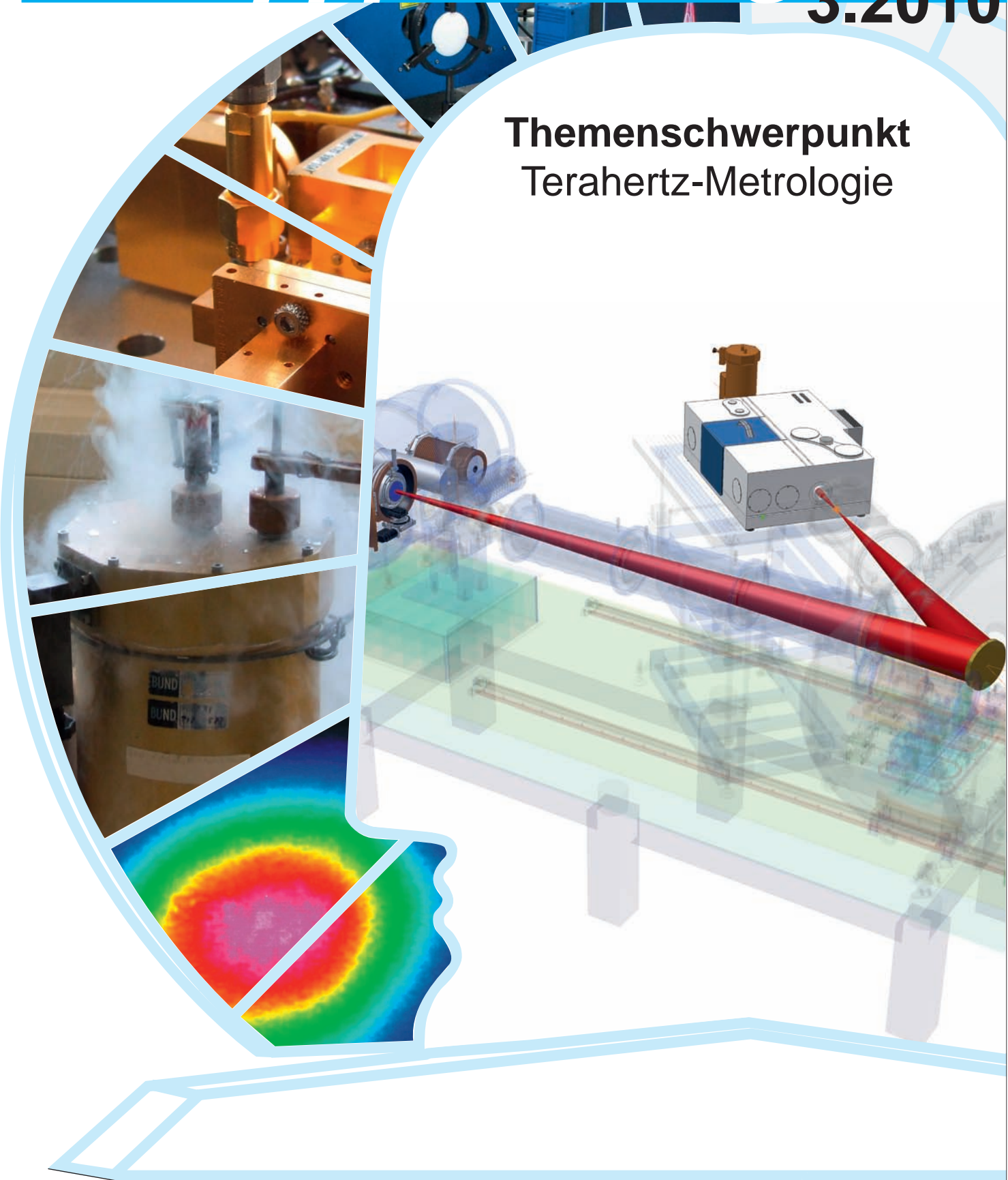


Themenschwerpunkt Terahertz-Metrologie



Fachorgan für Wirtschaft und Wissenschaft
Amts- und Mitteilungsblatt der
Physikalisch-Technischen Bundesanstalt
Braunschweig und Berlin

120. Jahrgang, Heft 3, September 2010

Inhalt

Themenschwerpunkt	Terahertz-Metrologie	
	• <i>Wolfgang Buck</i> : Terahertz-Metrologie	185
	• <i>Heinz-Wilhelm Hübers</i> : Terahertz-Technologie an der Schwelle von wissenschaftlichen Anwendungen zu kommerzieller Nutzung	187
	• <i>Andreas Steiger, Berndt Gutschwager, Christian Monte, Ralf Müller, Jörg Hollandt</i> : THz-Radiometrie	198
	• <i>Joern Beyer, Christian Monte</i> : Supraleitende Bolometer für die Terahertz-Detektion	203
	• <i>Christian Jastrow, Thomas Kleine-Ostmann, Thorsten Schrader</i> : Numerische Feldberechnungen für die Dosimetrie bei Feldexpositionen in vitro im THz-Frequenzbereich	210
	• <i>Sebastian Priebe, Christian Jastrow, Thomas Kleine-Ostmann, Thorsten Schrader</i> : Messtechnische Charakterisierung von Übertragungskanälen bei 300 GHz	216
	• <i>Shekhar Priyadarshi, Klaus Pierz, Uwe Siegner, Mark Bieler</i> : Symmetrieuntersuchungen von Halbleiternanostrukturen mittels THz-Spektroskopie	223
	• <i>Ralph Müller, Arne Hoehl, Roman Klein, Anton Serdyukov, Gerhard Ulm, Jörg Feikes, Michael von Hartrott, Godehard Wüstefeld</i> : Die Metrology Light Source – eine Strahlungsquelle für die THz-Metrologie	229
Amtliche Bekanntmachungen	(eigenes Inhaltsverzeichnis)	236

Zum Titelbild:

Das Titelblatt zeigt Messgeräte und Ausrüstung für die Terahertz-Metrologie, die im Heft beschrieben werden. Das große Bild stellt ein stickstoffgekühltes Vakuum-Fouriertransform-Spektrometer für die THz-Spektrometrie dar.

Impressum

Die **PTB-Mitteilungen** sind metrologisches Fachjournal und amtliches Mitteilungsblatt der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin. Als Fachjournal veröffentlichen die PTB-Mitteilungen wissenschaftliche Fachaufsätze zu metrologischen Themen aus den Arbeitsgebieten der PTB. Als amtliches Mitteilungsblatt steht die Zeitschrift in einer langen Tradition, die bis zu den Anfängen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (gegründet 1887) zurückreicht. Die PTB-Mitteilungen veröffentlichen in ihrer Rubrik „**Amtliche Bekanntmachungen**“ unter anderem die **aktuellen Geräte-Prüfungen** und -Zulassungen aus den Gebieten des Eich-, Prüfstellen- und Gesundheitswesens, des Strahlenschutzes und der Sicherheitstechnik.

Verlag

Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH
Bürgermeister-Smidt-Str. 74–76,
27568 Bremerhaven
Postfach 10 11 10, 27511 Bremerhaven
Internet: www.nw-verlag.de
E-Mail: info@nw-verlag.de

Herausgeber

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB),
Braunschweig und Berlin
Postanschrift:
Postfach 33 45, 38023 Braunschweig
Lieferanschrift:
Bundesallee 100, 38116 Braunschweig

Redaktion/Layout

Presse- und Öffentlichkeitsarbeit, PTB
Dr. Dr. Jens Simon (verantwortlich)
Gisela Link
Telefon: (05 31) 592-82 02
Telefax: (05 31) 592-30 08
E-Mail: gisela.link@ptb.de

Leser- und Abonnement-Service

Marina Kornahrens
Telefon: (04 71) 9 45 44-61
Telefax: (04 71) 9 45 44-88
E-Mail: vertrieb@nw-verlag.de

Anzeigenservice

Karin Drewes
Telefon: (04 71) 9 45 44-21
Telefax: (04 71) 9 45 44-77
E-Mail: info@nw-verlag.de

Erscheinungsweise und Bezugspreise

Die PTB-Mitteilungen erscheinen viermal jährlich. Das Jahresabonnement kostet 55,00 Euro, das Einzelheft 16 Euro, jeweils zzgl. Versandkosten. Bezug über den Buchhandel oder den Verlag. Abbestellungen müssen spätestens drei Monate vor Ende eines Kalenderjahres schriftlich beim Verlag erfolgen.

© Wirtschaftsverlag NW, Verlag für neue Wissenschaft GmbH, Bremerhaven, 2010

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil dieser Zeitschrift darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages vervielfältigt oder verbreitet werden. Unter dieses Verbot fällt insbesondere die gewerbliche Vervielfältigung per Kopie, die Aufnahme in elektronische Datenbanken und die Vervielfältigung auf CD-ROM und in allen anderen elektronischen Datenträgern.

Terahertz-Metrologie

Wolfgang Buck¹

Das sogenannte Terahertz-Frequenzband des elektromagnetischen Spektrums wurde jüngst in der Öffentlichkeit hauptsächlich mit dem Thema „Nacktscanner“ in Verbindung gebracht, eine Assoziation, die weniger unter dem Gesichtspunkt einer technischen Neuerung als unter einem möglichen Eingriff in die Intimsphäre zur Erhöhung der Sicherheit im Flugverkehr Furore machte. Diese sicherheitstechnischen Anwendungen sind vorwiegend am unteren Ende des mit Terahertz bezeichneten Frequenzbandes von 0,3 THz bis 10 THz (1 THz = 1 000 000 000 000 Hz) bzw. in Wellenlängen ausgedrückt von 1 mm bis 30 µm angesiedelt und überdies nur der spektakulärste Bereich des zunehmenden kommerziellen Einsatzes von THz-Strahlung. Das steigende Interesse an der Nutzung eines Frequenzbands, das in der Vergangenheit, weil nicht nutzbar, eher mit dem häufig zitierten Begriff der „Terahertz-Lücke“ [1] in Zusammenhang gebracht wurde, hat die PTB bewogen, den Stand der Metrologie auf diesem Gebiet kritisch zu prüfen und Forschungsarbeiten zu initiieren, die den künftigen Erfordernissen von Wissenschaft und Industrie gerecht werden. Die Erhöhung von Genauigkeit und Zuverlässigkeit sowie die Rückführung der THz-Messtechnik auf die Einheiten des SI-Systems standen dabei im Vordergrund – eben das Kerngeschäft der PTB.

