einer zeitlichen Verschiebung des Maximums des Abfragesignals beobachtet wird. Zu beobachten sind eine Erhöhung des Signals kurz vor der zeitlichen Null und eine dann folgende Reduzierung des Signals. Die Reduzierung des detektierten Signals relaxiert mit zwei Zeitkonstanten. Auf einer Zeitskala von ca. 0,6 ps findet eine schnelle Relaxation statt und es bleibt ein Sockel, der nur auf einer Zeitskala in der Größenordnung des Abstands zweier aufeinanderfolgender Pulse (ca. 12 ns) abgebaut wird. Eine Messung über eine Zeitverzögerung von 225 ps zeigt keinen nennenswerten Abbau des Sockels.

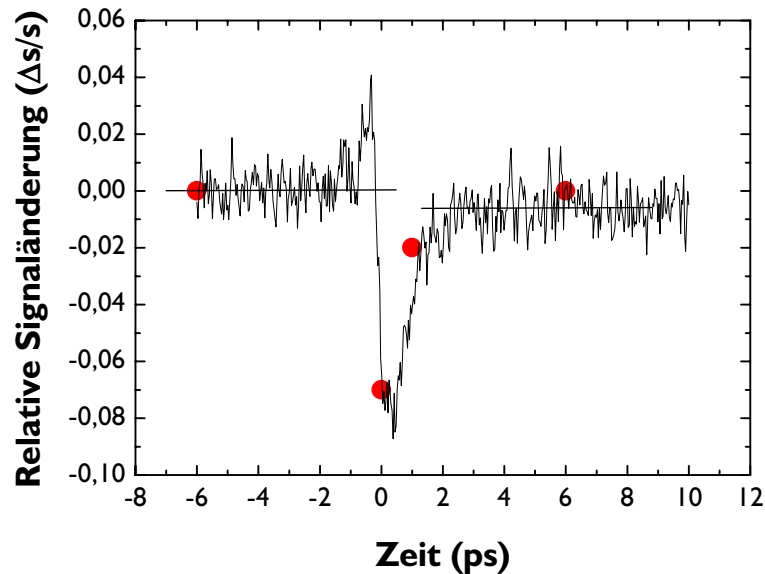


Abbildung 5.45.: Gemessene differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Puls. Die in die Messkurve eingetragenen Punkte wurden aus zeitaufgelösten Messungen des gesamten durch den Abfrage-Puls generierten THz-Signals bei fester Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Puls extrahiert.

Die Leistung sowohl des Anrege- als auch des Abfrage-Pulses beträgt für die in Abbildung 5.45 dargestellte Messung 10 mW , entsprechend einer Anregungsdichte von $4 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$. Die Signaländerung ist in Abbildung 5.46 gegen die Anregungsdichte aufgetragen. Eine signifikante Änderung der Dynamik des Signals in Abhängigkeit von der optischen Anregungsdichte konnte nicht beobachtet werden. Die Amplitude der Signaländerung skaliert in guter Näherung linear mit der Anregungsdichte. Bei Anregungsdichten unterhalb $1,5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ konnte keine Signaländerung mehr beobachtet werden. Das sich andeutende abrupte Verschwinden des detektierbaren Signals bei abnehmender Anregungsdichte deutet auf ein für Sättigungseffekte häufig zu beobachtendes Schwellenverhalten hin.

5.8.3. Diskussion

Vergleichbare Experimente finden sich in der Literatur für asymmetrisch beleuchtete Streifenleiter-Emitterstrukturen ($50\text{ }\mu\text{m}$ Elektrodenabstand) auf SI-GaAs [193, 200, 201] und GaAs auf Si [202]. Für Photoschalter mit einer die Elektroden überlappenden Beleuchtung werden Experimente auf LT-GaAs [197, 203] und SOS [204] beschrieben. Darüber hinaus wurden von Park *et al.* [205] mit der gleichen Methode in einem Verstärkerlasersy-

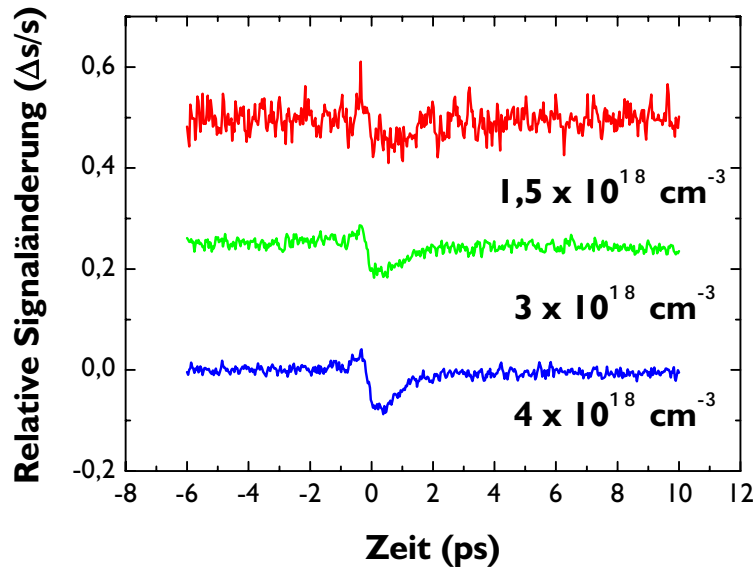


Abbildung 5.46.: Gemessene differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Anregungsdichte. Die Daten wurden zur besseren Übersicht vertikal verschoben.

stem die Abschirmprozesse in einem symmetrisch beleuchteten, großflächigen THz-Emitter auf LT-GaAs-Basis untersucht.

Zum Verständnis der zeitlichen Dynamik des gemessenen Signals kann die THz-Emission des Photoschalters in Abhängigkeit vom Laufzeitunterschied zwischen Anrege- und Abfrage-Puls mit Hilfe eines einfachen Lorentz-Drude-Modells für freie Ladungsträger simuliert werden (siehe z.B. [201, 205]). Das elektrische Feld E_{THz} der vom Photoschalter generierten THz-Strahlung ist proportional zur zeitlichen Ableitung der Stromdichte J

$$E_{THz} \propto \frac{dJ}{dt}. \quad (5.81)$$

Die Stromdichte ist gegeben als (vgl. auch Glg. 5.4)

$$J = e \cdot \rho \cdot v_h + e \cdot \rho \cdot v_e, \quad (5.82)$$

wobei e die Elementarladung, ρ die Ladungsträgerdichte und $v_{h,e}$ der Betrag der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Löcher ist. Für das abgestrahlte elektrische THz-Feld im Fernfeld gilt dann

$$E_{THz} \propto e \cdot v_h \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + e \cdot \rho \cdot \frac{\partial v_h}{\partial t} + e \cdot v_e \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + e \cdot \rho \cdot \frac{\partial v_e}{\partial t}. \quad (5.83)$$

Die zeitliche Änderung der Ladungsträgerdichte ist mit Gleichung 5.8 durch

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{\tau} + G(t) \quad (5.84)$$

gegeben. $G(t)$ beschreibt die Generation der Ladungsträgerdichte aufgrund der optischen Anregung. Für einen gaußförmigen Puls ist die Generation gegeben durch

$$G(t) = \rho_{Puls} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\varsigma}} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2 \cdot \sigma^2}\right). \quad (5.85)$$

Die Anregungsdichte ρ_{Puls} eines vollständigen Pulses ist, für den Fall, dass die Dicke des Schaltermaterials viel größer als die Absorptionslänge ist, durch

$$\rho_{Puls} = \frac{\eta_e \cdot P_{opt}}{\nu_{rep} \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \frac{1}{V} \quad (5.86)$$

gegeben. P_{opt} ist die mittlere optische Leistung, ν_{rep} die Wiederholfrequenz der Pulse, η_e die extrinsische Quanteneffizienz (siehe Kap. 5.5.1) und V wie zuvor das Volumen, in dem die Ladungsträger generiert werden. Der Parameter ς kann in Abhängigkeit von der Halbwertsbreite des optischen Pulses t_{FWHM} als

$$\varsigma = \frac{1}{2} \frac{t_{FWHM}}{\sqrt{-2 \cdot \ln \frac{1}{2}}} \quad (5.87)$$

geschrieben werden. Die Änderung der Beträge der mittleren Ladungsträgergeschwindigkeit für Elektronen und Löcher ist darüberhinaus gegeben durch

$$\frac{\partial v_{e,h}}{\partial t} = -\frac{v_{e,h}}{\tau_m} + \frac{e \cdot E(t)}{m_{e,h}^*}. \quad (5.88)$$

Die Größe $\tau_m \approx 25$ fs [159] ist hierbei die Streuzeit (Impulsrelaxationszeit) der bewegten Ladungsträger, $m_{e,h}^*$ die effektive Masse der Elektronen bzw. Löcher und $E(t)$ ist das lokale elektrische Feld, das auf die Ladungsträger wirkt.

In der Literatur wird sowohl für asymmetrisch beleuchtete Streifenleiter–Emitter [201] als auch für in Antennenstrukturen eingebettete Photoschalter (z.B. [206]) davon ausgegangen, dass sich das lokale elektrische Feld aus dem Vorspannungsfeld E_{bias} und der Abschirmung aufgrund der durch die Trennung der freien Ladungsträger induzierten Polarisation P zusammensetzt:

$$E = E_{bias} - \frac{P}{\alpha \epsilon}, \quad (5.89)$$

wobei ϵ die Dielektrizitätskonstante des LT–GaAs und α ein Geometriefaktor ist. Für isotrope Materialien gilt $\alpha = 3$. Im vorliegenden Fall eines Kondensators sollte hingegen keine Isotropie vorliegen. Daher ist $\alpha \approx 1$. Die zeitliche Änderung der Polarisation kann wiederum als

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_r} + J \quad (5.90)$$

beschrieben werden. Dabei ist $\tau_r = 10$ ps wie zuvor die Ladungsträgerrekombinationszeit [159], wobei davon ausgegangen wird, dass die Abschirmwirkung der getrennten Ladungsträger erst mit der Rekombination endet. Die gemessene Änderung des THz-Signals ist somit ein direktes Maß für die Änderung des lokalen elektrischen Feldes im Photoschalter. Die beschriebene Abschirmung des Feldes wird als Raumladungsabschirmung bezeichnet.

Für die numerische Simulation des Doppelpulsexperiments wird zunächst das gesamte von Anrege- und Abfrage-Puls zusammen generierte, zeitabhängige THz-Feld berechnet und davon die zum jeweiligen Zeitpunkt generierten THz-Felder des Anrege- und des Abfrage-Pulses ohne den Einfluss des jeweils anderen Pulses abgezogen. Dies entspricht dem Differenzfrequenzchoppen im Experiment. Ist die Schrittweite (zeitliche Auflösung) der numerischen Simulation größer als die Streuzeit τ_m , so kann angenommen werden, dass die Ladungsträger instantan auf Driftgeschwindigkeit beschleunigt werden und nur die Reduzierung des Feldes durch Feldabschirmung eine Änderung bewirkt. Die Rechnung wird für alle zeitlichen Abstände Δt zwischen Anrege- und Abfrage-Puls wiederholt. Entsprechend dem durchgeführten Experiment wird das Signal zum Zeitpunkt des Maximums des Abfrage-THz-Pulses gegen Δt aufgetragen. Das so berechnete Signal ist als durchgezogene (schwarze) Linie in Abbildung 5.47 dargestellt. Ebenfalls aufgetragen ist das

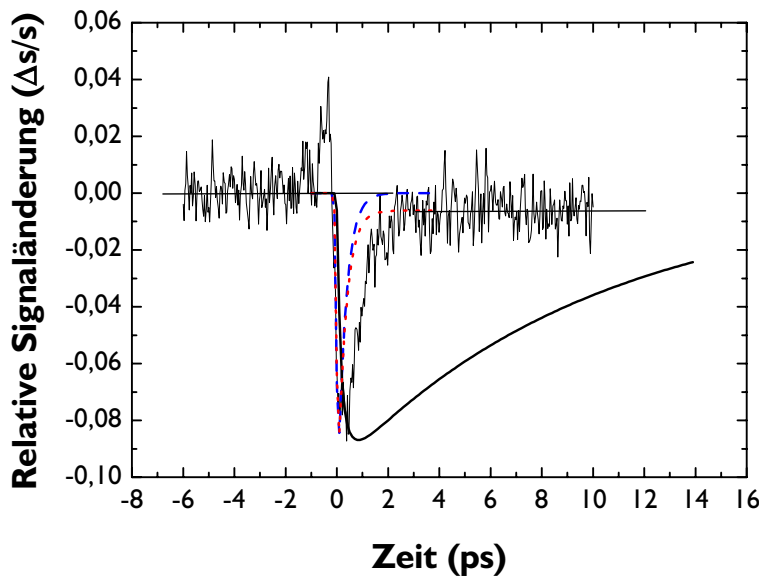


Abbildung 5.47.: Differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls. — (schwarz): Modell mit Raumladungsabschirmung; - - - (blau): Modell mit Strahlungsfeldabschirmung; · · · (rot): Modell mit Strahlungsfeldabschirmung und Substrat.

gemessene Signal aus Abbildung 5.45. Die Amplitude der Simulation wurde angepasst. Die

Abschirmung des elektrischen Feldes (und damit die Reduzierung des Signals) im Modell relaxiert auf einer erheblich langsameren Zeitskala als im Experiment.

Im bisher beschriebenen Modell wird die Einbettung des Halbleitermaterials in die Metallisierung vernachlässigt. Da keine Ladungsträger von außen nachfließen können, bauen sich zwei Raumladungszonen an den Rändern des beleuchteten Halbleiters auf, die das angenommene Vorspannungsfeld vollständig abschirmen können. Die Abschirmung des externen Feldes bleibt solange erhalten, wie räumlich getrennte Ladungsträger vorliegen. Dies ist auch der Fall, wenn die Ladungsträger bereits in den Störstellen eingefangen sind. Die Relaxation der Abschirmung geschieht ausschließlich über die Ladungsträgerrekombination. Dieser Prozess sollte zudem gegenüber der Ladungsträgerrekombinationszeit in neutralen Bereichen deutlich verlangsamt sein, da den Ladungsträgern in den Raumladungszonen zunächst die Rekombinationspartner fehlen (im Modell nicht berücksichtigt). Diese Annahmen sind für asymmetrisch beleuchtete Streifenleiter-Emitter richtig. Experiment und Modell zeigen hier gute Übereinstimmung [114]. Bereits bei weit niedrigeren Anregungsdichten als hier wird das Vorspannungsfeld vollständig abgeschirmt. Bei unserem Experiment hingegen ist die Signaländerung und damit die Feldabschirmung vergleichbar gering ($\Delta s/s \approx 8\%$ bei $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Ist das Halbleitermaterial, wie bei der verwendeten H-Dipolantenne, zwischen zwei Elektroden eingebettet, so beleuchtet der optische Strahl in guter Näherung das gesamte Halbleitermaterial zwischen den Kontakten. Metallkontakte auf LT-GaAs mit niedrigen Wachstumstemperaturen bilden gute ohmsche Kontakte [207]. Dabei ist die Kathode ein perfekter Injektor für Elektronen in das Halbleitermaterial [208]. Ebenso können Elektronen problemlos vom LT-GaAs in das Metall gelangen. Löcher hingegen können die Metall-Halbleiter-Kontakte nicht bzw. nur bei sehr hohen Feldern überwinden [209] (dies ist die Ursache für die beobachtete Feldüberhöhung in der Umgebung der Anode in [210]). Bei dem angelegten elektrischen Feld von 25 kV/cm ist der Hochfeldfall mit möglichem Übergang der Löcher vom Halbleiter in das Metall und Umgekehrt bereits gegeben [210]. Es ist davon auszugehen, dass die Änderungen in der Steigung der Photostromkurven bei etwa 6 V (s. Abb. 5.18) auf das Einsetzen der Injektion von Löchern zurückzuführen ist. Es werden also auf beiden Seiten des Photoschalters Ladungsträger von außen in das Material injiziert, so dass zu allen Zeiten und in allen Bereichen Ladungsträgerneutralität gewährleistet ist. Darüber hinaus sind die effektiven Massen der Löcher sehr viel größer als die der Elektronen, so dass der Beitrag der Löcher zum Strom und damit zum emittierten THz-Signal ohnehin vernachlässigt werden kann. Es muss also, entgegen bisheriger Annahmen, davon ausgegangen werden, dass unter den gegebenen experimentellen Bedingungen innerhalb eines vollständig ausgeleuchteten Photoschalters, bestehend aus zwei Elektroden und einem dazwischenliegenden Photohalbleiter, keine Raumladungszonen ausgebildet werden und damit auch keine Feldabschirmung aufgebaut werden kann. Bereits von Duvillaret *et al.* [211] wird angenommen, dass für Anregungsdichten $< 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ keine Abschirmung durch Raumladungseffekte auftritt.

Die Bedingungen, unter denen im beschriebenen Photoschalter Abschirmungseffekte beobachtet werden können, sind sowohl von der elektrischen Feldstärke als auch von der Ladungsträgerdichte her mit großflächigen THz-Emittern, wie sie in Verstärkerlaserbasierten THz-Systemen [212] verwendet werden, vergleichbar. Die in den großflächigen Emittern beobachteten Abschirmungseffekte sind nicht auf Raumladungseffekte, sondern auf den Beitrag des generierten elektrischen THz-Nahfeldes $E_{THz,nah}(t)$ zurückzuführen [205, 213]. Für $E(t)$ muss dann geschrieben werden

$$E(t) = E_{bias} - E_{THz,nah}(t), \quad (5.91)$$

wobei das generierte THz-Nahfeld als

$$E_{THz,nah}(t) = \gamma(\omega_{THz}) \cdot \frac{R_w}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \cdot J(t) \quad (5.92)$$

geschrieben werden kann. Hier ist R_w der aus Gleichung 5.42 bekannte Wellenwiderstand der Luft und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des LT-GaAs. Für die großflächigen Emittter in Verstärkerlaser-Systemen ist der Proportionalitätsfaktor $\gamma(\omega_{THz}) = 1$ für alle Frequenzen, da die Abstrahlung direkt von den Dipolen aus dem Halbleitermaterial heraus erfolgt. Für die in Antennen eingebetteten Photoschalter hingegen spielt die Impedanzanpassung des Photoschalters an die Antenne eine entscheidende Rolle für die Amplitude der Abschirmung. Im vorliegenden Fall gilt $\gamma(\omega_{THz}) \ll 1$ (siehe Kap. 5.4). Der Frequenzgang der Antenne (und damit von γ) bewirkt eine im Vergleich zur Bandbreite des Stroms im Photoschalter eingeschränkte Bandbreite der emittierten THz-Strahlung. Die zeitliche Dynamik des abgestrahlten THz-Feldes ist daher gegenüber der Dynamik des LT-GaAs ohne Antenne verändert. In Abbildung 5.48 ist das vollständige vom Anrege-Puls generierte THz-Signal⁴² zusammen mit einer Simulation des Signals ohne Berücksichtigung des Frequenzgangs der Antenne ($\gamma = 1$) dargestellt.

Über die Stromdichte $J(t)$ ist die Dynamik der Feldabschirmung nun an die schnelle Ladungsträgereinfangzeit τ gekoppelt. Die mit Hilfe der Strahlungsfeldabschirmung berechnete Dynamik der Abschirmung ist als gestrichelte Linie (rot) in Abbildung 5.47 aufgetragen. Die schnelle Dynamik wird nun besser beschrieben als im Raumladungsmodell. Die Erhöhung des Signals vor dem Zeitnullpunkt kann auf die Vernachlässigung des Frequenzgangs der Antenne (Filterwirkung) zurückgeführt werden. Sie kann erklärt werden, wenn man betrachtet, dass auch das THz-Signal eines einzelnen Pulses (siehe Abb. 5.48) vor dem Zeitnullpunkt ein negatives elektrisches Feld aufweist. Dieses verstärkt das angelegte elektrische Feld und führt zu einem Anstieg des detektierten Signals. Das detektierte THz-Fernfeld ist proportional zur Zeitableitung des Stroms und damit zur Zeitableitung des Nahfelds [214]. Betrachtet man das Integral des detektierten THz-Feldes aus Abbildung 5.48, so findet man dort den Anstieg des Signals vor dem Zeitnullpunkt wiedergegeben (Abb. 5.49). Hingegen wird die etwa um einen Faktor zwei verlängerte Relaxation

⁴²Die Messung erfolgte im Doppelpuls-Aufbau mit demselben Photomischer. Der Abfrage-Puls war während dieser Messung blockiert.

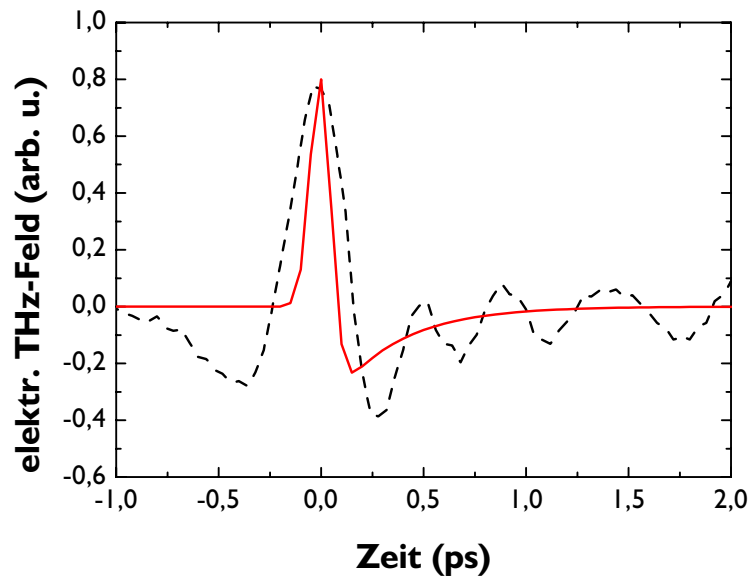


Abbildung 5.48.: Gemessenes THz-Signal des optischen Anrege-Pulses (---). Der Abfrage-Puls war während dieser Messung blockiert. Die durchgezogene Linie entspricht dem nach dem Drude-Modell berechneten Signal (ohne Berücksichtigung des Frequenzgangs der Antenne).

der Abschirmung auch vom Integral des Fernfeldes nicht wiedergegeben.

Der verbleibende, bisher nicht betrachtete, sehr langlebige Sockel könnte auf Ladungsträger zurückgeführt werden, die im GaAs-Substrat generiert werden [205]. Diese haben in SI-GaAs eine extrem lange Rekombinationszeit (> 2 ns) und können die Kontakte durch das LT-GaAs hindurch nicht erreichen. Eine Simulation unter Berücksichtigung langlebiger Ladungsträger im Substrat ist in Abbildung 5.47 als gepunktete (rote) Linie aufgetragen. Dabei wird angenommen, dass im LT-GaAs $1 - e^{-\alpha \cdot q}$ und im Substrat $e^{-\alpha \cdot q}$ Ladungsträger generiert werden, wobei α der Absorptionskoeffizient und q die Dicke des LT-GaAs-Films ist. Die Anzahl der Ladungsträger und somit die Ströme setzen sich dann additiv aus den Beiträgen des LT-GaAs und des Substrats zusammen. Hierbei wird das Abnehmen des elektrischen Feldes mit zunehmender Eindringtiefe bisher vernachlässigt. Gestützt wird diese Erklärung für das Zustandekommen des Sockels durch die Beobachtung von Tonouchi *et al.* [215], die für zwei unterschiedliche Filmdicken eine unterschiedliche Ausprägung des Sockels beobachtet haben. Alternativ dazu wäre eine Erklärung des Sockels auch mit Hilfe von Ladungsträgern, die durch Beugung unter den Kontakten generiert werden und dort nicht rekombinieren können, möglich (Raumladungsabschirmung). Jedoch sitzen diese Ladungsträger in Bereichen niedrigerer Felder, so dass ihr Beitrag zur Abschirmung sehr klein sein sollte. Auch eine Kombination aus beiden langlebigen Abschirmprozessen ist denkbar.

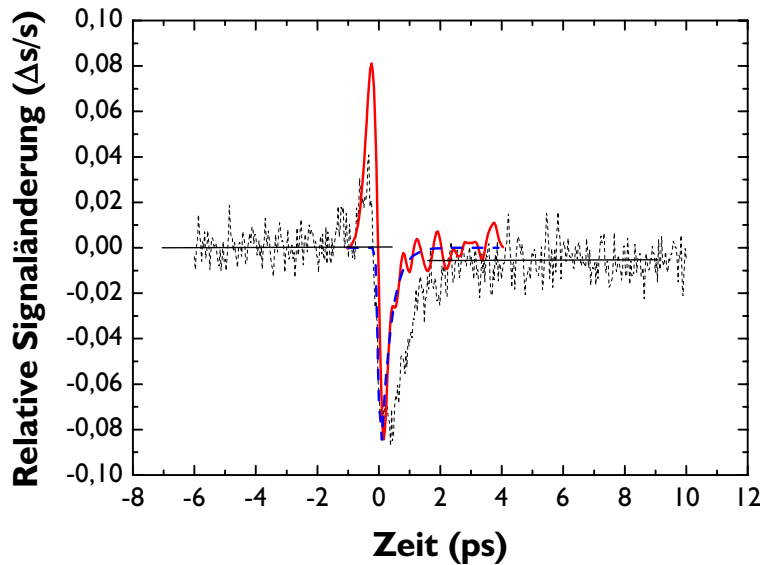


Abbildung 5.49.: Differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls. Das gemessene Signal ist als punktierte (schwarze) Linie dargestellt. Die durchgezogene (rote) Linie ist das Integral (Nahfeld) des gemessenen THz-Fernfeldes aus Abbildung 5.48. Die gestrichelte (blaue) Linie entspricht der Simulation der Strahlungsfeldabschirmung (siehe Abb. 5.47).

Ein langlebiger Sockel in der Abschirmung wird auch von Ludwig *et al.* in [197] erwähnt. Leider werden in der Veröffentlichung die weiteren Befunde des durchgeführten Doppelpulsexperiments nicht näher beschrieben und die Abschirmung ohne weitere Erläuterung den in As-Ausscheidungen eingefangenen Ladungsträgern zugeordnet. Diese Erklärung widerspricht jedoch der von Segschneider [159] gemessenen Ladungsträgerrekombinationszeit. Einen genaueren Aufschluss über das Zustandekommen des langlebigen Sockels können nur Experimente mit Photoschaltern ohne Substrat bringen.

Tonouchi *et al.* [203] haben in einem Doppelpulsexperiment ebenfalls die THz-Emission eines Photomischers mit $5 \cdot 10 \mu\text{m}^2$ Photoschalter in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Strahl untersucht. Sowohl die experimentellen Beobachtungen als auch die aus den Experimenten gezogenen Schlüsse unterscheiden sich von den oben beschriebenen. In Abbildung 5.50 ist das von Tonouchi *et al.* gemessene, normierte THz-Signal des Abfrage-Strahls gegen die Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Strahl für verschiedene mittlere optische Leistungen des Anrege-Strahls aufgetragen. Im Gegensatz zu den eigenen oben beschriebenen Experimenten wurde die mittlere Leistung des Abfrage-Strahls von 2 mW nicht variiert. Bereits bei 1 mW mittlerer optischer Leistung

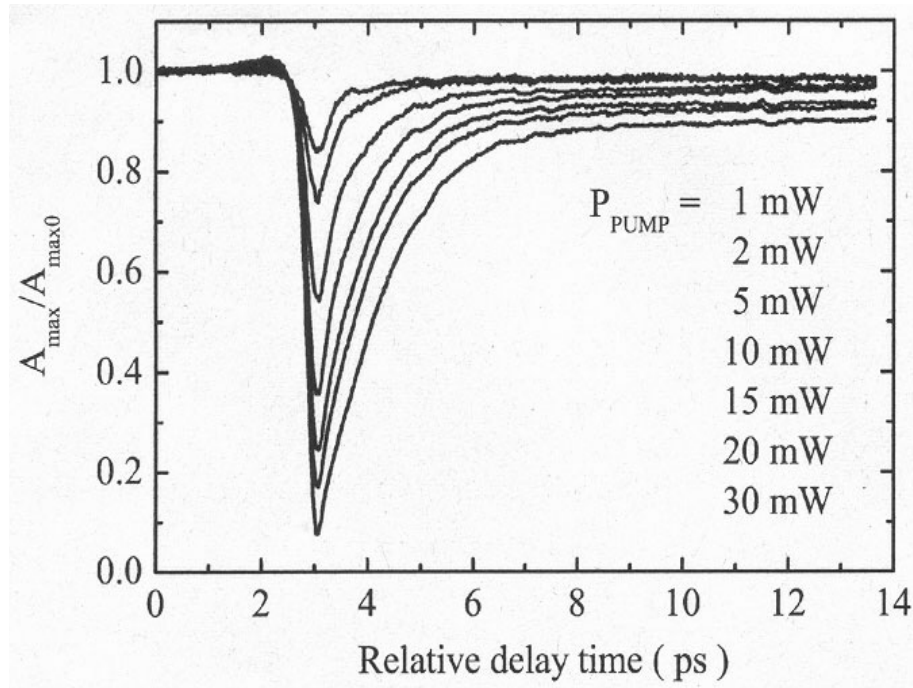


Abbildung 5.50.: Normiertes THz-Signal des Abfrage-Strahls aufgetragen gegen die Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Strahl für verschiedene mittlere optische Leistungen des Anrege-Strahls. Aus [203].

des Anrege-Strahls (dies entspricht einer Anregungsdichte von ca. $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) wurde eine nennenswerte Reduzierung des vom Abfrage-Strahl generierten THz-Signals beobachtet, während in den oben beschriebenen Messungen erst bei Anregungsdichten $> 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ein messbarer Einfluss auf das Signal beobachtet werden konnte. Mit zunehmender Anregungsdichte verändert sich darüber hinaus die Zeitskala auf der das THz-Signal zu seiner vollen Amplitude zurückkehrt. In den eigenen Messungen bleibt diese Zeitskala in guter Näherung konstant. Bemerkenswert ist weiterhin, dass in den Messungen von Tonouchi *et al.* bei hohen Anregungsdichten das THz-Signal auf unter 10 % seines ursprünglichen Werts reduziert wurde. Da zwischen den Experimenten weder Unterschiede im Aufbau noch in der experimentellen Durchführung (mit Ausnahme der konstanten Leistung des Abfrage-Strahls bei Tonouchi *et al.*) bestehen, muss davon ausgegangen werden, dass die unterschiedlichen Beobachtungen auf die unterschiedlichen Proben zurückzuführen sind. Die von Tonouchi *et al.* verwendete LT-GaAs-Probe wurde bei einer vergleichsweise hohen Wachstumstemperatur von 250°C gewachsen, während die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Probe bei 200°C gewachsen wurde. Leider findet sich bei Tonouchi *et al.* keine Angabe über die Ladungsträgereinfangzeit der Probe. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sie eine deutlich längere Ladungsträgereinfangzeit aufweist als die bei 200°C gewachsene

Probe (0,35 ps). Auch im Experiment der japanischen Gruppe findet sich kein Anhaltspunkt für eine effektiv wirksame Raumladungsabschirmung. Tonouchi *et al.* interpretieren die Reduzierung des Abfrage-THz-Signals darüber hinaus überhaupt nicht als Feldabschirmung, sondern als „Bandfilling“-Effekt. Sie nehmen an, dass der Anrege-Strahl bereits so viele Ladungsträger generiert, dass vom Abfrage-Strahl keine weiteren Ladungsträger mehr angeregt werden können, d.h. die Reflektivität der Probe erhöht wird. Entsprechend wird die Erholung des Signals der Relaxation der Ladungsträger an die Bandkante, dem Ladungsträgereinfang und weiteren weniger dominanten Streumechanismen zugeordnet.

Ein endgültiger Ausschluss eines der beiden Modelle zur Erklärung des Doppelpulsexperiments ist nur möglich, indem in einem weiteren Doppelpulsexperiment tatsächlich auch die Änderung der vom Photoschalter zurückreflektierten optischen Leistung des Abfrage-Strahls in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung des Anrege-Strahls gemessen wird. Bei Materialien, die eine sehr schnelle Ladungsträgereinfangzeit besitzen, sollte das „Bandfilling“ keinen oder einen nur sehr geringen Einfluss besitzen. Dies könnte die deutlich geringere Reduzierung des Signals in den eigenen Experimenten erklären. Die Tatsache, dass bei vergleichbaren angelegten elektrischen Feldern und optischen Anregungsdichten in niederrepetierlichen THz-Systemen Strahlungsfeldabschirmung beobachtet wurde, lässt jedoch die Vermutung zu, dass zumindest ein Teil der oben beobachteten Reduzierung des THz-Signals auf die Strahlungsfeldabschirmung zurückzuführen ist. Darüber hinaus spricht die Beobachtung des sehr langlebigen Sockels ebenfalls für eine Feldabschirmung, da alle Intraband-Relaxationsprozesse auf einer deutlich schnelleren Zeitskala ablaufen. Selbst im GaAs-Substrat sprechen schnelle Diffusionsprozesse gegen ein lang anhaltendes „Bandfilling“.

5.8.4. Bedeutung für die Dauerstrich Photomischer

Entgegen den bisherigen Befunden in der Literatur für andere Photoschalter ist bei den hier verwendeten mit keiner Raumladungsabschirmung zu rechnen. Jedoch setzt bei sehr hohen Anregungsdichten vermutlich Strahlungsfeldabschirmung ein. Eine Reduzierung des Signals aufgrund von „Bandfilling“-Effekten bei hohen Anregungsdichten kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Diese Effekte bestimmen somit auch das Sättigungsverhalten der Dauerstrich-Photomischer. Von diesen experimentellen Beobachtungen ausgehend ist zu erwarten, dass Sättigung erst bei, im Vergleich zu den typischen Ladungsträgerdichten in Dauerstrichsystemen (ca. 10^{16} cm^{-3}), um zwei Größenordnungen höheren Anregungsdichten auftritt. Sollte sich herausstellen, dass der langlebige Sockel im Abschirmverhalten auf das Substrat zurückzuführen ist, so ist bei der Prozessierung der nächsten Generation von Photomischern darauf zu achten, dass keine photoleitenden Substrate verwendet werden oder aber Substrate mit einer Bandlücke, die größer ist als die Energie der eingestrahnten Photonen. Die Dicke der LT-GaAs-Filme lässt sich hingegen nicht mehr weiter steigern, da sonst bei den niedrigen Wachstumstemperaturen kein kristallines Wachstum mehr möglich ist.

5.9. Auswahl des photokonduktiven Emitters

In den beiden nachfolgenden Kapiteln wird die Auswahl eines optimalen Photomischers beschrieben, dabei wird zunächst die Auswahl des LT–GaAs–Materials (Kap. 5.9.1) und dann die Auswahl der Antenne bzw. des Photoschalters (Kap. 5.9.2) behandelt.

5.9.1. LT–GaAs–Material

Geht man, wie bereits in Kapitel 5.4.2 und 5.6 diskutiert, davon aus, dass durch Erhöhen der optischen Leistung, der Vorspannung oder durch entsprechende Veränderung des Designs jeder Photoschalter kurz unterhalb der elektrischen oder thermischen Zerstörschwelle betrieben werden kann, so ist es ratsam, das LT–GaAs–Material so zu wählen, dass es für eine gegebene Zielfrequenz eine möglichst hohe elektrische Effizienz aufweist. Da die elektrische Effizienz nach Gleichung 5.77 proportional zu dem Faktor $\frac{\tau \cdot \mu_{eff}(\tau)}{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}$ ist, bedeutet dies, dass für jede THz–Zielfrequenz ein optimales Material gewählt werden muss. Nach Einsetzen von Gleichung 5.74 in Gleichung 5.77 und Extremwertbestimmung erhält man

$$\tau(\nu_{THz}) = \frac{1}{2\pi \cdot \nu_{THz}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\mu_0^2 \cdot (2\pi \cdot \nu_{THz})^2}} - \frac{\alpha}{\mu_0 \cdot (2\pi \cdot \nu_{THz})^2}. \quad (5.93)$$

Zur besseren Übersicht ist die optimale Ladungsträgereinfangzeit in Abhängigkeit von der THz–Zielfrequenz in Abbildung 5.51 aufgetragen. Die Optimierung auf die elektrische Effizienz des Photomischers ist auch im Hinblick auf das Signal–zu–Rausch–Verhältnis optimal. Bei den vorliegenden Strömen wird das Rauschen des Photomischers vom Schrotrauschen des Photostroms bestimmt (siehe Kap. 6.3.3). Ist der Strom für eine gegebene THz–Amplitude minimal (d.h. maximale Effizienz), so ist das Signal–zu–Rausch–Verhältnis maximal (siehe hierzu auch Kap. 6.3.3).

Experimentell realisierbar sind LT–GaAs–Filme mit einer Ladungsträgereinfangzeit von minimal 300 fs. Nach Abbildung 5.51 bedeutet dies, dass nur für Frequenzen bis ca. 500 GHz das Material überhaupt zur THz–Zielfrequenz passend gewählt werden kann. Für alle höheren Frequenzen muss dann das Material mit der kürzest möglichen Ladungsträgereinfangzeit verwendet werden.