Daher hieß es in der Planungsvorgabe des PTB-Präsidiums für das Jahr 2007: „Über die bereits bestehenden, abteilungsübergreifenden Ansätze wie beim Boltzmann-Projekt und beim Avogadro-Projekt hinaus wünscht das Präsidium, die Themenfelder „Durchfluss“ und „Terahertz-Technologien“ abteilungsübergreifend zu behandeln und hierfür jeweils einen Sprecher bzw. Koordinator zu benennen.“ Das Präsidium bat die beteiligten Fachbereiche aus den Ab-

teilungen „Elektrizität“ und „Temperatur und Synchrotronstrahlung“ und ggf. auch andere ferner, sich abzustimmen und hierzu ein Forum einzurichten, um – z. B. in Form von regelmäßigen Seminaren und unter Einbindung der TU Braunschweig – Technologien, Anwendungen und geplante Arbeiten in einem breiteren Kontext zu diskutieren.

Die angesprochenen Gruppierungen der PTB begannen sehr rasch mit der Koordination und Verknüpfung ihrer Arbeiten, sodass der Wissenschaftsrat in seiner Stellungnahme zur Evaluation der PTB [2] bereits ein Jahr später am 8. Mai 2008 feststellen konnte: „Die Arbeiten zu rückgeführten Messungen im **Terahertzbereich** gehören zum Kernaufgabenbereich der PTB und zeigen einerseits die Fähigkeit der PTB, trotz knapper Personalressourcen relevante neue Aufgabengebiete aufzubauen. Andererseits macht das Querschnittsthema deutlich, dass sich durch neue Technologien auch neue metrologische Fragestellungen ergeben, deren Bearbeitung für die Weiterentwicklung dieser Technologien essentiell ist. Da die Terahertz-Technologie ein erhebliches wirtschaftliches Potential z. B. im Sicherheitsbereich, in der medizinischen Bildgebung und in der Kommunikationstechnik aufweist, ist die Verfügbarkeit kalibrierter Messverfahren von großer wirtschaftlicher Bedeutung.“ Zu ergänzen wäre diese Aufzählung der Einsatzgebiete von THz-Strahlung um die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung und Fertigungskontrolle sowie die spektroskopische Materialanalytik.

Im diesem Heft der PTB-Mitteilungen soll ein erster Überblick über die aufgegriffenen Fragestellungen und den inzwischen erreichten Stand vorgelegt werden (siehe auch [3]). Dies kann in einer PTB-Publikation nicht ohne den erst aus heutiger Sicht bedeutungsvollen Hinweis geschehen, dass die entscheidenden Messungen

¹ Dr. Wolfgang Buck, bis Ende 2009 Leiter der PTB-Abteilung „Temperatur und Synchrotronstrahlung“
E-Mail: wolfgang.buck@ptb.de

des temperaturabhängigen Spektrums des Hohlraumstrahlers, die um 1900 zur Verifizierung des Planck'schen Strahlungsgesetzes führten, in der damaligen Physikalisch-Technischen Reichsanstalt auch bei THz-Frequenzen durchgeführt wurden. Dies ist u. a. dem nachfolgenden Artikel von Prof. Dr. Heinz-Wilhelm Hübers vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt zu entnehmen, der als ausführliche Einführung in das Gebiet der THz-Strahlung sowohl messtechnische Komponenten und Strahlungsquellen als auch den heutigen Stand der Anwendungen auf den Gebieten beschreibt, denen auch der Wissenschaftsrat große wirtschaftliche Bedeutung attestiert. Ihm folgen zwei Artikel zur absoluten radiometrischen Bestimmung der Intensität von THz-Strahlung. Dr. Andreas Steiger und seine Kollegen erläutern die beiden aus der optischen Radiometrie in den THz-Bereich ausgedehnten Methoden, die sich zum einen auf berechenbare Strahlungsquellen und zum anderen auf absolut kalibrierte Detektoren stützen, und die damit bisher erzielten Resultate. Dr. Joern Beyer und Dr. Christian Monte stellen in diesem Zusammenhang einen neu entwickelten Detektor für sehr geringe Strahlungsleistung vor, der basierend auf supraleitenden Bolometern mit Heliumgekühlter Elektronik eine extreme Empfindlichkeit und Linearität beim Nachweis von Terahertz-Strahlung erreicht.

Zwar kann THz-Strahlung aufgrund ihrer zu geringen Quantenenergie Atome nicht ionisieren und damit organische Substanzen auf diese Weise nicht schädigen. Trotzdem ist es angebracht, die biologische Wirkung von Exposition mit THz-Strahlung mit dem Ziel zu untersuchen, schließlich Grenzwerte zu etablieren, was im Beitrag von Christian Jastrow und seinen Mitautoren beschrieben wird. Sebastian Priebe und seine Kollegen beleuchten die Stärken des Einsatzes von THz-Strahlung für die Übertragung von Bildern und Daten. Der Gewinn an Bandbreite ist hierbei gegen die starke atmosphärische Absorption abzuwägen, was die Anwendung auf kurze Distanzen begrenzt. Shekhar Priyadarshi und seine Mitautoren geben ein Beispiel für die inzwischen sehr breit eingesetzte THz-Spektroskopie – hier angewandt zur Symmetrieuntersuchung von Halbleiterstrukturen.

Ihren 2008 in Betrieb genommenen Niederenergie-Elektronenspeicherung „Metrology Light Source“ (MLS) hat die PTB so ausgelegt, dass Synchrotronstrahlung im Infrarot- und Terahertz-Bereich mit hoher Intensität erzeugt werden kann. Am langwelligen Ende des Terahertz-Spektrums kann durch eine in dieser Form einmalige Elektronenoptik kohärente THz-Strahlung erzeugt werden, deren Intensität um viele Größenordnungen über derjenigen der inkohärenten Strahlung liegt. Das Team um Dr. Ralph

Müller beschreibt diese neuartige einmalige THz-Quelle und ihre Einsatzmöglichkeiten im letzten Beitrag.

Bei der Lektüre dieses Heftes wird man die Dynamik dieses neuen Arbeitsgebietes feststellen können. Forschung, Entwicklung und Kommerzialisierung stehen erst am Anfang – wie auch die Metrologie. Man wird aber auch feststellen, dass die Terahertzlücke nicht nur technisch mit neuen Entwicklungen ausgefüllt werden muss, auch sprachlich – und die Sprache ist ein Gradmesser des gegenseitigen Verstehens – muss die Lücke überbrückt werden, wenn man die Gemeinsamkeiten beispielsweise von Sendern und Strahlern, von Empfängern und Detektoren, von Wellenleitern und Linsen herausarbeiten will. Zwei Denkwelten warten auf ihre Verschmelzung auf dem Weg zu neuen Erkenntnissen und Produkten.

- [1] *Gerhard Samulat*: Vorstoß in die Terahertzlücke. *Spektrum der Wissenschaft*, April 2008, S. 84
- [2] Wissenschaftspolitische Stellungnahme des Wissenschaftsrats zur Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Rostock, 08.05.2008, S. 71
- [3] *T. Kleine-Ostmann, T. Schrader, M. Bieler, U. Siegner, C. Monte, B. Gutschwager, J. Hollandt, A. Steiger, L. Werner, R. Müller, G. Ulm, I. Puppeza, M. Koch*: THz Metrology. *Frequenz* 62 (2008), 5–6 p. 137

Terahertz-Technologie an der Schwelle von wissenschaftlichen Anwendungen zu kommerzieller Nutzung

Heinz-Wilhelm Hübers¹

1 Einleitung

Der Terahertz (THz)-Spektralbereich liegt im elektromagnetischen Spektrum zwischen den Millimeter-Wellen und der Infrarot-Strahlung. Typischerweise werden darunter Frequenzen von 0,3 THz, entsprechend einer Wellenlänge von 1 mm, und ca. 10 THz (30 μm) verstanden. Eine strenge Definition dieses Spektralbereichs existiert jedoch nicht. Andere, früher gebräuchliche Begriffe sind Submillimeter- und Ferninfrarot-Strahlung. Letzterer bezeichnet in Deutschland gemäß der DIN 5031 den Wellenlängenbereich von 50 μm bis 1 mm. In den vergangenen Jahren haben die Forschungs- und Entwicklungsarbeiten in diesem Spektralbereich rasant zugenommen und zu einer Reihe von technologischen Durchbrüchen geführt, die die Grundlage für eine breite wissenschaftliche sowie wirtschaftliche Nutzung von THz-Technologie legen. Der THz-Spektralbereich steht heute an der Schwelle von rein akademischer Forschung zu kommerziellen Anwendungen

Der Grund für die wissenschaftliche wie auch die wirtschaftliche Erschließung ist die Tatsache, dass eine Vielzahl physikalischer Phänomene charakteristische Energien haben, die THz-Frequenzen entsprechen. Dazu zählen die Rotationsschwingungen einfacher Moleküle, insbesondere auch von Radikalen wie z. B. OH, die viele chemische Reaktionen treiben. Dies hat schon frühzeitig seit den 1970er Jahren dazu geführt, dass Teleskope und Observatorien für Beobachtungen im THz-Spektralbereich aufgebaut wurden. Aktuelle Beispiele sind ESAs Herschel Space Observatory [1], das von NASA und DLR gemeinsam entwickelte Stratosphärenobservatorium für Infrarot-Astronomie SOFIA [2] und das Atacama Large Millimeter Array (ALMA) [3]. Für die Erdbeobachtung ist der THz-Bereich wichtig, da sich eine Reihe von Molekülen z. B. die sogenannten Ozon-Killer HCl oder HBr nur bei THz-Frequenzen messen lassen. Dementsprechend sind Satelliten zur Messung der Stratosphärenchemie mit THz-Spektrometern ausgestattet [4]. Aber nicht nur einfache Moleküle

sondern auch komplizierter aufgebaute Biomoleküle lassen sich anhand ihrer charakteristischen Schwingungen im THz-Bereich untersuchen [5]. Bei der Erforschung von Festkörpern erlaubt THz-Strahlung neue Einblicke, da sowohl natürliche Halbleitermaterialien als auch künstlich hergestellte Halbleiter-Heterostrukturen entsprechende charakteristische Energien haben. Diese sind auf Akzeptoren, Donatoren, Phononen oder Intersubband-Übergänge zurückzuführen. Zudem haben viele Supraleiter eine Energielücke, die THz-Frequenzen entspricht.

Lange Zeit war es nur schwer möglich, Strahlung aus dem Frequenzbereich zwischen 0,3 und etwa 10 THz empfindlich nachzuweisen oder hinreichend leistungsstarke, brillante, breitbandige oder schmalbandige, aber durchstimmbare THz-Strahlung zu erzeugen. Es fehlte an geeigneten Strahlungsquellen. Man sprach daher auch von der technologischen „THz-Lücke“. Um diese Lücke zu schließen, haben sich in den letzten Jahren einige vielversprechende Ansätze herausgebildet. Die Erzeugung von THz-Strahlung mit gepulsten Femtosekundenlasern oder durch Mischen der Strahlung zweier Laserdioden aus dem sichtbaren oder nah-infraroten Spektralbereich hat ganz wesentlich zur Schließung der „THz-Lücke“ beigetragen. Mit Quantenkaskadenlasern steht seit wenigen Jahren eine leistungsfähige, kompakte Laserstrahlungsquelle zur Verfügung. Speicherringe wie BESSY II, ANKA oder die MLS oder Freie Elektronen Laser (FEL) wie FELBE oder FELIX erzeugen THz-Strahlung unterschiedlicher Charakteristik, die für verschiedenste Experimente genutzt werden kann. Durch extrem kurze Elektronenpakete in speziellen Betriebszuständen der Speicherringe erzeugte THz-Strahlung zeichnet sich durch ihre Breitbandigkeit aus, FEL-Strahlung vor allem durch extrem hohe Leistungen. Auch auf dem Gebiet der Detektorentwicklung hat es rasante Fortschritte gegeben. Diese wurden sehr stark durch astronomische Anwendungen, insbesondere die Satellitenobservatorien getrieben. Heute stehen großformatige Arrays mit bis zu mehreren 100 Bildpunkten zur Verfügung. Die

¹ Prof. Dr. Heinz-Wilhelm Hübers, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. Institut für Planetenforschung Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin und Institut für Optik und Atomare Physik Technische Universität Berlin Hardenbergstr. 36, 10623 Berlin E-Mail: heinz-wilhelm.huebers@dlr.de

Empfindlichkeit dieser Detektoren ist durch das Hintergrundrauschen begrenzt. Für Heterodynspektrometer gibt es Mischer mit einer Empfindlichkeit, die geringfügig über dem Quantenrauschen ist. Einschränkend muss hinzugefügt werden, dass diese Detektoren und Arrays eine aufwendige Kühlung auf wenige Kelvin oder sogar auf einige hundert mK erfordern. THz-Detektoren, die bei Raumtemperatur eine vergleichbare Empfindlichkeit haben, bzw. ungekühlte Detektorarrays mit einigen Tausend oder mehr Bildpunkten stehen nicht zur Verfügung. In dieser Hinsicht existiert die „THz-Lücke“ weiterhin.

Die PTB kann auf eine lange Geschichte der THz-Forschung zurückblicken. Erste Experimente mit THz-Strahlung – auch wenn noch nicht so genannt – wurden bereits um 1900 in der Physikalisch Technischen Reichsanstalt (PTR) durchgeführt. Damals bestand die Notwendigkeit, die Strahlungseigenschaften der zu dieser Zeit weit verbreiteten Gasbeleuchtung und der elektrischen Beleuchtung genau zu charakterisieren. Zu diesem Zweck wurden an der PTR hochgenaue Strahlungsnormale und Detektoren entwickelt, die auch im THz-Bereich funktionierten. Heinrich Rubens, damals Professor an der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg (heute: Technische Universität Berlin) entwickelte zur selben Zeit die so genannte Reststrahlenmethode, mit der es möglich war, Strahlung bis zu einer maximalen Wellenlänge von ca. 50 μm zu erzeugen. In Zusammenarbeit mit Friedrich Lummer von der PTR gelang es ihm, das Emissionsspektrum eines schwarzen Körpers hochpräzise bis in den THz-Bereich hinein zu vermessen. Diese Daten waren die Grundlage für Max Planck, um das nach ihm benannte Strahlungsgesetz zu formulieren. Dies war nicht nur die Geburtsstunde der Quantenphysik, sondern auch ein entscheidender Durchbruch für die Schwarzkörper-basierte Radiometrie [6].

In diesem Artikel soll ein kurzer Überblick über den Entwicklungsstand der THz-Technologie gegeben werden. Zunächst werden potenzielle Anwendungen außerhalb der Wissenschaft diskutiert. Die Realisierung solcher Anwendungen hängt entscheidend von zwei Schlüsselkomponenten ab: Strahlungsquellen und Detektoren. Der Schwerpunkt liegt auf im Dauerstrich betriebenen Komponenten. Gepulste Systeme werden nur am Rand erwähnt. Die wichtigsten Entwicklungen in diesen Bereichen werden kurz skizziert. Abschließend werden Notwendigkeiten und Herausforderungen für die Metrologie diskutiert.

2 THz-Technologie für nicht-wissenschaftliche Anwendungen

Neben den in der Einleitung skizzierten wissenschaftlichen Anwendungen gibt es einen signifikanten und wachsenden Markt für kommerzielle THz-Systeme. Für praktische Anwendungen bedeutsam ist, dass viele Materialien, z. B. Textilien, Kunststoffe und Verpackungsmaterialien im THz-Bereich transparent sind oder zumindest eine hohe Transmission aufweisen. Hinzu kommt, dass viele Substanzen charakteristische Spektren im THz-Bereich haben, anhand derer sie identifiziert werden können. Dies eröffnet neuartige Anwendungen in Materialprüfung, Prozessüberwachung und für Sicherheitskontrollen. Biomedizinische Anwendungen, wie die Lokalisierung von Tumoren erscheinen zumindest prinzipiell möglich. Neue Möglichkeiten gibt es auch für die Übertragung von Daten mit signifikant höherer Informationsdichte als beim derzeit üblichen Wireless Local Area Network oder bei Nutzung von Bluetooth-Verbindungen.

Als Beispiel aus der Materialprüfung sei die Kontrolle des Hitzeschildes des Space Shuttles genannt. Nach dem Columbia-Unglück im Jahr 2003, dass auf einen Defekt am Hitzeschild, verursacht durch beim Start abgerissenes Isolationsmaterial, zurückzuführen war, hat die NASA verschiedene Verfahren zur Detektion dieser Defekte evaluiert. THz-Bildgebung hat sich dabei als die Methode mit der geringsten Fehlerquote herausgestellt [7]. Weitere Anwendungen insbesondere im Kunststoffbereich sind wahrscheinlich und befinden sich in der Erprobung [8].

Für biomedizinische Anwendungen insbesondere die Lokalisation und Identifikation von Tumoren und entzündlichem Gewebe wurden die Grundlagen gelegt [9]. Anwendungen im klinischen Alltag scheinen hier aber noch in weiter Ferne zu liegen, nicht zuletzt wegen der hohen Anforderungen an die Zuverlässigkeit und die Tatsache, dass zelluläre Strukturen kleiner sind als THz-Wellenlängen. Für bildgebende oder spektroskopische Diagnose bedeutet dies, dass sehr aufwendige Nahfeldmethoden angewendet werden müssen.

Die Entwicklung von Nachweisgeräten für Sicherheitskontrollen an Flughäfen oder in anderen sicherheitsrelevanten Zonen ist in den Mittelpunkt des Interesses gerückt, da sich mit THz-Strahlung am Körper verborgene Objekte z. T. über Entfernungen von einigen 10 m detektieren lassen (Bild 1a) [10, 11, 12]. Diese Kameraartigen Systeme, üblicherweise als THz-Scanner bezeichnet, detektieren entweder die vom Untersuchungsgegenstand emittierte THz-Strahlung bzw. die von ihm reflektierte Umgebungsstrahlung („passive THz-Bildgebung“) oder sie detektieren die gestreute und reflektierte

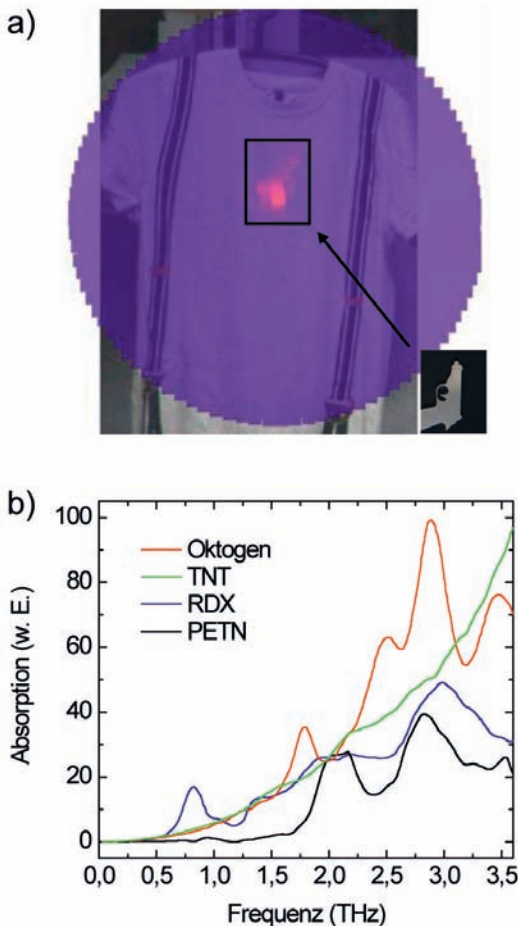


Bild 1:
 a) THz-Bild (farbig) einer von einem T-Shirt verdeckten Waffenatrappe. Das THz-Bild wurde mit einem visuellen Bild der gleichen Szene überlagert (schwarz-weiß). Die Waffenatrappe war 18 m vom THz-Scanner entfernt. Das Bild wurde mit einem aktiven THz-Scanner, der bei 0,8 THz arbeitet, aufgenommen. Die Auflösung beträgt ca. 2 cm und die Bildaufnahmezeit betrug 5 s. Die Waffenatrappe (rosa) ist schemenhaft zu erkennen. Rechts unten ist ein Photo der Waffenatrappe gezeigt [10].
 b) Absorptionsspektren verschiedener Explosivstoffe im THz-Bereich. Die Spektren wurden in Transmission mit einem Fourier-Transform-Spektrometer und kohärenter THz-Synchrotronstrahlung von BESSY II gemessen [13].

Strahlung von einer THz-Strahlungsquelle, die zur Beleuchtung der Szene verwendet wird. Das Potenzial lässt sich noch steigern, wenn es gelingt die bildgebenden Verfahren mit spektraler Analyse zur Sprengstoffidentifikation (s. Bild 1b) zu kombinieren [13].