Verghese *et al.* kommen in [53] zu einem ähnlichen Ergebnis bei der Optimierung des LT–GaAs–Materials. Sie empfehlen grundsätzlich die Verwendung des Materials mit der kürzesten Ladungsträgereinfangzeit, betrachten jedoch für ihre Argumentation die absolute emittierte Leistung und berücksichtigen die von der Gruppe vertretene Verlängerung der Ladungsträgereinfangzeit in Abhängigkeit von der angelegten elektrischen Vorspannung. Ausgehend von der minimal erreichbaren Ladungsträgereinfangzeit wird bei Verghese *et al.* die zur maximalen Emission gehörende Einfangzeit für niedrige THz–Zielfrequenzen durch Anpassen der Spannung eingestellt. Die Abhängigkeit der Mobilität von der Wachstumstemperatur wird dabei jedoch vollständig vernachlässigt. Es sei angemerkt, dass im

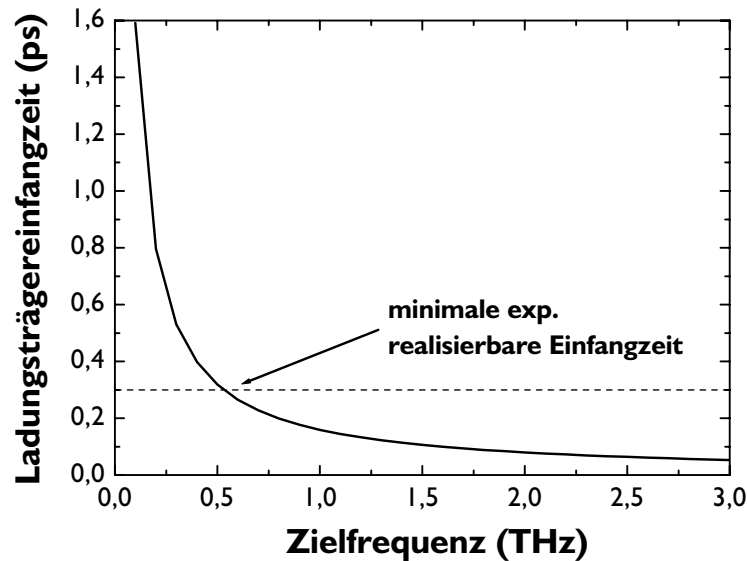


Abbildung 5.51.: Optimale Ladungsträgereinfangzeit in Abhängigkeit von der THz-Zielfrequenz. Optimierung für maximale elektrische Effizienz.

Rahmen dieser Arbeit keine Anhaltspunkte für eine Verlangsamung der Einfangskinetik des Materials mit zunehmendem Feld gefunden werden konnten.

5.9.2. Antenne und Photoschalter

Das Schlüsselproblem auf dem Weg zu Photomischern mit hoher Ausgangsleistung ist die Fehlanpassung der Impedanz Z_{mix} des Photomischers und der Eingangsimpedanz Z_{in} der Antenne. Die optimale Anpassung wird bei $Z_{mix} = c.c. Z_{in}$ erreicht (siehe Kap. 5.4.1). Es muss davon ausgegangen werden, dass der Realteil der Impedanz eines typischen Photomischers um $500 \text{ k}\Omega$ beträgt (siehe Kap. 5.2.3). Die Eingangsimpedanz eines Vollwellendipols auf LT-GaAs liegt hingegen nur bei 174Ω [61]. Andere, typischerweise als THz-Antennen verwendete Designs, haben hingegen eine noch niedrigere Eingangsimpedanz (z.B. logarithmische Spiralantenne: 71Ω [61]). In Abbildung 5.52 ist die normierte, auf die Antenne übertragene THz-Leistung $1 - S_{11}^2$ (siehe Glg. 5.58) in Abhängigkeit von der Eingangsimpedanz der Antenne für $Z_{mix} = 500 \text{ k}\Omega$ aufgetragen. Für eine Vollwellendipolantenne wird nur 0,1 % (ca. $0,1 \mu\text{W}$) der maximal zur Verfügung gestellten THz-Leistung P_{mix} auf die Antenne übertragen. Könnte man eine optimale Anpassung erzielen, so würde bei 1 THz typischerweise eine Leistung von $P_{mix} = 100 \mu\text{W}$ auf die Antenne übertragen (wobei $I_{0,photo,AC}^2$ mit Hilfe der typischen im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Werte abgeschätzt wird).

Für eine Optimierung der Impedanzanpassung gibt es zwei denkbare Ansätze. Zum

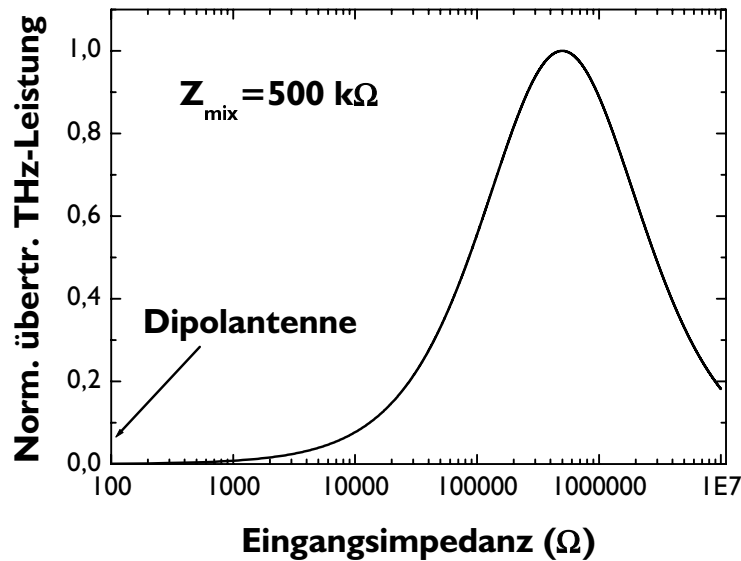


Abbildung 5.52.: Normierte Leistungsübertragung vom Photoschalter auf die Antenne.

einen kann die Impedanz des Photoschalters gesenkt werden, indem z.B. verzahnte MSM-Fingerstrukturen verwendet werden und so die Leitfähigkeit erhöht wird. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass gleichzeitig auch die Kapazität des Photoschalters größer wird (s.u.). Die Alternative ist, die Eingangsimpedanz der Antenne durch neue Antennen-Designs zu erhöhen. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Anpassung an den Wellenwiderstand des Vakuums nicht verändert wird (sonst würde der mit der Anpassung der Eingangsimpedanz erzielte Vorteil zunichte gemacht). Ein mögliches derartiges Design ist eine aktive Dipolantenne mit zwei oder mehreren sie umgebenden passiven Direktoren (sog. Yagi-Antenne). Solch eine Konfiguration erreicht immerhin Impedanzen bis zu 2 kΩ [186], so dass eine Erhöhung der abgestrahlten THz-Leistung um einen Faktor 10 erzielt werden kann.

Zur weiteren Optimierung der an der Antenne umgesetzten Wirkleistung muss die Kapazität des Photoschalters möglichst klein sein oder kompensiert werden. Die verwendeten flächigen Photoschalter haben eine Kapazität < 100 aF, erfüllen also die Forderung sehr gut. Möchte man hingegen zur Steigerung der Leitfähigkeit eine MSM-Fingerstruktur verwenden, so muss der Anstieg in der Leitfähigkeit gegen die ebenfalls steigende Kapazität abgewogen werden. Eine Kompensation der Kapazität des Photoschalters kann mit Hilfe einer Induktivität mit gleichem Betrag des Wechselstromwiderstands oder alternativ auch mit Hilfe einer sogenannten Anpassungsleitung zwischen Photoschalter und Antenne geschehen (siehe hierzu [61] und [190]).

Neben dem grundsätzlichen Problem der Impedanzanpassung ist natürlich auch der

Frequenzgang der verwendeten Antenne, so wie er in Kapitel 5.7 gemessen wurde, von entscheidender Bedeutung. Je schmalbandiger die Resonanzkurve der Antenne ist, desto höher ist die von ihr emittierte Leistung. Sollen für eine Anwendung, z.B. für Lokaloszillatoren in der Radioastronomie, für diskrete Zielfrequenzen möglichst hohe Leistungen zur Verfügung gestellt werden, so ist eine Antenne mit einer möglichst scharfen Resonanz zu wählen. Für andere Anwendungen, z.B. in der THz-Bildgebung, ist hingegen eher eine möglichst breite Abstimmbarkeit der Quelle und des Detektors gefordert. Hier muss dann auf breitbandige Elemente zurückgegriffen werden.

6. Photokonduktive Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung

Im Rahmen dieses Kapitels wird zunächst das Konzept der kohärenten photokonduktiven Detektion von Dauerstrich-THz-Strahlung erläutert. Anschließend werden die physikalischen Grundlagen des Detektors beschrieben (6.1). Ausgehend von den vorhergehend vorgestellten Arbeiten zum Zweifarben-Ti:Saphir-Laser und zu den Photomischern wird in den darauf folgenden Kapiteln der experimentelle Aufbau des photokonduktiven Dauerstrich-THz-Systems beschrieben (Kap. 6.2) und das System anhand von Messungen charakterisiert (Kap. 6.3). Dabei stehen die THz-Leistung (Kap. 6.3.1), die THz-Linienbreite (Kap. 6.3.2) und die Rauschcharakteristik (Kap. 6.3.3) im Vordergrund. Im Anschluss wird die Sensitivität des photokonduktiven Detektors (Kap. 6.4) behandelt und eine Strategie zur Auswahl des optimalen photokonduktiven Detektors beschrieben (Kap. 6.5).

6.1. Kohärente photokonduktive Detektion

In der Radio- und Hochfrequenztechnik sind Detektionsverfahren, die das zu empfangende Signal mit dem eines lokalen Oszillators (LO) ähnlicher Frequenz räumlich überlagern und dann mischen, seit langem gebräuchlich. Diese sogenannten Heterodynverfahren benötigen ein Mischerelement, das ein elektrisches Signal mit der Differenzfrequenz (auch Mittenfrequenz¹ genannt) zwischen LO und Signal generiert [84]. Das generierte Signal liegt dann in einem elektronisch leicht handhabbaren Frequenzbereich. Sind Amplitude und Frequenz des LO hinreichend genau bekannt und stabil, so enthält das Differenzsignal die gesamte Information über das Amplitudenspektrum des detektierten Signals. Im Gegensatz zu direkten Detektionsverfahren erlauben Heterodynverfahren so die Bestimmung der Signalfrequenz und sind extrem frequenzselektiv. Das Mischerelement für die Heterodyndetektion muss nichtlineare Eigenschaften besitzen, d.h. im allgemeinen eine nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie. Infrage kommen daher alle Arten von Dioden, z.B. Schottky-Dioden, und Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS) Kontakte für Frequenzen < 1 THz und Hot-Electron-Bolometer (HEB) für Frequenzen > 1 THz.

Die in dieser Arbeit zur Detektion verwendeten Mischerelemente bestehen, genau wie die zur Generation verwendeten Elemente, aus einem schnellen Photoschalter und einer Antenne zum Empfang der THz-Welle. Das Mischerelement wird ohne äußere Vorspannung gleichzeitig mit dem THz-Signal (Antenne) und einem Teil des, zuvor schon zur THz-Generation verwendeten, optischen Schwebungssignals (Photoschalter) beleuchtet. Im Ge-

¹im Englischen: *intermediate frequency (IF)*

gensatz zur herkömmlichen Heterodyndetektion wird das einfallende THz-Signal anstatt mit dem Signal eines separaten LO mit der Ladungsträgermodulation im Photoschalter gemischt. Das Prinzip der kohärenten photokonduktiven Detektion ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt. Sowohl die Modulation des elektrischen Feldes der einfallenden

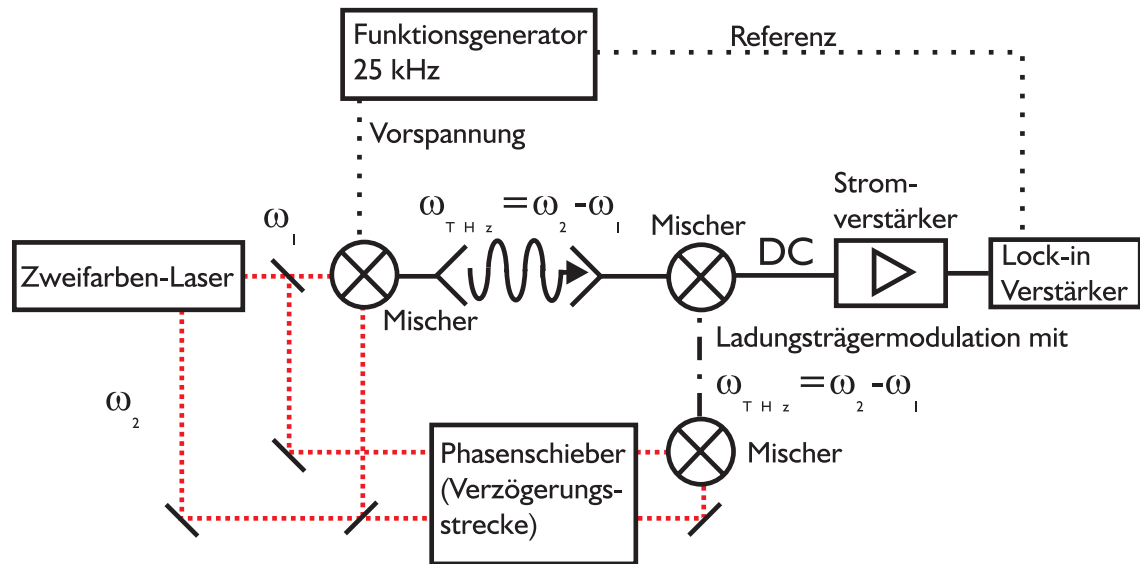


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems (Homodynsystem).

THz-Welle als auch die Ladungsträgermodulation im Photomischer besitzen aufgrund ihrer Abstammung vom gleichen optischen Schwebungssignal exakt die gleiche THz-Frequenz. Daher wird dieses Detektionsverfahren auch als *Homodyn*detektion bezeichnet. Gemessen wird der im Mischerelement generierte Photostrom. Dabei besteht der Photostrom aus den Ladungsträgern, die optisch generiert werden und im elektrischen Feld der einfallenden THz-Welle fließen. Es ist hervorzuheben, dass der gemessene Strom proportional zum einfallenden elektrischen THz-Feld ist und nicht zur THz-Leistung.

In den nachfolgenden Kapiteln wird analog zum Aufbau des Kapitels 5.2 zunächst die Erzeugung des Photostroms in dem als Detektor verwendeten Photoschalter beschrieben. Es folgt eine kurze Behandlung der Antennen und eine Definition der Sensitivität der Detektoren.

6.1.1. Photostromerzeugung im Detektor

Zur genaueren Beschreibung des kohärenten Detektionsprozesses in einem Photomischer betrachtet man zunächst die in den Gleichungen 5.20 und 5.22 gegebenen generellen Ausdrücke für den Gleich- und Wechselstromanteil des in einem Photoschalter generierten

Stroms:

$$I_{photo,DC} = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau , \quad (6.1)$$

$$I_{photo,AC} = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{E_{bias} \cdot A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) . \quad (6.2)$$

Das durch die externe Vorspannung hervorgerufene elektrische Feld E_{bias} wird für die Beschreibung der Detektion durch das mit der THz-Frequenz modulierte, am Photoschalter angreifende, elektrische Feld $E_{THz,eff}$ der THz-Welle ersetzt:

$$E_{THz,eff}(t) = E_{0,THz,eff} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \psi) . \quad (6.3)$$

Die Größe $E_{0,THz,eff}$ bezeichnet die Amplitude des einfallenden elektrischen THz-Feldes und ψ seine Phase. Setzt man das THz-Feld in die obigen Gleichungen für den Photostrom ein, so erhält man

$$I_{photo,DC} = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] \cdot \tau \cdot E_{0,THz,eff} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \psi) , \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} I_{photo,AC} &= \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \\ &\quad \cdot E_{0,THz,eff} \cdot \sin(\omega_{THz} t + \psi) \cdot \sin(\omega_{THz} t + \varphi) \\ &= \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{A_I}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \\ &\quad \cdot E_{0,THz,eff} \cdot \frac{1}{2} (\cos(\Delta\phi) - \cos(2\omega_{THz} t + \psi + \varphi)) , \quad (6.5) \end{aligned}$$

wobei $\Delta\phi = \psi - \varphi$ die Phasendifferenz zwischen der Ladungsträgermodulation und dem elektrischen Feld der einfallenden THz-Welle ist. Da beide Phasen über die Abstammung von den gleichen Laserfrequenzen starr gekoppelt sind, ist ihre Differenz nur durch den Gangunterschied Δl zwischen THz-Welle und optischem THz-Schwebungssignal bis zum Detektor gegeben. Es gilt

$$\Delta\phi = \Delta l \cdot \frac{\omega_{THz}}{c} . \quad (6.6)$$

In beiden Teilen des Photostroms sind nun Wechselstromterme aufgrund der THz-Modulation des anliegenden elektrischen Feldes enthalten. Der ehemalige Gleichstromanteil $I_{photo,DC}$ ist mit der THz-Frequenz ω_{THz} moduliert, kann also mit herkömmlicher Messtechnik nicht detektiert werden. Ebenso der zweite Term des Wechselstromanteils $I_{photo,AC}$. Er ist mit $2\omega_{THz}$ moduliert. Übrig bleibt ein neuer Gleichstromanteil, im Folgenden mit

I_{Det} bezeichnet, der proportional zur Amplitude des elektrischen THz-Feldes $E_{0,THz}$ und zu $\cos(\Delta\phi)$ ist:

$$I_{Det}(\Delta\phi) = \eta_e \cdot e \cdot (\mu_e + \mu_h) \cdot \frac{A_I}{V \cdot \hbar\omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2\omega_{THz}^2}} \cdot E_{0,THz,eff} \cdot \frac{1}{2} \cos(\Delta\phi) \quad (6.7)$$

$$= I_{0,Det} \cdot \cos(\Delta\phi) , \quad (6.8)$$

wobei $I_{0,Det}$ die Amplitude des im Photoschalter generierten Stroms ist.

Der Prozess der kohärenten photokonduktiven THz-Detektion nutzt also zwei Nichtlinearitäten aus. Zum einen wird das optische Schwebungssignal in eine Ladungsträgermodulation mit der Differenzfrequenz umgewandelt, zum anderen ist der generierte Photostrom proportional zum Produkt aus Ladungsträgermodulation und Feldmodulation. Misst man den Photostrom I_{Det} gegen die Variation der Phasendifferenz $\Delta\phi$, bzw. des Gangunterschieds, so kann man die THz-Frequenz mit Gleichung 6.6 direkt bestimmen.

6.1.2. Antennen und Anpassung

Aufgrund des Reziprozitätstheorems [190] sind die in Kapitel 5.3 über die Antennen getroffenen Aussagen bezüglich ihrer Charakteristiken für die Detektoren ebenso gültig wie für die zur Generation verwendeten Mischerelemente. Der Frequenzgang der Antenne beeinflusst die Ankopplung des Detektorelements an das einfallende elektrische THz-Feld $E_{THz}(t)$. Antennen, die eine hohe Abstrahlungseffizienz bei einer bestimmten Frequenz aufweisen, dafür aber schmalbandig sind, können ebenso als effiziente schmalbandige Detektorantennen bei der gleichen Frequenz verwendet werden.

Neben der Ankopplung der Antenne an die Umgebung, ist es nun wieder notwendig, die Kopplung des eingestrahnten THz-Feldes an den Photoschalter zu beschreiben. In Abbildung 6.2 wurde dazu zunächst ein einfaches Ersatzschaltbild entworfen, dass die Hochfrequenz-Kopplung zwischen Antenne und Photoschalter beschreibt. Die Antenne mit dem einfallenden elektrischen THz-Feld kann als ideale Hochfrequenz-Spannungsquelle mit in Reihe geschalteter Innenimpedanz Z_{in} (diese ist gleich der Eingangsimpedanz der Antenne) beschrieben werden. Ebenfalls in Reihe geschaltet ist dann die Impedanz des Photoschalters Z_{mix} ². Der im Photoschalter des Detektors generierte Photostrom (Glg. 6.7) ist proportional zur Amplitude des angreifenden elektrischen THz-Feldes und damit zur am Photoschalter anliegenden Spannungsamplitude. Der im Photoschalter generierte DC-Strom wird idealerweise leistungsfrei gemessen, d.h. sowohl der Widerstand der Zuleitungen als auch der Innenwiderstand des Messgeräts sollten vernachlässigbar sein. Bei Verwendung eines Lock-in-Verstärkers (Stromeingang) erfolgt die Messung des Stromes in sehr guter

²Das so beschriebene Ersatzschaltbild ist äquivalent zur Parallelschaltung einer idealen Stromquelle und zwei Impedanzen (vgl. Abb. 5.14).

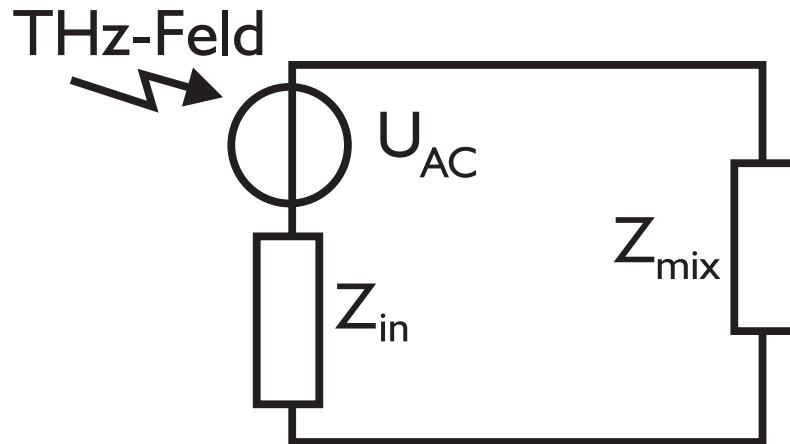


Abbildung 6.2.: Ersatzschaltbild zur Beschreibung der Ankopplung des einfallenden THz-Feldes an den Photoschalter.

Näherung leistungsfrei [216]. Der generierte DC-Strom kann nun optimiert werden, indem der Spannungsabfall über Z_{in} möglichst groß gewählt wird. Wird ein Photoschalter verwendet, dessen Kapazität kompensiert oder wie bei den nachfolgend verwendeten flächigen Photoschaltern vernachlässigbar ist, so liegt für den Fall dass $R_{mix} \gg R_{in}$ das gesamte einfallende elektrische THz-Feld E_{THz} am Photoschalter an. Dies ist für die verwendeten Antennen und Photoschalter der Fall. Es gilt $E_{0,THz,eff} = E_{0,THz}$.

Deutlich komplizierter wird die Betrachtung, wenn die Messung des DC-Stroms nicht leistungsfrei erfolgt. Unter diesen Umständen muss das Mischen der generierten DC-Spannung mit der Ladungsträgermodulation im Photoschalter („Rückmischen“) berücksichtigt werden. Die Maximierung des messbaren Stroms verlangt dann eine Anpassung der Impedanzen von Antenne, Photoschalter und Messgerät (incl. Zuleitung)!

6.1.3. Sensitivität der Detektoren

Da mit dem photokonduktiven Detektor das elektrische Feld der einfallende THz-Welle gemessen wird, muss auch die Sensitivität proportional zum Verhältnis aus den Amplituden des detektierten Stroms $I_{0,Det}$ und des einfallenden elektrischen THz-Feldes $E_{0,THz}$ sein. Der Quotient wird auf die optische Leistung (unter der Voraussetzung, dass $P_1 = P_2 = P$) normiert, um die Sensitivität zu definieren:

$$S := \frac{I_{0,Det}}{E_{0,THz} \cdot P} \quad (6.9)$$

Die Sensitivität der Detektoren ist maßgeblich von der THz-Frequenz, den Eigenschaften des für den Photoschalter verwendeten LT-GaAs und von der Antennenstruktur beeinflusst.

6.2. Experimenteller Aufbau des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems

Der experimentelle Aufbau des kohärenten photokonduktiven Dauerstrich-THz-Systems ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Zur Erzeugung der beiden optischen Frequenzen wird der

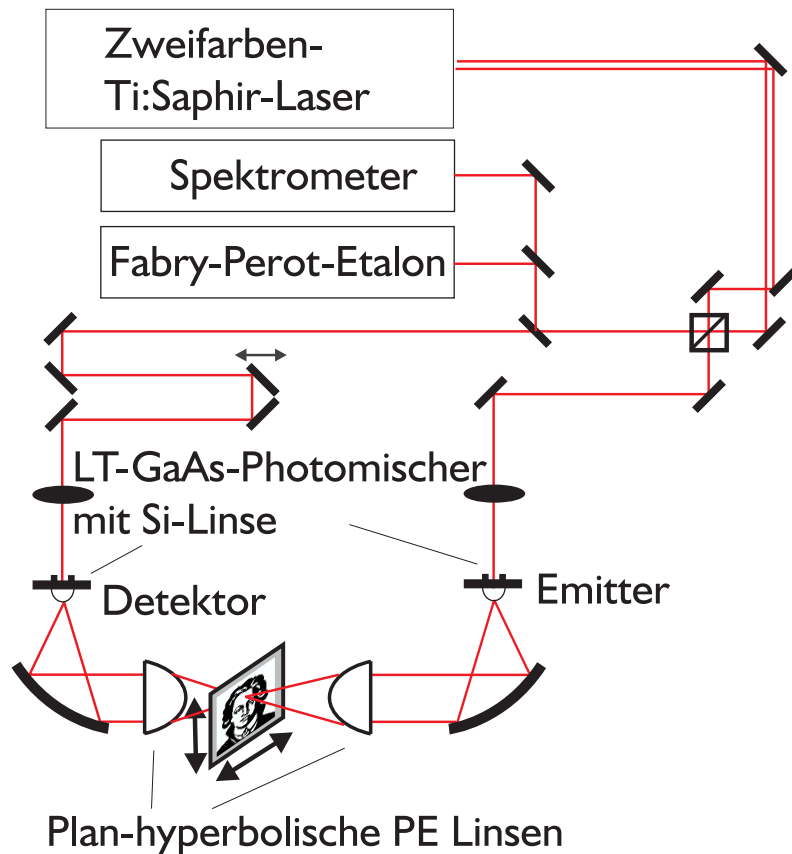


Abbildung 6.3.: Experimenteller Aufbau des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems.

in Kapitel 4.5 beschriebene Zweifarben-Ti:Saphir-Ringlaser verwendet. Der Laser wird unidirektional und einmodig betrieben. In einen der beiden optischen Strahlen kann ein variabler Intensitätsabschwächer eingefügt werden, um die beiden optischen Leistungen abgleichen zu können. Da die beiden Farben wie zuvor beschrieben nicht kollinear erzeugt werden, müssen sie zunächst in einem 50:50-Strahlteilerwürfel räumlich überlagert werden. In den beiden Ausgängen des Strahlteilers erhält man jeweils ein Schwebungssignal, dessen Intensität mit der Differenzfrequenz der beiden Farben moduliert ist. Der Strahlteiler definiert den Referenzpunkt, von dem aus der optische Wegunterschied zwischen Emittter- und Detektorstrahlpfad berechnet wird. Bis zum Detektor sollten die beiden Strahlpfade idealerweise gleich lang sein. Für den Emittterstrahlpfad ist hier der optische Weg zuzüglich des THz-Weges zu rechnen. Eines der beiden entstehenden Schwebungssignale wird

direkt auf den als Emitter verwendeten Photomischer geleitet. Aus dem zweiten Strahlpfad werden 10 % der Intensität herausgespiegelt. Dieser Teil des Strahls wird zur Bestimmung der Wellenlängen, bzw. der Differenzfrequenz in das Spektrometer sowie zur Überwachung der Modenstruktur des Lasers (siehe Kap. 4.2) in das Fabry-Perot-Etalon eingekoppelt. Der größte Teil des Strahls wird weiter über eine computergesteuerte optische Verzögerungsstrecke auf den Detektor geleitet. Zum Fokussieren auf die Photomischer wird je eine breitbandig antireflexbeschichtete Linse mit 25 mm Brennweite verwendet. Sowohl für den Emitter als auch für den Detektor werden max. 110 mW optische Leistung vor der Linse gemessen. Der Emitter wird mit einem 25-kHz-Rechtecksignal³ mit $\pm 12,5$ V vorgespannt. Diese Modulation erlaubt die Verwendung eines Lock-in-Verstärkers (Modell der Fa. EG&G). Verwendet man stattdessen einen mechanischen oder optoelektronischen Modulator, so werden Reflexe, z.B. vom Photomischer, moduliert in den Laserresonator zurückgekoppelt und können so zu einem erhöhten Rauschen den Lasers führen. Die hohe Modulationsfrequenz ermöglicht darüber hinaus eine Reduzierung des $1/f$ -Rauschens des Systems.

Die räumliche Überlagerung der beiden Farben mit Hilfe des Strahlteilers ist eine der kritischen und für den Betrieb des Gesamtsystems entscheidenden experimentellen Aufgaben. Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Experimenten müssen sich die beiden Farben nicht nur auf einem Mischer, sondern auf zwei Mischern an unterschiedlichen Orten perfekt überlagern. Zunächst werden die beiden Farben mit Hilfe zweier im Detektorstrahlpfad befindlicher Irisblenden nach Augenmaß aufeinandergelegt (dies garantiert außerdem die Parallelität der Strahlachse mit der Translationsrichtung der optischen Verzögerungsstrecke). Diese im allgemeinen recht gute Justierung reicht jedoch nicht aus, um bei gleicher optischer Leistung der beiden Farben auch gleiche Photoströme (zum Einjustieren der Strahlen werden die Photomischer mit einer Gleichspannung von 15 V betrieben) auf den Mischern zu erzielen. Daher wird nun zunächst der Photostrom des Emitters für eine der beiden Farben mit Hilfe der x-y-z-Mechanik der Linse optimiert. Der Photostrom für die zweite Farbe wird dann mit Hilfe der beiden entsprechenden Spiegel vor dem Strahlteilerwürfel maximiert. Es ist darauf zu achten, dass auch die zweite Farbe nach dem Optimieren des Photostroms weiterhin (nach Augenmaß) zentrisch durch die Irisblenden verläuft. Abschließend ist der Photostrom des Detektors durch Nachjustieren der zugehörigen fokussierenden optischen Linse zu optimieren.

Die im Emitter erzeugte THz-Strahlung wird mit Hilfe einer hemisphärischen Substratlinse aus Silizium mit 2 mm Durchmesser (siehe Kap. 5.5) aus dem Substrat des Mischers ausgekoppelt. Die Siliziumlinse wird zur besseren Brechungsindexanpassung mit Silikon-Vakuumpfett auf dem Substrat befestigt. Mit Hilfe einer x-y-Kinematik lässt sich die Linse auf dem Substrat verschieben und somit justieren. Die divergente THz-Strahlung wird von einem off-axis Parabolspiegel mit einem off-axis-Abstand von 15,24 cm aufgefangen, kollimiert und im rechten Winkel abgelenkt. Der kollimierte Strahl wird mit einer plan-

³Bei Verwendung eines sinusförmigen Signals fällt die Amplitude um ca. einen Faktor zwei ab.

Antenne	Dipol- länge [μm]	Photo- schalter [μm^2]	Metal- lisierung [nm]	Materialbez., T_G, T_A, t_A [$^\circ\text{C}, ^\circ\text{C}, \text{Min.}$]	τ [ps]	Dicke LT-GaAs [μm]	Substrat Dicke [μm]
<u>Emitter</u> Ant 024	50	5×10	Ti/Au 20/100	Wien G 420 270, 600, 5	1,2	2	GaAs 508
<u>Detektor</u> Ant 017	50	5×10	Ti/Au 20/100	Wien G 419 200, 600, 5	0,345	2	GaAs 508

Tabelle 6.1.: Übersicht über die im kohärenten THz-System verwendeten Photomischer.

hyperbolischen Linse aus Polyäthylen mit 20 mm Brennweite fokussiert (Details zur Linse finden sich im folgenden Kapitel). Die folgenden Optiken im THz-Strahlpfad einschließlich der Siliziumlinse sind in umgekehrter Reihenfolge dieselben wie auf der Seite des Emitters und dienen dazu, die Strahlung auf den Detektor zu fokussieren.

Die Justierung der parabolischen Spiegel im THz-Strahlpfad erweist sich als weitere experimentelle Herausforderung, da geringe Abbildungsfehler direkt zu einem Verlust an THz-Signal führen und somit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Systems verschlechtern. Zum Justieren des Aufbaus wird der THz-Emitter durch ein Papier im Brennpunkt der optischen Linse ersetzt. Das am Papier gestreute Licht simuliert eine Punktlichtquelle, wie man sie idealisiert für den Photomischer annehmen kann. Wichtig ist es nun, den ersten off-axis-Parabolspiegel so zu justieren, dass er das divergent auftreffende Licht optimal kollimiert. Der austretende Strahl muss über mehrere Meter hinweg auf kreisrunde Form und konstanten Durchmesser hin überprüft werden. Erst dann kann der zweite Paraboloid justiert werden, so dass er eine fehlerfreie Abbildung auf die Siliziumlinse des Detektors ermöglicht. Abschließend muss der Detektor durch ein Papier ersetzt und der Strahlpfad in umgekehrter Richtung kontrolliert werden. Nimmt man nun Emitter, Detektor und Papier aus dem Strahlpfad, so müssen die optischen Strahlen von beiden Seiten so durch den Aufbau laufen, dass sie, den THz Strahlpfad verlassend, hinter den optischen Linsen in umgekehrter Richtung kollinear zueinander verlaufen.

Sowohl für den Emitter als auch für den Detektor werden H-Dipolantennen mit einem flächigen Photoschalter verwendet (siehe Abb. 5.23). Beide Antennen haben eine Dipollänge von $50 \mu\text{m}$ und der Photoschalter hat eine Fläche von $5 \times 10 \mu\text{m}^2$. Die Eigenschaften der beiden verwendeten Photomischer sind im einzelnen in Tabelle 6.1 angegeben. Die gemessenen Photoströme betragen bei 15 V Vorspannung typischerweise $210 \mu\text{A}$ (110 mW optische Leistung) für den Emitter und $200 \mu\text{A}$ (90 mW optische Leistung) für den Detektor. Es ist darauf zu achten, dass die Antennen des Emitters und des Detektors parallel zueinander stehen, da die emittierte THz-Strahlung parallel zur Emitterantenne linear polarisiert ist.

Während einer Messung wird die optische Verzögerungsstrecke variiert und der Strom

im THz-Detektor wird direkt mit Hilfe des Strom-Spannungsverstärkers am Eingang des Lock-in-Verstärkers gemessen. Die Integrationszeiten betragen zwischen 20 ms und 100 ms. Der Detektor wird dabei ohne Vorspannung betrieben. Die gemessenen Ströme sind maximal 1 nA groß.

6.2.1. Polyäthylen-Linsen

Der vom ersten off-axis-Parabolspiegel im Aufbau kollimierte THz-Strahl muss zur Erzeugung eines Bildes oder auch für spektroskopische Zwecke fokussiert werden. Dazu können prinzipiell off-axis-Parabolspiegel oder Linsen verwendet werden.

Zur Erzielung einer maximalen räumlichen Auflösung muss die THz-Strahlung so fokussiert werden, dass ein Brennpunkt mit geringer räumlicher Ausdehnung entsteht. Der THz-Strahl kann in erster Näherung als Gaußscher Strahl angenommen werden. Fokussiert man einen Gaußschen Strahl, so ist die Größe des Brennpunkts direkt proportional zur Blendenzahl⁴ [217]. Die Blendenzahl ist definiert als der Quotient aus der Brennweite f und dem Durchmesser D der effektiven Apertur des fokussierenden Elements (dies kann auch der Strahldurchmesser sein, falls dieser kleiner als der Durchmesser der Linse ist). Für den Radius w_2 des Strahls im Brennpunkt gilt dann:

$$w_2 = \frac{4\lambda \cdot f}{\pi D} . \quad (6.10)$$

Bei off-axis-Parabolspiegeln ist die Blendenzahl immer größer $\frac{1}{2}$, da ansonsten der Fokus innerhalb des Durchmessers des Spiegels liegt und Objekte, die in den Fokus gebracht werden müssen, den Strahl abschatten. Im Gegensatz zu den Spiegeln erlauben Linsen $f/D < \frac{1}{2}$. Für die im Aufbau verwendete Polyäthylen-Linse mit 6 cm Durchmesser und einer Brennweite von 2 cm beträgt die maximale Blendenzahl $\frac{1}{3}$. Ein weiterer Vorteil von Linsen ist, dass sie in ein System mit kollimiertem THz-Strahl einfach eingefügt werden können, ohne dass der gesamte THz-Strahlpfad neu aufgebaut werden muss. Grundsätzlich kann mit Hilfe einer Linse der Durchmesser des Brennpunkts immer weiter verkleinert werden, wenn die Brennweite immer weiter abnimmt.

Da im THz-System nur eine begrenzte Leistung zur Verfügung steht, müssen sphärische Aberrationen unbedingt vermieden werden, da sie zu einer nicht perfekten Abbildung des Emitters auf den Detektor führen. Hinzu kommt, dass sphärische Aberrationen die räumliche Auflösung des Systems einschränken. Asphärische Linsen und Spiegel vermeiden die Aberrationen, die entstehen, wenn die brechenden oder spiegelnden Oberflächen von Kugelflächen gebildet werden. In Abbildung 6.4 a ist der THz-Strahlengang für zwei sphärische Linsen (7 cm Brennweite, 11 cm Abstand zwischen den planen Flächen) mit Hilfe eines Ray-Tracing-Verfahrens⁵ dargestellt. Die Entstehung unterschiedlicher Brennweiten nach der ersten Linse in Abhängigkeit vom Abstand der Strahlen von der optischen Achse ist zu

⁴auch f-Zahl, im Englischen: f-number

⁵Programm nach M. Thomson, Frankfurt.