Die drahtlose Kommunikation und Datenübertragung nimmt rasant zu. Vereinzelt werden für kurzreichweitige Datenübertragung bereits Frequenzen bis zu 100 GHz genutzt. Es ist zu erwarten, dass diese Entwicklung voranschreitet und in einigen Jahren auch der untere THz-Bereich für die drahtlose Kommunikation genutzt wird. Aufgrund der vergleichsweise großen Absorption durch die Atmosphäre werden solche Anwendungen auf kurze Reichweiten oder

die Kommunikation in geschlossenen Räumen beschränkt bleiben. Erste Konzepte und Experimente, die die Machbarkeit dieser Anwendung zeigen, wurden bereits durchgeführt [14, 15].

Eine besondere Bedeutung im Zusammenhang mit kommerziellen Anwendungen kommt der Untersuchung der Wechselwirkung von THz-Strahlung mit biologischem Material zu, insbesondere im Hinblick auf mögliche gesundheitsschädliche Auswirkungen für den Menschen. Anwendungen in der Sicherheitstechnik, bei denen eine Person mit THz-Strahlung beleuchtet wird, oder drahtlose THz-Kommunikation setzen Menschen der THz-Strahlung aus. Zwar ist THz-Strahlung nicht-ionisierend, so dass die Wahrscheinlichkeit einer gesundheitlichen Gefährdung eher gering ist. Dennoch sind experimentelle Untersuchungen zu diesem Thema zwingend geboten [16].

3 Strahlungsquellen

Ein Kernproblem für die Erschließung des THz-Spektralbereichs ist die Verfügbarkeit von kompakten und in der Frequenz abstimmbaren kohärenten Strahlungsquellen, die einige mW Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb liefern. Diese Problematik, die sogenannte „THz-Lücke“, ist in Bild 2 veranschaulicht. Im langwelligen bzw. niederfrequenten Bereich (< 2 THz) sind verschiedene Arten von Mikrowellenoszillatoren wie Rückwärtswellenoszillatoren (BWO, englisch: Backward Wave Oscillator) oder multiplizierte Oszillatoren wie z. B. Gunn- oder YIG (Yttrium-Iron-Garnet)-Oszillatoren mit Vervielfacherstufen verfügbar. Dies sind Dauerstrich-Quellen, allerdings mit stark abfallender Leistung zu höheren Frequenzen hin. Das gleiche gilt für Photomischer-Quellen, bei denen die Differenzfrequenzen von Laserquellen aus dem sichtbaren oder Nahinfrarot-Bereich gebildet wird. Auf der Infrarot-Seite der „THz-Lücke“ gibt es Bleisalz-Diodenlaser, deren niedrigste Emissionsfrequenz ca. 10 THz beträgt. Quantenkaskadenlaser (QCL, englisch: Quantum-Cascade-Laser) basierend auf GaAs/(Al,Ga)As-Heterostrukturen arbeiten unterhalb von ca. 5 THz

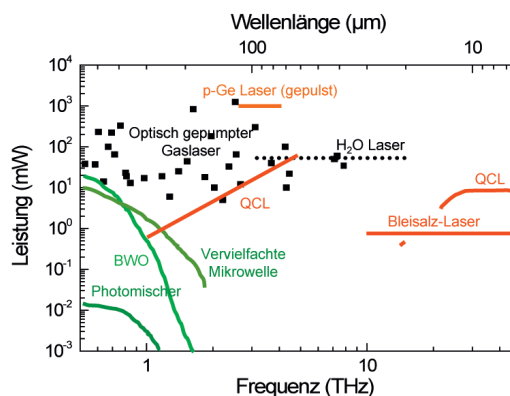


Bild 2: Ausgangsleistung verschiedener THz-Strahlungsquellen als Funktion der Frequenz. Zum Vergleich sind auch einige Infrarot-Laser gezeigt.

und oberhalb von ca. 12.5 THz und schließen die THz-Lücke teilweise. Aufgrund des LO-Phonons in GaAs ist der Bereich zwischen 5 THz und 10 THz für GaAs-basierte QCLs schwer zu erschließen. Optisch oder elektrisch angeregte Gaslaser schließen zwar die THz-Lücke partiell, sind aber sehr komplex und nicht in der Frequenz abstimbar.

Die Vervielfachung von Mikrowellenquellen z. B. YIG-Oszillatoren, die im Bereich um 10 GHz arbeiten, ist eine Standardmethode zur Erzeugung von THz-Strahlung. Die Emission des Basisoszillators wird zunächst vervielfacht und in einer letzten Verstärkerstufe, die bei maximal ca. 100 GHz arbeitet, verstärkt. Oberhalb dieser Frequenz gibt es derzeit noch keine Verstärker. Stattdessen wird ausschließlich vervielfacht. In Bild 3 ist das Prinzip am Beispiel einer kommerziell erhältlichen Vervielfacher-Strahlungsquelle gezeigt. Die letzte Verstärkerstufe arbeitet in diesem Fall bei ca. 36 GHz. Als Vervielfacher werden Schottky-Dioden eingesetzt, deren nicht-lineare Kapazität (Varactor-Dioden, Abkürzung von „variable capacitor“) oder deren nicht-linearer Widerstand (Varistor-Dioden, Abkürzung von „variable resistor“) zum Vervielfachen genutzt wird. Die Leistung dieser Quellen nimmt zu höheren Frequenzen stark ab und ist bei 1,9 THz maximal wenige 10 μW . Die Strahlprofile von Vervielfacher-Strahlungsquellen werden durch die Hornantenne, die zur Auskopplung verwendet wird, bestimmt. Diese Antennen liefern exzellente Strahlprofile, die durch den Grundmode des Wellenleiters bestimmt werden, eine Gaußform haben und deren Nebenkeulen unterhalb von -10 dB liegen.

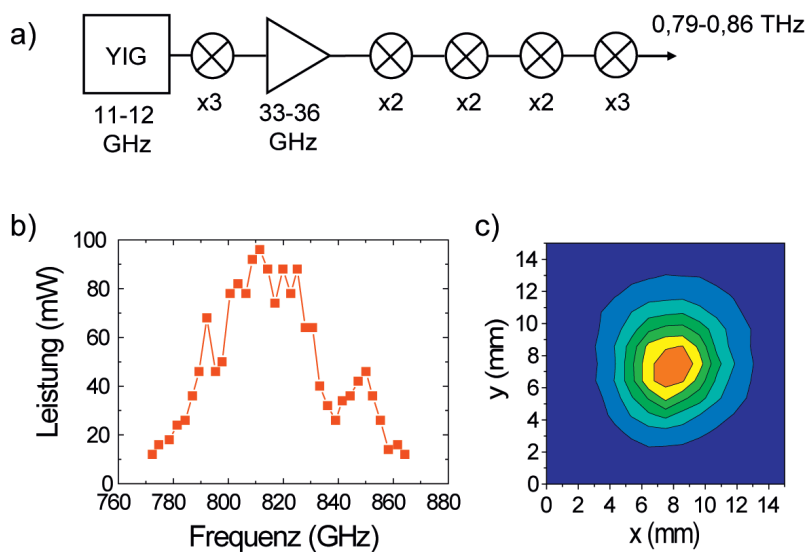


Bild 3:

- Prinzipaufbau einer THz-Strahlungsquelle basierend auf einem vervielfachten YIG-Oszillator. Die Frequenz des YIG wird verdreifacht, dann verstärkt und schließlich in vier Stufen auf 0,79 bis 0,86 THz vervielfacht.
- Ausgangsleistung der in a) gezeigten Quelle.
- Strahlprofil der in a) gezeigten Quelle. Das Strahlprofil wird durch eine Hornantenne bestimmt (nicht in a) gezeigt).

Photomischen ist eine Alternative zu Mikrowellen-basierten Systemen. Wenn man mit diesem Verfahren Dauerstrich-Strahlung erzeugen will, wird die Strahlung zweier Nahinfrarot-Laser in einem nichtlinearen Element gemischt, das die Differenzfrequenz im THz-Bereich erzeugt. Zum Photomischen werden LT-GaAs-Photodioden (LT: low-temperature grown), optimierte pin-Photodioden oder UTC(uni-travelling carrier)-Photodioden verwendet [17], wobei letztere die besten Ergebnisse hinsichtlich Ausgangsleistung zeigen. Neuere Entwicklungen zielen darauf ab, InGaAs-basierte Photomischer zu nutzen. Das ermöglicht es, bei $1,55 \mu\text{m}$ zu mischen und kostengünstige Telekom-Komponenten zu verwenden [18]. Nichtsdestotrotz ist die erzeugte Leistung gering, ca. $10 \mu\text{W}$ bei $0,5$ THz und bis zu $1 \mu\text{W}$ bei $1,5$ THz. Ein Vorteil dieser Strahlungsquellen ist ihre breite Frequenzabstimmbarkeit. Wenn statt zwei Dauerstrichquellen der Puls eines Femtosekunden-Lasers verwendet wird, erzeugt der Photomischer einen THz-Puls, der sich je nach Mischertyp und Laserpuls von einigen 10 GHz bis zu mehreren THz erstreckt. Solche Systeme finden Anwendung in der Kurzzeitspektroskopie und Bildgebung und haben erheblich zur Erschließung der THz-Lücke beigetragen.

Über viele Jahrzehnte waren optisch gepumpte Gaslaser die Arbeitspferde der THz-Forschung. In diesen Systemen wird die Pumpstrahlung eines CO_2 -Lasers in den Resonator des THz-Lasers eingekoppelt, worin sich ein Gas befindet, das die Strahlung des CO_2 -Lasers absorbiert. Die Absorption findet auf einem Vibrationsübergang statt und führt zu Besetzungsinversion zwischen zwei Rotationszuständen in dem angeregten Vibrationszustand. Voraussetzungen für ein gutes Lasergas sind eine gute Absorption der Infrarot-Pumpstrahlung und ein reiches THz-Spektrum. HCOOH , CH_3OH und CH_2F_2 sowie ihre Isotopologe sind häufig verwendete Lasergase [19]. Es sind mehr als 1000 Laserfrequenzen bekannt die den gesamten THz-Bereich überdecken. Waren diese Laser ursprünglich groß und aufwendig in der Bedienung so werden sie heute auf Forschungsflugzeugen für Astronomie und Erdbeobachtung eingesetzt. Ein solches System fliegt seit mehreren Jahren auf dem Erdbeobachtungssatelliten Aura der NASA, wo es als Lokaloszillator in einem $2,5$ THz Heterodynspektrometer eingesetzt wird [20]. Nichtsdestotrotz haben diese Systeme Grenzen hinsichtlich Masse und Leistungsbedarf und handgetragene oder nur wenige kg schwere Systeme scheinen ausgeschlossen zu sein. Eine weitere, wesentliche Einschränkung ist die Tatsache, dass diese Laser nicht in der Frequenz abgestimmt werden können.

Für viele Jahre war der p-dotierte Germanium-Laser der einzige THz-Halbleiterlaser. Sein Betrieb erfordert starke elektrische und magnetische Felder sowie Kühlung auf weniger als 20 K. Dieser Laser emittiert je nach Dotierung und Betriebsparametern Pulse im Bereich von 1 bis 4 THz [21]. Trotz erheblicher Fortschritte hinsichtlich seiner Leistungsparameter und der Betriebsfreundlichkeit hat dieser Lasertyp allerdings keine weite Verbreitung gefunden. Ein Durchbruch im Hinblick auf einen vielseitig einsetzbaren THz-Laser gelang im Jahr 2002 mit der Realisierung des ersten THz-QCL [22]. Dies sind vielversprechende Strahlungsquellen für mannigfaltige Anwendungen. Die THz-QCL basieren auf intersubband-Übergängen von Elektronen im Leitungsband von Halbleiter-Heterostrukturen und sind unipolar. Diese Heterostrukturen sind Schichtsysteme (Übergitter) aus GaAs und (Al,Ga)As. Das Übergitter wird so berechnet und epitaktisch hergestellt worden, dass bei Anlegen einer Spannung ein stufenförmiges Potentialprofil im Leitungsband entsteht. Ein Elektron, das sich entlang dieses Potentialprofils bewegt, emittiert beim Übergang von einer auf die nächst niedrigere Potentialstufe ein Photon [23]. Eigenschaften, die diese Laser besonders interessant für Anwendungen machen, sind ihre kompakter Bauform mit (typischen Größe von $0,2 \text{ mm} \times 0,01 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$), ihre niedrige elektrische Eingangsleistung von einigen Watt, eine Ausgangsleistung bis zu einigen 10 mW, Dauerstrichemission im Bereich von 1,2 bis 4,9 THz, eine maximale Betriebstemperatur bis ca. 180 K im gepulsten Betrieb und bis ca. 130 K im Dauerstrichbetrieb, eine schmale intrinsische Linienbreite ($<10 \text{ kHz}$) und Einzelmodenbetrieb. Derzeit gibt es allerdings noch keinen QCL, der die hier genannten Leistungsparameter in sich vereint und alle Anforderungen, die für praktische Anwendungen an eine Laserstrahlungsquelle gestellt werden, erfüllt. Insbesondere die Kühlung mit flüssigem Helium oder mit großen, leistungshungrigen (einige kW Eingangsleistung) mechanischen Kühlmaschinen ist eine erhebliche Einschränkung. Einen ersten Schritt zu einem praktisch nutzbaren Systems stellt die Realisierung eines QCL Lasersystems in einem kompakten Stirlingkühler dar. Dieses System emittiert bei einer Frequenz von 3,1 THz und hat eine Ausgangsleistung von 8 mW im Dauerstrichbetrieb bei einer elektrischen Eingangsleistung von weniger als 240 W (Bild 4) [24].

In den letzten Jahren wurde ein Verfahren zur Erzeugung von intensiver THz-Strahlung auf der Basis eines Elektronenspeicherrings entwickelt [26, 27]. In der sogenannten „low-alpha“-Einstellung der Strahl-optik des Speicherrings werden die Elektronen-Pakete so gebündelt, dass der mittlere Abstand der Elektronen deut-

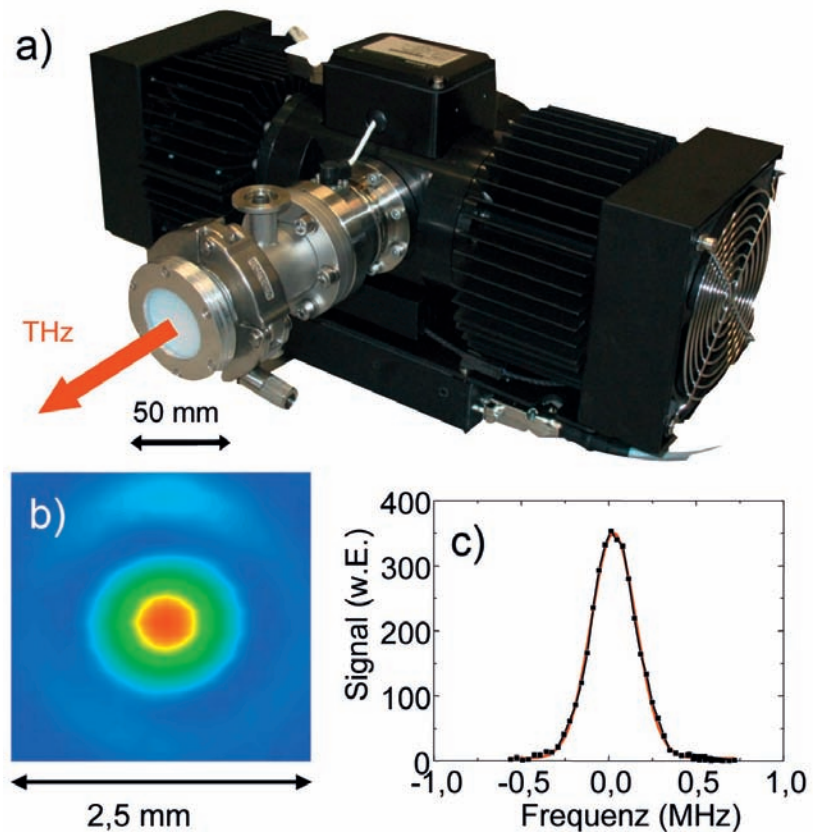


Bild 4:

- Kompakte THz-Strahlungsquelle basierend auf einem QCL und einem Stirling-Kühler. Das System wiegt weniger als 15 kg und benötigt weniger als 240 W elektrische Eingangsleistung, um mehrere mW an THz-Leistung im Dauerstrichbetrieb zu erzeugen [24].
- Strahlprofil des QCL aus a), die Frequenz des QCL ist 3,1 THz.
- Linienbreite eines 2,5-THz-QCL, der auf eine molekulare Absorptionslinie stabilisiert wurde. Das Linienprofil ist gaußförmig und die volle Halbwertsbreite beträgt 300 kHz [25].

lich kleiner ist als THz-Wellenlängen unterhalb von ca. $200 \mu\text{m}$. Dann überlagern sich die von einem Elektronen-Paket emittierten Wellen kohärent und die Strahlungsintensität steigt quadratisch mit der Anzahl der beteiligten Elektronen an. Dieser Effekt, die kohärente Synchrotronstrahlung, tritt im THz-Bereich auf. Der Brillanzgewinn gegenüber der normalen Synchrotronstrahlung beträgt dabei bis zu acht Größenordnungen und die spektral integral abgestrahlte Leistung erreicht etwa 1 W. Die Anwendbarkeit dieser neuen breitbandigen Strahlungsquelle wurde durch spektroskopische Experimente an Supraleitern und Halbleitern sowie auf dem Gebiet der THz-Nahfeld-Mikrospektroskopie bei BESSY an der Infrarotbeamline IRIS gezeigt [28]. Die hohe Brillanz und Stabilität der kohärenten THz-Synchrotronstrahlung gestattet es, auch schwache Signaturen im THz-Bereich zu spektroskopieren.

4 Detektoren

Grundsätzlich lassen sich zwei Arten der Detektion unterscheiden: die direkte oder inkohärente Detektion und die kohärente oder Heterodyndetektion. Bei der direkten Detektion wird die Energie der Photonen bzw. des elektromagnetischen Feldes in ein elektrisches Ausgangssignal umgewandelt. Es wird nur die Leistung gemessen. Bei der Heterodyndetektion werden Leistung und Phase des elektromagnetischen Feldes gemessen. Beide Prinzipien sind schematisch in Bild 5 gezeigt.

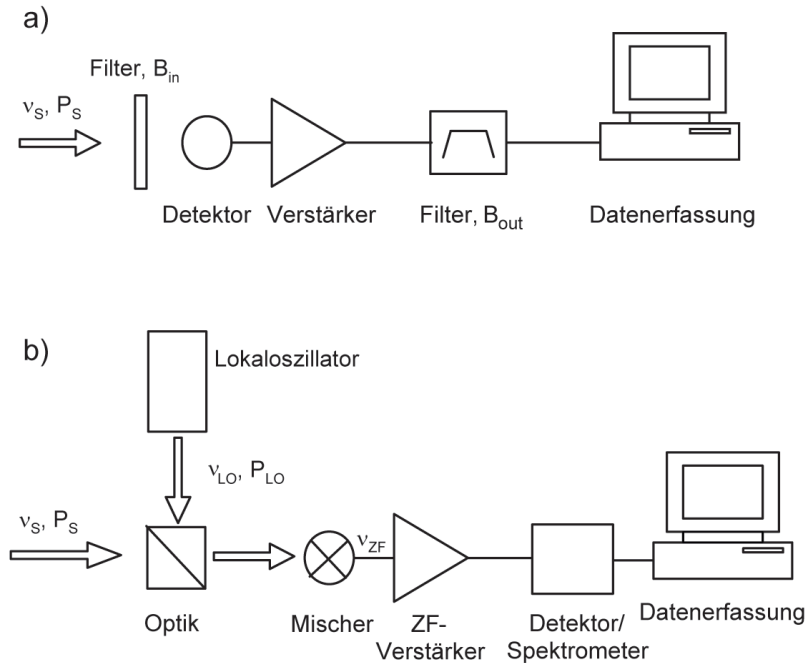


Bild 5:
 a) Schematischer Aufbau eines inkohärenten Detektionssystems;
 b) Schematischer Aufbau eines Heterodynpfängers bzw. -spektrometers.

Als direkte Detektoren kommen Kalorimeter, pyroelektrische Detektoren, Bolometer basierend auf Supraleitern oder Halbleitern, oder Photoleiter zum Einsatz. Diese Detektoren basieren auf den gleichen oder sehr ähnlichen Funktionsmechanismen wie ihre Pendanten in anderen Spektralbereichen. Einige Besonderheiten für Anwendungen im THz-Bereich seien hier kurz diskutiert.