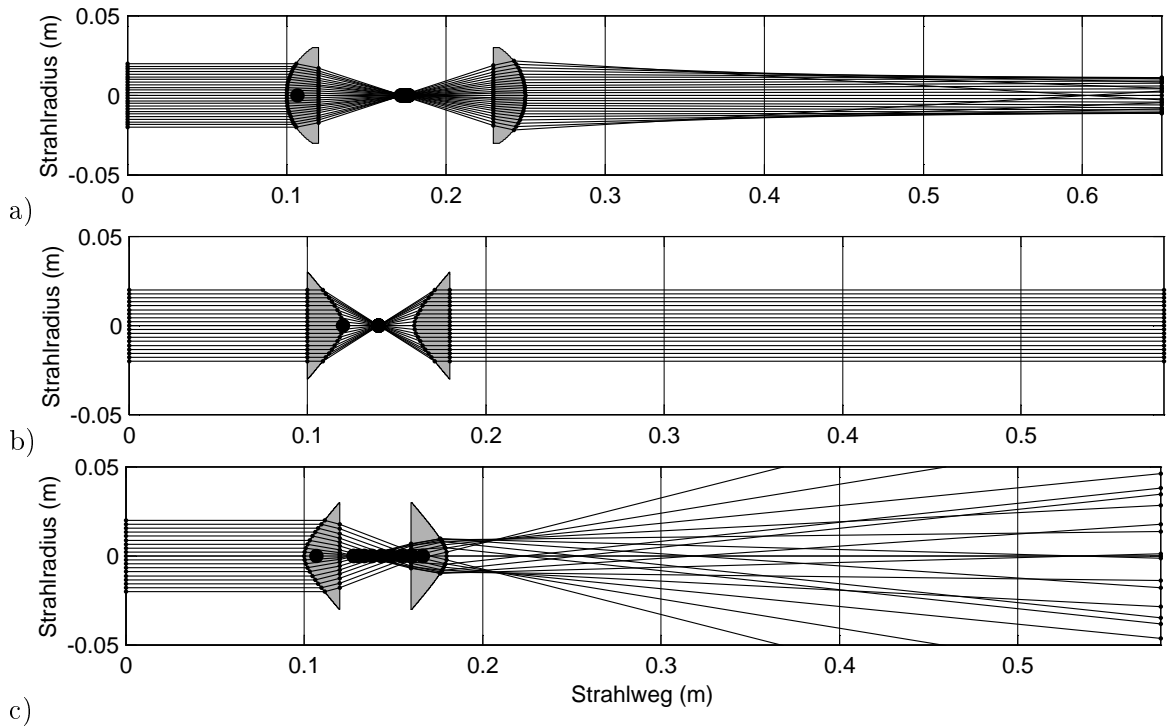


Abbildung 6.4.: Ray-Tracing a) zweier sphärischer Linsen, b) zweier hyperbolischer Linsen, c) zweier hyperbolischer Linsen mit umgekehrter Orientierung.

erkennen⁶. Nach der zweiten Linse ist der Strahlengang nicht kollimiert. Im allgemeinen gelten asphärische optische Linsen als schwierig herzustellen, da sie nicht mit den herkömmlichen Methoden auf die geforderten optischen Genauigkeiten ($\lambda/4$ bis $\lambda/10$) poliert werden können [140]. Für die Wellenlängen des THz-Frequenzbereichs jedoch sind die notwendigen Genauigkeiten für beliebige Flächen mit modernen Drehbänken leicht zu erreichen. Zum Fokussieren eines kollimierten, d.h. parallelen Strahls ohne sphärische Aberrationen muss eine plan-hyperbolische Linse verwendet werden [140]. Ein Ray-Tracing für zwei plan-hyperbolische Linsen (2 cm Brennweite, 4 cm Abstand) ist in Abbildung 6.4 b dargestellt. Die mit schwarzen Punkten markierten Foki der einzelnen Strahlen fallen aufeinander, ein einzelner Kreis ist zu erkennen. Nach der zweiten Linse sind die Strahlen wieder perfekt kollimiert. Plan-sphärische Linsen werden zur Minimierung der sphärischen Aberrationen immer mit der gewölbten Seite zuerst in den Strahlengang eingefügt, da dann die notwendige Brechung des Elements auf zwei Flächen verteilt wird. Hyperbolische Linsen jedoch sind so gerechnet, dass sie mit der planen Seite zuerst in den Strahlengang eingefügt werden müssen. Andernfalls kommt es zu den in Abbildung 6.4 c gezeigten Abbildungsfehlern.

⁶Die Brennpunkte der einzelnen Strahlen wurden durch Punkte markiert, die in der Abbildung a) ein Oval bilden, da sie nicht aufeinander fallen.

Für eine plan-hyperbolischen Linse mit Brennweite f_f gilt

$$\begin{aligned} a &= \frac{f_f}{n+1}, \\ b &= a \cdot \sqrt{n^2 - 1}, \end{aligned} \quad (6.11)$$

wobei a und b die große, respektive die kleine Hauptachse der Hyperbel sind. Die Größe n ist der Brechungsindex des Linsenmaterials. Ein weiterer Vorteil der plan-hyperbolischen Linsen ist, dass ihre eine Hauptebene mit dem Apex der Linse zusammenfällt. Dadurch wird die Justierung wesentlich erleichtert, da sich die Brennweite einfach abmessen lässt.

Die verwendeten plan-hyperbolischen Linsen wurden auf einer CNC-Drehbank aus hochverdichtetem Polyäthylen gedreht. Die Maschine wird dabei mit Vortriebschrittweiten von $30 \mu\text{m}$ gefahren, was einer Oberflächenrauigkeit von $\lambda/10$ bei 1 THz entspricht. Bei dem verwendeten Polyäthylen handelt es sich um das Material PE-HMG 1000 der Firma *Simona* mit einer Dichte von $0,94 \text{ g/cm}^3$. Dieses Material wird auch als hochverdichtetes Polyäthylen (kurz HDPE) bezeichnet. Der mit einem gepulsten THz-Spektroskopiesystem gemessene Verlauf des Brechungsindex ist in Abbildung 6.5 aufgetragen⁷. Im interessanten Spektralbereich ist das Material fast vollständig dispersionslos. Die Verluste des Ma-

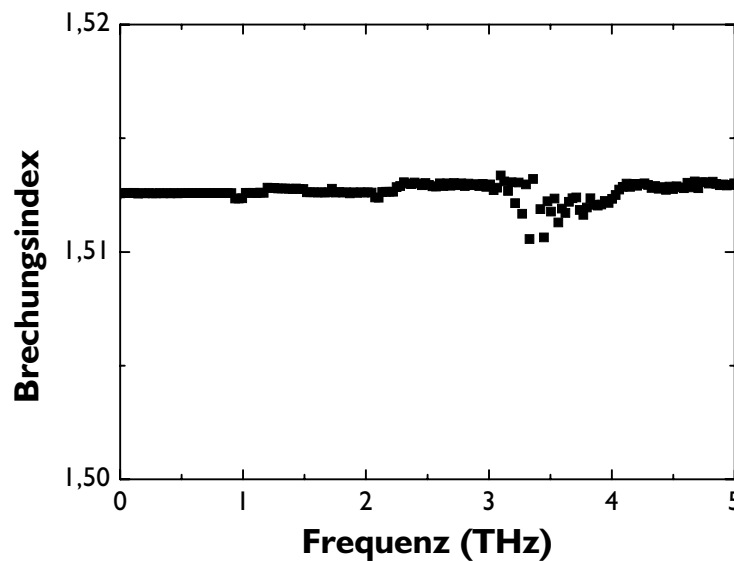


Abbildung 6.5.: Verlauf des Brechungsindex von hochverdichtetem Polyethylen (PE-HMG 1000, Fa. *Simona*) aufgetragen gegen die THz Frequenz.

terials sind im gesamten THz-Frequenzbereich vernachlässigbar. Bei 1 THz beträgt der

⁷Messung durchgeführt in Frankfurt von K. Rönnburg.

Brechungsindex ungefähr 1,513. Bei optimaler Justierung ergibt sich für beide Linsen zusammen eine Einfügedämpfung von ca. 20% bezogen auf die gemessene Amplitude des elektrischen THz-Feldes ohne Linsen. Als nachteilig bei der Justierung erweist sich, dass HDPE im optischen Wellenlängenbereich nicht transparent ist und daher nicht, wie die Spiegel, eine hilfsweise Justierung mit optischen Wellenlängen erlaubt.

6.3. Charakterisierung des Systems

Für die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebene experimentelle Charakterisierung des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems wurde, soweit nicht anders beschrieben, immer der vom elektrischen THz-Feld hervorgerufene Strom in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung (Laufzeitunterschied aufgrund der optischen Verzögerungsstrecke) zwischen Emittor und Detektor gemessen. In Abbildung 6.6 ist eine solche Messung abgebildet. Die Messung

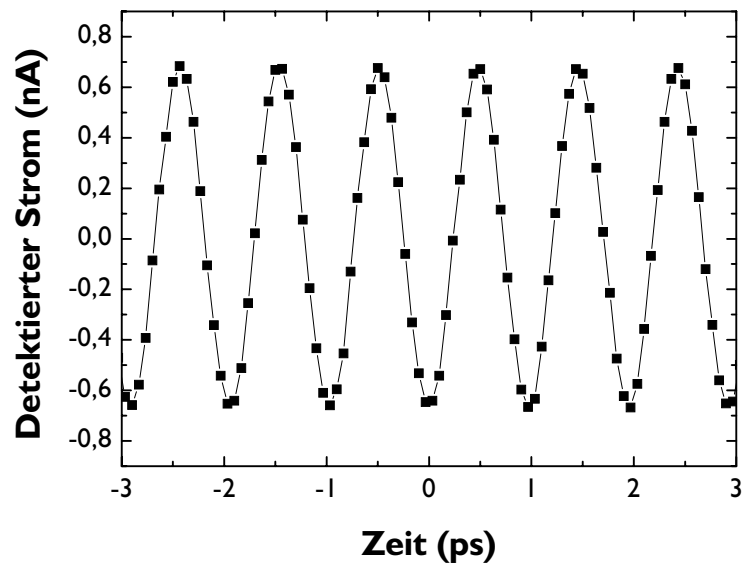


Abbildung 6.6.: Detektierter Strom bei 1,02 THz in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung zwischen Emittor und Detektor.

zeigt ein Signal bei 1,02 THz aufgetragen über 7 Perioden (Messung mit 100 ms Integrationszeit). Nachfolgend werden nun aus dieser und ähnlichen Messungen Rückschlüsse auf die THz-Feldstärke bzw. -Leistung, die Sensitivität des photokonduktiven Detektors, die Linienbreite, die Abstimmbarkeit und das Rauschen des Systems gezogen. Die gemessenen Stromamplituden betragen maximal 1 nA und typischerweise 0,4 nA – 0,6 nA.

6.3.1. THz–Leistung

Löst man die Amplitude des detektierten Stroms $I_{0,Det}$ aus Gleichung 6.8 nach der Amplitude des treibenden elektrischen THz–Feldes auf und berücksichtigt, dass das am Photoschalter angreifende Feld gleich dem auf die Antenne einfallenden Feld ist ($E_{0,THz,eff} = E_{0,THz}$, vgl. Kap. 6.1.2), so ergibt sich:

$$E_{0,THz} = I_{0,Det} \cdot \frac{2 \cdot V}{\eta_e \cdot e \cdot A_I} \cdot \frac{\hbar \omega_{opt}}{\sqrt{m \cdot P_1 P_2}} \cdot \frac{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}}{(\mu_e + \mu_h) \cdot \tau} . \quad (6.12)$$

Da die Leistungen beider optischer Farben in guter Näherung gleich und ihre Polarisations Ebenen parallel sind, setzt man $P = P_1 = P_2$ und $m = 1$. Die Summe der Ladungsträgermobilitäten kann durch die zur Ladungsträgereinfangzeit τ gehörende effektive Mobilität $\mu_{eff}(\tau)$ (siehe Kap. 5.6.2) ersetzt werden. Setzt man ferner $\frac{V}{A_I} = d$, wobei d der Abstand der Elektroden des Photoschalters ist, so erhält man

$$E_{0,THz} = I_{0,Det} \cdot \frac{2 \cdot d}{\eta_e \cdot e} \cdot \frac{\hbar \omega_{opt}}{P} \cdot \frac{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}}{\mu_{eff}(\tau) \cdot \tau} . \quad (6.13)$$

Die in Gleichung 6.13 eingehende Stromamplitude $I_{0,Det}$ ist nach Kapitel 6.1.1 der Gleichstrom, der aufgrund des THz–Feldes und der Ladungsträgermodulation im Photoschalter generiert wird. Für die richtige Beschreibung der Strommessung muss nun ein weiteres Ersatzschaltbild herangezogen werden (Abb. 6.7). Der Photomischer wird als Gleichstrom-

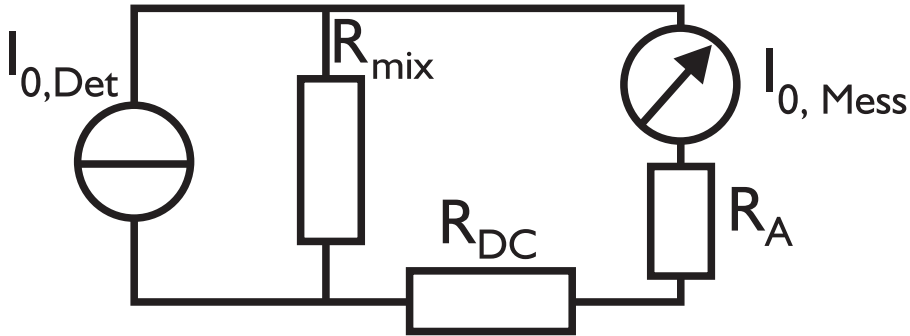


Abbildung 6.7.: Ersatzschaltbild für die Messung des Detektorgleichstroms.

quelle mit parallelem Innenwiderstand R_{mix} betrachtet. Parallel dazu sind der Ohmsche Widerstand (DC) der Zuleitung R_{DC} und das Strommessgerät mit seinem Innenwiderstand R_A geschaltet. Es gilt

$$I_{0, Mess} = \frac{I_{0, Det}}{R_A + R_{DC}} \cdot \left(\frac{1}{R_{mix}} + \frac{1}{R_{DC} + R_A} \right)^{-1} . \quad (6.14)$$

Für die verwendeten Photoschalter gilt $R_{mix} \gg R_{DC}$ und $R_{mix} \gg R_{DC}$. Somit lässt sich Gleichung 6.14 vereinfachen zu

$$I_{0,Mess} \approx I_{0,Det} . \quad (6.15)$$

Die für den verwendeten Photomischer und die durchgeführte Messung angenommenen Werte zur Abschätzung des elektrischen THz-Feldes sind in Tabelle 6.2 angegeben. Die ex-

Variable	Größe	Wert
$I_{0,Mess}$	gemessener Strom (Maximum)	1 nA
ω_{opt}	optische Kreisfrequenz ($\lambda = 800$ nm)	2348 THz
ω_{THz}	THz-Kreisfrequenz ($\nu_{THz} = 1$ THz)	6,28 THz
P	optische Leistung jeder der beiden Farben	45 mW
η_e	extrinsische Quanteneffizienz	0,27
d	Abstand der Elektroden des Photoschalters	5 μ m
τ	Ladungsträgereinfangzeit	345 fs
$\mu_{eff}(\tau)$	Ladungsträgermobilität	1100 cm ² /Vs

Tabelle 6.2.: Zur Abschätzung des elektrischen THz-Feldes (Glg. 6.12) verwendete Werte.

trinsische Quanteneffizienz wird mit Hilfe der in Kapitel 5.5.1 beschriebenen Methode abgeschätzt. Die effektive Mobilität des photokonduktiven Schalters, so wie sie aus der Steigung der Photostromkurve bestimmt wurde, erscheint für die zuvor gemessene Ladungsträgerlebensdauer extrem hoch und übersteigt alle Werte, die sonst für LT-GaAs (< 500 cm²/Vs) gefunden wurden. Dies ist umso erstaunlicher, da für den gleichen Schalter zunächst eine niedrigere effektive Mobilität bestimmt wurde. Denkbar ist eine Veränderung des Photoschalters während der Betriebsdauer des Aufbaus. Erklärungsansätze hierfür könnte eine Reduktion der Streuzentren aufgrund thermischer Effekte (Ausheizung durch die optische Last) sein oder auch eine Veränderung der Metallisierung des photokonduktiven Schalters durch Elektromigration. Die Amplitude des elektrischen Feldes $E_{0,THz}$ beträgt 0,8 V/cm. Im Vergleich dazu beträgt die maximal gemessene elektrische Feldstärke in einem gepulsten THz-System basierend auf einem Ti:Saphir fs-Laser 95 V/cm (hier jedoch integral über alle Frequenzen).

Für die THz-Bestrahlungsstärke I (sie ist der zeitliche Mittelwert des Poynting-Vektors [140]) gilt

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2} E_{0,THz}^2 . \quad (6.16)$$

Setzt man das oben gegebene Feld ein, so ergibt sich eine Bestrahlungsstärke von $8,3 \frac{W}{m^2}$, oder bezogen auf den Brennpunkt, der die Antenne (55 μ m Länge) bei 1 THz in etwa voll ausleuchtet, eine detektierte THz-Leistung von ca. 20 nW. Dies entspricht bei 1,02 THz einem Photonenfluß von $3 \cdot 10^{13} s^{-1}$ bezogen auf die beleuchtete Fläche.

Im Vergleich dazu beträgt die höchste jemals mit einem (Wanderwellen-)Photomischer erreichte Dauerstrich-THz-Leistung 1 μ W [64]. Die mit dem Dauerstrich-System gemessene THz-Leistung ist um ca. einen Faktor 2000 kleiner als die höchste in einem gepulsten,

hochrepetierlichen System integral über alle Frequenzen gemessenen Leistung ($40 \mu\text{W}$ [92]). Betrachtet man jedoch die spektrale Leistungsdichte des gepulsten Systems bezogen auf die Linienbreite des Dauerstrich-Systems von ca. 100 MHz (siehe Kap. 6.3.2), so erhält man einen Wert von $\ll 1 \text{nW}/100 \text{MHz}$. Vereinfachend wird für die Abschätzung angenommen, dass die gepulste THz-Leistung über eine Bandbreite von 6 THz konstant ist. Erwartungsgemäß liegt damit die spektrale Leistungsdichte des Dauerstrich-Systems mehr als eine Größenordnung über der eines gepulsten hochrepetierlichen Systems.

6.3.2. THz-Linienbreite und Abstimmbarkeit

Im Hinblick auf spektroskopische Anwendungen ist die Linienbreite der emittierten THz-Strahlung von besonderer Bedeutung, da sie letztendlich (neben der Abstimmbarkeit) die Frequenzauflösung des Systems bestimmt. Eine Möglichkeit, in einem System mit kohärenter Detektion die THz-Frequenz zu bestimmen, ist, das gemessene Amplitudensignal aus dem Zeitbereich mit Hilfe einer schnellen Fourier-Transformation⁸ in den Frequenzbereich zu transformieren. Dabei ist die Frequenzauflösung dieses Verfahrens, d.h. der Abstand zwischen zwei dargestellten Frequenzen, durch die Länge der optischen Verzögerungsstrecke und die maximal dargestellte Frequenz durch die Anzahl der gemessenen Punkte bestimmt. Die mit dem oben beschriebenen Aufbau maximal mögliche Verzögerung beträgt 600 ps. Daraus ergibt sich eine maximale Auflösung im Frequenzbild von 1,7 GHz, wobei sichergestellt ist, dass beim verwendeten FFT-Algorithmus⁹ die Frequenzauflösung als Kehrwert des Messbereichs der Zeitbereichsdaten gegeben ist. In Abbildung 6.8 ist die Fourier-Transformierte einer Messung über den gesamten Weg der Verzögerungsstrecke dargestellt. Die gemessene Linienbreite beträgt 2,5 GHz, liegt also etwas über der Auflösungsgrenze der Fourier-Transformation. Zu berücksichtigen ist, dass das der Fourier-Transformation zugrunde liegende Signal eine leichte Drift der Amplitude über den Messbereich hinweg aufweist. Dies und die Tatsache, dass das Signal mit einem Rauschen versehen ist, führt nach der Fourier-Transformation zu einer Verbreiterung der Linie in der Frequenzdarstellung. Es kann davon ausgegangen werden, dass die THz-Linienbreite des Systems unter der Frequenzauflösung der Messung von 1,7 GHz liegt.

Die Linienbreite der aus dem optischen Schwebungssignal generierten THz-Strahlung wird nach allen bisherigen Erkenntnissen von der Stabilität der beiden Farben relativ zueinander und von ihren Linienbreiten bestimmt. Verbreiternde Einflüsse durch den Photomischer sind nicht bekannt. Der unidirektionale Ringlaser hat eine Linienbreite von $\leq 100 \text{MHz}$ (FWHM) für jede der beiden Farben. Dies führt zu THz-Linienbreiten von $\leq 200 \text{MHz}$. Auf Zeitskalen, die in der Größenordnung der Dauer der Aufnahme eines THz-Bildes liegen, kann jede der beiden optischen Linien um bis $\pm 150 \text{MHz}$ (vgl. Kap. 4.5.2) driften. Daraus folgt, dass die Frequenzauflösung der THz-Linie auf ca. 600 MHz begrenzt ist.

⁸im Englischen: *fast fourier transformation*, kurz: FFT

⁹Programm: Origin

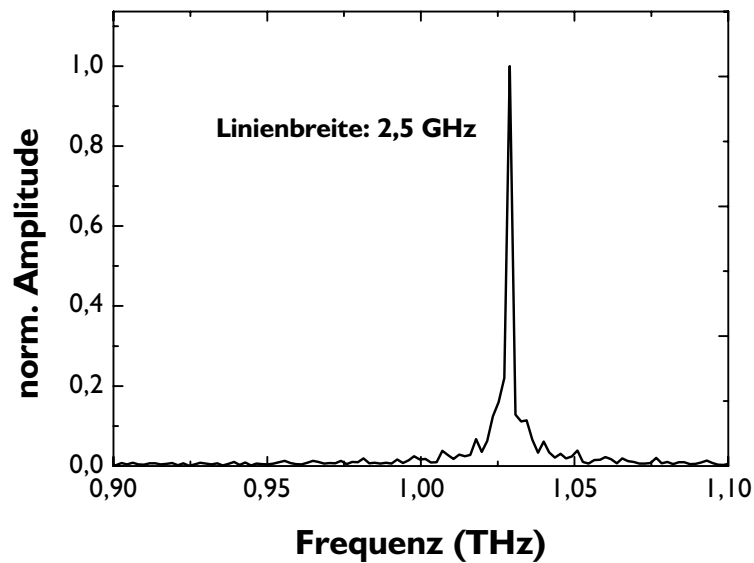


Abbildung 6.8.: Fourier-Transformierte einer Messung über die maximal mögliche Verzögerung von 600 ps.

Das System ermöglicht es, THz-Signale zwischen 200 GHz und 2 THz zu messen. Allerdings ist über 1,5 THz der dynamische Bereich (Kontrast) für die Bildgebung nicht mehr ausreichend.

6.3.3. Rauschen

Zunächst werden mit dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und dem dynamischen Bereich zwei Maße zur Charakterisierung des Rauschens des Systems definiert und Zahlenwerte für das System angegeben. Alle Definitionen und Werte werden zunächst auf die Messgröße, nämlich die Amplitude des elektrischen Stroms, bezogen. Eine Umrechnung in die allgemein üblichen Angaben bezogen auf die THz-Leistung wird gegeben. Der letzte Abschnitt beschäftigt sich dann eingehend mit der Analyse der Rauschquellen im System. Es werden Vorschläge zur Optimierung gemacht.

Zur quantitativen Beschreibung des Rauschens, d.h. der Schwankungen einer Messgröße um ihren Mittelwert, wird im Allgemeinen die Standardabweichung vom Mittelwert der Messgröße verwendet [218]. Die Standardabweichung wird im Zusammenhang mit Messun-

gen auch als RMS-Wert¹⁰ bezeichnet. Für den RMS-Wert des Stroms I gilt

$$I_{rms} = \sqrt{\sum_{j=1}^u \frac{(I_j - \bar{I})^2}{u}}, \quad (6.17)$$

wobei u hier die Anzahl der Messungen, I_j der Strom zur Messung j und \bar{I} der mittlere gemessene Strom ist.

Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis¹¹ wird für ein System als Quotient aus dem Mittelwert des Signals \bar{S} und der zugehörigen Standardabweichung σ definiert [219] (siehe hierzu auch Abb. 6.9):

$$SNR = \frac{\bar{S}}{\sigma}. \quad (6.18)$$

Für das mit Hilfe des photokonduktiven THz-Systems gemessene elektrische Feld bedeutet dies, dass zur Berechnung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, SNR_A , der Betrag der Amplitude $I_{0,Det}$ des gemessenen Photostroms über mehrere Perioden hinweg gemittelt und durch den zugehörigen RMS-Wert des Rauschens geteilt wird:

$$SNR_A = \frac{\overline{I_{0,Det}}}{I_{rms}}. \quad (6.19)$$

Zur Mittelung der Amplitude sind die Beträge der positiven und negativen Messwerte heranzuziehen. Die Oszillation um einen von Null verschiedenen Wert (off-set) ist außerdem zu berücksichtigen.

Häufig wird in der Literatur das SNR für die THz-Leistung (SNR_P) angegeben. Solange das Signal groß gegenüber den Signalschwankungen ist, gilt

$$SNR_P = \frac{1}{2} \cdot SNR_A. \quad (6.20)$$

Eine kurze Herleitung findet sich in Anhang D. Da das SNR von der Integrationszeit, bzw. der Detektionsbandbreite des Lock-in-Verstärkers abhängt, ist es notwendig, diese immer anzugeben, um einen aussagekräftigen Wert zu erhalten. Das SNR ist abhängig von der Signalstärke (siehe nachfolgender Abschnitt über Rauschquellen), daher sollte für Vergleiche immer das SNR für das maximale Signal angegeben werden.

Zieht man aus der in Abbildung 6.6 gezeigten Messung bei 1,02 THz sechs Perioden zur Berechnung des SNR heran, so ergibt sich für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bezogen auf die maximale Feldamplitude ein Wert von $SNR_A = 108 : 1$ oder bezogen auf die Leistung von $SNR_P = 54 : 1$. Die Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers beträgt

¹⁰ im Englischen: root-mean-square, kurz: RMS

¹¹ im Englischen: signal-to-noise ratio, kurz: SNR

100 ms. Dies entspricht bei einer Filtersteigung von 24 dB pro Oktave einer effektiven Detektionsbandbreite von 1,19 Hz [216]. Setzt man die Integrationszeit weiter herunter (d.h. die Detektionsbandbreite wird größer) um, wie für die Bildgebung gewünscht, die Messzeit pro Datenpunkt zu verringern, so wird auch das SNR schlechter. Die Anzahl der Perioden, die zur Berechnung des SNR herangezogen werden, hat ebenfalls einen Einfluss auf das SNR, da mit zunehmender Messzeit Langzeitinstabilitäten des Systems das SNR negativ beeinflussen.

Alternativ zur expliziten Angabe der verwendeten Detektionsbandbreite wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis häufig bezogen auf 1 Hz Bandbreite angegeben. D.h. die zuvor gefundenen Werte für das SNR_A müssen mit der Wurzel des Betrages der Detektionsbandbreite multipliziert werden, so dass gilt $SNR_A = 117 : 1$. Die Werte für das SNR_P hingegen müssen mit dem Betrag der Detektionsbandbreite multipliziert werden. Es gilt für das betrachtete System $SNR_P = 64 : 1$ bezogen auf eine Detektionsbandbreite von 1 Hz.

Dynamischer Bereich

In Bezug auf die Leistungsfähigkeit eines Systems ist das Verhältnis aus den Mittelwerten des maximalen Signals $\overline{S_{max}}$ und des kleinsten gerade noch detektierbaren Signals $\overline{S_{min}}$ von großer Bedeutung. Dieses Verhältnis wird als dynamischer Bereich¹² eines Systems bezeichnet:

$$DNR = \frac{\overline{S_{max}}}{\overline{S_{min}}} . \quad (6.21)$$

Der dynamische Bereich kann wieder sowohl für die Amplitude des elektrischen Feldes, DNR_A , als auch für die Leistung, DNR_P , angegeben werden. Es gilt

$$DNR_P = DNR_A^2 . \quad (6.22)$$

Aufgrund der nachfolgend beschriebenen Zusammensetzung des Rauschens aus einem der THz-Leistung proportionalen Anteil und einem konstanten additiven Anteil, kann der dynamische Bereich größer sein als das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei maximalem Signal. Zur besseren Unterscheidung des dynamischen Bereichs des Systems vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis sind beide Definitionen nochmals in Abbildung 6.9 schematisch dargestellt. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, muss auch für den dynamischen Bereich unbedingt wieder die Detektionsbandbreite der Messapparatur angegeben werden.

Zur Messung des dynamischen Bereichs des Systems muss das THz-Signal solange abgeschwächt werden, bis es gerade nicht mehr messbar ist. Dies kann mit Hilfe eines variablen Abschwächers geschehen, der jedoch für den THz-Frequenzbereich nur schwer zu realisieren ist. Die optische Leistung auf dem Emitter zu reduzieren ist eine weitere Möglichkeit, das Signal abzuschwächen, führt jedoch zu einem völlig falschen Ergebnis,

¹² *in Englischen:* dynamic range, kurz DNR

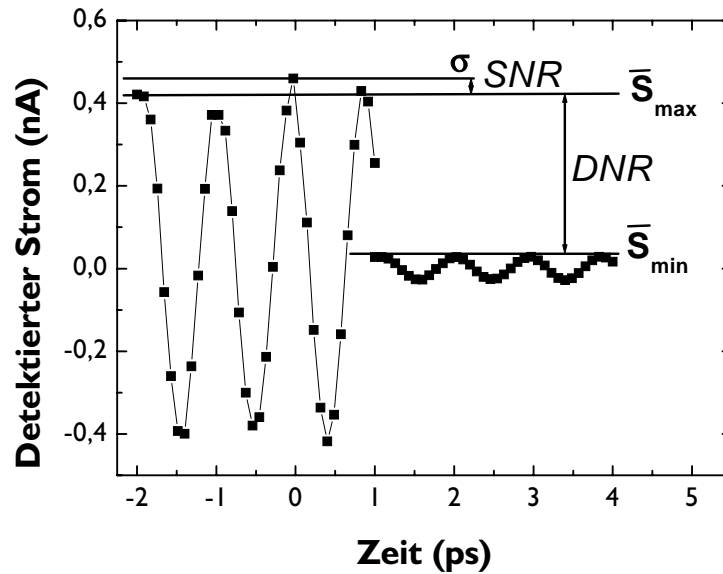


Abbildung 6.9.: Schematische Darstellung der Definition des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (SNR) und des dynamischen Bereichs (DNR).

da das Rauschen des Emitters von der optischen Leistung abhängt. Stattdessen wurde die Kante einer $30\ \mu\text{m}$ dicken Stahlfolie in den Brennpunkt des Strahlpfades geschoben und die relative Transmission gegen die Verschiebung der Kante gemessen. Das Ergebnis der Messung bei $1,1\ \text{THz}$ ist im Nebenbild von Abbildung 7.2 in Kapitel 7.1 logarithmisch dargestellt. Für jeden dargestellten Datenpunkt wurden zwei Perioden des THz-Signals mit jeweils 12 Punkten gemessen und die Amplitude durch Anpassung einer Sinusfunktion mit einer Frequenz von $1,02\ \text{THz}$ ermittelt. Nachteil dieser Methode zur Bestimmung des DNR ist, dass zusätzlich zu den Signalfluktuations durch das Rauschen Fluktuationen aufgrund von Beugungseffekten an der Stahlkante auftreten (siehe Kap. 7.2). Deutlich wird jedoch, dass das kleinste gerade noch messbare Signal in der Größenordnung des Rauschens des Systems bei blockiertem THz-Strahlpfad, $I_{rms}(\text{ohne THz})$, ist. Es gilt:

$$DNR_A \approx \frac{\overline{I_{0,max,Det}}}{I_{rms}(\text{ohne THz})}, \quad (6.23)$$

wobei $\overline{I_{0,max,Det}}$ die gemittelte maximale Stromamplitude ist. Zur Bestimmung des dynamischen Bereichs werden daher zwei Messungen, einmal mit offenem und einmal mit geschlossenem THz-Strahlpfad, herangezogen. Die Rauschmessung mit blockiertem THz-Strahlpfad ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Der dynamische Bereich kann direkt aus dem Mittelwert der maximalen Signalamplitude ($1\ \text{nA}$, s.o.) und der Standardabweichung des Rauschsignals aus Abbildung 6.10 bezogen auf seinen Mittelwert (durchgezogene Li-

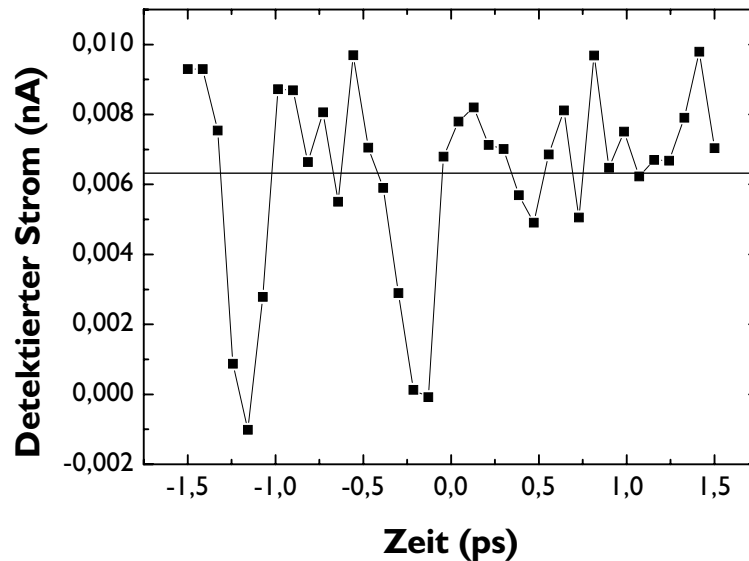


Abbildung 6.10.: Rauschsignal des beleuchteten photokonduktiven Detektors bei blockiertem THz-Strahlpfad.

nie) berechnet werden. Für DNR_A ergibt sich so ein Wert von $357 : 1$. Dies entspricht $DNR_P = 1,3 \cdot 10^5$. Die Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers beträgt wieder 100 ms (Detektionsbandbreite: 1,19 Hz). Wie im vorangegangenen Kapitel für das SNR beschrieben, lässt sich nun auch der DNR_A durch Multiplizieren mit dem Betrag der Wurzel der Detektionsbandbreite wieder bezogen auf 1 Hz Detektionsbandbreite angeben ($DNR_A = 389$). Für die Angabe des DNR_P muss hingegen wieder mit dem Betrag der Detektionsbandbreite multipliziert werden ($DNR_P = 1,55$). Auffällig ist weiterhin, dass der Mittelwert des Rauschens in Abbildung 6.10 von null verschieden ist (siehe Kap. 6.3.3).

Folgt man den Abschätzungen aus Kapitel 6.3.1, so hat das kleinste noch messbare Signal eine Leistung von ca. 0,15 pW.

Rauschquellen

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten mit dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und dem dynamischen Bereich zwei Maße für die Charakterisierung des Rauschens des Systems angegeben wurden, ist es für die Optimierung dieser Parameter notwendig, die Quellen für das Rauschen des Systems zu kennen. Im folgenden werden zunächst die drei grundlegenden elektrischen Rauschmechanismen beschrieben, die in den nachfolgend beschriebenen Experimenten die dominierenden Rauschquellen darstellen. Auf die optischen Rauschmechanismen wird an späterer Stelle im Text kurz eingegangen.

Thermisches Rauschen In jedem Widerstand, der auf einer endlichen Temperatur betrieben wird, kommt es aufgrund der thermischen Bewegung der Ladungsträger im Leiter zu statistischen Spannungsfuktuationen, deren Mittelwert bei 0 V liegt [218]. Die Verteilung der Spannung um die Null herum ist aufgrund der thermischen Ursache normalverteilt. Das thermische Rauschen wird in der Literatur nach seinen Entdeckern auch als Johnson- oder Nyquist-Rauschen bezeichnet. Das Rauschen der Spannung eines Widerstands R_N , der sich auf der absoluten Temperatur T befindet, ist gegeben durch [218]

$$U_{rms,therm} = \sqrt{4k_B T B R_N}, \quad (6.24)$$

wobei k_B die Boltzmannkonstante und B die Detektionsbandbreite ist. Misst man hingegen Ströme, so folgt mit dem Ohmschen Gesetz

$$I_{rms,therm} = \sqrt{\frac{4k_B T B}{R_N}}. \quad (6.25)$$

Das thermische Rauschen des Stroms lässt sich sehr gut reduzieren, indem möglichst große Widerstände bei tiefen Temperaturen verwendet werden. Für eine gegebene Anordnung lässt sich das Rauschen des Signals durch Einschränkung der Meßbandbreite reduzieren. Für eine Quantifizierung des Rauschens (auch aller nachfolgend beschriebenen Rauschmechanismen) ist es unbedingt notwendig, die verwendete Detektionsbandbreite anzugeben. Alternativ dazu kann die Angabe des RMS-Werts pro $\sqrt{\text{Hz}}$ erfolgen. Das thermische Rauschen ist dann

$$\frac{I_{rms,therm}}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R_N}}. \quad (6.26)$$

in Einheiten von $\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Schrotrauschen Schrotrauschen¹³ tritt im Gegensatz zum thermischen Rauschen auch bei 0 K auf und wird durch die Quantisierung der Ladungsträger hervorgerufen. Stellt man sich den Elektronenfluß in einem Leiter durch eine definierte Fläche vor, so kommt es zu statistischen Schwankungen der Zahl von Elektronen, die die Fläche pro Zeiteinheit passieren. Es lässt sich zeigen [218], dass das Schrotrauschen durch

$$I_{rms,schrot} = \sqrt{e \bar{I} B} \quad (6.27)$$

gegeben ist. Dabei ist e die Elementarladung und \bar{I} der mittlere Strom durch die Fläche. B ist wieder die Detektionsbandbreite. Das Schrotrauschen hängt also direkt vom mittleren Strom ab.

1/f-Rauschen Als 1/f-Rauschen werden alle Rauschbeiträge bezeichnet, deren Rauschspektrum nicht weiß ist, sondern mit zunehmender Frequenz f wie f^{-n} abnimmt. Dabei

¹³im Englischen: shot noise

gilt im Allgemeinen $0,5 < n < 2$ und typischerweise $n \approx 1$. Die Amplitude des $1/f$ -Rauschens ist maßgeblich vom Design des betrachteten Systems und nicht von einfachen physikalischen Parametern, wie der Temperatur, abhängig. Die genauen Ursachen der $1/f$ -Rauschbeiträge sind meist nur unzulänglich bekannt [218]. In den nachfolgend vorgestellten Experimenten wird versucht, das $1/f$ -Rauschen durch die Wahl möglichst hoher Modulationsfrequenzen auf ein Minimum zu reduzieren, so dass seine Beiträge vernachlässigt werden können.

Rauschen im kohärenten Dauerstrich–THz–System Das Rauschen des detektierten Signals lässt sich in Emitter- und Detektorrauschen unterteilen, d.h. in Beiträge, die dazu führen, dass bereits das emittierte THz-Signal fluktuiert und in Beiträge, die das detektierte Signal im Detektor mit zusätzlichen Schwankungen versehen. Die einzelnen Rauschbeiträge werden experimentell bestimmt und mit den theoretischen Beschreibungen verglichen. Es werden Vorschläge zur Verbesserung der Rauschcharakteristik gemacht.

Eine vergleichbare Analyse des Rauschens findet sich in der Literatur für gepulste, hochrepetierliche Systeme sowohl mit photokonduktiver Detektion [220] als auch mit elektrooptischer Detektion [92]. Alle nachfolgend beschriebenen Messungen wurden mit einer Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers (Fa. *Perkin Elmer*, Modell 7265) von 100 ms, bei einer Filtersteigung von 24 dB pro Oktave durchgeführt. Alle nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich somit nach Angaben des Herstellers [216] auf eine Messbandbreite von 1,19 Hz bei einer Modulationsfrequenz von 25 kHz.

Für eine Analyse des Rauschens muss zunächst der unbeleuchtete Detektor (Ant 017), d.h. ohne optische Beleuchtung und ohne THz-Strahl, betrachtet werden. Die gemessenen Signalfuktuationen sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Da während der Messung die optische Verzögerungsstrecke ebenfalls verfahren wurde, ist die Zeitachse in ps des optischen Wegs angegeben. Da mit den gleichen Parametern wie bei den Messungen des THz-Signals (Abb. 6.6) und des beleuchteten Detektors ohne THz-Signal (Abb. 6.10) gemessen wurde, sind alle Zeitskalen miteinander vergleichbar. Der gemessene RMS-Wert des Rauschens für den unbeleuchteten photokonduktiven Detektor beträgt $1,6 \text{ pA}_{\text{rms}}$. Für den „dunklen“ photokonduktiven Detektor wurde ein Widerstand von $20 \text{ M}\Omega$ gemessen. Ersetzt man die Antenne durch einen herkömmlichen ohmschen Widerstand mit $20 \text{ M}\Omega$, so misst man ein Rauschen von ebenfalls $1,6 \text{ pA}_{\text{rms}}$. Entfernt man das Kabel und schließt den Widerstand direkt an den Ausgang des Lock-in-Verstärkers an, so misst man $1,1 \text{ pA}_{\text{rms}}$. Berechnet man hingegen, ausgehend von Gleichung 6.25, den RMS-Wert für das Rauschen des Detektors ($R = 20 \text{ M}\Omega$, $B = 1,19 \text{ Hz}$) bei Raumtemperatur (293 K), so findet man einen Wert von $0,03 \text{ pA}_{\text{rms}}$.

Es ist davon auszugehen, dass das Rauschen des unbeleuchteten Photomischers überwiegend thermischen Ursprungs (vgl. auch [220]) und keinesfalls größer als der nach Gleichung 6.25 bestimmte Wert ist. Das elektrische Schrotrauschen ist vernachlässigbar. Die Differenz zwischen dem Rauschen mit und ohne Kabel kann auf elektromagnetische Ein-

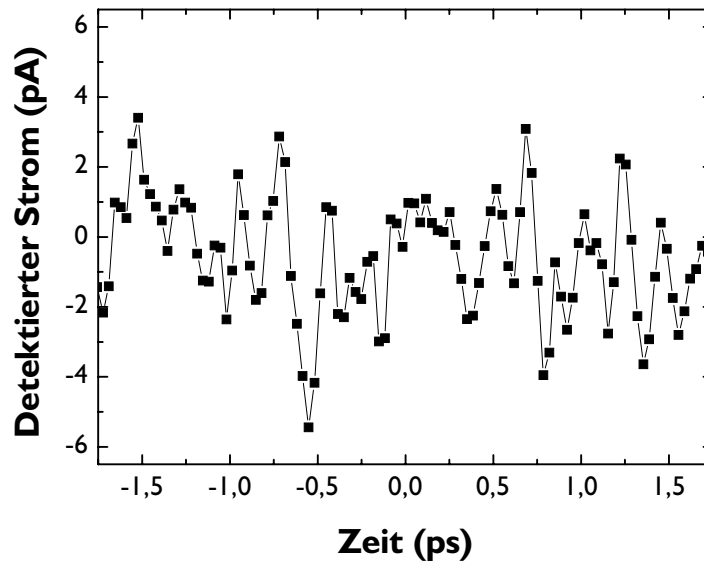


Abbildung 6.11.: Stromfluktuationen des unbeleuchteten photokonduktiven Detektors ohne THz-Signal.

streuung zurückgeführt werden. Der verbleibende, dominierende Anteil des Rauschens ist auf das intrinsische Rauschen des Strom-Spannungs-Wandlers im Eingang des Lock-in-Verstärkers zurückzuführen. Abhilfe kann hier geschaffen werden, indem ein externer Stromverstärker mit guter Rauschcharakteristik in Verbindung mit dem hochohmigen Spannungseingang des Lock-in-Verstärkers verwendet wird.

Zur besseren Übersicht sind alle Rauschbeiträge (RMS-Werte) und das typische und das maximale Signal in Abbildung 6.12 logarithmisch aufgetragen. Zur Veranschaulichung sind auch die Definitionen für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und den dynamischen Bereich in der Grafik eingezeichnet.

Misst man nun das RMS-Rauschen des optisch beleuchteten Photoschalters (siehe Abb. 6.10), so erhält man $2,8 \text{ pA}_{\text{rms}}$ um einen Mittelwert von $6,3 \text{ pA}$ herum¹⁴. Dies bedeutet einen gemessenen Anstieg des Rauschens um $1,2 \text{ pA}_{\text{rms}}$ gegenüber dem unbeleuchteten Photomischer. Der mit 90 mW optischer Leistung (eine Farbe, nicht moduliert) beleuchtete Photoschalter hat einen mittleren Widerstand von ca. $75 \text{ k}\Omega$. Berücksichtigt man darüber hinaus, dass bei einer Beleuchtung mit 90 mW die Temperatur des Photoschalters um ca. 170 K ([60]) auf 463 K ansteigt, so erhält man einen rechnerischen Anstieg des thermischen Rauschens gegenüber dem unbeleuchteten Detektor um ca. $0,6 \text{ pA}_{\text{rms}}$.

¹⁴Dabei ist zu berücksichtigen, dass der gemittelte Datensatz relativ klein ist und somit keine exakte numerische Genauigkeit besteht.

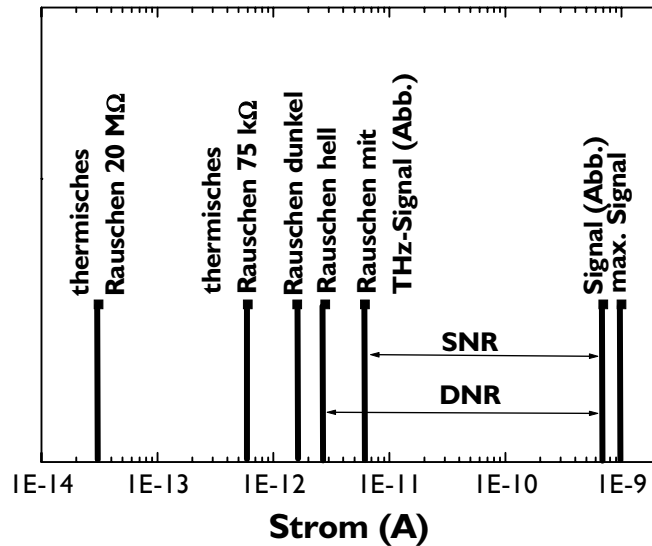


Abbildung 6.12.: Logarithmische Darstellung der Rauschbeiträge des photokonduktiven Detektors. Die Messbandbreite beträgt 1,19 Hz. Dargestellt sind von links nach rechts: das gerechnete thermische Rauschen des unbeleuchteten (20 M Ω) und des beleuchteten (75 k Ω) Photoschalters, das gemessene Rauschen des Photoschalters ohne und mit Beleuchtung, das Rauschen des typischen THz-Signals, die Amplitude des typischen THz-Signals (aus Abb. 6.6) und die Amplitude des maximal gemessenen THz-Signals (1 nA). Zum besseren Verständnis sind zusätzlich das SNR und der dynamische Bereich eingezeichnet.

Die Verschiebung des Mittelwerts der Stromfluktuationen zu von Null verschiedenen Werten beim beleuchteten photokonduktiven Schalter lässt sich auf asymmetrische Schottkypotentiale in den beiden Elektroden des Schalters zurückführen [220]. Gerade die asymmetrische Beleuchtung der Kontakte (experimentell nie auszuschließen) führt dann zu konstanten DC-Strömen. Die Verschiebung der Nulllinie der Fluktuationen wirkt sich zunächst insofern aus, als auch das THz-Signal, wie in Abbildung 6.6 zu erkennen, nicht exakt um 0 A herum oszilliert. Die für den beleuchteten Photomischer ohne THz-Signal zu erwartenden elektrischen Schrotrauschbeiträge (bei 6 pA: 0,001 pA_{rms}), sind gegenüber dem thermischen Rauschen weiterhin zu vernachlässigen. Jedoch wirken sich nun die Fluktuationen der Laserleistung auf das Rauschen des Detektors aus, da sie Fluktuationen des mittleren Stroms nach sich ziehen. Die Differenz zwischen dem berechneten Anstieg des thermischen Rauschens und der gemessenen Zunahme des Rauschens kann zum einen dem Rauschen der Laserquelle und zum anderen der auf die Antenne einfallenden thermischen Hintergrundstrahlung zugeordnet werden.

Durch die Wahl der hohen Modulationsfrequenz des Emitters von > 20 kHz und die schmale Detektionsbandbreite des Lock-in-Verstärkers von 1,19 Hz schlägt sich zunächst nur noch das photonische Schrotrauschen des Lasers im Rauschen des Detektors nieder. Die übrigen Rauschbeiträge zeigen eine $1/f$ Charakteristik und sind für Frequenzen > 10 kHz bereits vernachlässigbar. Der Einfluss des photonischen Schrotrauschens auf das Detektorrauschen ist jedoch selbst für das maximal einfallende elektrische THz-Feld von 1,9 V/cm vernachlässigbar klein gegenüber allen anderen Rauschbeiträgen des Detektors. Der RMS-Wert der Photonenfluktuation berechnet sich als $N_{rms} = \sqrt{\frac{P_{opt} \cdot B}{\hbar \omega_{opt}}}$. Die sich daraus ergebende Leistungschwankung $P_{rms} = N_{rms} \cdot \hbar \cdot \omega_{opt}$ beträgt für eine optische Leistung von 100 mW etwa $1,7 \cdot 10^{-7}$ mW. Für den Detektor ergibt sich aus Gleichung 6.7 eine Stromschwankung von $I_{rms} = 8,9 \cdot 10^{-25}$ pA_{rms} bei einem einfallenden THz-Feld von 1,9 kV/cm. Ohne einfallendes THz-Feld ist dieser Beitrag noch kleiner. Optische Rauschbeiträge bei Frequenzen, die kleiner sind als die Detektionsbandbreite des Lock-in-Verstärkers, d.h. solche Prozesse, die sich auf einer Zeitskala $< 0,8$ s abspielen, werden vom Lock-in-Verstärker ebenfalls detektiert. Dies sind langsame mechanische und thermische Störungen des Lasers, die durch eine geeignete Konstruktion, z.B. aktive Längenstabilisierung des Resonators, minimiert werden müssen.

Gelingt es nun, das Rauschen des Strom-Spannungs-Verstärkers und das optische Rauschen so weit zu reduzieren, dass das Rauschen des Messsignals des beleuchteten photokonduktiven Schalters ausschließlich durch das thermische Rauschen (ca. 0,6 pA_{rms}) dominiert wird, so lässt sich bei einer maximalen THz-Signalamplitude von 1 nA maximal ein dynamischer Bereich von ca. 1700 : 1 bezogen auf die Amplitude des elektrischen Feldes und $2,9 \cdot 10^6$: 1 bezogen auf die THz-Leistung erzielen. Dies entspricht einer Verbesserung des dynamischen Bereichs um einen Faktor fünf gegenüber dem für das System gemessenen Wert (357:1 (DNR_A)). Beschränkt man darüberhinaus durch Ätzen einer Mesa die Fläche des photokonduktiven Materials auf die Fläche des eigentlichen Photoschalters, so lässt sich der Dunkelwiderstand des Schalters weiter erhöhen und somit das thermische Rauschen um ca. einen Faktor zwei reduzieren (siehe [220]).

Setzt man die Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers herauf und schränkt so die Detektionsbandbreite auf einen neuen Wert B_{neu} ein, so verhält sich der dynamische Bereich wie $DNR_A = 1700 \cdot \sqrt{\frac{1,19 \text{ Hz}}{B_{neu}}}$.

Abschließend muss nun das Rauschen des Detektors mit einfallendem THz-Signal betrachtet werden. Das Rauschen der in Abbildung 6.6 gezeigten mittleren Signalamplitude beträgt 6,1 pA_{rms} und setzt sich aus den folgenden Beiträgen zusammen:

- Rauschen des beleuchteten photokonduktiven Detektors (s.o.)
- Schrotrauschen des detektierten Stroms
- Amplitudenrauschen der einfallenden THz-Welle

Im Gegensatz zu den anderen Rauschbeiträgen des Detektors ist das Schrotrauschen des

detektierten Stroms von der auf den Detektor treffenden THz-Amplitude abhängig. Je größer der detektierte Strom ist, desto größer ist auch das Schrotrauschen. Das elektrische Schrotrauschen des Detektors bei maximaler THz-Amplitude beträgt ungefähr $0,01 \text{ pA}_{\text{rms}}$. Das elektrische Schrotrauschen des Detektors und die Tatsache, dass das Rauschen der einfallenden THz-Welle selbst von der Amplitude abhängt, führt dazu, dass das SNR für das maximale THz-Signal in der Regel kleiner ist als der dynamische Bereich des Systems.

Das Amplitudenrauschen der emittierten THz-Strahlung ist vom thermischen Rauschen, vom elektrischen Schrotrauschen des Photoschalters und vom Rauschen der beiden optischen Strahlen bestimmt. Der im kohärenten Aufbau verwendete Photoschalter (Ant 024) hat bei Beleuchtung mit 110 mW einen Widerstand von $71 \text{ k}\Omega$, so dass sich mit Gleichung 6.25 das thermische Rauschen innerhalb der Detektionsbandbreite von $1,19 \text{ Hz}$ zu $0,7 \text{ pA}_{\text{rms}}$ berechnen lässt. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich der Photoschalter bei Beleuchtung um 205 K gegenüber der Raumtemperatur erwärmt [60]. Das Schrotrauschen des gemessenen DC-Photostroms von $175 \mu\text{A}$ bei $12,5 \text{ V}$ Vorspannung beträgt nach Gleichung 6.27 ca. $5,7 \text{ pA}_{\text{rms}}$. Mit Hilfe von Gleichung 5.21 und der zuvor berechneten Leistungsschwankung aufgrund der statistischen Verteilung der optischen Photonen lässt sich die Schwankung der maximalen AC-Amplitude des THz-Emitters zu $0,3 \text{ pA}_{\text{rms}}$ bestimmen. Beiträge des optischen Rauschens bei Frequenzen, die kleiner sind als die Detektionsbandbreite des Lock-in-Verstärkers, schlagen sich ebenfalls im Rauschen der emittierten THz-Strahlung nieder, können jedoch durch konstruktive Maßnahmen am Laser verringert werden. Das elektrische Schrotrauschen dominiert das Rauschen der emittierten THz-Strahlung. Es lässt sich nur minimieren, indem für jede Zielfrequenz ein passendes LT-GaAs-Material mit optimaler elektrischer Effizienz gewählt wird (siehe Kap. 5.9.1).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass prinzipiell das Rauschen des Detektors und damit der dynamische Bereich des Systems vom thermischen Rauschen dominiert werden. Das Rauschen der emittierten THz-Strahlung des Systems wird hingegen vom elektrischen Schrotrauschen des Emitters bestimmt. Diese prinzipiellen Rauschgrenzen werden jedoch nur erreicht, wenn das Rauschen des Lasers bei Frequenzen, die kleiner sind als die Detektionsbandbreite des Lock-in-Verstärkers, unterdrückt wird. Dies verlangt sowohl eine stabile Amplitude als auch eine stabile Frequenz. Letzteres ist besonders wichtig, da im Rahmen des kohärenten Messverfahrens jede Fluktuation der Differenzfrequenz der beiden optischen Frequenzen zu einer Fluktuation der Phase (Phasenrauschen) der THz-Strahlung und damit zu einer Fluktuation der detektierten THz-Amplitude führt.

6.4. Linearität und Sensitivität

Soll die in Kapitel 6.1.3 definierte Sensitivität des Detektors bestimmt werden, so muss zunächst überprüft werden, ob der Detektor ein lineares Ansprechverhalten zeigt. Die Strom-Spannungs-Kennlinie des Photoschalters zeigt bei Beleuchtung ein lineares Verhalten für niedrige Vorspannungen. Dies kann als Anhaltspunkt gewertet werden, jedoch sind die elek-

trischen Feldstärken immer noch groß im Vergleich zum elektrischen Feld der einfallenden THz-Welle. Es wurden deshalb nacheinander die Vorspannung des Emitters, die optische Leistung auf dem Emitter und die optische Leistung auf dem Detektor variiert. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 6.13 a) - c) zu sehen. Sowohl die Vorspannung des Emitters als auch die optische Leistung auf dem Emitter gehen nach Gleichung 5.22 linear in die Amplitude des abgestrahlten elektrischen Feldes ein. Bereits der im Emitter generierte Photostrom folgt nicht der erwarteten Linearität, so dass auch das Ansteigen der elektrischen Feldamplitude nichtlinear ist. Variiert man die optische Leistung auf dem Emitter, so ist bei hohen Leistungen ein Sättigungseffekt und somit ein Abweichen von der Linearität zu sehen. Diese Sättigung wird dem Emitter zugeordnet, da kein Mechanismus bekannt ist, der eine Sättigung des detektierten Stroms in Abhängigkeit der einfallenden THz-Leistung zur Folge hat¹⁵. Die optische Leistung auf dem Detektor geht nach Gleichung 6.7 linear in den detektierten Strom ein. Der experimentelle Befund bestätigt dies. Die beobachteten Nichtlinearitäten können eindeutig dem Emitter zugeordnet werden. Die Sensitivität des photokonduktiven Detektors kann daher in guter Näherung als linear angenommen werden.

Setzt man Gleichungen 6.13 und 5.68 in Gleichung 6.9 ein, so erhält man

$$S = \frac{1}{2} \cdot \beta(\omega_{THz}) \cdot \eta_e \cdot e \cdot \frac{1}{d \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \frac{\mu_{eff}(\tau) \cdot \tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}}, \quad (6.28)$$

wobei der Faktor $\beta(\omega_{THz})$ wieder der Resonanzkurve der Antenne Rechnung trägt. Für den verwendeten Detektor gilt $S = 27 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{cm} \cdot \text{mW}}}$ bei 1,02 THz.

In Abbildung 6.14 ist die berechnete Abhängigkeit der Sensitivität von der THz-Frequenz aufgetragen. Die Sensitivität wurde für 100 GHz und $\tau = 1$ ps auf eins normiert. Die von der Wachstumstemperatur und damit von der Ladungsträgereinfangzeit abhängige Mobilität wurde bereits berücksichtigt. Auffallend ist, dass für hohe Frequenzen die Ladungsträgereinfangzeit keinen nennenswerten Einfluss auf die Sensitivität hat.

6.5. Auswahl des photokonduktiven Detektors

Die Strategie zur Auswahl des optimalen photokonduktiven Detektors muss neben der Sensitivität des Detektors auch sein Rauschen berücksichtigen. Maximale Sensitivität in Verbindung mit einem minimierten Rauschen ermöglicht einen optimalen dynamischen Bereich des Systems (siehe Kap. 6.3.3). Die Optimierung muss sowohl den photokonduktiven Schalter als auch die Antennenstruktur umfassen.

Zunächst muss ein optimales LT-GaAs-Material für den photokonduktiven Schalter gefunden werden: Wie zuvor beschrieben, ist das Rauschen des Detektors aufgrund der niedrigen mittleren Ströme vom thermischen Rauschen des Photoschalters bestimmt. Der

¹⁵Im Gegenteil: Für niedrige Vorspannungen wird höchstens ein hyperlinearer Anstieg der Photostromkurve beobachtet.

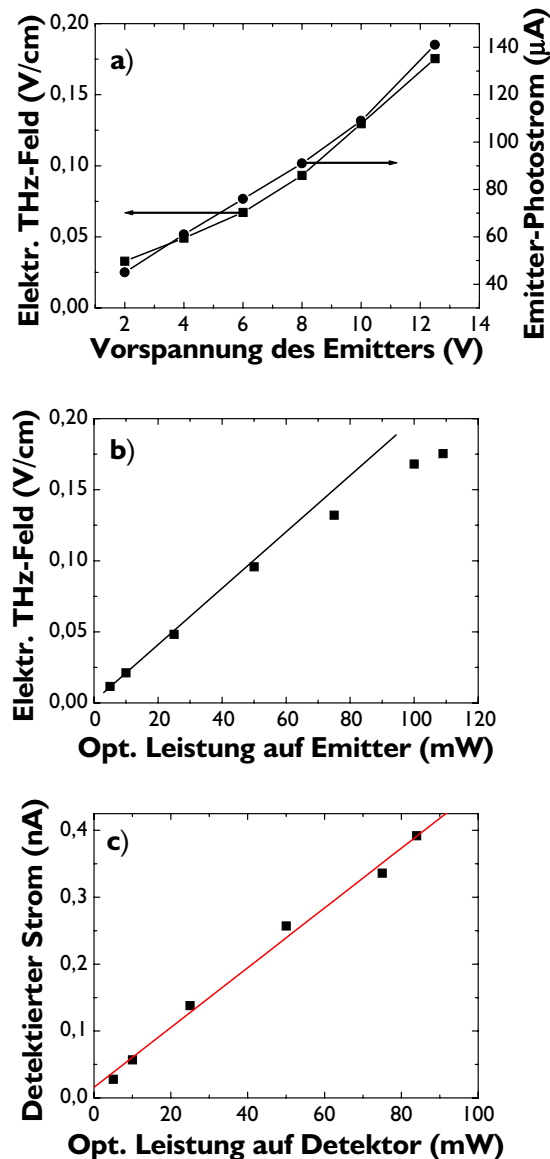


Abbildung 6.13.: a) Gemessene Amplitude des elektrischen THz-Feldes und des Photostroms des Emitters in Abhängigkeit von der Vorspannung des Emitters (opt. Leistung: 109 mW). b) Gemessene Amplitude des elektrischen THz-Feldes in Abhängigkeit von der optischen Leistung auf dem Emitter (Vorspannung: 12,5 V). c) Gemessene Amplitude des detektierten Stroms in Abhängigkeit von der optischen Leistung auf dem Detektor.

maximale dynamische Bereich des Detektors bezogen auf die THz-Amplitude ist daher in guter Näherung durch den Quotienten aus der Amplitude des detektierten Stroms geteilt

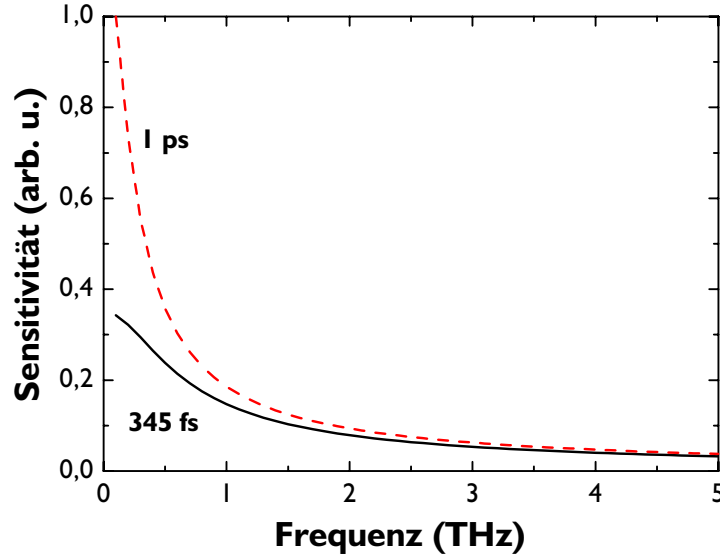


Abbildung 6.14.: Berechnete Abhängigkeit der Sensitivität von der THz-Frequenz, aufgetragen für zwei Ladungsträgereinfangzeiten.

durch den RMS-Wert des thermischen Rauschens gegeben:

$$DNR_A = \frac{I_{0,Det}}{I_{rms,therm}} . \quad (6.29)$$

Der mittlere Widerstand R des beleuchteten photokonduktiven Detektors, ist mit Gleichung 5.68 und $\frac{V}{A_I} = d$ gegeben durch:

$$R = \frac{d^2}{e \cdot \mu_{eff}(\tau) \cdot \tau} \cdot \frac{\hbar\omega_{opt}}{\eta_e \cdot P_{opt}} . \quad (6.30)$$

Dabei wurde wieder $\mu_e + \mu_h$ durch $\mu_{eff}(\tau)$ (siehe Kap. 5.6.2) ersetzt. Für den Fall, dass $P_1 = P_2 = P$, gilt $P_{opt} = 2P$. Setzt man nun R in Gleichung 6.25 ein, so erhält man für das thermische Rauschen

$$I_{rms,therm} = \sqrt{8k_B T B \cdot \frac{e \cdot \mu_{eff}(\tau) \cdot \tau}{d^2} \cdot \frac{\eta_e \cdot P}{\hbar\omega_{opt}}} . \quad (6.31)$$

Die für die nachfolgenden Berechnungen angenommenen Werte sind in Tabelle 6.3 angegeben. Die Abhängigkeit der Mobilität von der Wachstumstemperatur bzw. von der Ladungsträgereinfangzeit wird mit Hilfe der Anpassung aus Gleichung 5.74 genähert. Die Verwendung dieser Anpassung ist gerechtfertigt, obwohl die effektive Mobilität für den Fall hoher Felder

Variable	Größe	Wert
T	absolute Temperatur des Photoschalters (nach [60])	463 K
B	Detektionsbandbreite	1,19 Hz
$E_{0,THz,eff}$	Amplitude des am Photoschalter angreifenden elektrischen Feldes	1,9 V/cm
ω_{opt}	optische Kreisfrequenz ($\lambda = 800$ nm)	2348 THz
ω_{THz}	THz-Kreisfrequenz ($F_{THz} = 1$ THz)	6,28 THz
P	optische Leistung jeder der beiden Farben	45 mW
η_e	extrinsische Quanteneffizienz	0,27
d	Abstand zwischen den Kontakten des Photoschalters	5 μ m

Tabelle 6.3.: Zur Optimierung der Detektoren angenommene Werte.

bestimmt wurde, denn die Abnahme der effektiven Mobilität mit zunehmender Ladungsträgereinfangzeit wird auf die Kontakte und nicht das hohe elektrische Feld zurückgeführt.

In Abbildung 6.15 ist der RMS-Wert für das thermische Rauschen ebenso wie die Amplitude des detektierten Stroms (aus Glg. 6.7) in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit τ für eine Zielfrequenz von 1 THz aufgetragen. Bereits in dieser Darstellung

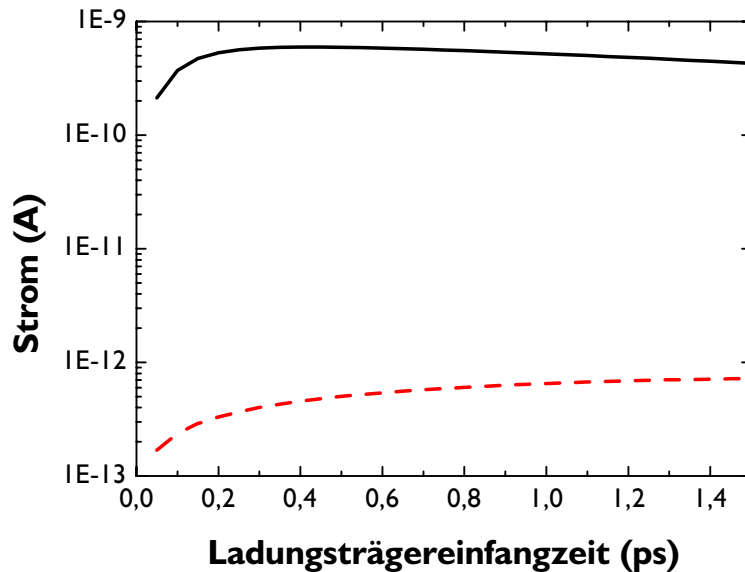


Abbildung 6.15.: Detektierter Strom (—, schwarz) und thermisches RMS-Rauschen (- - -, rot) des photokonduktiven Detektors in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für eine Zielfrequenz von 1 THz.

ist zu erkennen, dass der dynamische Bereich in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur bzw. Ladungsträgereinfangzeit für eine Zielfrequenz von 1 THz um weniger als eine

Größenordnung variiert.

Einen genaueren Aufschluss über die für die gewählte Zielfrequenz optimale Ladungsträgereinfangzeit erhält man erst, wenn man den dynamischen Bereich des Systems betrachtet. Indem man die Gleichungen 6.7 und 6.31 in 6.29 einsetzt, erhält man für den dynamischen Bereich

$$DNR_A(\tau) = \frac{1}{4} \cdot E_{0,THz,eff} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{\eta_e \cdot e}{k_B \cdot T} \cdot \frac{P}{\hbar\omega_{opt}} \cdot \frac{\mu_{eff}(\tau) \cdot \tau}{1 + \tau^2 \cdot \omega_{THz}^2}}. \quad (6.32)$$

In Abbildung 6.16 ist der dynamische Bereich in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für eine Zielfrequenz von 1 THz aufgetragen.

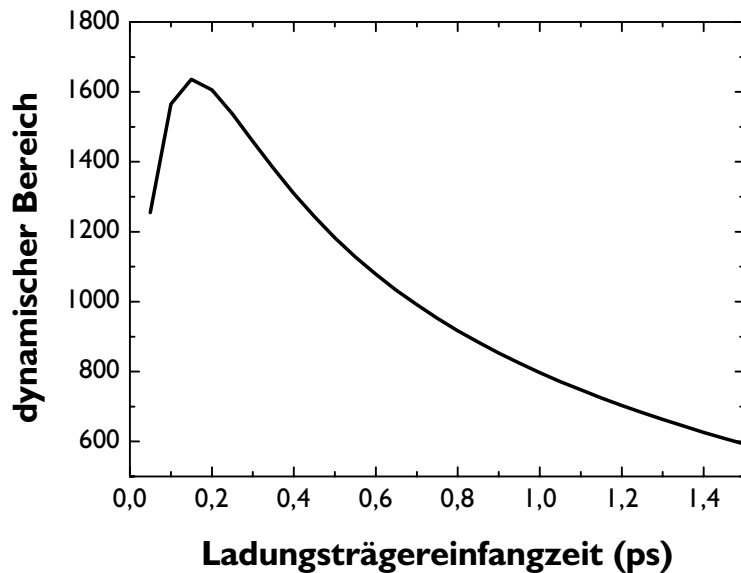


Abbildung 6.16.: Dynamischer Bereich in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für eine Zielfrequenz von 1 THz.

Nach Einsetzen von Gleichung 5.74 in Gleichung 6.32 und Extremwertbestimmung erhält man die zum maximalen dynamischen Bereich gehörende Ladungsträgereinfangzeit in Abhängigkeit von der THz-Zielfrequenz

$$\tau(\nu_{THz}) = \frac{1}{2\pi \cdot \nu_{THz}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{\mu_0^2 \cdot (2\pi \cdot \nu_{THz})^2}} - \frac{\alpha}{\mu_0 \cdot (2\pi \cdot \nu_{THz})^2}. \quad (6.33)$$

Diese Auswahlbedingung für die Ladungsträgereinfangzeit des Detektrs ist identisch mit der für den Emittter (Glg. 5.93). Es muss also bei der Optimierung des LT-GaAs-Materials nicht zwischen Emittter und Detektor unterschieden werden. In Abbildung 6.17 ist die optimale Ladungsträgereinfangzeit in Abhängigkeit von der Zielfrequenz aufgetragen. Die

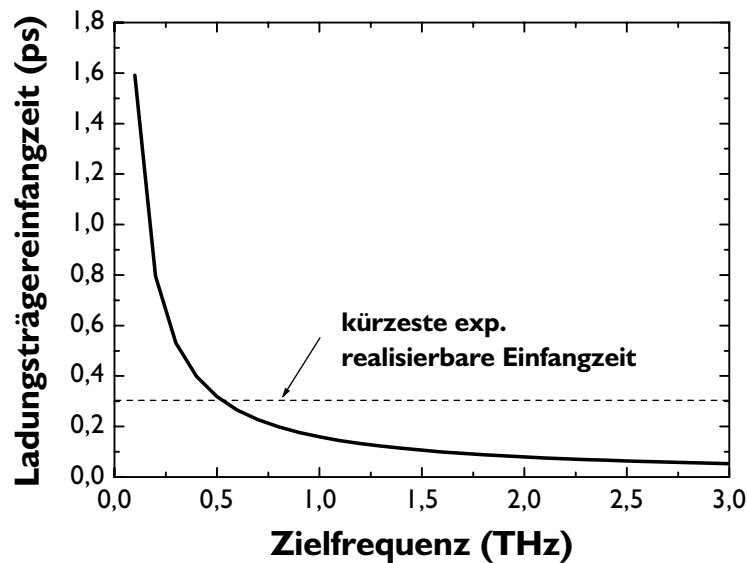


Abbildung 6.17.: Optimale Ladungsträgereinfangzeit für den photokonduktiven Detektor in Abhängigkeit von der THz-Zielfrequenz.

gestrichelte Linie bei 0,3 ps bezeichnet die kürzeste experimentell realisierbare Ladungsträgereinfangzeit. D.h. für Zielfrequenzen über 0,5 THz muss grundsätzlich die kürzest mögliche Einfangzeit realisiert werden, während für höhere Frequenzen das Material auf die Zielfrequenz abgestimmt werden muss.

Die vom elektrischen THz-Feld im Photoschalter generierten Photoströme liegen in jedem Fall weit unter der Zerstörschwelle. Im Hinblick auf die optische Leistung ist anzumerken, dass konstruktive Veränderungen am Photoschalter, z.B. integrierte Wärmesenken, die die thermische Zerstörschwelle und damit die maximale optische Leistung auf dem Photoschalter erhöhen, bei gleicher Sensitivität höhere detektierte Ströme ermöglichen.

Für die Auswahl der passenden Antenne gelten die in Kapitel 5.9.2 bereits für den Emittter getroffenen Aussagen. Die Fehlanpassung zwischen der Impedanz des Photoschalters und der Eingangsimpedanz der Antenne ist hingegen für den photokonduktiven Detektor von Vorteil.

7. THz-Bildgebung mit dem photokonduktiven Dauerstrich-System

Das im vorangegangenen Kapitel (Kap.6) vorgestellte kohärente Dauerstrich-THz-System wird, wie nachfolgend beschrieben, zur Bildgebung verwendet. Es wird daher zunächst auf die Generation eines THz-Bildes (Kap. 7.1) eingegangen. Mit der absoluten THz-Leistung, der Linienbreite, dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und dem dynamischen Bereich wurden bereits in Kapitel 6.3 die sogenannten globalen Parameter des bildgebenden Systems, d.h. solche Eigenschaften, die für jeden Bildpunkt gleich und unabhängig von der räumlichen Periodizität des Objekts sind, experimentell bestimmt und diskutiert. Zur vollständigen Charakterisierung des bildgebenden Systems wird in Kapitel 7.2 das Auflösungsvermögen bestimmt. In Kapitel 7.3 werden Beispiele von THz-Bildern gezeigt. Abschließend (Kap. 7.4) wird anhand eines Beispiels ein erster Vergleich zwischen dem bildgebenden Dauerstrich-THz-System und einem gepulsten System durchgeführt. Der Begriff des Bildrauschens wird erläutert.