Es werden fast ausschließlich Komposit-Bolometer eingesetzt [29]. Bei diesen sind die beiden Funktionen eines Bolometers, nämlich die möglichst effiziente Absorption der einfallenden Strahlung und die empfindliche Messung der dadurch induzierten Temperaturänderung, auf zwei separate Komponenten aufgeteilt. Auf diese Weise lassen sich beide Funktionen getrennt voneinander optimieren. Als Absorber werden beispielsweise Diamant- oder Saphirplättchen, die mit einer absorbierenden Schicht versehen sind, oder dünne Si_3N_4 -Membranen, auf die eine netzartige metallische Struktur aufgebracht ist,

die ähnlich einer Antenne Strahlung absorbiert, verwendet. Die Funktion des Thermometers kann auf der Basis von halbleitenden oder supraleitenden Materialien realisiert werden. Als Halbleiter wird in der Regel Silizium oder Germanium verwendet. Beide zeigen eine relativ starke Änderung des Widerstandes mit der Temperatur. Supraleiter werden als Kantenbolometer betrieben [30], d. h. die Temperatur des Supraleiters wird so eingestellt, dass sie der Sprungtemperatur des supraleitenden Übergangs entspricht. Die Absorption von Strahlung führt zu einer Änderung der Temperatur und damit zu einer starken Änderung des Widerstands, die gemessen wird. Da die Empfindlichkeit eines Bolometers mit sinkender Temperatur zunimmt, werden Bolometer gekühlt, in der Regel mit flüssigem Helium. Für Supraleiter ist die Kühlung ohnehin notwendig, um die für den Betrieb notwendige Sprungtemperatur zu erreichen.

Bei einem Photoleiter erzeugt ein Photon ein freies Elektron, das die Leitfähigkeit des photoleitenden Materials erhöht. Da die Energie eines THz-Photons sehr viel kleiner ist als die Bandlücke von Halbleitern wird extrinsisches Halbleitermaterial verwendet. Als Beispiel sei Gallium-dotiertes Germanium genannt (Ge:Ga). Die Ga-Akzeptoren haben im Ge-Wirtsmaterial ein Wasserstoff-ähnliches Energiespektrum mit einer Grundzustandsenergie von 11,3 meV [31]. Das Detektormaterial muss gekühlt werden (ca. 4 K), so dass sich alle p-Ladungsträger im Grundzustand befinden. Ein absorbiertes Photon mit einer Energie größer als die Grundzustandsenergie regt ein Loch in das Valenzband von Ge an und führt zu einer Leitfähigkeitserhöhung, die gemessen wird. Detektoren dieser Art sind im Bereich von 2,5 bis 6 THz empfindlich und werden für astronomische Anwendungen als Arrays mit bis zu 1000 Bildpunkten hergestellt. Sie werden in astronomischen Satellitenobservatorien wie z. B. Herschel eingesetzt. Darüber hinaus ist es ein verbreiteter, kommerziell erhältlicher Detektortyp für wissenschaftliche Anwendungen im Labor. Durch Anlegen von externem Druck oder durch andere Dotierungsatome lässt sich die spektrale Empfindlichkeit verschieben.

Eine gewisse Sonderstellung haben photoakustische und photopneumatische Detektoren, die in dieser Form fast ausschließlich im THz-Bereich zum Einsatz kommen. Bei photoakustischen Detektoren wird die THz-Strahlung von einem dünnen Metallfilm absorbiert, der sich erwärmt und seine Wärmeenergie an ein Gasvolumen abgibt [32]. Die einfallende THz-Strahlung wird mit einer Frequenz von einigen Hertz zerhackt und die resultierende frequenzmodulierte Erwärmung des Gases führt zu einer akustischen Anregung im Gasreservoir des Detektors, die mit einem Mikrofon detektiert wird. Beim photo-

topneumatischen Detektor, nach seinem Erfinder auch Golay-Detektor genannt [33], wird die einfallende THz-Strahlung ebenfalls zerhackt und von einem Metallfilm, der ein Gasreservoir begrenzt, absorbiert. Der Metallfilm erwärmt das Gas und dessen daraus resultierende Ausdehnung führt zur Durchbiegung eines dünnen Metallfilms. Diese Durchbiegung wird optisch gemessen. Mit dem photoakustischen Detektor sind Leistungsmessungen bis hinunter zu wenigen Mikrowatt möglich und mit dem Golay-Detektor sind Leistungen in der Größenordnung von 100 nW messbar.

Auf dem Heterodynprinzip basieren heutzutage nahezu alle Radio- und Fernsehempfänger. Das Wort Heterodyn hat seinen Ursprung in der griechischen Sprache. Es ist zusammengesetzt aus *heteros*, verschieden, und *dynamis*, Energie. Signale mit zwei geringfügig unterschiedlichen Frequenzen werden in einem elektrischen Schaltkreis „gemischt“, d. h. es werden Summen- und Differenzfrequenzen sowie Vielfache erzeugt (Bild 5b). Für das Mischen ist ein nicht-lineares Element oder Medium erforderlich. Ein typischer Heterodympfänger besteht aus vier Komponenten: dem Lokaloszillator (LO), einem Mischer, der die Differenz/Zwischenfrequenz von Signal- und Lokaloszillatorstrahlung erzeugt, einer Zwischenfrequenz (ZF)-Verstärkerstufe und einem Detektor oder Spektrometer zur Darstellung des ZF-Signals [34]. Als Mischer werden Schottky-Dioden, Supraleiter-Isolator-Supraleiter(SIS)-Mischer oder Hot-Electron-Bolometer(HEB)-Mischer verwendet. Das Mischen in Schottky-Dioden basiert auf thermischer Emission der Elektronen über die Potentialbarriere des Metall-Halbleiter-Kontakts. Dies führt zu einer nicht-linearen Strom-Spannungskennlinie. Das Mischen in einem SIS-Kontakt basiert auf Photonen-unterstütztem Tunneln von Quasiteilchen durch die Isolationsschicht zwischen den beiden Supraleitern. Während Schottky-Dioden gekühlt und ungekühlt betrieben werden können und einige mW LO-Leistung benötigen, müssen SIS-Mischer auf ca. 4 K gekühlt werden. Sie kommen mit ca. 10 μ W LO-Leistung aus. Schottky-Dioden arbeiten im gesamten THz-Bereich, SIS-Mischer funktionieren derzeit materialbedingt jedoch nur bis zu einer höchsten Frequenz von ca. 1,4 THz. HEB-Mischer sind sehr schnelle Kantenbolometer. Um diese Bolometer ausreichend schnell zu machen, so dass sie Zwischenfrequenzen von einigen GHz in folgen können, bedient man sich des Supraleiters NbN, der eine schnelle Elektron-Phonon-Wechselwirkung hat. Die eingekoppelte Strahlung (s. Bild 6) erzeugt freie Elektronen, die ihre Energie schnell an die Phononen im NbN abgeben. Diese wiederum entweichen sehr schnell in das Substrat, was dadurch erreicht wird, dass die NbN-Filme sehr

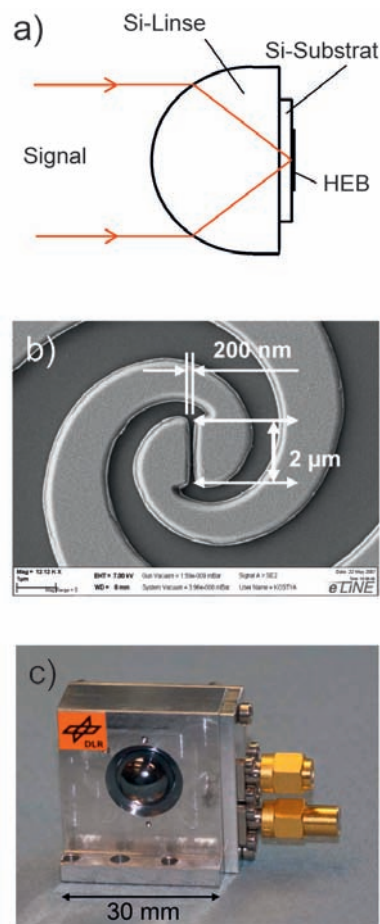


Bild 6:

- Schematischer Aufbau eines Detektors mit quasi-optischer Einkopplung. Das Hot-Electron-Bolometer (HEB) ist eingebettet in das Zentrum einer planaren Antenne, z. B. eine logarithmisch-spiralförmigen Antenne wie in b) gezeigt.
- Elektronenmikroskopische Aufnahme eines HEB, das 200 nm lang und 2 μ m breit ist, und sich in Zentrum der spiralförmigen Antenne befindet. HEB und Antenne sind auf einem Silizium-Substrat, das wiederum auf die Rückseite einer Silizium-Linse geklebt ist (a).
- Hier ist das gesamte Detektorelement gezeigt. Neben der Silizium-Linse mit HEB befindet sich in dem Al-Gehäuse die elektronische Schaltung für die Spannungsversorgung und Auskopplung des Signals. Die hier abgebildete Art der quasi-optischen Strahlungseinkopplung wird vorzugsweise für Frequenzen oberhalb von 1 THz verwendet, wo Wellenleiter schwierig oder teuer herzustellen sind. Sie wird sowohl für HEB-Mischer [35] und schnelle HEB-Direktdetektoren [36], [37] verwendet als auch für SIS-Mischer und Schottky-Dioden [38].

dünn (4 bis 5 nm Schichtdicke) hergestellt werden. HEB-Mischer sind etwas weniger empfindlich als SIS-Mischer, aber oberhalb von 1,4 THz die Mischer der Wahl, sofern Kühlung auf 4 K unter Systemaspekten kein Problem ist. Sie sind ca. 10-mal empfindlicher als Schottky-Dioden und benötigen deutlich weniger LO-Leistung (ca. 1 μ W).

5 Herausforderungen für die Metrologie

Hinsichtlich der Leistungsmessung im THz-Bereich muss festgestellt werden, dass es derzeit keine generell akzeptierte und eingesetzte Methode gibt. Insbesondere gibt es kein Leistungsmessgerät, das als Standard oder Referenzgerät akzeptiert wird. Die verschiedenen im vierten Abschnitt beschriebenen Detektoren werden je nach Verfügbarkeit und persönlicher Vorliebe der Nutzer als Leistungsmessgerät verwendet. Häufig wird dabei auf die Kalibrierung des Herstellers verwiesen, wenn das Ausgangssignal, in der Regel ein Strom- oder Spannungswert, des betreffenden Detektors in eine Leistung umgerechnet wird. Der Autor hat die Erfahrung gemacht, dass die Leistungswerte einer Strahlungsquelle gemessen mit Detektoren, die auf unterschiedlichen Messprinzipien basieren, ohne weiteres um einen Faktor zwei voneinander abweichen können. Erschwerend kommt hinzu, dass Unsicherheiten häufig nicht spezifiziert sind.