7.1. Bildgeneration

Zur Bildgebung wird die Probe auf eine computergesteuerte x-y-Verschiebeeinheit montiert und Bildpunkt für Bildpunkt durch den Fokus des THz-Strahls bewegt (siehe Abb. 6.3). Da, anders als bei flächigen Detektoren, bei diesem Verfahren jeder Bildpunkt tatsächlich mit dem gleichen Emittor und Detektor gemessen wird, sind die oben angegebenen globalen Eigenschaften des Systems für jeden aufgenommenen Bildpunkt die gleichen. Während der Aufnahme des Bildes wird das Objekt, so wie in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt, auf einem mäanderförmigen Weg durch den Fokus geführt. Bei der Messung über jeweils eine Bildzeile wird das Objekt mit konstanter Geschwindigkeit (2,5 mm/s) verfahren. Gleichzeitig wird die relative Phase des Signals kontinuierlich variiert, d.h. die optische Verzögerungsstrecke bewegt sich ebenfalls mit konstanter Geschwindigkeit (12 mm/s) während der Aufnahme einer Bildzeile. Für jeden Bildpunkt werden zwei Perioden des THz-Signals mit je 8 gleitend aufgezeichneten Datenpunkten ausgewertet. Wegen der erheblichen Weglänge, um die die optische Verzögerungsstrecke während der Aufnahme einer Bildzeile verschoben wird, und der daraus resultierenden möglichen Signaldrift muss eine Referenzmessung¹ über den gesamten benötigten Verfahrensweg erfolgen. Das Referenzsignal wird in beiden möglichen Verfahrerrichtungen vor jeder Messung aufgenommen. Für jeden

¹Die Referenzmessung ist entweder eine Leermessung ohne Objekt oder eine Messung mit einem homogenen Teil des Objekts im Fokus des THz-Strahls.

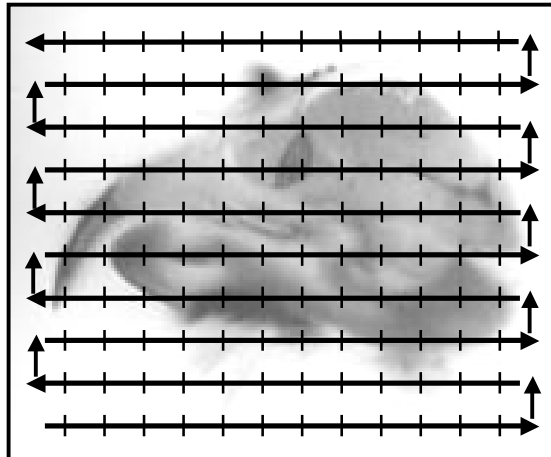


Abbildung 7.1.: Weg eines Objekts durch den THz-Fokus.

Bildpunkt wird durch Anpassen einer Sinusfunktion mit fester Frequenz die relative, d.h. auf die Referenzmessung bezogene Amplitude bzw. Leistung und die relative Phase ermittelt und abgespeichert.

Bewegt sich das Objekt bei der Verschiebung über eine Bildzeile relativ langsam gegenüber der Verfahrgeschwindigkeit der optischen Verzögerungsstrecke, so kommt es zu keinem Verwaschen von Konturen des Bildes. Um zu überprüfen, ob die Objektverschiebung langsam genug erfolgte, wurde eine Stahlkante ($30\ \mu\text{m}$ Dicke) durch den Fokus des THz-Strahls bei $1,02\ \text{THz}$ geschoben. Die Stahlkante stand dabei senkrecht zur kontinuierlich verfahrenen Achse der Verschiebeeinheit und damit senkrecht auf der Tischoberfläche. Die relative Transmission der THz-Leistung ist in Abbildung 7.2 gegen die Verschiebung der Kante aufgetragen. Das Nebenbild zeigt die gleiche Messung in logarithmischer Darstellung. Der Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Bildpunkte beträgt jeweils $10\ \mu\text{m}$. Die grauen Kurven zeigen eine Messung, bei der die Kante in diskreten Schritten durch den Fokus geschoben wurde. D.h. die Messung erfolgte ca. $40\ \text{ms}$ nach dem Anfahren des jeweiligen Punktes auf dem Objekt. Die schwarze Kurve hingegen zeigt die Messung mit der oben beschriebenen konstanten Verfahrgeschwindigkeit der Kante. Es sind keine Abweichungen in der Steilheit des Signalanstiegs zu erkennen. Der 10% – 90% -Anstieg erfolgt für beide Messungen über $320\ \mu\text{m}$. Die Fluktuationen des Signals auf beiden Seiten der Messung (Abb. 7.2) sind vorrangig auf Interferenzeffekte und nur zu einem geringen Teil auf das Rauschen des Signals zurückzuführen. Beim Verschieben der Kante in den Strahl kommt es zu Interferenzen zwischen dem Licht, das ungestört die Kante passiert, und den an der Kante gestreuten Anteilen. Die Interferenz ist in der logarithmischen Darstellung auf der Seite mit dem niedrigen Signal viel stärker betont als auf der Seite mit hohem Signal. Diese Beobachtung lässt sich folgendermassen erklären: Ist die Kante weit vom Zentrum des Strahls entfernt, so ist der Anteil des gestreuten Lichts auf

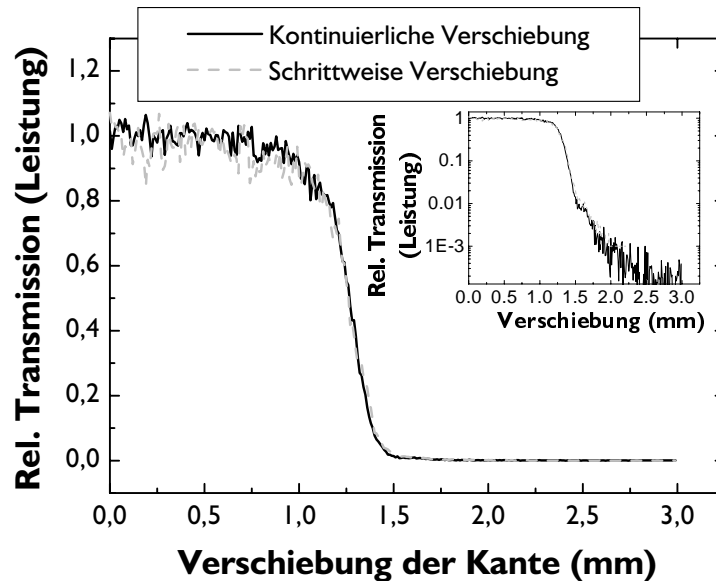


Abbildung 7.2.: Normierte Transmission der THz-Leistung während des Verfahrens einer Stahlkante durch den Fokus des Strahls bei 1,02 THz. Im Nebenbild ist die relative transmittierte Leistung logarithmisch aufgetragen.

beiden Seiten der Messung gleich groß. Der relative Einfluss der Interferenz nimmt daher mit zunehmender Signalstärke ab.

Die Datenerfassungszeit beträgt bei allen zur Bildgebung gezeigten Messungen 200 ms pro Bildpunkt. Zum Erzielen dieser kurzen Messzeit pro Bildpunkt ist es notwendig die Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers auf 20 ms herabzusetzen. Hinzu kommt am Ende einer jeden Zeile eine kurze Zeit zum Verfahren des Objekts beim Sprung zur nächsten Zeile. Die Referenzmessung dauert für jedes Bild einmalig ca. 30 s.

Mit Hilfe des „Frankfurter Systems“ können THz-Bilder zwischen 0,2 THz und 1,5 THz aufgenommen werden.

7.2. Räumliches Auflösungsvermögen

Die räumliche Auflösungsgrenze eines optischen Systems ist definiert als der minimale Abstand, den zwei Objekte haben dürfen, um sie mit Hilfe des Systems gerade noch getrennt wahrnehmen zu können. Dabei wird unter getrennter Wahrnehmung ein Einbruch in der Intensität zwischen zwei Maxima von ca. 20 % verstanden. Mit der gegebenen Definition lässt sich die Auflösung optischer Systeme in der Praxis jedoch nur schwer quantifizieren, da der minimale Abstand von der Form der beiden Objekte abhängt. Um die Auflösung eines Systems zu quantifizieren, schaut man sich daher besser die Reaktion des Systems

auf eine räumliche Delta-Funktion an [219]. Die Reaktion des Systems auf die Delta-Funktion ist die sogenannte *Point-Spread-Function* (kurz: PSF). Die Funktion enthält alle Informationen über das räumliche Antwortverhalten des Systems. Als Funktion in Abhängigkeit von der räumlichen Periodizität des Objekts gibt die Fourier-Transformierte der PSF ein Maß für die Auflösung des Systems. Die Fourier-Transformierte der PSF wird als *Modulation-Transfer-Function* (kurz: MTF) bezeichnet. Erreicht die MTF einen Wert von unter 20 %, so ist die Auflösungsgrenze² erreicht. Der Wert von 20 % orientiert sich am Rayleigh-Kriterium.

Zur experimentellen Bestimmung der MTF stehen zwei Methoden zur Verfügung. Bei der sogenannten Kantenmethode wird eine Stahlkante, wie zuvor beschrieben, durch den Fokus des THz-Strahls gefahren und das Intensitätsprofil (siehe Abb. 7.2) als Funktion von der Verschiebung der Kante gemessen. Die Ableitung des Intensitätsprofils ergibt eine eindimensionale Variante der PSF, die als *Line-Spread-Function* (LSF) bezeichnet wird. Die Fourier-Transformierte der Line-Spread-Function ist dann die MTF in einer der beiden Dimensionen des THz-Strahls. Die bei 1,02 THz bestimmte MTF ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Aufgetragen ist die MTF gegen die räumliche Frequenz in Linienpaaren pro mm (lp/mm). Die LSF liegt bei 1,02 THz bei 2,4 lp/mm. Dies bedeutet, dass Striche mit einer Dicke von 208 μm und einem Abstand von 208 μm gerade noch als getrennte Striche aufgelöst werden können. Im Vergleich dazu beträgt die Wellenlänge 293 μm . Im Nebenbild von Abbildung 7.4 ist die gemessene relative transmittierte Leistung gegen den Verfahrweg des Gitters für die zweite Reihe des Gitters (0,75 lp/mm und 0,5 lp/mm) aufgetragen.

Der 10-% – 90-%-Anstieg der transmittierten THz-Leistung beim Verschieben der Kante durch den Fokus gilt als Maß für die Größe des Fokus. Bei 1,02 THz beträgt er 320 μm , was in etwa einer Wellenlänge entspricht.

Alternativ zur Kantenmethode kann die MTF mit Hilfe eines Strichgitters bestimmt werden. Ein Photo des verwendeten Strichgitters ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Es besteht aus einer Goldmetallisierung auf einem THz-transparenten Kunststoff-Substrat (TPX³, Fa. *Mitsui*). Die Periodizität des Gitters ändert sich über die Probe von links nach rechts und von oben nach unten. Zur Berechnung der MTF wird nun die Modulation des Bildes⁴

$$\text{Modulation des Bildes} = \frac{\text{max. Intensität} - \text{min. Intensität}}{\text{max. Intensität} + \text{min. Intensität}} \quad (7.1)$$

verwendet. Die MTF kann mit Hilfe der Modulation geschrieben werden als

$$\text{MTF} = \frac{\text{Modulation des Bildes}}{\text{Modulation des Objekts}} \quad (7.2)$$

Diese Definition ist mathematisch äquivalent zu der oben gegebenen Definition. Die MTF ist, unter der Annahme, dass die Modulation des Objekts gleich eins ist, einfach durch die Modulation des Bildes gegeben.

²im Englischen: *limiting spatial resolution*, kurz: LSR

³Poly(4-Methyl-1-Penten)

⁴In der Interferometrie wird die Modulation als Sichtbarkeit bezeichnet.

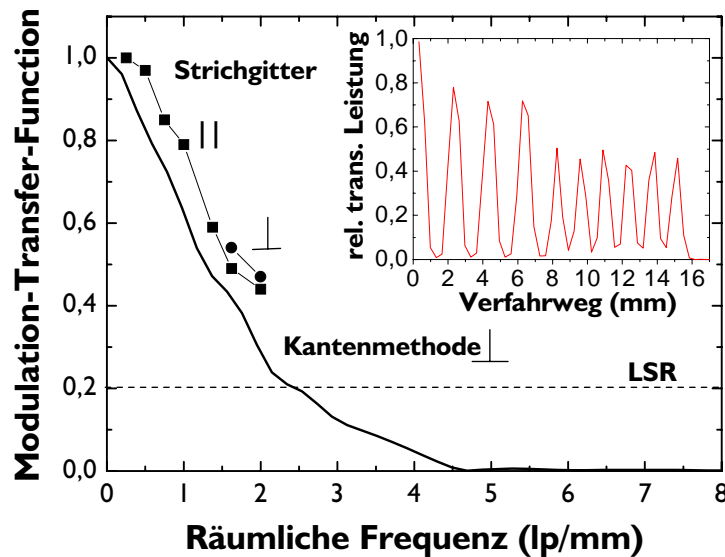


Abbildung 7.3.: Modulation-Transfer-Funktion (MTF) bei 1,02 THz. Die durchgezogene Funktion wurde mit der Kantenmethode bestimmt (Kante senkrecht zur Tischplatte). Die quadratischen bzw. runden Messpunkte zeigen die mit dem Strichgitter bestimmte MTF mit den Gitterlinien parallel, respektive senkrecht zur Tischplatte. Die Auflösungsgrenze (LSR, 20 % Wert der MTF) liegt bei 2,4 lp/mm. Im Nebenbild ist die gemessene relative transmittierte Leistung gegen den Verfahrweg für die zweite Reihe des Gitters (0,75 lp/mm und 0,5 lp/mm) aufgetragen.

Die mit Hilfe des Strichgitters gefundenen Werte für die MTF bei 1,02 THz sind ebenfalls in Abbildung 7.4 aufgetragen. Dabei wurde die Probe zunächst so vermessen, dass die Striche des Gitters parallel zur Tischplatte, d.h. senkrecht zur Stahlkante beim Kantenvorfahren, stehen (quadratische Messpunkte). Zum Vergleich wurde die unterste Zeile des Gitters auch mit dem Gitter senkrecht zur Tischkante (parallel zur Stahlkante) vermessen (runde Messpunkte). Für beide Orientierungen liegen die mit Hilfe des Strichgitters bestimmten Werte über denen, die aus der Verschiebung der Kante berechnet wurden. Die Unterschiede in der MTF für die beiden verwendeten Methoden lässt sich leicht erklären, wenn man berücksichtigt, dass das Strichgitter auf dem TPX-Substrat aufgebracht ist. Durch den höheren Brechungsindex im Vergleich zur Luft ergibt sich bei konstanter Frequenz eine kürzere optische Wellenlänge im Material und somit eine höhere Auflösung.

Die Polarisations Ebene der linear polarisierten THz-Strahlung ist parallel zur Tischplatte orientiert. Stehen die Striche des Gitters parallel zur Polarisation (dies entspricht der Auslöschungsrichtung eines Polarisationsgitters), so erwartet man in Analogie zum Polarisationsgitter nicht nur eine insgesamt niedrigere Transmission, sondern bei Gitter-

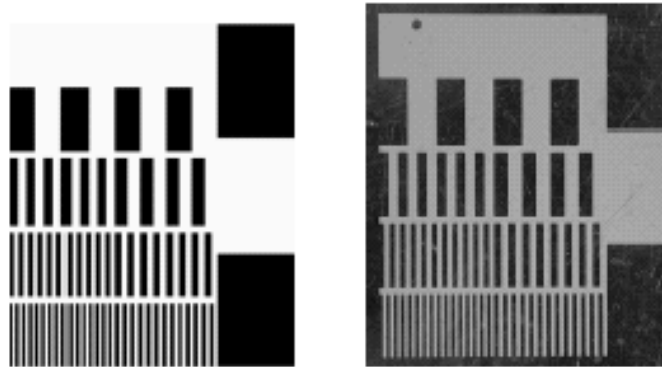


Abbildung 7.4.: Strichgitter auf TPX-Substrat zur Bestimmung der MTF. Links: Kontaktabzug der Lithographiemaske zur Herstellung des Strichgitters. Rechts: Photo des Objekts, Abmessungen: $3 \cdot 3 \text{ cm}^2$. Die räumlichen Frequenzen in lp/mm betragen 0,25 (oberste Reihe), 0,75 und 0,5 (zweite Reihe), 1,375 und 1,0 (dritte Reihe) und 2,0 und 1,625 (unterste Reihe).

abständen, die größer sind als die Wellenlänge auch, eine stärkere Modulation beim Verfahren des Gitters und somit eine bessere Auflösung (höherer Wert für die MTF) als bei senkrechter Orientierung des Gitters. Bei der Vermessung eines Maschengitters mit Metalldrähten sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung konnte dies beobachtet werden. Die Transmission des elektrischen THz-Felds bei 1,1 THz durch ein Gitter mit einer Drahtdicke von $160 \mu\text{m}$ und einem Abstand der Mitten zweier benachbarter Drähte von $290 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Die Polarisation der THz-Strahlung ist in das Bild eingezeichnet. Deutlich ist die geringere Modulation und die damit verbundene geringere Auflösung in x-Richtung zu erkennen. Im Gegensatz zu dieser Beobachtung stehen die berechneten Werte der MTF für die zwei Orientierungen des Gitters (Abb. 7.4). Eine mögliche Erklärung hierfür könnte eine nicht optimale Justierung der abbildenden Elemente im THz-Strahlpfad und ein daraus resultierender elliptischer Fokus sein. Eine weitere Untersuchung des Einflusses der Polarisation des THz-Strahls auf das Auflösungsvermögen, zumal bei dielektrischen Materialien, ist wünschenswert, da eine passend gewählte Orientierung der Polarisation zu einer Verbesserung des Auflösungsvermögens beiträgt.

7.3. THz-Bilder

Nachfolgend werden einige Beispiele für THz-Bilder gezeigt, die bereits die systemimmanenten Möglichkeiten im Hinblick auf einige Anwendungen andeuten. Die Zielfrequenz liegt jeweils um 1 THz, da niedrigere Frequenzen bereits mit anderen (elektronischen) Frequenzen erschlossen werden können. Die höchste Frequenz, bei der ein dann allerdings sehr verrauschtes Bild generiert werden konnte, beträgt 1,5 THz. Durch eine Verbesserung der

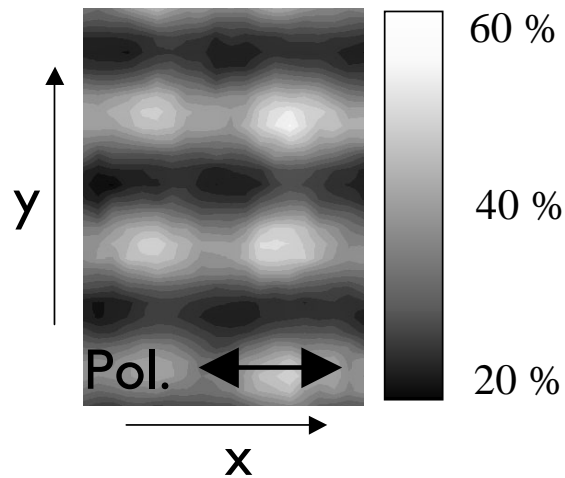


Abbildung 7.5.: THz-Bild eines Maschengitters (Drahtdicke: $160 \mu\text{m}$, Abstand zwischen zwei benachbarten Drähten: $290 \mu\text{m}$) bei $1,1 \text{ THz}$. Dargestellt ist die relative transmittierte elektrische THz-Feldstärke.

Ausgangsleistung der Emittierer gerade bei hohen THz-Frequenzen und des dynamischen Bereichs der Detektoren wird diese Grenze zu höheren Frequenzen verschoben werden können.

Verpackungskontrolle ist eine der sich abzeichnenden Anwendungen für die THz-Bildgebung. Als Beispiel hierfür wurde eine offene Streichholzschachtel mit drei Streichhölzern darin mit Hilfe des Dauerstrich-THz-Systems bei $1,1 \text{ THz}$ durchleuchtet. Ein Photo des Objekts und das THz-Bild mit einer logarithmischen Darstellung der relativen transmittierten THz-Leistung sind in Abbildung 7.6 a) und b) abgebildet. Das $15 \times 15 \text{ mm}^2$

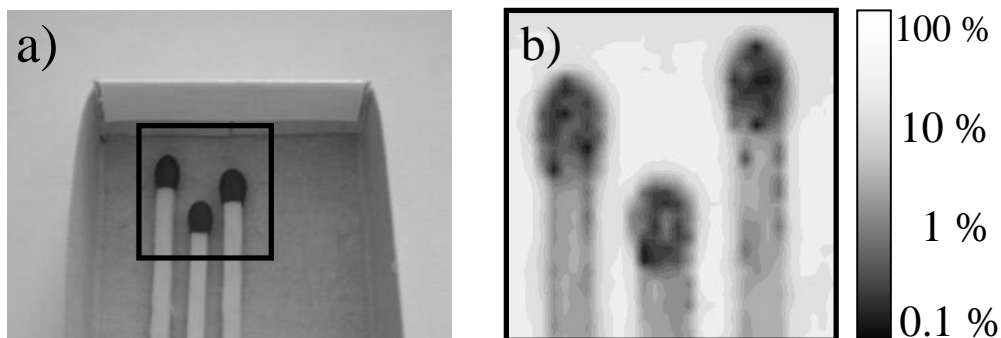


Abbildung 7.6.: a) Photo: offene Streichholzschachtel mit drei Streichhölzern. b) Relative THz-Transmission (Leistung) bei $1,1 \text{ THz}$.

große THz-Bild besteht aus 900 Bildpunkten, entsprechend einem Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Bildpunkte von 0,5 mm in beiden Richtungen. Die Referenzmessungen wurden in einem Teil des Objekts mit Pappe, aber ohne Streichhölzer durchgeführt. Diese Bereiche haben daher eine relative Transmission von 100 %.

In der medizinischen Bildgebung steht der THz-Bereich sehr etablierten Methoden in anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums, aber auch des Ultraschalls und der Kernspinresonanz⁵ gegenüber. Um so wichtiger ist die Demonstration der grundlegenden Kontrastmechanismen und methodischen Grenzen der THz-Bildgebung, um Ihre Vorteile und Einschränkungen herauszuarbeiten. Aufgrund der geringen Eindringtiefe der THz-Strahlung in frisches biologisches Gewebe, verursacht durch die hohe Absorption durch Wasser und Wasserdampf (z.B. [221]), wurde für die ersten Bilder auf in-vitro-Gewebeproben zurückgegriffen. Bei den veterinärpathologischen Proben⁶ handelt es sich um 3 mm dicke Schnitte durch die Gewebe. Die Proben wurden zunächst in Formalin eingelegt, dann mit Hilfe einer Alkoholreihe dehydriert und in Wachs fixiert [222]. Bei der Einbettung in das Wachs und dem nachfolgenden Schnitt mit einem Mikrotom muss besonders auf die Planität der Proben geachtet werden.

Als erstes Beispiel ist in Abbildung 7.7 a) der Schnitt durch den Hauttumor (Mastzellentumor [223]) eines Hundes gezeigt. Die Probe hatte eine Größe von $32 \times 24 \text{ mm}^2$. Für die Darstellung des THz-Bildes bei 1 THz (Abb. 7.7 b)) wurde die relative Transmission der THz-Leistung logarithmisch aufgetragen. Das Bild besteht aus 11248 Punkten mit einem Abstand von $290 \mu\text{m}$ zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Punkte. Die Referenzmessung wurde in einem Bereich der Probe mit Wachs und ohne Gewebe durchgeführt. Die Messzeit für einen einmaligen Messdurchlauf (ohne Mittelung an den einzelnen Bildpunkten, wie dargestellt) beträgt 39 Minuten. Die deutliche Kontrastbildung macht die unterschiedlichen Gewebetypen im THz-Bild sichtbar. Neben der unterschiedlichen Absorption aufgrund verschiedener Dichten der einzelnen Gewebetypen konnten mit Hilfe von Dunkelfeldmessungen mit einem gepulsten THz-System [111] Streuung und Beugung vor allem in den Grenzbereichen zwischen verschiedenen Geweben als Kontrastmechanismus identifiziert werden.

Abbildung 7.8 a) zeigt ein Photo eines Dünnschnitts durch den Kopf eines Kanarienvogels, der wie zuvor beschrieben präpariert wurde. Die Probe ist $32 \times 24 \text{ mm}^2$ groß. In Abbildung 7.8 b) ist die mit dem Dauerstrich-THz-System bei 1 THz gemessene Transmission der Leistung logarithmisch aufgetragen. Das THz-Bild besteht aus 3072 Punkten, entsprechend einem Abstand von 0,5 mm zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Bildpunkte. Die Referenzmessung wurde wieder in einem Bereich der Probe mit Wachs und ohne Gewebe durchgeführt. Die Messzeit für eine einfache Messung (ohne Mittelung, wie dargestellt) beträgt 11 Minuten einschließlich der Referenzmessung.

⁵ *im Englischen: nuclear magnetic resonance imaging, kurz: MRI*

⁶ Die Proben wurden vom Institut für Veterinär-Pathologie der Universität Gießen zur Verfügung gestellt und von S. Czasch und T. Bauer präpariert.

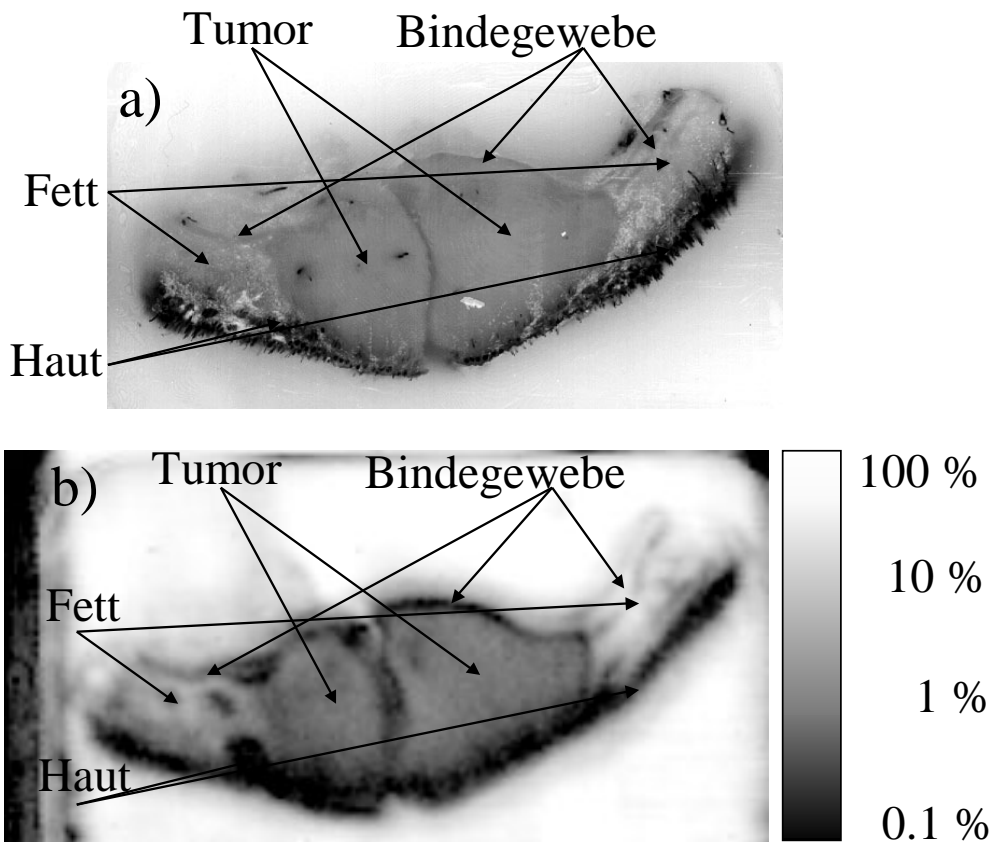


Abbildung 7.7.: a) Photo des Dünnschnitts durch den Hauttumor eines Hundes. b) Relative Dauerstrich-THz-Transmission (Leistung) durch die Probe bei 1 THz.

Zusätzlich zur Amplitude bzw. Leistung kann die Phase zur Bildgebung herangezogen werden. Dazu wird, wie in Abbildung 7.9 a) schematisch dargestellt, für jeden Bildpunkt die Phasendifferenz zwischen der Referenzmessung (gestrichelte (schwarze) Linie) und der Messung an der entsprechenden Stelle im Objekt (durchgezogene (rote) Linie) aufgetragen. Für den Vogelkopf ist dies in Abbildung 7.9 b) bei einer Frequenz von 1 THz dargestellt. Man erhält ein Bild, das alle Charakteristiken der Leistungstransmission enthält. Darüber hinaus ist erkennbar, dass bestimmte Bereiche des Vogelkopfes, z.B. die Zunge, in besonderem Maße hervorgehoben werden. Die Phaseninformation kann also komplementär zur Amplituden- bzw. Leistungsinformation verwendet werden. Für Proben, deren optische Dicke an allen Stellen kleiner als die THz-Wellenlänge ist, ist die Phaseninformation gleichbedeutend mit der Flugzeitinformation⁷, wie sie mit gepulsten Systemen gemessen wird. Für Proben mit einer optischen Dicke größer als die THz-Wellenlänge lässt sich die

⁷ *im Englischen: time of flight information*

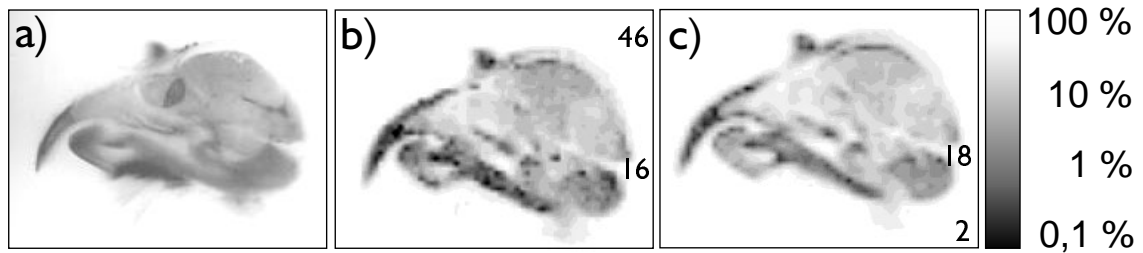


Abbildung 7.8.: a) Photo des Dünnschnitts durch den Kopf eines Kanarienvogels. b) Relative Dauerstrich-THz-Transmission (Leistung) durch die Probe bei 1 THz. c) Entsprechendes mit gepulster THz-Strahlung aufgenommenes Bild nach Fourier-Analyse dargestellt bei 1 THz.

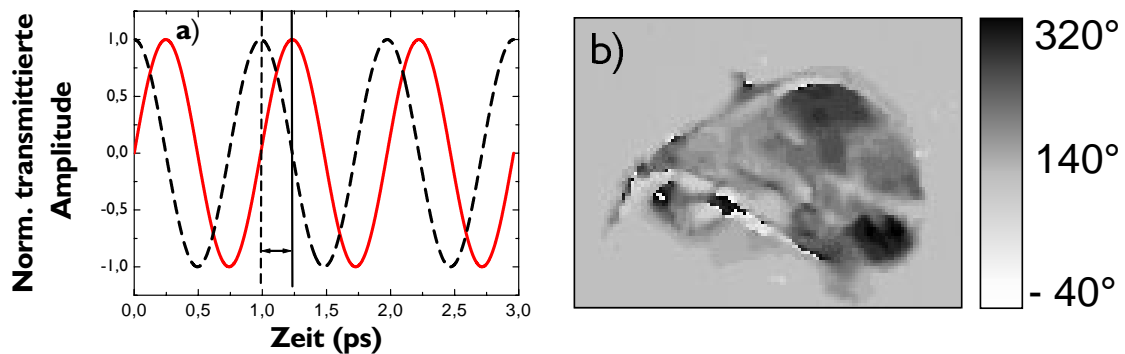


Abbildung 7.9.: a) Schematische Darstellung der Bestimmung der relativen Phasenverschiebung zwischen einer Referenzmessung (gestrichelte (schwarze) Linie) und einer Messung an einem Bildpunkt mit Objekt (durchgezogene (rote) Linie). b) Dauerstrich-THz-Bild des Dünnschnitts aus Abbildung 7.8, aufgebaut aus der relativen Phasenverschiebung bei Transmission durch das Objekt.

Phase und damit die Flugzeit nur modulo 2π bestimmen. Solange die Variation der optischen Dicke kleiner der THz-Wellenlänge ist, lässt sich in diesem Fall immer noch eine relative Flugzeitinformation gewinnen. Sollen bei Proben mit einer optischen Dicke größer als die THz-Wellenlänge Aussagen über die absolute Flugzeit getroffen werden, so müssen Methoden zur absoluten optischen Längenmessung verwendet werden.

7.4. Bildqualität – Vergleich mit gepulstem THz-System

In Abbildung 7.8 c) ist ein gepulstes THz-Bild des Kanarienvogelkopfes bei 1 THz abgebildet. Die Messung wurde mit einem gepulstem THz-System basierend auf einem Ti:Saphir-

Verstärkerlaser mit 1 kHz Pulswiederholrate durchgeführt [111]. Die Zahl der Bildpunkte und deren Abstand sind identisch mit denen des Dauerstrich–Bildes. Die relative transmittierte Leistung bei 1 THz wurde aus der Fourier–Transformierten des gemessenen zeitaufgelösten elektrischen THz–Feldes berechnet.

Die beiden Bilder unterscheiden sich nicht wesentlich. Auf beiden sind alle Merkmale des Vogelkopfes klar zu erkennen. Einen quantitativeren Vergleich zwischen den beiden THz–Bilder erhält man, wenn man die relative transmittierte THz–Leistung für eine identische Bildzeile anschaut. Für den Vogelkopf ist dies in Abbildung 7.10 gezeigt. Die beiden Zeilen

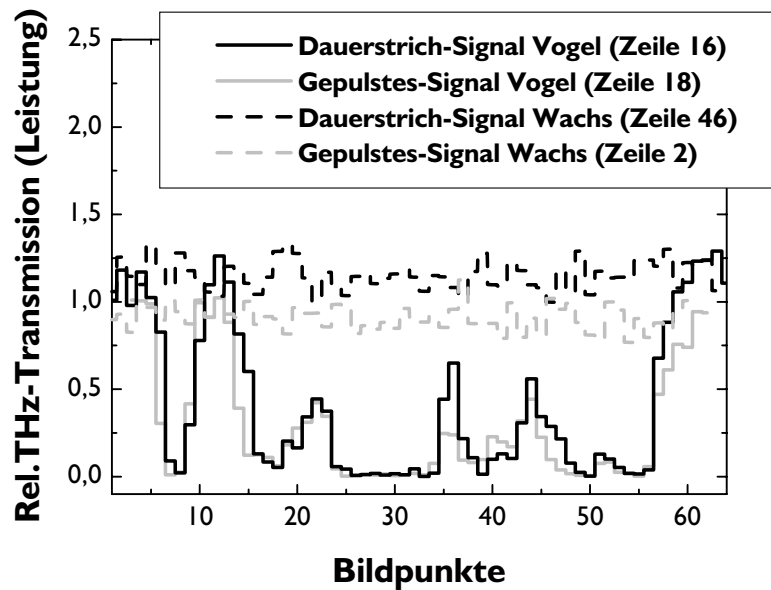


Abbildung 7.10.: Relative THz–Transmission für korrespondierende Zeilen im Dauerstrich– und gepulsten THz–Bild.

sind mit durchgezogenen Linien markiert, wobei die Dauerstrich–Messung in schwarz und die gepulste Messung in grau dargestellt sind. Die entsprechenden extrahierten Bildzeilen (Zeilen 16 und 18 im Dauerstrich–, respektive im gepulsten Bild) sind in Abbildung 7.8 b) bzw. c) markiert. Die leicht unterschiedlichen absoluten Werte resultieren aus der verschiedenen Normierung. In beiden Messungen sind auf der linken Seite deutlich die Bereiche mit Wachs (hohe Transmission) und des Schnabels (niedrige Transmission) zu erkennen. Es folgt von links nach rechts ein weiterer Bereich mit Wachs (Zwischenraum zwischen Schnabel und Kopf), dann die Details des eigentlichen Kopfes und ganz rechts wieder ein Bereich mit hoher Transmission.

Als Bildrauschen definiert man den aus einer großen Anzahl von Bildpunkten bestimmten Mittelwert des Signals (hier die relative transmittierte Leistung), geteilt durch die zugehörige Standardabweichung [219]. Wie das Signal–zu–Rausch–Verhältnis auch, hängt

das Bildrauschen von der Signalstärke ab. Es muss daher für ein Objekt mit homogener Transmission bestimmt werden oder ganz ohne Objekt (Bildrauschen für maximales Signal). Das Bildrauschen ist vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Systems, so wie es in Kapitel 6.3.3 definiert wurde, zu unterscheiden. Zur Bestimmung des Bildrauschens wird über eine große Anzahl von Bildpunkten, die die gleiche Transmission zeigen, gemittelt. Instabilitäten des Systems auf längeren Zeitskalen schlagen sich hier eher nieder. Vergleicht man nun zwei Zeilen aus Bereichen des Objekts, die ausschließlich aus Wachs bestehen, so erhält man einen Wert für das Bildrauschen der beiden Systeme. Zu diesem Zweck sind in Abbildung 7.10 die Zeilen 46 und 2 des Dauerstrich- respektive des gepulsten Bildes aufgetragen. Die Messungen sind mit gestrichelten Linien in schwarz (Dauerstrich) und grau (gepulst) dargestellt. Für beide Systeme beträgt das Bildrauschen ca. 14:1 bezogen auf die transmittierte THz-Leistung durch die gezeigte Wachs-Probe (28:1 für die elektrische Feldamplitude). An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass das Bildrauschen auch das Auflösungsvermögen beeinflusst [219]. Ein starkes Rauschen beispielsweise reduziert die räumliche Auflösung. Daher wird das Bildrauschen in detaillierteren Studien häufig als sogenanntes Rausch-Leistungs-Spektrum⁸ in Abhängigkeit von der räumlichen Frequenz aufgetragen. Der dynamische Bereich eines Systems, so wie er in Kapitel 6.3.3 definiert wird, wird in der Bildgebung oft auch als maximaler Kontrast bezeichnet. Die Begriffe sind äquivalent zu verwenden.

Eine Reduzierung des Bildrauschens, zunächst gleichbedeutend mit einer Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (siehe auch Kap. 6.3.3), kann in erster Linie durch eine verbesserte Amplituden- und Frequenzstabilität des Lasers erreicht werden. Dabei sollte ein Augenmerk vor allem auf die Langzeitstabilität des Lasers gelegt werden, da das Bildrauschen im Gegensatz zum reinen Signal-zu-Rausch-Verhältnis über eine längere Messzeit ermittelt wird. Es wird vorgeschlagen den Ti:Saphir-Laser in Ring-Geometrie mit einem zusätzlichen Fabry-Perot-Etalon zur Stabilisierung des Einmoden-Betriebs und einem Lyot-Filter zur Frequenzabstimmung zu betreiben. Es bleibt abzuwarten, ob bei einer solchen Laserkonfiguration die zur Verfügung stehende Leistung des Pump lasers (5,5 W) zur Generation zweier Farben ausreicht. Der maximale Kontrast der Bilder, d.h. der dynamische Bereich des Systems, kann hingegen vor allem durch Optimierungen des Emitters im Sinne einer höheren Ausgangsleistung und des Detektors im Sinne eines niedrigeren thermischen Rauschens verbessert werden (siehe auch Kap. 6.3.3). Die Messzeiten des Dauerstrich-Bildes und des gepulsten THz-Bildes unterscheiden sich stark. Im Gegensatz zu der relativ kurzen Zeit von 11 Minuten mit dem Dauerstrich-System wurden für die gepulste Messung 14 Stunden und 15 Minuten benötigt. Diese extrem lange Messzeit ist darauf zurückzuführen, dass das verwendete gepulste System nicht für kurze Datenerfassungszeiten optimiert war. Die kürzeste für ein gepulstes bildgebendes THz-System jemals angegebene Datenerfassungszeit liegt bei 10 ms pro Bildpunkt [100]. Hierbei wurde ein hochrepetierliches Lasersystem verwendet und nicht wie bei uns ein niederrepetierliches

⁸ *im Englischen: noise power spectrum, kurz: NPS*

ches. Bei einem Vergleich der Messzeiten ist zu beachten, dass während dieser Zeit mit einem gepulsten System für jeden Datenpunkt spektroskopische Informationen über einen Frequenzbereich von etwa 0,1 bis 3 THz gewonnen werden. Im Gegenzug ist die Frequenzauflösung des Dauerstrich–Systems (600 MHz, siehe Kap. 6.3.2) dem durch die Länge der optischen Verzögerungsstrecke limitierten Auflösungsvermögen des gepulsten Systems (in unserem Fall 312 GHz) weit überlegen. Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass die Datenerfassungszeit pro Bildpunkt für das Dauerstrich–System ebenfalls auf 10 ms verkürzt werden kann. Dazu ist es notwendig das Signal–zu–Rausch–Verhältnis zu verbessern (s.o.). Neue Wege bei der Datenerfassung, z.B. der Einsatz von „fast–scan“–Techniken [92], können weiterhin zur Reduzierung der Datenerfassungszeit beitragen. Das Dauerstrich–System bietet den Vorteil, dass die Messung bei einer bekannten quasi–monochromatischen THz–Frequenz durchgeführt wird. Pro Bildpunkt müssen bei bekannter Frequenz nur je eine Messung an zwei Punkten im Zeitbereich mit bekannter Zeit– bzw. Phasendifferenz durchgeführt werden, um Amplitude und Phase des gemessenen THz–Signals zu bestimmen. Alternativ dazu kann das Signal und seine Ableitung für eine feste Phasenverschiebung zwischen optischem und THz–Signal gemessen werden und daraus ebenfalls Amplitude und Phase des THz–Signals bestimmt werden. Zur Realisierung einer solchen Messmethode muss der Zeitversatz zwischen THz– und optischem Signal über eine kurze Strecke schnell periodisch variiert werden. Dazu kann beispielsweise ein Spiegel mit Hilfe eines Piezoverstellers bewegt werden. Detektiert man nun das Detektor–Signal mit einem Lock–in–Verstärker bei einer Filterfrequenz, die der Modulationsfrequenz des optischen Strahls entspricht, so erhält man die Ableitung des elektrischen THz–Signals. Detektiert man mit einem zweiten Lock–in–Verstärker das Detektor–Signal auf der zweiten Harmonischen der Modulationsfrequenz, so erhält man das Signal des elektrischen THz–Feldes selbst.

Abschließend sind in Tabelle 7.1 die Charakteristiken des bildgebenden Dauerstrich–Systems und eines gepulsten THz–Systems zusammenfassend gegenübergestellt. Dabei wurden die Angaben für das gepulste System aus eigenen Messungen und den besten in der Literatur berichteten Werten zusammengetragen. Die jeweilige Literaturstelle ist in Klammern angegeben.

Parameter	Dauerstrich THz-System	gepulstes THz-System
Max. THz-Leistung:	50 nW bei 1 THz	40 μ W [92] volle Bandbreite
Min. THz-Leistung:	0,38 pW bei 1 THz	$5,8 \cdot 10^{-5}$ pW volle Bandbreite
dyn. Bereich (Leistung, 100 ms Int. Zeit):	$1,3 \cdot 10^5$ photokond. bei 1 THz	$6,9 \cdot 10^{10}$ EO-Det. [92]
THz-Frequenzen:	0,2 – 1,5 THz eine Frequ. pro Messung	0,1 – 6 THz [92] alle Frequ. pro Messung
max. spektrale Leistungsdichte:	50 nW/100 MHz bei 1 THz	\ll 1 nW/100 MHz bei 1 THz
Frequenzauflösung:	< 600 MHz	max. 1 GHz (30 cm Verzögerungsstr.)
Datenerfassungszeit:	200 ms pro Bildpunkt	10 ms pro Bildpunkt [100]

Tabelle 7.1.: Vergleich zwischen dem bildgebenden Dauerstrich-THz-System und einem entsprechenden gepulsten System.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Optoelektronische THz-Systeme finden seit 1995 Anwendung in der Bildgebung. Alle bisherigen Systeme basieren dabei auf gepulsten Femtosekunden-Laserquellen und emittieren gepulste, breitbandige THz-Strahlung. In dieser Arbeit wird erstmals ein bildgebendes optoelektronisches Dauerstrich-THz-System vorgestellt. Ein solches System kann die Abmessungen und die Kosten im Vergleich zu einem gepulsten THz-System erheblich reduzieren. Gleichzeitig ermöglicht es eine wesentlich höhere spektrale Auflösung in Kombination mit einer erhöhten spektralen Leistungsdichte. Zur Optimierung des Systems wurden in dieser Arbeit die einzelnen Komponenten detailliert untersucht und insbesondere ihre Wechselwirkung im Rahmen einer Systembetrachtung analysiert. Nachfolgend werden die wichtigsten Ergebnisse für die Komponenten sowie für das Gesamtsystem kurz zusammengefasst und ein Ausblick auf die Gestaltung der künftigen Systeme gegeben.

Für den Laborbetrieb wurde ein Zweifarben-Ti:Saphir-Laser entwickelt, der es ermöglicht, die beiden zu mischenden nah-infraroten Frequenzen in einem Verstärkermedium zu generieren. Für das bildgebende System wurde der Laser in unidirektionaler Ringkonfiguration mit zwei sich im Laserkristall kreuzenden Resonatoren verwendet. Der Ringresonator ermöglicht aufgrund des unterdrückten räumlichen Lochbrennens einen einmodigen Betrieb. Der stabile einmodige Betrieb bietet allgemein die schmalbandigste THz-Emission und das geringste Rauschen, da es zu keinem Modenwettbewerb innerhalb des Resonators kommt. In künftigen, auf Anwendungen außerhalb des Labors zielenden Systemen sollte der Ti:Saphir-Laser durch Diodenlaser-Systeme ersetzt werden können, die neben einer weiteren Reduzierung der Kosten auch eine bessere Integration ermöglichen.

Zur Optimierung der als THz-Emitter verwendeten Photomischer wurde die generierte THz-Leistung von schnellen Photoschaltern basierend auf bei unterschiedlichen Temperaturen gewachsenem LT-GaAs gemessen. Es zeigt sich, dass neben der Ladungsträgereinfangzeit auch die effektive Ladungsträgermobilität mit der Wachstumstemperatur variiert. Sie nimmt zu höheren Wachstumstemperaturen hin ab. Dieser Effekt wird auf die sich mit der Wachstumstemperatur ändernde Leitfähigkeit der Kontakte zurückgeführt. Für eine gegebene THz-Zielfrequenz muss das LT-GaAs-Material so gewählt werden, dass es eine optimale elektrische Effizienz aufweist. Dies ermöglicht eine maximale THz-Emission bei minimalem (elektrischem) Rauschen. In diese Optimierung muss die Abhängigkeit der effektiven Mobilität von der Wachstumstemperatur einbezogen werden. Jeder THz-Zielfrequenz kann nun in gewissen Grenzen eine optimale Ladungsträgereinfangzeit bzw. Wachstumstemperatur zugeordnet werden. Für Frequenzen > 500 GHz muss die kürzeste realisierbare Ladungsträgereinfangzeit (ca. 0,3 ps) verwendet werden. Die so optimierten

Photoschalter müssen in eine resonante Antennenstruktur eingebettet werden, um eine optimale THz-Abstrahlung zu ermöglichen. Zur Entwicklung einer Optimierungsstrategie wurden Messungen der THz-Emission unterschiedlicher Dipolantennen durchgeführt. Je nach Anwendung kann die Antennenstruktur entweder breitbandig (d.h. breiter Abstimmbereich) mit vergleichsweise niedriger Abstrahlungseffizienz oder schmalbandig mit hoher Effizienz gewählt werden. Das Schlüsselproblem beim Entwurf effizienter Photomischer ist jedoch die Fehlanpassung zwischen der Impedanz des Photoschalters und der Eingangsimpedanz der Antenne. Die Impedanz eines Photoschalters (ca. 500 k Ω) ist um etwa einen Faktor 2500 größer als die Eingangsimpedanz einer typischen Vollwellendipolantenne. Diese Fehlanpassung kann nur durch das Design völlig neuer, hochohmiger THz-Antennen (z.B. vom Typ Yagi) verringert werden. Hier liegt derzeit das größte Potential, aber auch die größte Herausforderung auf dem Weg zu THz-Emittern mit hoher Ausgangsleistung. Nach der eindeutigen Identifikation dieses Problembereichs im Rahmen dieser Arbeit sind Photomischer mit einer Ausgangsleistung im Bereich von 100 μ W und damit optische Effizienzen in der Größenordnung 10^{-3} in erreichbare Nähe gerückt.

Eine der ungeklärten Fragen bei der Entwicklung von leistungsfähigen Photomischern auf LT-GaAs-Basis für Dauerstrich- und hochrepetierlichen Pulsbetrieb war bisher der Einfluss der Feldabschirmung im Photoschalter. Zur Untersuchung des lokalen Feldes und seiner Abschirmung wurde ein zeitaufgelöstes Doppelpulsexperiment durchgeführt. Es misst die von einem kurzen optischen Puls generierte THz-Amplitude in Abhängigkeit eines zweiten zeitverzögerten Anrege-Pulses. Das beobachtete Abschirmverhalten ist, entgegen allen bisherigen Aussagen, nicht auf die Abschirmung durch Raumladungen, sondern auf die Abschirmung durch das elektrische THz-Strahlungsfeld (Nahfeld) zurückzuführen. Nennenswerte Abschirmung bei Anregungsdichten $< 10^{18}$ cm $^{-3}$ und Materialien mit einer kurzen Ladungsträgereinfangzeit ist nicht zu erwarten.

Für die Optimierung von Photomischern als leistungsfähige Detektoren muss ihr dynamischer Bereich, d.h. das Verhältnis zwischen dem im Photoschalter generierten Gleichstrom und dem thermischen Rauschen, optimiert werden. Es zeigt sich, dass auch diese Optimierung für jede THz-Zielfrequenz die Auswahl einer optimalen Ladungsträgereinfangzeit und damit Wachstumstemperatur des für den Photoschalter verwendeten LT-GaAs-Materials verlangt. Bei einer gegebenen THz-Zielfrequenz ist die optimale Ladungsträgereinfangzeit für Emittter und Detektor gleich. Die große Fehlanpassung zwischen der Impedanz des Photoschalters und der Eingangsimpedanz der Antenne ist für den Detektor bei leistungsfreier Messung des generierten DC-Stroms von Vorteil. Sie führt dazu, dass das gesamte einfallende elektrische THz-Feld am Photoschalter angreift. Daher sollten für die Detektoren weiterhin niederohmige Dipolantennen zum Einsatz kommen.

Ausgehend von den Arbeiten zum Zweifarben-Ti:Saphir-Laser und zu den THz-Emittern wurde ein kohärentes Dauerstrich-THz-System entwickelt, das neben dem Emittter einen weiteren Photomischer als Detektor verwendet. Für die quasioptische Strahlführung zwischen Emittter und Detektor wurden erstmals asphärische Polyäthylenlinsen ver-

wendet. Durch den Brennpunkt der Linsen kann ein Objekt verschoben werden und so ein THz-Bild in Transmission Bildpunkt für Bildpunkt gemessen werden. Die Eigenschaften des bildgebenden Dauerstrich-THz-Systems sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Das

Max. THz-Leistung:	50 nW
THz-Frequenzen:	0,2 – 1,5 THz
THz-Frequenzauflösung:	600 MHz
THz-Linienbreite:	100 MHz
dyn. Bereich (Leistung):	$1,3 \cdot 10^5$
max. räuml. Auflösung:	208 μm bei 1,02 THz
Datenerfassungsgeschwindigkeit:	200 ms pro Bildpunkt

Tabelle 8.1.: Übersicht über die Parameter des bildgebenden Dauerstrich-THz-Systems.

Dunkelrauschen des verwendeten Detektors liegt bereits in der Größenordnung der fundamentalen Grenze. Die Verbesserung des dynamischen Bereichs und damit der Leistungsfähigkeit zukünftiger Systeme wird daher entscheidend davon abhängen, ob es gelingt, THz-Emitter mit höherer Ausgangsleistung zu bauen.

Mit dem vorgestellten System konnte erstmals erfolgreich Dauerstrich-THz-Bildgebung gezeigt werden. Die Ergebnisse halten dem Vergleich mit etablierten gepulsten Systemen in Bezug auf Bildqualität und Datenerfassungsrate stand. Die sich abzeichnende Verbesserung des dynamischen Bereichs um mehrere Größenordnungen wird die Position der Dauerstrich-Technik weiter stärken.

A. Elektrisches Feld und Leistung eines optischen Schwebungssignals

Durch Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen mit leicht unterschiedlicher Frequenz entsteht ein Schwebungssignal [140]:

Seien diese beiden Wellen durch ihre zugehörigen elektrischen Felder E_1 bzw E_2 dargestellt:

$$E_1(t) = E_{01} \cos(k_1 x - \omega_1 t) \quad \text{und} \quad E_2(t) = E_{02} \cos(k_2 x - \omega_2 t) ,$$

wobei E_{0i} die Feldamplitude, k_i der Wellenvektor, ω_i die Kreisfrequenz, x der Ort und t die Zeit ist.

Sind die Polarisierungen der elektrischen Felder der beiden Wellen parallel und werden sie räumlich überlagert, addieren sich die elektrischen Felder. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit werden die Amplituden E_{01} und E_{02} als gleich angenommen und als E_0 bezeichnet:

$$\begin{aligned} E_{ges}(t) &= E_1(t) + E_2(t) \\ &= E_0 \cdot (\cos(k_1 x - \omega_1 t) + \cos(k_2 x - \omega_2 t)) . \end{aligned}$$

Unter Verwendung von $\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cdot \cos \left[\frac{1}{2} (\alpha + \beta) \right] \cdot \cos \left[\frac{1}{2} (\alpha - \beta) \right]$ folgt durch Umformung:

$$\begin{aligned} E_{ges}(t) &= 2 \cdot E_0 \cdot \cos \left[\frac{1}{2} [(k_1 + k_2) x - (\omega_1 + \omega_2) t] \right] \\ &\quad \cdot \cos \left[\frac{1}{2} [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] \right] . \end{aligned} \tag{A.1}$$

Definieren wir

$$\begin{aligned} \bar{\omega} &:= \frac{1}{2} (\omega_1 + \omega_2) & \omega_m &:= \frac{1}{2} (\omega_1 - \omega_2) \\ \bar{k} &:= \frac{1}{2} (k_1 + k_2) & k_m &:= \frac{1}{2} (k_1 - k_2) , \end{aligned}$$

so folgt

$$E_{ges}(t) = 2 \cdot E_0 \cdot \cos [k_m x - \omega_m t] \cdot \cos [\bar{k} x - \bar{\omega} t] . \tag{A.2}$$

Die Wellenzahl k_m wird als *Modulationswellenzahl* und ω_m als *Modulationsfrequenz* bezeichnet. Desweiteren sind \bar{k} und $\bar{\omega}$ die *mittlere* Wellenzahl bzw. die *mittlere* Kreisfrequenz. Anhand Gleichung A.2 wird deutlich sichtbar, dass die entstandene Welle eine Schwingung

mit der mittleren Kreisfrequenz $\bar{\omega}$ ist, deren Amplitude zusätzlich mit der Modulationsfrequenz ω_m oszilliert.

Die instantane Bestrahlungsstärke bzw. instantane Intensität $\iota(t)$ ist als instantane Leistung $P_{opt}(t)$ pro Fläche A_P definiert ([140]). Die instantane Intensität ist gleich dem Betrag des *nicht* zeitlich gemittelten Poyntingvektors $S(t)$:

$$\iota(t) = |S|(t) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_{ges}(t)^2 . \quad (\text{A.3})$$

Aus der Definition für $\iota(t)$ bzw. $S(t)$ folgt somit für die (hier: optische) instantane Leistung $P_{opt}(t)$:

$$P_{opt}(t) = \iota(t) \cdot A_P = |S|(t) \cdot A_P = \frac{1}{2} c \epsilon_0 A_P E_{ges}^2(t) . \quad (\text{A.4})$$

Somit sind $\iota(t)$ und $P_{opt}(t)$ proportional zu $E_{ges}(t)^2$. Zur besseren Übersicht wird wieder von den ursprünglichen Feldern $E_1(t)$ und $E_2(t)$ ausgegangen, wobei diesmal die Amplituden E_{01} und E_{02} als verschieden angenommen werden:

$$\begin{aligned} P_{opt}(t) \propto E_{ges}(t)^2 &= (E_1(t) + E_2(t))^2 = E_1(t)^2 + E_2(t)^2 + 2 \cdot E_1(t)E_2(t) \\ &\propto E_{01}^2 \cos^2(k_1 x - \omega_1 t) + E_{02}^2 \cos^2(k_2 x - \omega_2 t) \\ &\quad + 2E_{01}E_{02} \cdot \cos(k_1 x - \omega_1 t) \cdot \cos(k_2 x - \omega_2 t) . \end{aligned}$$

Mit $\cos^2(\alpha) = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\alpha))$ ergibt sich

$$\begin{aligned} P_{opt}(t) \propto E_{01}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)]\} &+ E_{02}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)]\} \\ &+ 2E_{01}E_{02} \cdot \cos(k_1 x - \omega_1 t) \cdot \cos(k_2 x - \omega_2 t) . \end{aligned}$$

Mit $\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} \cdot \{\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)\}$ folgt:

$$\begin{aligned} P_{opt}(t) \propto E_{01}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)]\} &+ E_{02}^2 \cdot \frac{1}{2} \{1 + \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)]\} \\ &+ E_{01}E_{02} \{\cos[(k_1 x - \omega_1 t) + (k_2 x - \omega_2 t)] + \cos[(k_1 x - \omega_1 t) - (k_2 x - \omega_2 t)]\} . \end{aligned}$$

Durch Umformung ergibt sich:

$$\begin{aligned} P_{opt} \propto \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + \frac{1}{2} E_{01}^2 \cos[2(k_1 x - \omega_1 t)] &+ \frac{1}{2} E_{02}^2 \cos[2(k_2 x - \omega_2 t)] \\ &+ E_{01}E_{02} \cos[(k_1 + k_2)x - (\omega_1 + \omega_2)t] \\ &+ E_{01}E_{02} \cos[(k_1 - k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t] . \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

In Gleichung A.5 zeigt sich, dass die instantane Leistung aus 4 Wellen mit unterschiedlicher Frequenz und einem frequenzunabhängigen DC-Term proportional $\frac{1}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2)$ besteht. Die zeitgemittelte Intensität $\langle \iota(t) \rangle$ beträgt somit $\frac{1}{4} c \epsilon_0 (E_{01}^2 + E_{02}^2)$. Neben den verdoppelten Frequenzen der beiden ursprünglichen elektrischen Felder existieren nun sowohl die Summen- ($\omega_1 + \omega_2$) als auch die Differenzfrequenz ($\omega_1 - \omega_2$).

Wird über einen Zeitraum t , der kürzer als die Periode der Schwebung, aber länger als die Periode der Summenfrequenz ist ($\frac{2\pi}{(\omega_1+\omega_2)} \ll t \ll \frac{2\pi}{(\omega_1-\omega_2)}$) gemittelt, folgt:

$$\langle P_{opt} \rangle (t) \propto \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] ,$$

bzw.

$$\begin{aligned} \langle P_{opt} \rangle (t) &= \frac{c \cdot \varepsilon_0}{4} A_P \cdot \left\{ \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] \right\} \\ &= \frac{1}{2} P_1^2 + \frac{1}{2} P_2^2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t] . \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Wird eine konstante Phasenverschiebung φ_1 bzw. φ_2 der beiden elektrischen Ausgangsfelder E_1 bzw. E_2 in die Rechnung einbezogen, führt dies in Gleichung A.6 im Argument des Cosinus zu einer Addition von φ_2 und einer Subtraktion von φ_1 ([148]):

$$\langle P_{opt} \rangle (t) = \frac{c \cdot \varepsilon_0}{4} A_P \cdot \left\{ \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos [(k_1 - k_2) x - (\omega_1 - \omega_2) t + \varphi_2 - \varphi_1] \right\} . \quad (\text{A.7})$$

Die vorstehend hergeleiteten Ausdrücke sind bei geeigneter Wahl der Amplitude des elektrischen Feldes identisch mit dem Ergebnis von Yariv in [148], S. 401, und weichen von Brown *et al.* in [13], Gleichung 4, nur durch die dort nicht zeitlich ausgemittelte Summenfrequenz ab.

B. Lösung der zeitabhängigen Ladungsträgerdichte

In diesem Anhang wird die Differentialgleichung für die Ladungsträgerdichte gelöst. Die Anregung der Ladungsträger erfolgt über das optische Signal und enthält deswegen neben der Differenzfrequenz noch die Summenfrequenz und jeweils die doppelte Frequenz. Die Lösung der Differentialgleichung erfolgt für eine Anregung mit Differenzfrequenz und, wie sich zeigen wird, ohne Einschränkung der Allgemeinheit für eine weitere Frequenz.

Das Ergebnis wird sein, dass alle Anregungsfrequenzen als Frequenzen der Ladungsträgerdichtemodulation erhalten bleiben und die Amplituden alle den gleichen frequenzabhängigen Faktor besitzen. Dieser Amplitudenfaktor geht für hohe Frequenzen gegen null.

Die Differentialgleichung für die Ladungsträgerdichte (Glg. 5.8) lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{n_{gen}}{V} - \frac{\rho}{\tau}.$$

Wie in Kap. 5.2.1 wird für die Generation der von der optischen Leistung abhängige Term eingesetzt. Es folgt

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} P_1^2 + \frac{1}{2} P_2^2 + \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cos [(\omega_2 - \omega_1) t] \right\} - \frac{n}{\tau}.$$

Dies lässt sich vereinfachen zu

$$\frac{dn}{dt} = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) - \frac{n}{\tau}, \quad (\text{B.1})$$

wobei

$$\alpha = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2}, \quad \beta = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1^2 + \frac{1}{2} P_2^2 \right] \quad \text{und} \quad \omega_{diff} = (\omega_2 - \omega_1).$$

Die angesprochene Erweiterung der Generation um einen weiteren Term mit Frequenz ω_{neu} ergibt:

$$\frac{d\rho}{dt} = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) - \frac{\rho}{\tau} + \gamma \cos(\omega_{neu} t). \quad (\text{B.2})$$

Der neue Term kann, wie oben erwähnt, die Anregung mit der Summenfrequenz oder mit den doppelten Frequenzen oder bei anderer zusätzlicher optischer Anregung eine beliebige andere Frequenz darstellen. Für die Summenfrequenz wäre $\gamma = \alpha$, da, wie Gleichung A.5 zeigt, die Schwingungsamplitude identisch mit der Amplitude der Differenzfrequenz ist. Für die doppelten Frequenzen würde sich der zur optischen Leistung proportionale Term ändern (vgl. Anhang A). Wichtig ist, dass die Faktoren zeitunabhängig sind. Den Lösungsansatz

$$\rho(t) = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) + D + E \cdot \sin(\omega_{neu} t) + F \cdot \cos(\omega_{neu} t)$$

eingesetzt in B.2 ergibt:

$$\begin{aligned}
 & -A \cdot \frac{1}{\tau} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \omega_{diff} \cdot \cos(\omega_{diff} t) - C \cdot \omega_{diff} \cdot \sin(\omega_{diff} t) \\
 & \quad + E \cdot \omega_{neu} \cdot \cos(\omega_{neu} t) - F \cdot \omega_{neu} \cdot \sin(\omega_{neu} t) \\
 & = \beta + \alpha \cos(\omega_{diff} t) \\
 & \quad - \frac{1}{\tau} \left\{ A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) - D + E \cdot \sin(\omega_{neu} t) + F \cdot \cos(\omega_{neu} t) \right\} \\
 & \quad + \gamma \cos(\omega_{neu} t) .
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

Da Gleichung B.3 für alle Zeiten gelten muss, folgt:

$$[\alpha - \frac{1}{\tau}C - B \cdot \omega_{diff}] = 0 , \tag{B.4}$$

$$[\frac{1}{\tau} \cdot B - C \cdot \omega_{diff}] = 0 , \tag{B.5}$$

$$\beta - \frac{D}{\tau} = 0 , \tag{B.6}$$

$$[\frac{1}{\tau}E - F \cdot \omega_{neu}] = 0 , \tag{B.7}$$

$$[\gamma - \frac{1}{\tau}F - E \cdot \omega_{neu}] = 0 . \tag{B.8}$$

Daraus folgt für die Konstanten B , C , D , E und F :

$$\begin{aligned}
 B &= \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} , \\
 C &= \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} = \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau} + \tau \cdot \omega_{diff}^2} , \\
 D &= \beta \cdot \tau , \\
 E &= \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau^2 \omega_{neu}} + \omega_{neu}} , \\
 F &= \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau^2 \omega_{neu}} + \omega_{neu}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{neu}} = \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau} + \tau \cdot \omega_{neu}^2} .
 \end{aligned} \tag{B.9}$$

Über A wird der Anfangswert $\rho(0)$ festgelegt. Umgekehrt folgt aus einer gegebenen Anfangsdichte $\rho(0)$ für A :

$$\begin{aligned}
 A &= \rho(0) - C - D - F \\
 &= \rho(0) - \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} - \beta \cdot \tau - \frac{\gamma}{\frac{1}{\tau^2 \omega_{neu}} + \omega_{neu}} .
 \end{aligned}$$

Wie man sieht, haben die aus der Lösung entstandenen Vorfaktoren der Amplituden $\frac{1}{\frac{1}{\tau^2 \omega} + \omega}$ bzw. $\frac{1}{\frac{1}{\tau} + \tau \cdot \omega^2}$ in B und E bzw. in C und F die gleiche Struktur. Für große Frequenzen geht dieser Faktor bei konstanter optischer Leistung gegen null. Deshalb werden unter

Berücksichtigung der vorhandenen Laserleistungen im Folgenden die Terme für höhere Frequenzen vernachlässigt und zur korrekten Berechnung von A , $E = F = 0$ gesetzt.

Für $\rho(t)$ folgt dann:

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + B \cdot \sin(\omega_{diff} t) + C \cdot \cos(\omega_{diff} t) + D \\
&= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \sin(\omega_{diff} t) \\
&\quad + \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \cdot \cos(\omega_{diff} t) + \beta \cdot \tau \\
&= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\alpha}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \left[\sin(\omega_{diff} t) + \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \cdot \cos(\omega_{diff} t) \right] + \beta \cdot \tau \\
&= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_{01} P_{02}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \left[\sin(\omega_{diff} t) + \frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \cdot \cos(\omega_{diff} t) \right] \\
&\quad + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] .
\end{aligned}$$

Mit

$$A_1 \sin(\omega_{diff} t + \varphi_1) + A_2 \sin(\omega_{diff} t + \varphi_2) = A_{ges} \sin(\omega_{diff} t + \varphi) ,$$

wobei

$$A_{ges} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} , \quad \text{und} \quad \tan \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} ,$$

und mit $\cos \alpha = \sin(\alpha + \frac{\pi}{2})$ folgt für $\rho(t)$:

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \\
&\quad + \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\tau^2 \cdot \omega_{diff}} + \omega_{diff}} \cdot \left[\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\tau \cdot \omega_{diff}} \right)^2} \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \right] \\
&\quad + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] ,
\end{aligned}$$

wobei $\varphi = \arctan(\tau \cdot \omega_{diff})$. Umformung ergibt:

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \\
&\quad + \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{(\tau \cdot \omega_{diff})^2 + 1}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) \\
&\quad + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] .
\end{aligned} \tag{B.10}$$

Für große Zeiten verschwindet der exponentielle Term (Anschwingverhalten):

$$\rho(t) = \frac{\eta_e}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \sqrt{m \cdot P_1 P_2} \cdot \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{diff}^2}} \cdot \sin(\omega_{diff} t + \varphi) + \frac{\eta_e \cdot \tau}{V \cdot \hbar \omega_{opt}} \cdot \left[\frac{1}{2} P_1 + \frac{1}{2} P_2 \right] . \tag{B.11}$$

Über die Lösung mit einer weiteren Frequenz wird auch die endliche Linienbreite der anregenden optischen Frequenzen abgedeckt. Jede einzelne in jeder Farbe enthaltene Frequenz mischt mit allen anderen Frequenzen. Es entsteht eine endliche Linienbreite um die Differenzfrequenz der beiden Schwerpunktfrequenzen herum. Die doppelten Frequenzen und die Summenfrequenzen können aufgrund ihrer geringen Amplitude vernachlässigt werden.

C. Abstrahlung elektromagnetischer Wellen

Aus den Maxwellgleichungen ergibt sich der Zusammenhang zwischen beschleunigten Ladungen bzw. Strom(-dichte)änderungen und zeitabhängigen elektrischen und magnetischen Feldern. Direkt aus den Stromdichteänderungen die Felder zu errechnen, ist schwierig. Deshalb werden geschickt gewählte skalare Felder und Vektor-Felder als Potentiale eingeführt. Diese ersetzen Größen auf Basis der Maxwellgleichungen. So kann z.B. die magnetische Flußdichte \mathbf{B} , da $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ ist (Quellenfreiheit des magnetischen Feldes) und $\operatorname{div} \operatorname{rot}$ eines beliebigen Vektorfeldes gleich null ist, als Rotation eines Vektorfeldes \mathbf{A} dargestellt werden: $\operatorname{div} \mathbf{B} = \operatorname{div} (\operatorname{rot} \mathbf{A}) = 0$ [190, 224]. In dieser Arbeit werden die in Balanis, *Antenna Theory*, [190], dargestellten elektromagnetischen Vektorpotentiale \mathbf{J} (elektrisches Vektorpotential) und \mathbf{F} (magnetisches Vektorpotential) bzw. ihre dazugehörigen skalaren Potentiale φ_e und φ_m verwendet. Diese lassen sich direkt aus den Stromdichteänderungen berechnen. Auch eine Herleitung der hier dargestellten Formeln findet sich dort.

C.1. Vektorpotentiale

Eine beliebige zeitliche Änderung der Stromdichte (z.B. pulsformig oder sinusformig) kann (wie jede stetige Funktion) als Fourierintegral, also als Superposition von Wellen unterschiedlicher Frequenz ¹ dargestellt werden. Aufgrund der Linearität der Maxwellgleichungen und der Potentialgleichungen kann ohne Einschränkung der Allgemeinheit die Darstellung nur für eine Frequenz vorgenommen werden. Dann lassen sich die elektromagnetischen Vektorpotentiale folgendermaßen aus der (mit nur einer Frequenz) oszillierenden Stromdichte errechnen [190]:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \mathbf{J} e^{-j\mathbf{k}\mathbf{R}} \frac{1}{\mathbf{R}} dv' \quad (\text{C.1})$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_V \mathbf{M} e^{-j\mathbf{k}\mathbf{R}} \frac{1}{\mathbf{R}} dv' \quad (\text{C.2})$$

wobei \mathbf{k} der Wellenvektor, \mathbf{R} der Abstand des betrachteten Ortes zum Ort der Stromdichte, \mathbf{J} die elektrische Stromdichte und \mathbf{M} die magnetische Stromdichte ist.

Obwohl magnetische Ströme real nicht existieren, können über mathematische Identitäten hinsichtlich Fluß durch oder in Oberflächen elektrische Ströme und Felder und magnetische Felder durch eine magnetische Stromdichte bzw. einen magnetischen Strom ersetzt werden, wobei die Beziehungen der Maxwellgleichungen erhalten bleiben und die

¹bzw. als Superposition von Wellen aller Frequenzen

Lösung auch nur reale Ergebnisse bringt. Dies ist als mathematisches Hilfsmittel zu sehen, welches in dem in dieser Arbeit behandelten Themengebiet vor allem zur Berechnung der Abstrahlcharakteristik und zum Verständnis der Funktionsweise von Antennen genutzt wird.

Sind \mathbf{J} und \mathbf{M} lineare Dichten (m^{-1}) und beruhen sie auf den elektrischen bzw. magnetischen Strömen \mathbf{I}_e bzw. \mathbf{I}_m , so kann das Vektorpotential folgendermaßen errechnet werden:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int \mathbf{I}_e e^{-j\mathbf{kR}} \frac{1}{R} dl' \quad (\text{C.3})$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int \mathbf{I}_m e^{-j\mathbf{kR}} \frac{1}{R} dl' \quad (\text{C.4})$$

Bei unendlich dünnen Dipolen kann somit direkt die jeweilige Stromamplitude eingesetzt werden.

C.2. Felder

Aus den obigen Vektorpotentialen \mathbf{A} und \mathbf{F} lassen sich dann das E -Feld (elektrische Feldstärke) und H -Feld (magnetische Feldstärke) berechnen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_F = -j\omega\mathbf{A} - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) - \frac{1}{\varepsilon}\nabla\times\mathbf{F} \quad (\text{C.5})$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_F + \mathbf{H}_A = -j\omega\mathbf{F} - j\frac{1}{\omega\mu\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{F}) + \frac{1}{\mu}\nabla\times\mathbf{A} \quad (\text{C.6})$$

Die Wellengleichung wurde über das Vektorpotential dargestellt ($\nabla^2\mathbf{A} + k^2\mathbf{A} = -\mu\mathbf{J}$) und ist durch Glg. C.1 gelöst ([190]).

Zu bemerken ist, dass die oben dargestellten Gleichungen völlig zeitunabhängig zu sein scheinen. Die Zeitabhängigkeit steckt in den Stromdichten, von denen angenommen wird, dass sie an jedem Ort mit einer gegebenen Frequenz harmonisch oszillieren. Daraus folgt dann ein mit derselben Frequenz an jedem Ort harmonisch oszillierendes Vektorpotential und eben auch ein mit derselben Frequenz harmonisch oszillierendes Feld. Die Phase an jedem Ort hängt von der Phase der Stromoszillation und dem betrachteten Ort ab.

Ebenfalls zeigen die Gleichungen C.5 und C.6, dass die erzeugten elektrischen und magnetischen Felder proportional zur Amplitude der Vektorpotentiale sind. Die Vektorpotentiale sind wiederum direkt proportional der Amplitude der Stromoszillation an jeder Stelle. Bei stehenden Wellen bedeutet dies, dass eine Erhöhung der maximalen Stromamplitude zu einer Erhöhung der abgestrahlten Leistung² führt.

²Die abgestrahlte Leistung errechnet sich aus den Feldern.