Mit der zunehmenden Zahl an Anwendungen werden auch Zahl und Vielfalt der THz-Detektoren zunehmen. Damit sind zwei Herausforderungen für die Metrologie verbunden. Es müssen sowohl die Kalibrierung als auch die Vergleichbarkeit unterschiedlicher Detektoren hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit, Linearität und spektralen Abdeckung zuverlässig gegeben sein. Bislang ist dies nur unzureichend der Fall. Detektoren in THz-Empfängern für die Astronomie oder Erdbeobachtung werden mit hohem Aufwand und speziell entwickelten Schwarzkörpern kalibriert. Das Spektrum des Schwarzkörpers wird mittels verschiedener Filter spektral definiert und weitere Filter blockieren die unerwünschte thermische Hintergrundstrahlung. Die typische Messunsicherheit beläuft sich auf 10% bis 20%. Begrenzend ist die Genauigkeit der Filter sowohl hinsichtlich ihrer Transmission als auch hinsichtlich ihres spektralen Verlaufs. Detektoren für weniger kostspielige Anwendungen sind in der Regel nicht oder nur unzureichend kalibriert. Häufig werden Kalibrierdaten aus dem Infraroten in den THz-Spektralbereich extrapoliert. Die damit verbundenen Ungenauigkeiten sind das Problem der Anwender. Abgesehen von dem zusätzlichen experimentellen Aufwand, der für den Nutzer entsteht, ist auch die Vergleichbarkeit der Daten, die in verschiedenen Laboren mit dem gleichen Detektortyp gemessen werden, schwierig. Die rückführbare Kalibrierung von THz-Detektoren mit einer spezifizierten und zuverlässigen Unsicherheit ist daher unerlässlich, nicht nur für den Vergleich und die Charakterisierung der Detektoren selbst, sondern insbesondere auch für die Qualität der wissenschaftlichen Daten sowie für nichtwissenschaftliche Anwendungen. Vorzugsweise sollten für die Radiometrie zwei unabhängige Verfahren, die in anderen Frequenzbereichen bereits

etabliert sind, nämlich die Strahler- und die Empfänger-gestützte Radiometrie zum Einsatz kommen. Diese Verfahren müssen weiterentwickelt und an den THz-Bereich angepasst werden [39, 40]. Ein interessanter Aspekt der Detektor-kalibrierung im THz-Bereich ist die Frage, ob sich THz-Synchrotronstrahlung dafür nutzen lässt [41]. Bei kürzeren Wellenlängen, ist diese Technik etabliert. Inwieweit dies auch bei THz-Wellenlängen möglich ist, bleibt zu untersuchen. Eine notwendige Voraussetzung ist die genaue Charakterisierung des Speicherrings und des Strahlrohres bzgl. ihrer optischen Verluste und die Minimierung dieser Verluste.

Detektoren und Strahlungsquellen haben gemeinsam, dass ihr Strahlprofil sehr genau bekannt sein muss, wenn sie in Systemen, sei es für die Wissenschaft oder sei es für kommerzielle Anwendungen, eingesetzt werden sollen. Ein wichtiges Kriterium ist die Gaußförmigkeit der jeweiligen Profile und die Höhe der Nebenkeulen (Bilder 3, 4, 7). Letztere müssen bis zu 20 dB unter dem Maximalwert liegen. Um dies sicher zu messen, d. h. mit einem Signal-zu-Rausch Verhältnis von 10 oder besser, ist ein Detektor notwendig, der über drei Größenordnungen linear ist oder dessen Abweichung von der Linearität mittels Kalibrierung hinreichend genau bekannt ist.

Frequenzkalibrierungen werden im THz-Bereich an Bedeutung gewinnen. QCLs haben beispielsweise eine, verglichen mit Gaslasern oder vervielfachten Mikrowellenoszillatoren, hohe Frequenzgenauigkeit. Wenn keine Maßnahmen zur Frequenzstabilisierung angewendet werden, beträgt die Frequenzinstabilität als Folge von Strom- und Temperaturschwankungen mehrere MHz innerhalb einer Minute und die Kenntnis der Absolutfrequenz ist begrenzt durch das Messverfahren: Mit einem Fourier-Transform-Spektrometer wird eine Genauigkeit von einigen GHz erreicht und mittels Heterodyn-spektroskopie ist eine Genauigkeit besser als 1 MHz möglich (Bild 8).

In der Literatur ist eine Fülle von Daten über die dielektrischen Eigenschaften verschiedener für den THz-Bereich wichtiger Materialien veröffentlicht. Die Daten zeigen erhebliche Unterschiede in den Werten von Absorptionskoeffizient und Brechungsindex für nominal gleiche Materialien. Dafür gibt es mindestens zwei Gründe: Erstens können nominal gleiche Materialien als Folge unterschiedlicher Herstellungsprozesse oder als Folge von Alterung tatsächlich unterschiedliche Parameter haben. Dies trifft insbesondere auf Kunststoffe zu. Im Fall von kristallinen Materialien können Restverunreinigungen zu optisch aktiven Zentren führen, die nicht hinreichend charakterisiert sind und daher zu unterschiedlichen optischen Eigenschaften im

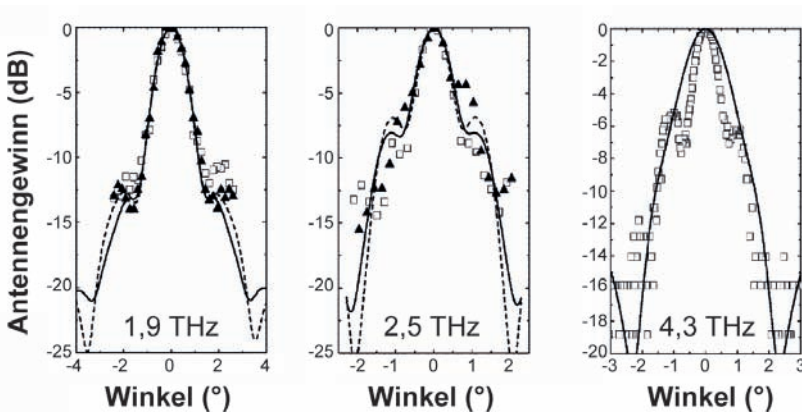


Bild 7: Antennengewinn eines Detektors mit quasioptischer Strahlungseinkopplung wie in Abb. 6 gezeigt. Die Symbole sind Messwerte. Die Linien sind berechnete Antennendiagramme, die geschlossenen Symbole bzw. durchgezogenen Linien und offenen Symbole bzw. gestrichelten Linien gehören zu zwei zueinander orthogonalen Richtungen (nach [35]).

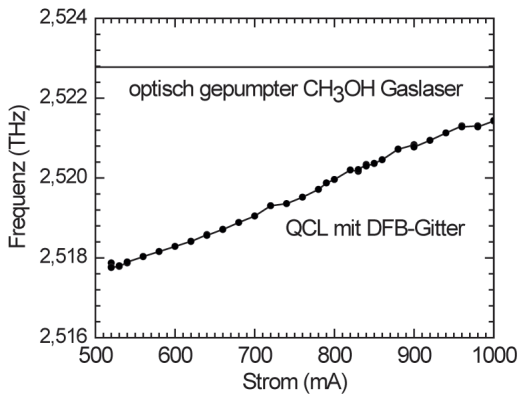


Bild 8: Frequenzmessung eines QCL mit Distributed-Feedback(DFB)-Gitter. Die Frequenz wurde durch Mischen mit der Emission eines Gaslasers bestimmt, dessen Frequenz mit einer Genauigkeit von $\pm 1,8$ MHz bekannt ist (durchgezogene Linie). Die Frequenzgenauigkeit des QCL beträgt ca. ± 10 MHz. Sie wird durch die Frequenzschwankungen des Lasers während der Messzeit eines Datenpunkts bestimmt. Beachtenswert ist die hohe Frequenzauflösung, die mit einem Fourier-Transform-Spektrometer, dessen Frequenzauflösung in der Regel nicht besser als 1 GHz ist, nicht erreichbar ist.

THz-Bereich führen. Der zweite ebenso wichtige Grund sind systematische Messunsicherheiten bei der Bestimmung der optischen Konstanten. Diesem Problem widmete sich eine Ringstudie unter Leitung des National Physics Laboratory [42, 43]. An der Ringstudie beteiligten sich insgesamt 11 Institutionen unter ihnen auch die PTB. Sieben verschiedene Testmaterialien wurden gefertigt und ihr Absorptionskoeffizient und Brechungsindex wurde mit breitbandigen spektroskopischen Techniken (z. B. Fourier-Transform-Spektroskopie) und mit schmalbandigen, kohärenten Strahlungsquellen im Bereich von 30 GHz bis 0,9 THz gemessen. Ein beispielhaftes Ergebnis dieses Vergleichs ist in Bild 9 gezeigt.

Das zentrale Resultat dieser Studie ist, dass systematische Messunsicherheiten die Gesamtunsicherheit dominieren. Für die in dieser Studie bestimmten Brechungsindizes war die Messunsicherheit mit weniger als 1 % durchaus akzeptabel. Für die Absorptionskoeffizienten erreichte sie jedoch bis zu eine Größenordnung, insbesondere wenn große Absorptionskoeffizienten zu bestimmen waren. Die Studie zeigt, dass es einen großen Bedarf an der Entwicklung von genauen und reproduzierbaren Messtechniken und an der Entwicklung von Materialstandards für Absorptionskoeffizienten und Brechungsindex gibt. Weitere Ringversuche, insbesondere mit dem Ziel einen größeren Teil des THz-Spektrums abzudecken und unter Einbeziehung neuer Techniken wie der Zeitbereichsspektroskopie, sind ebenfalls von Nöten.