D. Signal–zu–Rausch–Verhältnis für Amplitude und Leistung

In den folgenden Zeilen wird der Zusammenhang zwischen dem Signal–zu–Rausch–Verhältnis bezogen auf die Amplitude des elektrischen THz–Feldes und bezogen auf die THz–Leistung kurz hergeleitet. Das Signal–zu–Rausch–Verhältnis für ein beliebiges Amplitudensignal S_A ist gegeben als

$$SNR_A = \frac{S_A}{\Delta S_A} , \quad (\text{D.1})$$

wobei ΔS_A das Rauschen der Signalamplitude ist. Zur Berechnung der Leistung muss nun die Amplitude quadriert werden. Für das Rauschen ΔS_P der Leistung gilt dann

$$\begin{aligned} \Delta S_P &= (S_A + \Delta S_A)^2 - S_A^2 \\ &= \Delta S_A^2 + 2 \cdot \Delta S_A \cdot S_A . \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

Damit ist das Signal–zu–Rausch–Verhältnis bezogen auf die Leistung durch

$$\begin{aligned} SNR_P &= \frac{S_A^2}{\Delta S_P} \\ &= \frac{S_A^2}{\Delta S_A^2 + 2 \cdot \Delta S_A \cdot S_A} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

gegeben. Ist nun das Rauschen der Amplitude klein gegenüber dem Signal ($\Delta S_A \ll S_A$), so vereinfacht sich Gleichung D.3 zu

$$\begin{aligned} SNR_P &= \frac{1}{2} \cdot \frac{S_A}{\Delta S_A} \\ &= \frac{1}{2} \cdot SNR_A . \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

E. Verzeichnis der im Text verwendeten Variablen

A	Gesamtfläche des Photoschalters
A_I	Querschnitt durch den Ladungsträgerfluß im Photoschalter
A_L	Fläche des unbedeckten Halbleitermaterials des Photoschalters
A_{spot}	Größe der gesamten beleuchteten Fläche auf dem Mischerelement
B	Bandbreite
b	Breite des Photoschalters
C	Kapazität des Photoschalters
d	Elektrodenabstand im Photoschalter
DNR_A	dynamischer Bereich (Amplitude)
DNR_P	dynamischer Bereich (Leistung)
E_{bias}	elektrisches Feld zur Vorspannung U_{Bias}
$E_{THz}(t)$	elektrisches Feld der THz-Welle
$E_{THz,eff}(t)$	am Photoschalter des Detektors angreifendes THz-Feld
$E_{0,THz}$	Amplitude des elektrischen THz-Feldes
$E_{0,THz,eff}(t)$	Amplitude des am Photoschalter des am Detektor angreifenden THz-Feldes
$E_{THz,nah}(t)$	elektrisches Nahfeld der THz-Welle
E	Photonenenergie
E_G	Energie der Bandlücke
ΔE	Energiedifferenz
f	Brennweite
I	Bestrahlungsstärke
I_{rms}	Rauschen des Stroms
$I_{rms}(\text{ohne THz})$	Rauschen des Detektors ohne THz-Strahl
I_{photo}	Photostrom (allg.)
$I_{photo,AC}$	im Photoschalter generierter AC-Photostrom
$I_{photo,DC}$	im Photoschalter generierter DC-Photostrom

E. VERZEICHNIS DER IM TEXT VERWENDETEN VARIABLEN

I_{ant}	Strom auf der Antenne
I_0	Stromamplitude auf der Antenne
I_{ext}	Schaltkreisstrom
I_{in}	Stromamplitude am Speisepunkt der Antenne
$I_{Det}(t)$	im photokonduktiven Detektor generierter Strom
$I_{0,Det}$	im Detektor generierte Stromamplitude
I_{Mess}	am Detektor gemessene Stromamplitude
J	Stromdichte
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	Wellenvektor
L	optische Länge des Laserresonators
l	Länge der Dipolantenne
m	Mischeffizienz
m^*	effektive Masse der Ladungsträger
P_i	optische Leistung der i -ten Farbe
$P = P_1; P = P_2, \text{ falls } P_1 = P_2$	
P_{in}	auf die Antenne übertragene THz-Leistung
P_{mix}	maximal vom Photoschalter zur Verfügung gestellte THz-Leistung
P_{opt}	optische Gesamtleistung
P_{THz}	(abgestrahlte) THz-Leistung
R	Reflexionskoeffizient
R_N	Nutzwiderstand
R_r	Strahlungswiderstand der Antenne
R_w	Wellenwiderstand des umgebenden Mediums
S	Sensitivität der als Detektor verwendeten Photomischer
S_{11}	S-Parameter der Reflexion
SNR_A	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Feldamplitude)
SNR_P	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Leistung)
T	Temperatur
T_G	Wachstumstemperatur des LT-GaAs
T_A	Ausheiltemperatur des LT-GaAs
t_A	Dauer des Ausheilens des LT-GaAs
T_{kin}	kinetische Energie
u	Dicke des LT-GaAs-Films
U_{bias}	Vorspannung des THz-Emitters
V	aktives Volumen des Photoschalters
v_D	Driftgeschwindigkeit der Elektronen
w_1	Radius des Strahls vor der Linse
w_2	Radius des Brennpunkts
X_m	komplexer Anteil der Antennenimpedanz
$Z_{in} = R_{in}$	Eingangsimpedanz der Antenne
$Z_{mix} = R_{mix} + iX_{mix}$	Impedanz des Photoschalters

α	Absorptionskoeffizient
$\Delta\phi$	Phasendifferenz
$\Delta\nu_{1/2}$	Halbwertsbreite einer Linie
$\Delta\nu_{laser}$	Modenabstand des Laserresonators
δ_{FSR}	freier Spektralbereich eines Resonators
ϵ_r	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_{r,eff}$	effektive Dielektrizitätskonstante
η_e	extrinsische Quanteneffizienz
η_{el}	elektrische Effizienz der Photomischer
η_i	intrinsische Quanteneffizienz
η_{opt}	optische Effizienz der Photomischer
λ_i	Wellenlänge zur Frequenz ν_i
μ	Ladungsträgermobilität
μ_e	Elektronenmobilität
μ_h	Lochmobilität
μ_{eff}	effektive Ladungsträgermobilität
ν_i	Frequenz der optischen Farben
ρ	Ladungsträgerdichte
ρ_e	Elektronendichte
ρ_h	Lochdichte
$\bar{\sigma}$	mittlere Leitfähigkeit
τ	Ladungsträgereinfangzeit des LT-GaAs
τ_m	Streuzeit (Impulsrelaxationszeit) der Elektronen
ω	Kreisfrequenz zu ν
ω_{diff}	Differenz der optischen Kreisfrequenzen
$\omega_{THz} = \omega_{diff}$	THz-Kreisfrequenz
$c = 2,99 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Lichtgeschwindigkeit
$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$	Elementarladung
$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$	Planksches Wirkungsquantum
$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{Js}$	
$k_B = 1,3805 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$	Boltzmannkonstante
$m_0 = 9,10965 \cdot 10^{-31} \text{kg}$	Elektronenmasse
$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	elektrische Feldkonstante

Literaturverzeichnis

- [1] U. von Rauchhaupt. Der Kosmogon. *Frankfurter Allgemeine Zeitung*, 08.01.02:41, Jan. 2002.
- [2] N. Hecker. *Internet Seiten der THz-Gruppe, Technische Universität München*, 1998.
- [3] <http://www.mma.nrao.edu>.
- [4] H. G. Roskos. Overview on time-domain terahertz spectroscopy and its applications in atomic and semiconductor physics. *Physica Scripta*, T86:51–54, 2000.
- [5] D. M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R. G. Baraniuk, J. V. Rudd, und M. Koch. Recent advances in terahertz imaging. *Appl. Phys. B*, 68:1085–1094, 1999.
- [6] A. J. Fitzgerald, E. Berry, N. N. Zinovev, G. C. Walker, M. A. Smith, und J. M. Chamberlain. An introduction to medical imaging with coherent terahertz frequency radiation. *Phys. Med. Biol.*, 47, April 2002.
- [7] E. Berry, G. C. Walker, A. J. Fitzgerald, M. Chamberlain, S. W. Smye, R. E. Miles, und M. A. Smith. Do in-vivo terahertz imaging systems comply with safety guidelines? *J. of Laser Appl.*, Juli 2002.
- [8] G. C. Walker, E. Berry, N. N. Zinovev, A. J. Fitzgerald, R. E. Miles, M. Chamberlain, und M. A. Smith. Terahertz imaging and international safety guidelines. In L. E. Antonuk und M. J. Yaffe, Herausg., *Medical imaging 2002: Physics of medical imaging*, Bd. 4682, S. 683–690. SPIE, 2002.
- [9] P. R. Smith, D. H. Auston, und M. C. Nuss. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2):255–260, 1988.
- [10] L. Xu, X.-C. Zhang, und D. H. Auston. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials. *Appl. Phys. Lett.*, 61(15):1784–1786, Okt. 1992.
- [11] Q. Wu und X.-C. Zhang. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams. *Appl. Phys. Lett.*, 67(24):3523–3525, Dez. 1995.
- [12] E. R. Brown, F. W. Smith, und K. A. McIntosh. Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors. *J. Appl. Phys.*, 73(3):1480–1484, Feb. 1993.

- [13] E. R. Brown, K. A. McIntosh, F. W. Smith, M. J. Manfra, und C. L. Dennis. Measurements of optical–heterodyne conversion in low–temperature–grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 62(11):1206–1208, März 1993.
- [14] S. Verghese, K. A. McIntosh, S. Calawa, W. F. DiNatale, E. K. Duerr, und K. A. Molvar. Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers. *Appl. Phys. Lett.*, 73(26):3824–3826, Dez. 1998.
- [15] 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(3):285–287, Jan. 1995.
- [16] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale, und T. M. Lyszczarz. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 67(26):3844–3846, Dez. 1995.
- [17] S. Verghese, K. A. McIntosh, und E. R. Brown. Highly tunable fiber–coupled photomixers with coherent terahertz output power. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 45(8):1301–1309, Aug. 1997.
- [18] S. Matsuura, M. Tani, und K. Sakai. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 70(5):559–561, Feb. 1997.
- [19] S. Matsuura, P. Chen, G. A. Blake, J. C. Pearson, und H. M. Pickett. Simultaneous amplification of terahertz difference frequencies by an injection–seeded semiconductor laser amplifier at 850 nm. *Int. J. Infrared Millim. Waves*, 19:849–859, 1998.
- [20] S. Matsuura, P. Chen, G.A. Blake, J.C. Pearson, und H.M. Picket. A tunable cavity–locked diode laser source for terahertz photomixing. *IEEE transactions Microwave Theory and Techniques*, 48(3):380–387, März 2000.
- [21] P. Chen, G. A. Blake, M. C. Gaidis, E. R. Brown, K. A. McIntosh, S. Y. Chou, M. I. Nathan, und F. Williamson. Spectroscopic applications and frequency locking of THz photomixing with distributed-Bragg-reflector diode lasers in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 71(12):1601–1603, Sept. 1997.
- [22] B. Dahmani, L. Hollberg, und R. Drullinger. Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *Opt. Lett.*, 12(11):876–878, 1987.
- [23] Martin Wingender. *Aufbau eines Laser–Misch–Experiments zur Erzeugung von Differenzfrequenzen im Sub–Millimeter– und Terahertz–Bereich*. Doktorarbeit, 1. Physikalisches Institut, Universität Köln, Deutschland, Juni 2000.

-
- [24] J. M. Payne, L. D'Addario, D. T. Emerson, A. R. Kerr, und B. Shillue. Photonic local oscillator for the millimeter array. In *SPIE Conference on Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz telescopes*, Bd. 3357, S. 143–151, Kona, Hawaii, März 1998. SPIE.
- [25] S. M. Iftiquar, K. Sakai, M. Tani, B. Widiyatmoko, M. Kourogi, und M. Otsu. Attempt to generate narrow linewidth, cw terahertz radiation by using an optical frequency comb. *Proceedings of the 8th International Conference on Terahertz Electronics*, S. 221–223, Sept. 2000.
- [26] M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, und M. Hangyo. Multiple-frequency generation of sub-terahertz radiation by multimode LD excitation of photoconductive antenna. *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 7(9):1–3, Sept. 1997.
- [27] O. Morikawa, M. Tonouchi, M. Tani, K. Sakai, und M. Hangyo. Sub-THz emission properties of photoconductive antennas excited with multimode laser diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38:1388–1389, März 1999.
- [28] O. Morikawa, M. Tonouchi, und M. Hangyo. Sub-THz spectroscopic system using a multimode laser diode and photoconductive antenna. *Appl. Phys. Lett.*, 75(24):3772–3774, Dez. 1999.
- [29] M. Hyodo, M. Tani, S. Matsuura, N. Onodera, und K. Sakai. Generation of millimeter-wave radiation using a dual-longitudinal-mode microchip laser. *Electron. Lett.*, 32(17):1589–1590, Aug. 1996.
- [30] T. Hidaka, S. Matsuura, M. Tani, und S. Sakai. CW terahertz wave generation by photomixing using a two-longitudinal-mode laser diode. *Electron. Lett.*, 33(24):2039–2040, Nov. 1997.
- [31] P. Gu, M. Tani, M. Hyodo, K. Sakai, und T. Hidaka. Generation of cw-terahertz radiation using a two-longitudinal-mode laser diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 37:L976–L978, Aug. 1998.
- [32] C.-L. Wang und C.-L. Pan. Tunable multiterahertz beat signal generation from a two-wavelength laser-diode array. *Optics Lett.*, 20(11):1292–1294, Juni 1995.
- [33] C.-L. Pan und C.-L. Wang. A novel tunable dual-wavelength external-cavity laser diode array and its applications. *Optical and Quantum Electronics*, 28:1239–1257, 1996.
- [34] P. Gu, F. Chang, M. Tani, K. Sakai, und C.-L. Pan. Generation of coherent cw-terahertz radiation using a tunable dual-wavelength external cavity laser diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38:L1246–L1248, Nov. 1999.

- [35] J. Struckmeier, A. Euteneuer, B. Smarsly, M. Breede, M. Born, M. Hofmann, L. Hildebrand, und J. Sacher. Electronically tunable external-cavity laser diode. *Opt. Lett.*, 24(22):1573–1574, Nov. 1999.
- [36] M. Tani, P. Gu, M. Hyodo, K. Sakai, und T. Hidaka. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing of dual-mode lasers. *Optical and Quantum Electronics*, 32:503–520, 2000.
- [37] D. A. Yanson, M. W. Street, S. D. McDougall, I.G. Thayne, J. H. Marsh, und E. A. Avrutin. Terahertz repetition frequencies from harmonic mode-locked monolithic compound-cavity laser diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 78(23):3571–3573, Juni 2001.
- [38] T. M. Goyette, W. Guo, F. C. De Lucia, J. C. Schwartz, H. O. Everitt, B. D. Guenther, und E. R. Brown. Femtosecond demodulation source or high-resolution submillimeter spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 67(25):3810–3812, Dez. 1995.
- [39] T. Becker, J. von Zanthier, E. Peik, und C. Tamm. Optische Frequenznormale mit gespeicherten Ionen. *Physik Journal*, 1(3):47–53, März 2002.
- [40] T. Udem, R. Holzwarth, und T. W. Hänsch. Uhrenvergleich auf der Femtosekundenskala. *Physik Journ.*, 1(2):39–45, Feb. 2002.
- [41] E. R. Brown, K. A. McIntosh, F. W. Smith, K. B. Nichols, M. J. Manfra, C. L. Dennis, und J. P. Mattia. Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer. *Appl. Phys. Lett.*, 64(24):3311–3313, Juni 1994.
- [42] J. M. Evans, D. E. Spence, D. Burns, und W. Sibbett. Dual-wavelength self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Optics Lett.*, 18:1074–1076, Juli 1993.
- [43] A. Leitenstorfer, C. Fürst, und A. Laubereau. Widely tunable two-color mode-locked Ti:sapphire laser with pulse jitter of less than 2fs. *Optics Lett.*, 20:916–918, Sept. 1995.
- [44] C. Fürst, A. Leitenstorfer, und A. Laubereau. Mechanism for self-synchronization of femtosecond pulses in a two-color Ti:sapphire laser. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, 2:473–479, Sept. 1996.
- [45] R. Scheps und J. F. Myers. Doubly resonant Ti:sapphire laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 4:1–3, Jan. 1992.
- [46] M. Gorris-Neveux, M. Nenchev, R. Barbe, und J.-C. Keller. A two-wavelength, passively self-injection locked, cw $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-31:1253–1260, Aug. 1995.

-
- [47] P. A. Schulz. Single-frequency Ti:Al₃O₄ ring laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24(6):1039–1044, 1988.
- [48] S. P. Yam und C. Shu. An extended external cavity for the generation of tunable multi-wavelength pulses from a self seeded laser diode. *Appl. Phys. Lett.*, 71(23):3347–3349, Dez. 1997.
- [49] S. Li, H. Ding, und K. T. Chan. Erbium-doped fibre lasers for dual wavelength operation. *Electronics Lett.*, 33(1):52–53, Jan. 1997.
- [50] W. H. Loh, J. P. de Sandro, G. J. Gowle, B. N. Samson, und A. D. Ellis. 40 GHz optical-millimetre wave generation with a dual polarisation distributed feedback fibre laser. *Electronics Lett.*, 33(7), März 1997.
- [51] M. D. Pelusi, H. F. Liu, D. Novak, und Y. Ogawa. THz optical beat frequency generation from a single mode locked semiconductor laser. *Appl. Phys. Lett.*, 71(4):449–451, Juli 1997.
- [52] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, und A. Le Floc. Dual tunable wavelength Er:Yb:glass laser for terahertz beat frequency generation. *IEEE Photonics technology Lett.*, 10(11):1554–1556, Nov. 1998.
- [53] S. Verghese, K. A. McIntosh, S. M. Duffy, und E. K. Duerr. Continuous-wave terahertz generation using photomixers. In R.E. Miles at al., Herausg., *Terahertz Sources and Systems*, Bd. 27 in *NATO Science Series*, S. 145–165, Dordrecht, 2001. NATO, Kluwer Academic Publishers.
- [54] E. Peytavit, G. Mouret, J. F. Lampin, P. Masselin, P. Mounaix, F. Mollot, und D. Lippens. Frequency difference generation in the terahertz region using LTG-GaAs photodetectors. In Chih-I Lin, Manuel Rodriguez-Giromes, und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of the 8th International Conference on Terahertz Electronics*, S. 45–48, Darmstadt, Sept. 2000. VDE Verlag.
- [55] E. Peytavit, G. Mouret, P. Mounaix, W. Chen, R. Bocquet, und D. Lippens. Frequency and power capabilities in photoconductive switching and photomixing. In Chih-I Lin, Manuel Rodriguez-Giromes, und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of the 8th International Conference on Terahertz Electronics*, S. 71, Darmstadt, Sept. 2000. VDE Verlag.
- [56] C. Kadow, S. B. Fleischer, J. P. Ibbetson, J. E. Bowers, A. C. Gossard, J. W. Dong, und C. J. Palmstrom. Self-assembled ErAs islands in GaAs: Growth and subpicosecond carrier dynamics. *Appl. Phys. Lett.*, 75:3548, 1999.
- [57] C. Kadow. *Self-assembled ErAs islands in GaAs for photomixer devices*. Doktorarbeit, Material Science and Engineering, University of California Santa Barbara, Ca., USA, Dez. 2000.

- [58] C. Kadow, A. W. Jackson, A. C. Gossard, S. Matsuura, und G. A. Blake. Self-assembled ErAs islands in GaAs for optical-heterodyne THz generation. *Appl. Phys. Lett.*, 76(24):3510–3512, Juni 2000.
- [59] E. R. Brown. A photoconductive model for superior GaAs THz photomixers. *Appl. Phys. Lett.*, 75(6):769–771, Aug. 1999.
- [60] S. Verghese, K. A. McIntosh, und E. R. Brown. Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers. *Appl. Phys. Lett.*, 71(19):2743–2745, Nov. 1997.
- [61] S. M. Duffy, S. Verghese, A. McIntosh, A. Jackson, A. C. Gossard, und S. Matsuura. Accurate modeling of dual dipole and slot elements used with photomixers for coherent terahertz output power. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 49(6):1032–1038, Juni 2001.
- [62] A. W. Jackson. *Low-temperature-grown GaAs photomixers designed for increased terahertz output power*. Doktorarbeit, Materials Engineering, University of California at Santa Barbara, Ca., USA, Okt. 1999.
- [63] A. W. Jackson, J. P. Ibbetson, A. C. Gossard, und U. K. Mishra. Reduced thermal conductivity in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 74(16):2325–2327, April 2000.
- [64] S. Matsuura, G. Blake, R. A. Wyss, J. C. Pearson, C. Kadow, A. W. Jackson, und A. C. Gossard. A traveling-wave THz photomixer based on angle-tuned phase matching. *Appl. Phys. Lett.*, 74(19):2872–2874, Mai 1999.
- [65] S. Matsuura, G. A. Blake, R. A. Wyss, J. C. Pearson, C. Kadow, A. W. Jackson, und A. C. Gossard. Design and characterization of optical-THz phase-matched travelling-wave photomixers. In *Proceedings of the SPIE*, Bd. 3795, S. 484–492, Denver, USA, Juli 1999. SPIE.
- [66] G. Blake. Private Mitteilung. Mai 2000.
- [67] E. K. Duerr, K. A. McIntosh, und S. Verghese. Distributed photomixers. In *CLEO 2000 Technical Digest*, Nr. CWU6, S. 382–383. Optical Society of America, Mai 2000.
- [68] E. R. Brown, S. Verghese, und K. A. McIntosh. Terahertz photomixing in low-temperature-grown GaAs. In *SPIE Conference on Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz Telescopes*, Bd. 3357, S. 132–142, Kona, Hawaii, März 1998. SPIE.
- [69] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, und W. F. DiNatale. Terahertz measurements of resonant planar antennas coupled to low-temperature-grown GaAs photomixers. *Appl. Phys. Lett.*, 69(24):3632–3634, Dez. 1996.

-
- [70] C. Steen, S. Tautz, P. Kiesel, G. H. Döhler, G. Segschneider, K. Siebert, H. G. Roskos, und V. Krozer. Observation of THz oscillations and efficient THz emission from contacted low-temperature-grown GaAs structures. In Chih-I Lin, Manuel Rodriguez-Giromes, und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of the 8th International Conference on Terahertz Electronics*, S. 59–62, Darmstadt, Sept. 2000. VDE Verlag, VDE.
- [71] K. J. Siebert, H. Quast, G. Segschneider, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, G. Döhler, und V. Krozer. An optoelectronic cw THz source for imaging applications. In Chih-I Lin, Manuel Rodriguez-Giromes, und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of the 8th International Conference on Terahertz Electronics*, S. 213–215, Darmstadt, Sept. 2000. VDE, VDE Verlag.
- [72] H. Quast. Untersuchung photokonduktiver Emittter zur Erzeugung von Dauerstrich THz-Strahlung. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, Juni 2001.
- [73] Yi-Jen Chiu, S. B. Fleischer, D. Lsaosa, und J. E. Bowers. Ultrafast (370 GHz bandwidth) p-i-n travelling wave photodetector using low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 71(17):2508–2510, Okt. 1997.
- [74] K. Yokoo und H. Mimura. Terahertz modulation and field emission by photomixing of semiconductor field emitter array. In *Proceedings of the Int. Vakuum Electron. Sources Conf.*, 1998.
- [75] M. Tani, K.-S. Lee, und X.-C. Zhang. Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using $1.55\ \mu\text{m}$ probe. *Appl. Phys. Lett.*, 77(9):1396–1398, Aug. 2000.
- [76] T. Kondo, M. Tonouchi, und M. Hangyo. THz beam generation from YBCO thin films using a $1.55\ \mu\text{m}$ femtosecond laser. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, zur Veröffentl. eingereicht 2001.
- [77] M. Sakamoto T. Kondo, M. Tonouchi, und M. Hangyo. Terahertz radiation from (111) InAs surface using $1.55\ \mu\text{m}$ femtosecond laser pulses. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38:L1035–L1037, Sept. 1999.
- [78] S. C. Howells, S. D. Herrera, und L. A. Schlie. Infrared wavelength and temperature dependence of optically induced terahertz radiation from InSb. *Appl. Phys. Lett.*, 65(23):2946–2948, Dez. 1994.
- [79] S. C. Howells und L. A. Schlie. Temperature dependence of terahertz pulses by difference mixing in InSb. *Appl. Phys. Lett.*, 67(25):3688–3690, Dez. 1995.

- [80] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, und T. Ishibashi. Improved response of uni-travelling-carrier photodiodes by carrier injection. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 37:1424–1426, März 1998.
- [81] Y. Hirota, T. Hirono, T. Ishibashi, und H. Ito. Travelling-wave photodetector for 1.55 μm wavelength fabricated with unitravelling-carrier photodiodes. *Appl. Phys. Lett.*, 78(24):3767–3769, Juni 2001.
- [82] A. Stöhr, R. Heinzelmann, K. Hagedorn, R. Güsten, F. Schäfer, H. Stüer, F. Siebe, P. van der Wal, V. Krozer, M. Feiginov, und D. Jäger. Integrated 460 GHz photonic transmitter module. *Electron. Lett.*, 37(22):1347–1348, Okt. 2001.
- [83] P. L. Richards. Bolometers for infrared and millimeter waves. *J. Appl. Phys.*, 76(1):1–24, Juli 1994.
- [84] J. C. G. Lesurf. *Millimetre-wave optics, devices and systems*. Adam Hilger, Bristol, 1. Aufl., 1990.
- [85] S. Verghese und K. A. McIntosh. The photomixer transceiver. In *CLEO 1999 Technical Digest*, Nr. CFB3. Optical Society of America, Mai 1999.
- [86] O. Morikawa, M. Tonouchi, und M. Hangyo. A cross-correlation spectroscopy in subterahertz region using an incoherent light source. *Appl. Phys. Lett.*, 76(12):1519, März 2000.
- [87] N. Zamdmer, Q. Hu, K. A. McIntosh, S. Verghese, und A. Förster. On-chip frequency-domain submillimeter-wave transceiver. *Appl. Phys. Lett.*, 75(24):3877–3879, Dez. 1999.
- [88] N. Zamdmer. *The Design and Testing of Integrated Circuits for Submillimeter-wave Spectroscopy*. Doktorarbeit, Department of Electrical Engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Ma., USA, Juni 1999.
- [89] M. Brucherseifer, M. Nagel, P. Harring Bolivar, H. Kurz, A. Bosserhoff, und B. Büttner. Label-free probing of the binding state of DNA by time-domain terahertz sensing. *Appl. Phys. Lett.*, 77(24):4049–4051, Dez. 2000.
- [90] J. A. Riordan, F. G. Sun, Z. G. Lu, und X.-C. Zhang. Ultrafast. *Appl. Phys. Lett.*, 68(12):1604–1606, März 1996.
- [91] Q. Wu und X.-C. Zhang. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor. *Appl. Phys. Lett.*, 70(14):1784–1786, April 1997.
- [92] G. Zhao, R. N. an der Valk, W. Th. 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. Instrum.*, 73(4):1715–1719, April. 2002.

-
- [93] A. Nahata und J. T. Yardley. Free-space electro-optic detection of continuous-wave terahertz radiation. *Appl. Phys. Lett.*, 75(17):2524–2526, Okt. 1999.
- [94] K. J. Siebert, F. Siebe, M. Thomson, J. Zare-Baghbidi, R. Leonhardt, und H. G. Roskos. Advances in continuous-wave THz generation. In J. M. Chamberlain, Herausg., *Terahertz Spectroscopy, Applications - II*, Bd. 3828, S. 234–243. SPIE, 1999.
- [95] K. J. Siebert, H. Quast, und H. G. Roskos. Perspectives of continuous-wave THz imaging. In R.E. Miles et al., Herausg., *Terahertz Sources and Systems*, Bd. 27 in *NATO science series*, S. 127–143, Dordrecht, NL, 2001. NATO, Kluwer Academic Publishers.
- [96] M. Tani. Private Mitteilung. 1999.
- [97] B. B. Hu und M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Optics Lett.*, 20(16):1716–1718, Aug. 1995.
- [98] AT&T. Bell Labs scientists create T-rays to see inside objects. *Pressemitteilung*, Mai 1995.
- [99] Durchblick mit Billionen Hertz. *Geo*, 11:202, Nov. 1995.
- [100] D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, und M. C. Nuss. T-ray imaging. *IEEE Journ. Selected Topics Quantum Electronics*, 2(3):679–692, Sept. 1996.
- [101] M. C. Nuss. Method and apparatus for terahertz imaging. US-patent No.: 5,623,145, April 1997.
- [102] M. C. Nuss. Method and apparatus for terahertz imaging. US-patent No.: 5,710,430, Jan. 1998.
- [103] D. M. Mittleman, S. Hunsche, L. Boivin, und M. C. Nuss. T-ray tomography. *Optics Lett.*, 22(12):904–906, Juni 1997.
- [104] S. Hunsche, M. Koch, I. Brenner, und M. C. Nuss. THz near-field imaging. *Optics Comm.*, 150(22), 1998.
- [105] O. Mitrofanov, I. Brener, M. C. Wanke, R. R. Ruel, J. D. Wynn, A. J. Bruce, und J. Federici. Near-field microscope probe for far infrared time domain measurements. *Appl. Phys. Lett.*, 77(4):591–593, Juli 2000.
- [106] O. Mitrofanov, M. Lee, J. W. P. Hsu, I. Brenner, R. Harel, J. F. Federici, J. D. Wynn, L. N. Pfeiffer, und K. W. West. Collection-mode near-field imaging with 0.5-THz pulses. *IEEE Journ. Sel. Top. Quantum Electronics*, 7(4):600–607, Juli/Aug. 2001.
- [107] Q. Chen, Z. Jiang, G. X. Xu, und X.-C. Zhang. Near-field terahertz imaging with a dynamic aperture. *Opt. Lett.*, 25(15):1122–1124, Aug. 2000.

- [108] B. Ferguson, S. H. Wang, D. Gray, D. Abbott, und X.-C. Zhang. T-ray computed tomography. *eingereicht bei Optics Lett.*, 2002.
- [109] B. Ferguson, S. H. Wang, D. Gray, D. Abbott, und X.-C. Zhang. Functional t-ray computed tomography. *Phys. Med. Biol.*, 21, Nov. 2002.
- [110] Q. Wu, D. Hewitt, und X.-C. Zhang. Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams. *Appl. Phys. Lett.*, 69(8):1026–1028, Aug. 1996.
- [111] T. Löffler, T. Bauer, K. Siebert, H. Roskos, A. Fitzgerald, und S. Czasch. Terahertz dark field imaging of biomedical tissue. *Optics Expr.*, 9(12):616, Dez. 2001.
- [112] M. Herrmann und K. Sakai. T-ray imaging of objects in powders. In *Proceedings of the 7th International Conference on Terahertz Electronics*, Bd. P43 in *IEEE proceedings*, S. 280–283, Nara, Nov. 1999.
- [113] M. Herrmann und K. Sakai. Objects in powders detected and imaged with THz radiation. In *CLEO 2000 Technical Digest*, Nr. CThM42, S. 479. Optical Society of America, Mai 2000.
- [114] R. H. Jacobsen, D. M. Mittleman, und M. C. Nuss. Chemical recognition of gas and gas mixtures with terahertz waves. *Optics Lett.*, 21(24):2011–2013, Dez. 1996.
- [115] D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, R. Neelamani, R. G. Baraniuk, und M. C. Nuss. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 67:379–390, 1998.
- [116] R. A. Cheville und D. Grischkowsky. Observation of pure rotational absorption spectra in the ν_2 band of hot H₂O in flames. *Optics Lett.*, 23(7):531–533, April 1998.
- [117] R. A. Cheville und D. Grischkowsky. Far-infrared foreign and self-broadened rotational linewidths of high-temperature water vapor. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(2):317–322, Feb. 1999.
- [118] P. Knobloch, K. Schmalstieg, M. Koch, E. Rehberg, F. Vauti, und K. Donhuijsen. Thz imaging of histo-pathological samples. In A.-C. Boccara und A. A. Oraevsky, Herausg., *Hybrid and novel imaging and new optical instrumentations for biomedical applications*, Bd. 4434 in *SPIE proceedings*, S. 239–245. SPIE, 2001.
- [119] D. Arnone. Terahertz imaging can diagnose the early stages of tooth decay. *Optics Lasers Europe*, S. 13, März 2000.
- [120] D. Arnone, C. Ciesla, und M. Pepper. Terahertz imaging comes into view. *Physics World*, S. 35–40, April 2000.

-
- [121] R. M. Woodward, B. Cole, V. P. Wallace, D. D. Arnone, R. Pye, E. H. Linfield, M. Pepper, und A. G. Davies. Terahertz pulse imaging of in-vitro basal cell carcinoma samples. In *CLEO 2001 Technical Digest*, Nr. CWE4. Optical Society of America, Mai 2001.
- [122] N. D. Rowell. Terahertz-pulse imaging analyzes skin cancer. *Biophotonics Intern.*, S. 21, März 2002.
- [123] S. W. Smye, J. M. Chamberlain, A. J. Fitzgerald, und E. Berry. The interaction between terahertz radiation and biological tissue. *Phys. Med. Biol.*, 46:R101–R112, 2001.
- [124] *Phys. Med. Biol.*, 21, Nov. 2002.
- [125] <http://www.picometrix.com/t-ray>.
- [126] <http://www.tochigi-nikon.co.jp/terahertz>.
- [127] T.-I. Jeon und D. Grischkowsky. Characterization of optically dense, doped semiconductors by reflection THz time domain spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 72(23):3032–3034, Juni 1998.
- [128] M. Herrmann, M. Tani, K. Sakai, und R. Fukasawa. Thz imaging of carrier concentration and mobility in silicon. In Chih-I Lin, Manuel Rodriguez-Giromes, und Victoria Ichizli, Herausg., *Proceedings of the 8th International Conference on Terahertz Electronics*, S. 185–187, Darmstadt, Sept. 2000. VDE Verlag.
- [129] M. Herrmann, M. Tani, K. Sakai, und R. Fukasawa. Terahertz imaging of silicon wafers. *Appl. Phys. Lett.*, 91(3):1247–1249, Feb. 2002.
- [130] K. J. Siebert, H. Quast, und H. G. Roskos. CW-THz generation using a two-color Ti:sapphire laser. In Soeren Keiding, Peter Uhd Jepsen, und Nancy Hecker, Herausg., *Proceedings of the International Terahertz Workshop 2000*, S. 24, Sandbjerg, Sept. 2000. University of Aarhus.
- [131] T. Kleine-Ostmann, P. Knobloch, M. Koch, S. Hoffmann, M. Breede, M. Hofmann, G. Hein, K. Pierz, M. Sperling, und K. Donhuijsen. Continuous-wave THz imaging. *Electr. Lett.*, 37(24):1461–1463, Nov. 2001.
- [132] S. Matsuura, M. Tani, H. Abe, K. Sakai, H. Ozeki, und S. Saito. High-resolution terahertz spectroscopy by a compact radiation source based on photomixing with diode lasers in a photoconductive antenna. *Journ. Molecular Spectroscopy*, 187:97–101, 1998.
- [133] A. S. Pine, R. D. Suenram, E. R. Brown, und K. A. McIntosh. A terahertz photomixing spectrometer: Application to SO₂ self broadening. *Journ. Molecular Spectroscopy*, 175:37–47, 1996.

- [134] G. Rehm und L.-P. Schmidt. Transmissionsmessungen nach Betrag und Phase mit einem homodynen Empfänger im Submillimeterwellen-Bereich. zur Veröffentl. eingereicht.
- [135] D. W. van der Weide, J. Murakowski, und F. Keilmann. Gas-absorption spectroscopy with electronic terahertz techniques. *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, 48:740–743, April 2000.
- [136] T. Clancy und S. Pieczenik. *Games of state*. Berkley Books, New York, 1. Aufl., 1996.
- [137] I. Appenzeller. Das Very Large Telescope. *Phys. Bl.*, 57(10):35–41, Okt. 2001.
- [138] A. Einstein. *Zeitschrift Phys.*, 18:121, 1917.
- [139] F. Siebe. Aufbau und Charakterisierung eines Zwei-Farben Dauerstrich Ti:Saphir Lasers. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der J. W. Goethe-Universität, Frankfurt am Main, April 1999.
- [140] E. Hecht, Herausg. *Optik*. Addison-Wesley, Bonn, 3. Aufl., 1989.
- [141] W. Demtröder. *Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag, Berlin, 2. Aufl., 1991.
- [142] J. Hawkes und I. Latimer. *Lasers: Theory and Practice*. International Series in Optoelectronics. Prentice Hall, New York u.a., 1. Aufl., 1995.
- [143] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1):125–133, Jan. 1986.
- [144] Spectra Physics. *Gebrauchsanweisung zum Tsunami Kurzpuls laser*.
- [145] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Sausalito, Ca., USA, 1. Aufl., 1986.
- [146] C. L. Tang, H. Statz, und G. deMars, Jr. Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers. *J. Appl. Phys.*, 34:2289–2295, Aug. 1963.
- [147] M. Hercher, M. Young, und C. B. Smoyer. Travelling-wave ruby laser with passive optical isolator. *J. Appl. Phys.*, 36:3351, 1965.
- [148] A. Yariv. *Optical Electronics*. Hartcourt Brace Jovanovich, Fort Worth, 4. Aufl., 1991.
- [149] H. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes, und C. V. Shank. Astigmatically compensated cavities for cw dye lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-8:373–379, März 1972.
- [150] Bergmann und Schäfer. *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 3, Optik. Walter de Gruyter, 1993.

-
- [151] F. Siebe, K. J. Siebert, R. Leonhardt, und H. G. Roskos. A fully tunable dual-color cw Ti:Al₂O₃ laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(11):1731–1736, Nov. 1999.
- [152] M. O. Manasreh, D. C. Look, K. R. Evans, und C. E. Stutz. Infrared absorption of deep defects in molecular-beam-epitaxy GaAs layers grown at 200 °C. *Phys. Rev. B*, 41:10272–10275, 1990.
- [153] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, und W. Walukiewicz. Native point defects in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 67:279–281, 1995.
- [154] M. Kaminska und E. R. Weber. Low temperature GaAs: electrical and optical properties. *Mat. Science Forum*, 83:1033–1040, 1992.
- [155] M. R. Melloch, J. M. Woodall, E. S. Harmon, N. Otsuka, F. H. Pollak, D. D. Nolte, R. M. Feenstra, und M. A. Lutz. Low-temperature grown III-V materials. *Ann. Rev. Mat. Sci.*, 25:574–600, 1995.
- [156] J. I. Landman, C. G. Morgan, J. T. Schick, P. Papoulias, und A. Kumar. Arsenic interstitials and interstitial complexes in low-temperature grown GaAs. *Phys. Rev. B*, 67:15581–15584, 1997.
- [157] J. Gebauer, R. Krause-Rehberg, S. Eichler, M. Luysberg, H. Sohn, und E. R. Weber. Ga vacancies in low-temperature-grown GaAs identified by slow positrons. *Appl. Phys. Lett.*, 71(5):638–640, 1997.
- [158] J. Gebauer, R. Krause-Rehberg, C. Domke, K. Urban, und T. Staab. Direct identification of As vacancies in GaAs using positron annihilation calibrated by scanning tunneling microscopy. *Phys. Rev. B*, 63, 2001.
- [159] G. Segsneider. *Ein Material für ultraschnelle Optoelektronik: Relaxationsdynamik optisch generierter Ladungsträger in nichtstöchiometrischem Galliumarsenid*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut, J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, Deutschland, März 2002.
- [160] P. Kordos, A. Förster, J. Betko, M. Morvic, und J. Novac. Semiinsulating GaAs layers grown by molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 67:983–985, 1995.
- [161] D. C. Look, D. C. Walters, M. O. Manasreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz, und K. R. Evans. Anomalous hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dens EL2-like band. *Phys. Rev. B*, 42:3578–3581, 1990.

- [162] S. Dankowski. *Non-stoichiometric (Al)GaAs as a key material for ultrafast electronics and optics – Static and dynamic investigations of electroabsorption*. Doktorarbeit, Institut für Technische Physik, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen, Deutschland, 1998.
- [163] X. Liu, A. Prasad, W. M. Chen, A. Kurpiewski, A. Stoschek, Z. Liliental-Weber, und E. R. Weber. Mechanism responsible for the semi-insulating properties of low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 65:3002–3004, 1994.
- [164] M. Luysberg, H. Sohn, A. Prasad, P. Specht, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, J. Gebauer, und R. Krause-Rehberg. Effects of the growth-temperature and As/Ga flux ratio on the incorporation of excess As into low temperature grown GaAs. *J. Appl. Phys.*, 1:561–566, 1998.
- [165] Z. Liliental-Weber, X. W. Liu, J. Washburn, und W. Schaff. Rapid thermal annealing of low-temperature GaAs layers. *Appl. Phys. Lett.*, 66:2086–2088, 1995.
- [166] J. Allem und N. de B. Baynes. Dynamics of trapping, trap-emptying and breakdown in LT-GaAs. In *Ultrafast Processes in Spectroscopy*, Bd. 148, S. 663–666, New York, 1996. Plenum Press.
- [167] A. Warren, J. M. Wodall, J. L. Freeouf, D. Grischkowsky, D. T. McInturff, M. R. Melloch, und N. Otsuka. Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 57:1331–1333, 1990.
- [168] Y. H. Chen, Z. Yang, R. G. Li, Y. Q. Wang, und Z. G. Wang. Reflectance-difference spectroscopy study of the Fermi-level position of low-temperature-grown GaAs. *Phys. Rev. B*, 55(12):R7379–R7382, März 1997.
- [169] T. M. Hsu, W. C. Lee, J. R. Wu, und J. I. Chyi. Fermi level of low-temperature grown GaAs on Si- δ -doped GaAs. *Phys. Rev. B*, 51:17215–17218, 1995.
- [170] S. Tautz. *Thin layers of low temperature grown GaAs in p-i-n diodes: A versatile tool for material characterization*. Doktorarbeit, Institut für Technische Physik, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen, Deutschland, 2001.
- [171] D. C. Look. On compensation and conductivity models for molecular-beam-epitaxial GaAs at low temperature. *J. Appl. Phys.*, 70:3148–4151, 1991.
- [172] S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, und A. R. Calawa. Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 59(25):3276–3278, Dez. 1991.

- [173] G. Segschneider, F. Jakob, T. Löffler, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, und G. Döhler. Free-carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs at high excitation densities investigated by time-domain THz spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 65:125205, 2002.
- [174] S. Gupta, J. F. Whitaker, und G. Mourou. Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures. *IEEE J. Quantum Electron.*, 28:2464–2472, 1992.
- [175] E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodall, D. D. Nolte, N. Otsuka, und C. L. Chang. Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 63:2248–2250, 1993.
- [176] S. Marcinkevicius, A. Krotkus, V. Jsutis, H. H. Tan, C. Jagadish, und M. Kaminska. Time and spatially resolved photoluminescence measurements of nonstoichiometric GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 68:397–399, 1996.
- [177] A. J. Lochtefeld, M. R. Melloch, J. C. P. Chang, und E. S. Harmon. The role of point defects and arsenic precipitates in carrier trapping and recombination in low-temperature grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 96(10):1465–1467, 1996.
- [178] H. Ruda und A. Shik. Nonequilibrium carriers in GaAs grown by low-temperature molecular beam epitaxy. *Phys. Rev. B*, 63:085203, Feb. 2001.
- [179] J. Ibbetson. The role of microstructure in the electrical properties of GaAs grown at low temperature. *J. Elec. Mat.*, 22:1421, 1993.
- [180] G. Segschneider und H. G. Roskos. Dynamics of mobile carriers in LT-GaAs at high excitation densities. In T. Marek, Herausg., *III. Symposium on non-stoichiometric III-V compounds*, Bd. 21, S. 80–86. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, Germany, 2001.
- [181] N. Zamdmer, Quing Hu, K. A. McIntosh, und S. Verghese. Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias. *Appl. Phys. Lett.*, 75(15):2313–2315, October 1999.
- [182] H. Nemeč, A. Pahkin, P. Kunzel, M. Khazan, S. Schnüll, und I. Wilke. Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by THz emission spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 90(3):1303–1306, Aug. 2001.
- [183] D. C. Look, D. C. Walters, G. D. Ronindon, J. R. Sizelove, M. G. Mier, und C. E. Stutz. Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200 °C. *J. Appl. Phys.*, 74(1):306–310, 1993.
- [184] S. M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. Wiley & Sons, New York, 2. Aufl., 1981.

- [185] E. K. Duerr. Private Mitteilung. 2002.
- [186] C. Sydlo. Private Mitteilung. Jan. 2002.
- [187] K. C. Gupta, Ramesh Garg, und I.J. Bahl. *Microstrip Lines and Slotlines*. Verlag Artech House Inc., Norwood, MA, USA, 1. Aufl., 1979.
- [188] Y. C. Lim und R. A. Moore. Properties of alternately charged planar parallel strips by conformal mappings. *IEEE Trans. Electron. Devices*, ED-15:173–180, 1968.
- [189] J. B. D. Soole und H. Schumacher. Transit-time limited frequency response of In-GaAs MSM photodetectors. *IEEE Journal on Electron. Devices*, 37:2285–2291, 1990.
- [190] C. A. Balanis. *Antenna Theory*. Wiley & Sons, New York, USA, 2. Aufl., 1997.
- [191] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk, und D. P. Kasilingram. *Integrated Circuit Antennas*, Bd. 10 in *Infrared and Millimeter Waves*. Academic Press, u.a. New York, USA, 1983.
- [192] R. Winston. Light collection within the framework of geometric optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 60:245–247, 1970.
- [193] P. Uhd Jepsen. *Generation and applications of THz radiation*. Doktorarbeit, Department of Chemistry, Aarhus, Dänemark, Sept. 1996.
- [194] N. Katzenellenbogen und D. Grischkowsky. Efficient generation of 380 fs pulses of thz radiation by ultrafast laser pulse excitation of a biased metal–semiconductor interface. *Appl. Phys. Lett.*, 58(3):222–224, Jan. 1991.
- [195] R. Williams. *Modern GaAs processing methods*. Artech House, Boston, USA, 1. Aufl., 1990.
- [196] U. D. Keil, J. M. Hvam, S. Tautz, S. U. Dankowski, P. Kiesel, und G. H. Döhler. Femtosecond differential transmission measurements on low temperature GaAs metal–semiconductor–metal structures. *Appl. Phys. Lett.*, 70(1):72–74, Jan. 1997.
- [197] C. Ludwig und J. Kuhl. Studies of the temporal and spectral shape of terahertz pulses generated from photoconductive switches. *Appl. Phys. Lett.*, 69(9):1194–1196, Aug. 1996.
- [198] A. Dargys und J. Kundrotas. *Handbook of physical properties of Ge, Si, GaAs and InSb*. Vilnius Scientific and Encyclopedic Publisher, Vilna, Litauen, 1994.
- [199] W. Sha, J.-K. Rhee, T. B. Norris, und W. J. Schaff. Transient carrier and field dynamics in quantum–well parallel transport: from ballistic to the quasi–equilibrium regime. *IEEE J. Quantum Electron.*, 28:2445–2455, 1992.

-
- [200] P. Uhd Jepsen, R. H. Jacobsen, und S. R. Keiding. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(11):2424–2436, Nov. 1996.
- [201] J. E. Pedersen, V. G. Lyssenko, J. M. Hvam, P. Uhd Jepsen, S. R. Keiding, C. B. Soerensen, und P. E. Lindelof. Ultrafast local field dynamics in photoconductive THz antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 62(11):1265–1267, März 1993.
- [202] R. H. Jacobsen, K. Birkelund, T. Holst, P. U. Jepsen, und S. R. Keiding. Interpretation of photocurrent correlation measurements used for ultrafast photoconductive switch characterization. *J. Appl. Phys.*, 79(5):2649–2657, März 1996.
- [203] M. Tonouchi, N. Kawasaki, T. Yoshimura, H. Wald, und P. Seidel. Pump and probe terahertz generation study of ultrafast carrier dynamics in low-temperature grown GaAs. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(41):L706–L709, Juni 2002.
- [204] S. D. Brorson, J. Zhang, und S. R. Keiding. Ultrafast carrier trapping and slow recombination in ion-bombarded silicon on sapphire measured via THz spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 64(18):2385–2387, Mai 1994.
- [205] S.-G. Park, A. M. Weiner, M. R. Melloch, C. W. Siders, J. L. W. Siders, und A. J. Taylor. High-power narrow-band terahertz generation using large-aperture photoconductors. *IEEE J. of Quantum Electr.*, 35(8):1257–1268, 1999.
- [206] Z. Piao, M. Tani, und K. Sakai. Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39:96–100, 2000.
- [207] F. Smith. *The device applications and characterization of nonstoichiometric GaAs grown by molecular beam epitaxy*. Doktorarbeit, Department of Electrical Engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Ma., USA, 1990.
- [208] H. Yamamoto, Z.-Q. Fang, und D. C. Look. Nonalloyed ohmic contacts on low-temperature molecular beam epitaxial GaAs: influence of deep donor band. *Appl. Phys. Lett.*, 57:1537, 1990.
- [209] S. Shiobara, K. Sasaki, und H. Hasegawa. Surface electrical breakdown characteristics of molecular beam epitaxial layers grown at low temperatures. *Solid State Electronics*, 38:1685, 1995.
- [210] S. E. Ralph und D. Grischkowsky. Trap-enhanced electric fields in semi-insulators: The role of electrical and optical carrier injection. *Appl. Phys. Lett.*, 59(16):1972–1974, Okt. 1991.

- [211] L. Duvillaret, F. Garet, J.-F. Roux, und J.-L. Coutaz. Analytical modelling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments using photoswitches as antennas. *IEEE J. on Sel. Top. in Quantum Electr.*, 7(4):615–623, Juli 2001.
- [212] F. Jacob. Quellen und Detektionsverfahren für lasererzeugte intensive THz-Pulse. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der J. W. Goethe Universität, Frankfurt am Main, Okt. 2000.
- [213] T. Hattori, K. Tukamoto, und H. Nakatsuka. Time-resolved study of intense terahertz pulses generated by large-aperture photoconductive antenna. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40:4907–4912, Aug. 2001.
- [214] P. K. Benicewicz, J. P. Roberts, und A. J. Taylor. Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(12):2533–2546, 1994.
- [215] M. Tonouchi. Private Mitteilung. Sept. 2002.
- [216] Perkin Elmer. *Manual Model 7265 DSP Lock-in Amplifier*. 2001.
- [217] F. L. Pedrotti und L. S. Pedrotti. *Introduction to optics*. Prentice Hall International Inc., London, 2. Aufl., 1993.
- [218] J. C. G. Lesurf. *Information and measurement*. Institute of Physics Press, London, 1. Aufl., 1995.
- [219] J. Beutel, H. L. Kundel, und R. L. Van Metter, Herausg. *Handbook of Medical Imaging*, Bd. 1. SPIE, Washington, USA, 1. Aufl., 2000.
- [220] M. van Exter und D. R. Grischkowsy. Characterization of an optoelectronic Terahertz beam system. *IEEE Trans. Microwaves Theory and Techniques*, 38(11), 1990.
- [221] M. van Exter, Ch. Fattering, und D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Opt. Lett.*, 14(20):1128–1130, Okt. 1989.
- [222] J. D. Bancroft und M. Gamble. *Theory and practice of histological techniques*. Churchill, Livingstone, USA, 5. Aufl., 2002.
- [223] J. E. Moulton, Herausg. *Tumors in domestic animals*. University of California Press, Berkeley, Los Angeles, London, 3. Aufl.
- [224] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3 (Elektrodynamik)*. Zimmermann-Neufang, Ulmen, 2. Aufl., 1990.

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Der THz-Frequenzbereich im elektromagnetischen Spektrum. Aus [2].	5
1.2.	Übersicht über die für den Aufbau eines kohärenten Dauerstrich-THz-Systems benötigten Komponenten.	7
3.1.	Aufbau einer Frequenzkette zum Koppeln zweier Laserdioden zum Photomischen. Nach [20].	12
3.2.	Wanderwellenphotomischer (JPL). Fig. 1: Prinzip der Phasenanpassung durch Verkippen der beiden eingestrahnten optischen Strahlen zueinander. Fig. 2: Experimenteller Aufbau und Photomischerstruktur. Aus [64, 65]. . .	18
3.3.	Wanderwellenphotomischer (MIT). Nach [67].	19
3.4.	Optisches (links) und THz-Bild (rechts) eines Zahns mit Loch und demineralisierten Bereichen. Aus [119].	26
3.5.	Computeranimation des geplanten Atacama Large Millimeter Array-Teleskops in Chile. Der größte Abstand zwischen zwei Antennen beträgt ungefähr 10 km. Aus [3].	28
4.1.	Energieschema eines a) 3-Niveau- und b) 4-Niveau-Lasers.	33
4.2.	Energieschema des Ti:Saphir-Kristalls. Aus [144].	35
4.3.	Schematische Darstellung einer optischen Diode.	39
4.4.	Strahlengang für achsenparallele Strahlen in einem konfokalen Fabry-Perot-Interferometer.	41
4.5.	Linearresonator in α -Geometrie für eine Farbe.	44
4.6.	Linearresonator in α -Geometrie für zwei Farben.	46
4.7.	Abstimmkurve für den Zweifarben-Ti:Saphir-Laser in linearer α -Geometrie. Für die eine Kurve (quadratische Messpunkte, durchgezogene Linie (schwarz)) wird die eine Farbe festgehalten, für die andere (runde Messpunkte, gestrichelte Linie (rot)) wird der Abstand der beiden Linien konstant bei ca. 7 nm gehalten.	47
4.8.	Minimale, mit dem Spektrometer auflösbare Differenzfrequenz.	48

4.9. Modenspektrum des Zweifarben-Ti:Saphir-Lasers in linearer α -Geometrie dargestellt für eine Farbe. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Moden beträgt 1,06 GHz. Die Wiederholung des Spektrums ist auf die Interferenz der nächst höheren Ordnung beim Durchfahren des Spiegelabstands des Fabry-Perot-Interferometers zurückzuführen.	49
4.10. Zweifarben-Ringresonator mit externer Rückkopplung.	50
4.11. Abstimmkurve für den Zweifarben-Ti:Saphir-Ringlaser mit externer Rückkopplung.	52
4.12. Linienbreite zweier vom Ringlaser mit externer Rückkopplung emittierter Farben.	53
4.13. Unidirektionaler Zweifarben-Ringresonator. Zur besseren Übersicht wurde eine der beiden Farben mit einer durchgezogenen (roten) Linie gezeichnet, die andere gepunktet (blau).	54
4.14. Diskrete Frequenzsprünge beim Durchstimmen einer Frequenz des unidirektionalen Ringlasers mit einem Ein-Platten-Lyot-Filter.	56
4.15. Modenspektrum des unidirektionalen Ringlasers dargestellt für eine Farbe. Die zweite dargestellte Mode ist auf die Interferenz der nächst höheren Ordnung beim Durchfahren des Spiegelabstands des Fabry-Perot-Interferometers zurückzuführen.	57
4.16. Kombiniertes Zweifarben-Laser. Zur besseren Übersicht wurde eine der beiden Farben mit einer durchgezogenen (roten) Linie gezeichnet, die andere gepunktet (blau).	58
5.1. Schematische Darstellung der Bandstruktur von LT-GaAs im k -Raum nach [159].	65
5.2. Elektroneneinfang und Ladungsträgerrekombination.	67
5.3. Ladungsträgermobilität in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur aus [159].	69
5.4. Schematische Darstellung eines Photoschalters aus Sze, S. 745 [184].	72
5.5. Abhängigkeit der generierten THz-Leistung von der THz-Frequenz. Gerechnet für Ladungsträgereinfangzeiten von 200 fs (—), 500 fs (– –) und 1 ps (· · ·). 78	
5.6. Verlauf des elektrischen Feldes eines mit 10 V vorgespannten Photomischers. Aus [59].	81
5.7. Zur Beschreibung der Abstrahlcharakteristik verwendetes Koordinatensystem. 86	
5.8. Schematische Darstellung der Brechung der vom Dipol in das Substrat abgestrahlten Welle. Aus [191].	87
5.9. Abstrahlcharakteristik eines infinitesimalen Dipols auf einem Substrat mit $\epsilon_r = 4$. E-Ebene: - - -; H-Ebene: —. Aus [191].	88

5.10. Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei infinitesimalem Gap. Die in a) gezeigte dreieckige Stromverteilung (durchgezogene Linie) ergibt sich als Näherung für $\lambda/50 < l \leq \lambda/10$. Aus [190].	89
5.11. Stromverteilungen für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge bei infinitesimalem Gap. Aus [190].	90
5.12. Abstrahlcharakteristik E-Ebene (relative Leistung) a) für verschiedene Verhältnisse von Wellenlänge zu Dipollänge, b) und c) für $l = 1.25\lambda$. Aus [190].	91
5.13. Ersatzschaltbild für einen Photomischer unter Berücksichtigung der Zuleitung.	93
5.14. a) Schaltbild für eine Antenne mit photokonduktiver THz-Quelle. b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild.	95
5.15. Schematische Darstellung des Messplatzes für die Antennenvermessung. . .	98
5.16. Sensitivitätskurve des InSb-Bolometers.	100
5.17. Kollimierende hyperhemisphärische Substratlinse.	101
5.18. Typische Photostromkurve eines flächigen Photoschalters ($5 \cdot 5 \mu\text{m}^2$ Gap, $T_G = 275^\circ\text{C}$, $T_A = 600^\circ\text{C}$, $t_A = 5$ Min., siehe auch Kap. 5.6.2). Im Nebenbild ist die zugehörige Dunkelstromkurve dargestellt.	103
5.19. Gemessene abgestrahlte THz-Leistung in Abhängigkeit vom Photostroms. Die durchgezogene Kurve zeigt die erwartete quadratische Abhängigkeit. . .	105
5.20. Extrinsische Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Brennweite der fokussierenden Linse.	106
5.21. Zerstörer flächiger Photoschalter mit Dipolantenne.	107
5.22. Zerstörer verzahnter MSM-Photoschalter einer Patch-Antenne.	107
5.23. Schematische Darstellung der H-förmigen Dipolantenne.	109
5.24. Ladungsträgereinfangzeit der verwendeten LT-GaAs-Materialien in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur.	110
5.25. Differentielle Reflexionsänderung eines nicht (—, schwarz) und eines mit 30 V vorgespannten (- - -, rot) Photoschalters.	111
5.26. a) Photostromkurven der gemessenen Photoschalter in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur. b) Zugehörige Dunkelstromkurven.	113
5.27. Effektive Mobilität in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur und von der Ladungsträgereinfangzeit.	114
5.28. Driftgeschwindigkeit von GaAs und LT-GaAs mit verschiedenen Wachstumstemperaturen bei 300 K in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld. Im Nebenbild ist die Mobilität in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für ein elektrisches Feld von 60 kV/cm aufgetragen.	115
5.29. Emittierte THz-Leistung bei a) 500 GHz und b) 1 THz in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit.	117

5.30. Elektrische Effizienz bei a) 500 GHz und b) 1 THz in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit.	118
5.31. End-Dipolantenne mit 210 μm Dipollänge ohne Filterstruktur (Ant 019, alle Maße in μm).	120
5.32. End-Dipolantenne mit 180 μm Dipollänge ohne Filterstruktur (Ant 018, alle Maße in μm).	121
5.33. Berechnete Resonanzkurve für einen End-Dipol ohne Filter mit 210 μm Dipollänge (Ant 019) mit und ohne Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit F_f^2 des Photoschalters.	122
5.34. Berechnete Resonanzkurve für einen End-Dipol ohne Filter mit 180 μm Dipollänge (Ant 018) mit und ohne Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit F_f^2 des Photoschalters.	123
5.35. End-Dipolantenne mit 210 μm Dipollänge und drei Filterblöcken, von denen zwei in der Abb. zu sehen sind (Ant 021a, alle Maße in μm).	124
5.36. Zuleitungswiderstand einer Antennenstruktur mit End-Dipol und drei Filterblöcken (Ant 021a) in Abhängigkeit von der THz-Frequenz gerechnet ohne Reflexionen an den Kontaktflächen ($Z_{end} = Z_{Line}$).	125
5.37. Zuleitungswiderstand einer Antennenstruktur mit End-Dipol und drei Filterblöcken (Ant 021a) in Abhängigkeit von der THz-Frequenz gerechnet für unterschiedliche Abschlusswiderstände.	126
5.38. Korrekturfaktor v_P zur Korrektur ungleicher optischer Leistungen. Im Nebenbild ist v_P gegen eine logarithmische Auftragung des Verhältnisses der optischen Leistungen dargestellt.	129
5.39. Korrekturfaktor $v_B(\nu_{THz})$ zur Korrektur der frequenzabhängigen Sensitivität des InSb-Bolometers.	130
5.40. Resonanzkurve Ant 018.	131
5.41. Resonanzkurve Ant 019.	132
5.42. Resonanzkurve der End-Dipolantenne mit drei Filterblöcken (Ant 021a). . .	133
5.43. Normierte Resonanzkurven der End-Dipolantennen ohne (Ant 019) und mit drei Filterblöcken (Ant 021a).	134
5.44. Experimenteller Aufbau des Doppelpulsexperiments.	135
5.45. Gemessene differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Puls. Die in die Messkurve eingetragenen Punkte wurden aus zeitaufgelösten Messungen des gesamten durch den Abfrage-Puls generierten THz-Signals bei fester Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Puls extrahiert.	136

5.46. Gemessene differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Anregungsdichte. Die Daten wurden zur besseren Übersicht vertikal verschoben.	137
5.47. Differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls. — (schwarz): Modell mit Raumladungsabschirmung; --- (blau): Modell mit Strahlungsfeldabschirmung; ··· (rot): Modell mit Strahlungsfeldabschirmung und Substrat.	139
5.48. Gemessenes THz-Signal des optischen Anrege-Pulses (---). Der Abfrage-Puls war während dieser Messung blockiert. Die durchgezogene Linie entspricht dem nach dem Drude-Modell berechneten Signal (ohne Berücksichtigung des Frequenzgangs der Antenne).	142
5.49. Differentielle Signaländerung des vom Abfrage-Puls generierten THz-Signals in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls. Das gemessene Signal ist als punktierte (schwarze) Linie dargestellt. Die durchgezogene (rote) Linie ist das Integral (Nahfeld) des gemessenen THz-Fernfeldes aus Abbildung 5.48. Die gestrichelte (blaue) Linie entspricht der Simulation der Strahlungsfeldabschirmung (siehe Abb. 5.47).	143
5.50. Normiertes THz-Signal des Abfrage-Strahls aufgetragen gegen die Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfrage-Strahl für verschiedene mittlere optische Leistungen des Anrege-Strahls. Aus [203].	144
5.51. Optimale Ladungsträgereinfangzeit in Abhängigkeit von der THz-Zielfrequenz. Optimierung für maximale elektrische Effizienz.	147
5.52. Normierte Leistungsübertragung vom Photoschalter auf die Antenne.	148
6.1. Schematische Darstellung des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems (Homodynsystem).	152
6.2. Ersatzschaltbild zur Beschreibung der Ankopplung des einfallenden THz-Feldes an den Photoschalter.	155
6.3. Experimenteller Aufbau des kohärenten Dauerstrich-THz-Systems.	156
6.4. Ray-Tracing a) zweier sphärischer Linsen, b) zweier hyperbolischer Linsen, c) zweier hyperbolischer Linsen mit umgekehrter Orientierung.	160
6.5. Verlauf des Brechungsindex von hochverdichtetem Polyethylen (PE-HMG 1000, Fa. <i>Simona</i>) aufgetragen gegen die THz Frequenz.	161
6.6. Detektierter Strom bei 1,02 THz in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung zwischen Emitter und Detektor.	162
6.7. Ersatzschaltbild für die Messung des Detektorgleichstroms.	163
6.8. Fourier-Transformierte einer Messung über die maximal mögliche Verzögerung von 600 ps.	166

6.9. Schematische Darstellung der Definition des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (<i>SNR</i>) und des dynamischen Bereichs (<i>DNR</i>).	169
6.10. Rauschsignal des beleuchteten photokonduktiven Detektors bei blockiertem THz-Strahlpfad.	170
6.11. Stromfluktuationen des unbeleuchteten photokonduktiven Detektors ohne THz-Signal.	173
6.12. Logarithmische Darstellung der Rauschbeiträge des photokonduktiven Detektors. Die Messbandbreite beträgt 1,19 Hz. Dargestellt sind von links nach rechts: das gerechnete thermische Rauschen des unbeleuchteten (20 M Ω) und des beleuchteten (75 k Ω) Photoschalters, das gemessene Rauschen des Photoschalters ohne und mit Beleuchtung, das Rauschen des typischen THz-Signals, die Amplitude des typischen THz-Signals (aus Abb. 6.6) und die Amplitude des maximal gemessenen THz-Signals (1 nA). Zum besseren Verständnis sind zusätzlich das SNR und der dynamische Bereich eingezeichnet.	174
6.13. a) Gemessene Amplitude des elektrischen THz-Feldes und des Photostroms des Emitters in Abhängigkeit von der Vorspannung des Emitters (opt. Leistung: 109 mW). b) Gemessene Amplitude des elektrischen THz-Feldes in Abhängigkeit von der optischen Leistung auf dem Emitter (Vorspannung: 12,5 V). c) Gemessene Amplitude des detektierten Stroms in Abhängigkeit von der optischen Leistung auf dem Detektor.	178
6.14. Berechnete Abhängigkeit der Sensitivität von der THz-Frequenz, aufgetragen für zwei Ladungsträgereinfangzeiten.	179
6.15. Detektierter Strom (—, schwarz) und thermisches RMS-Rauschen (- - -, rot) des photokonduktiven Detektors in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für eine Zielfrequenz von 1 THz.	180
6.16. Dynamischer Bereich in Abhängigkeit von der Ladungsträgereinfangzeit für eine Zielfrequenz von 1 THz.	181
6.17. Optimale Ladungsträgereinfangzeit für den photokonduktiven Detektor in Abhängigkeit von der THz-Zielfrequenz.	182
7.1. Weg eines Objekts durch den THz-Fokus.	184
7.2. Normierte Transmission der THz-Leistung während des Verfahrens einer Stahlkante durch den Fokus des Strahls bei 1,02 THz. Im Nebenbild ist die relative transmittierte Leistung logarithmisch aufgetragen.	185

7.3.	Modulation–Transfer–Function (MTF) bei 1,02 THz. Die durchgezogene Funktion wurde mit der Kantenmethode bestimmt (Kante senkrecht zur Tischplatte). Die quadratischen bzw. runden Messpunkte zeigen die mit dem Strichgitter bestimmte MTF mit den Gitterlinien parallel, respektive senkrecht zur Tischplatte. Die Auflösungsgrenze (LSR, 20 % Wert der MTF) liegt bei 2,4 lp/mm. Im Nebenbild ist die gemessene relative transmittierte Leistung gegen den Verfahrweg für die zweite Reihe des Gitters (0,75 lp/mm und 0,5 lp/mm) aufgetragen.	187
7.4.	Strichgitter auf TPX–Substrat zur Bestimmung der MTF. Links: Kontaktabzug der Lithographiemaske zur Herstellung des Strichgitters. Rechts: Photo des Objekts, Abmessungen: 3·3 cm ² . Die räumlichen Frequenzen in lp/mm betragen 0,25 (oberste Reihe), 0,75 und 0,5 (zweite Reihe), 1,375 und 1,0 (dritte Reihe) und 2,0 und 1,625 (unterste Reihe).	188
7.5.	THz–Bild eines Maschengitters (Drahtdicke: 160 μm, Abstand zwischen zwei benachbarten Drähten: 290 μm) bei 1,1 THz. Dargestellt ist die relative transmittierte elektrische THz–Feldstärke.	189
7.6.	a) Photo: offene Streichholzschachtel mit drei Streichhölzern. b) Relative THz–Transmission (Leistung) bei 1,1 THz.	189
7.7.	a) Photo des Dünnschnitts durch den Hauttumor eines Hundes. b) Relative Dauerstrich–THz–Transmission (Leistung) durch die Probe bei 1 THz. . . .	191
7.8.	a) Photo des Dünnschnitts durch den Kopf eines Kanarienvogels. b) Relative Dauerstrich–THz–Transmission (Leistung) durch die Probe bei 1 THz. c) Entsprechendes mit gepulster THz–Strahlung aufgenommenes Bild nach Fourier–Analyse dargestellt bei 1 THz.	192
7.9.	a) Schematische Darstellung der Bestimmung der relativen Phasenverschiebung zwischen einer Referenzmessung (gestrichelte (schwarze) Linie) und einer Messung an einem Bildpunkt mit Objekt (durchgezogene (rote) Linie) . b) Dauerstrich–THz–Bild des Dünnschnitts aus Abbildung 7.8, aufgebaut aus der relativen Phasenverschiebung bei Transmission durch das Objekt. . .	192
7.10.	Relative THz–Transmission für korrespondierende Zeilen im Dauerstrich– und gepulsten THz–Bild.	193

Lebenslauf

Karsten Siebert

geboren 18.05.1972 in Frankfurt (M)

Schulbildung:

- 1978 - 1982** Grundschule, Burgholzhausen
1982 - 1991 Philipp-Reis-Schule in Friedrichsdorf/Ts;
1991 Abitur

Zivildienst:

- 1991 - 1992** Fachklinik Landgraf-Friedrich für Alkoholabhängige in Friedrichsdorf

Hochschulstudium:

- 1992 - 1994** Studium der Physik an der J.W.Goethe-Universität Frankfurt (M);
Nebenfächer Chemie und Rechtswissenschaft
März 1994 Vordiplom
1994 - 1995 Studium der Physik an der University of St Andrews/ Schottland
ab Okt. 1995 Studium der Physik in Frankfurt(M)
Nebenfach Rechtswissenschaft
Sept. 1997 Diplomhauptprüfung
Note: sehr gut „mit Auszeichnung“;
Auszeichnung mit dem Heraeus-Preis
Diplomarbeit: „Experimente zur geometrischen Phase in optischen Fasern“
in der Arbeitsgruppe Quantenoptik (Prof. Martienssen) am
Physikalischen Institut (Okt. 95 - Juni 97) in Zusammenarbeit mit
dem Forschungszentrum der Deutschen Telekom AG/ Darmstadt

Promotionsstudium:

- seit Jan. 1998** Wissenschaftliche Mitarbeit in der Arbeitsgruppe
Ultrakurzzeitspektroskopie von Prof. Dr. H. G. Roskos,
eigene Arbeiten zur THz-Spektroskopie mit gepulsten
und Dauerstrich-Systemen

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne das entsprechende Umfeld und die tatkräftige Unterstützung vieler Kollegen nicht möglich gewesen:

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Hartmut G. Roskos danken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Gruppe zu forschen und diese Arbeit anzufertigen. Seine unendliche Begeisterungsfähigkeit und die Fähigkeit andere zu begeistern wird mir für immer in Erinnerung bleiben!

Holger Quast, Frank Siebe und Jalil Zare-Baghbidi haben mit Ihren Diplomarbeiten einen großartigen Beitrag zum Aufbau des Frankfurter Dauerstrich-THz-Systems geleistet und mir immer wieder Mut gemacht. Torsten Löffler, Mark Thomson und Leo (Dr. Reiner Leonhard) gilt mein Dank für Rat und Tat im Labor und am Schreibtisch. Tobias Hahn und Robert Wipf haben beim „Wettbewerb der Systeme“ ganze Arbeit geleistet. Bernhard Klug und Marcus Abt haben mit der Lösung diverser technologischer und technischer Probleme zum Erfolg der Photomischer beigetragen. Herrn Prof. Dr. Wolfgang Dultz danke ich für die vielen kleinen und großen Aufmunterungen. Darüber hinaus möchte ich allen Kollegen in der Arbeitsgruppe und im weiteren Institut nicht nur für die fachliche Zusammenarbeit, sondern vor allem für das angenehme Arbeitsklima danken. Nie vergessen werde ich das betreute Wohnen mit meinem „Zellengenossen“ Tobias Bauer. In meinem neuen Büro ist noch Platz!

Den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter Leitung von Herrn H. Hasenpflug ein herzliches Dankeschön und ein großes Lob für die geleisteten Arbeiten. Bei Marion Jordan und Hannah Döring möchte ich mich für die mit Charme und Freundlichkeit geleistete Verwaltungsarbeit bedanken.

Ohne das schnelle LT-GaAs-Material von Dr. Karl („Charly“) Unterrainer und Dr. Gottfried Strasser von der TU-Wien wären die durchgeführten Experimente nicht möglich gewesen. Gleiches gilt für die unschlagbaren Ti/Au-Metallisierungen von Volkmar Hock/Universität Würzburg. Dr. Masahiko Tani und Dr. Kiyomi Sakai vom Kansai Advanced Research Center in Kobe/Japan möchte ich für die produktiven Tage in Ihrer Arbeitsgruppe danken. Im Rahmen des EU-Projekts „TERAVISION“ wurde nicht nur der Großteil meiner Arbeit finanziert, es hat mir auch ermöglicht, sehr engagierte und fachkundige Kollegen aus den beteiligten Gruppen und Unternehmen (Universität Delft/Niederlande; TU-Wien/Österreich; Fa. Femtolasers, Wien/Österreich; Fa. Teraview, Cambridge/UK und University of Leeds/UK) kennenzulernen. Besonders erwähnen möchte ich Prof. Dr. Martyn Chamberlain (Univ. of Leeds), der es mit britischem Charme und Humor verstanden hat, das Konsortium auf Kurs zu halten und Dr. Tony Fitzgerald (Univ. of Leeds) für die

spannenden Tage im Labor und die „Aussie nights“ im Roundabout. Im Rahmen der DFG-„Paketgruppe“ mit der TU Darmstadt (AG Prof. Dr. Elsässer, Physik und AG Prof. Dr. Hartnagel, Elektrotechnik) ist es gelungen, das THz-Know-How im Rhein-Main-Gebiet zu bündeln. Mein Dank gilt hier vor allem Jochen Sigmund und Cesary Sydlo für die ausdauernden und fruchtbaren Diskussionen. Der Austausch mit Prof. Dr. Gottfried Döhler und Dr. Peter Kiesel von der Universität Erlangen war immer produktiv und mündet nun, nach großer Anstrengung, hoffentlich auch in eine formale Kooperation. Eric Dürr vom MIT Lincoln Laboratory, Boston/USA möchte ich für den regen Kontakt und Erfahrungsaustausch über den großen Teich hinweg danken. Ohne die Vogelköpfe und Tumore von Dr. Stephanie Czasch vom Institut für Veterinär-Pathologie der Universität Gießen wären unsere Konferenzbeiträge immer nur halb so illustrativ gewesen.

Last but not least gilt mein Dank meinen Eltern und meiner Freundin Bettina Weber dafür, dass sie mich auch an weniger heiteren Tagen ertragen konnten.
Danke!

Karsten Siebert