6 Schlussbemerkung

In der Vergangenheit war der THz-Spektralbereich fast ausschließlich von wissenschaftlichem Interesse. Zahlreiche technologische Durchbrüche in den vergangenen Jahren haben dazu geführt, dass kommerzielle Anwendungen in das Zentrum der Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten gerückt sind. Erste kommerzielle Anwendungen in der Materialprüfung wurden bereits realisiert und weitere Anwendungen z. B. in der zivilen Sicherheit sind in den nächsten Jahren zu erwarten. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die THz-Metrologie weiterzuentwickeln, damit sie den zu erwartenden Anforderungen gerecht werden kann. Insbesondere sind rückführbare Leistungs- und Frequenz-Kalibrierungen, vorzugsweise mit mehreren unabhängigen Methoden, Absorptions- und Reflektionsstandards, sowie die Anwendung dieser Methoden und Standards auf neue Technologien notwendig.

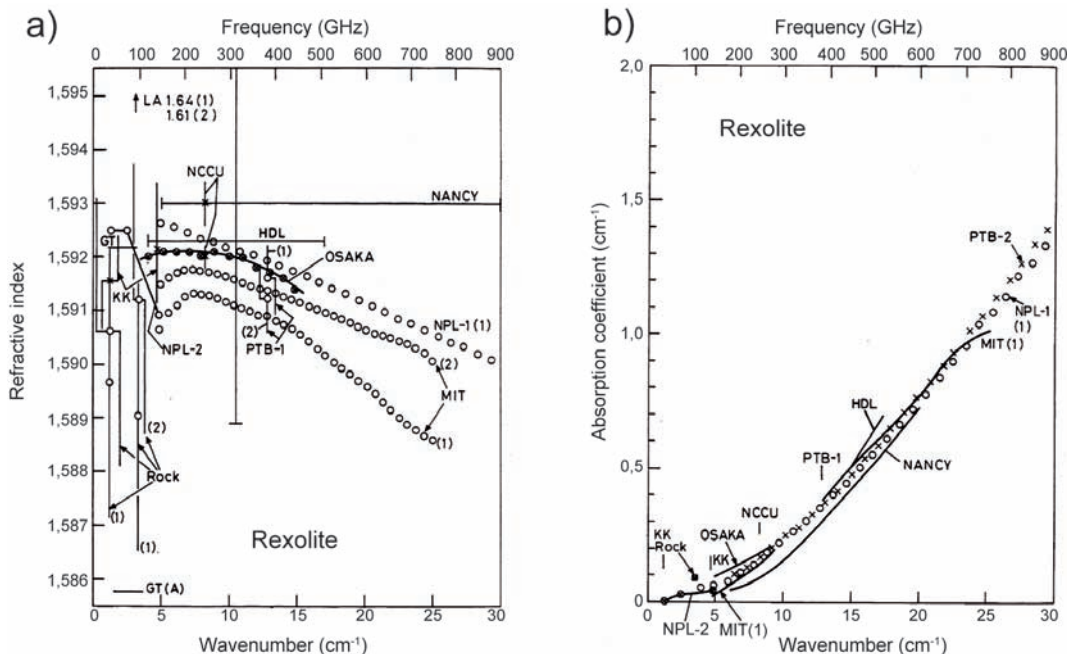


Bild 9: a) Brechungsindex von Rexolite bestimmt bei einer nominalen Temperatur von 293 K. Die Indizes (1) und (2) beziehen sich auf unterschiedliche aber nominal gleiche Proben. b) Absorptionskoeffizienten von Rexolite bestimmt bei einer nominalen Temperatur von 293 K. Die kleinen senkrechten Linien zeigen Resultate, die mit monochromatischen Quellen gemessen wurden und nicht eingezeichnet sind, da sie mit den anderen Messungen überlappen [42, 43].

Literatur

- [1] <http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=16>
- [2] <http://www.sofia.usra.edu/>
- [3] <http://science.nrao.edu/alma/index.shtml>
- [4] *H. Pickett*: The microwave limb sounder THz module on Aura. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing* **44** (2006), pp. 122–1130
- [5] *S. Ebbinghaus, S. J. Kim, M. Heyden, X. Yu, M. Gruebele, D. Leitner, M. Havenith*: Protein sequence- and pH-dependent hydration probed by Terahertz spectroscopy. *J. Am. Chem. Soc.* **130** (2008), pp. 2374–2375
- [6] *D. Hoffmann*: Schwarze Körper im Labor. *Physikalische Blätter* **56** (2000), pp. 43–47
- [7] *N. Karpowicz, H. Zhong, C. Zhang, K. Lin, J.-S. Hwang, J. Xu, X.-C. Zhang*: Compact continuous-wave sub-terahertz system for inspection applications. *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005) p. 054105
- [8] *S. Wietzke, C. Jördens, N. Krumbholz, B. Baudrit, M. Bastian, M. Koch*: Terahertz imaging: a new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints. *J. European Optical Soc.* **2** (2007) p. 07013
- [9] *R. M. Woodward, B. E. Cole, V. P. Wallace, R. J. Pye, D. D. Arnone, E. H. Linfield, M. Pepper*: Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. *Phys. Med. Biol.* **47** (2002), p. 3853
- [10] *H.-W. Hübers, U. Böttger, H. Richter, A. D. Semenov*: Terahertz imaging system for stand-off detection of threats, *Proc. of the Conf. on Terahertz for Military and Security Applications. SPIE 6459* (2007), 6549-9, Orlando
- [11] *T. May, G. Zieger, S. Anders, V. Zakosarenko, M. Starkloff, H.G. Meyer, G. Thorwirth, E. Kreysa*: Passive stand-off terahertz imaging with 1 Hz frame rate, *Proc. of the Conf. on Terahertz for Military and Security Applications. SPIE 6949* (2008), 69490C, Orlando
- [12] *K. B. Cooper, R. J. Dengler, N. Llombart, T. Bryllert, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, C. Lee, A. Skalare, I. Mehdi, P. Siegel*: Penetrating 3-D imaging at 4- and 25-m range using a submillimeter-wave radar. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.* **56** (2008), pp. 2771–2778
- [13] *M. Ortolani, J. S. Lee, U. Schade, H.-W. Hübers*: Surface roughness effects on the reflection spectra of terahertz explosive materials. *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008), 081906.
- [14] *R. Piesiewicz, T. Kleine-Ostmann, N. Krumbholz, D. Mittleman, M. Koch, J. Schöbel and T. Kürner*: Short-range ultra broadband terahertz communications: concept and perspectives, *IEEE Antennas & Propagation Magazine* **49** (2007), pp. 24–39
- [15] *S. Priebe, C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann, T. Schrader*: Messtechnische Charakterisierung von Übertragungskanälen bei 300 GHz. *PTB-Mitteilungen* **120** (2010), S. 216–222
- [16] *C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann, T. Schrader*: Numerische Feldberechnungen für die Dosimetrie bei Feldexpositionen in vitro im THz-Frequenzbereich. *PTB-Mitteilungen* **120** (2010), S. 210–215
- [17] *H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, T. Ishibashi*: Continuous THz-wave generation using antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiodes. *Semicond. Sci. Technol.* **20** (2005), pp. S191–S198
- [18] *B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, M. Schell*: All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths. *Optics Express* **16** (2008) pp. 9565–9570
- [19] *N.G. Douglas*: Millimetre and submillimetre wavelength lasers. Berlin: Springer-Verlag, 1989.
- [20] *E. R. Mueller, R. Henschke, W. E. Robotham, Jr., L. A. Newman, L. M. Laughman, R. A. Hart, and J. Kennedy*: Terahertz local oscillator for the Microwave Limb Sounder on the Aura satellite. *Appl. Opt.* **46** (2007), pp. 4907–4915
- [21] *E. Bründermann*: Widely tunable far-infrared hot-hole semiconductor lasers. In: *H. K. Choi* (Hrsg.): Long-wavelength infrared semiconductor lasers. John Wiley & Sons Inc. (2004), pp. 297–350, Hoboken
- [22] *R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi*: Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature* **417** (2002), pp. 156–159
- [23] *B. S. Williams*: Terahertz quantum-cascade lasers. *Nature Photonics* **1** (2007), pp. 517–525
- [24] *H. Richter, M. Greiner-Bär, S. G. Pavlov, A. D. Semenov, M. Wienold, L. Schrottke, M. Giehler, R. Hey, H. T. Grahn, H.-W. Hübers*: A compact, continuous-wave terahertz source for imaging and spectroscopy based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocooler. *Optics Express* **18** (2010), pp. 10177–10187
- [25] *H. Richter, S. G. Pavlov, A. D. Semenov, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, D. A. Ritchie, and H.-W. Hübers*: Sub-megahertz frequency stabilization of a terahertz quantum cascade laser to a molecular absorption line. *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010), p. 071112
- [26] *M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers*: Steady-State Far-Infrared Coherent Synchrotron Radiation Detected at BESSY II. *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002), p. 254801

- [27] G. P. Williams: Filling the THz gap-high power sources and applications. *Rep. Prog. Phys.* **69** (2006), pp. 301–326
- [28] U. Schade, K. Hollmack, P. Kuske, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers: THz near-field imaging employing synchrotron radiation. *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004), pp. 1422–1424
- [29] P. L. Richards: Bolometers for infrared and millimetre waves. *J. Appl. Phys.* **76** (1994), pp. 1–24
- [30] J. Beyer, C. Monte: Supraleitende Bolometer für die THz-Detektion. *PTB-Mitteilungen* **120** (2010), S. 203–209
- [31] E. E. Haller: Advanced far-infrared detectors, *Infrared Phys. Technol.* **35** (1994), pp. 127–146
- [32] http://www.terahertz.co.uk/index.php?option=com_content&view=article&id=140&Itemid=443
- [33] H. E. Zahl, M. J. E. Golay: Pneumatic heat detector. *Rev. Sci. Instrum.* **17** (1946), pp. 511–515
- [34] H.-W. Hübers: Terahertz heterodyne receivers, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **14** (2008), pp. 378–391
- [35] A. D. Semenov, H. Richter, H.-W. Hübers, B. Günther, A. Smirnov, K. Smirnov, K. I'lin, M. Siegel: Terahertz performance of planar antennas coupled to a hot electron bolometer, *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.* **55** (2007), pp. 239–247
- [36] H.-W. Hübers, A. Semenov, K. Hollmack, U. Schade, G. Wüstefeld, G. Goltsman: Time domain analysis of coherent terahertz synchrotron radiation. *Appl. Phys. Lett.* **87** (2005), p. 184103
- [37] A.-S. Müller, I. Birkel, E. Huttel, Y.-L. Mathis, N. Smale, H.-W. Hübers, A. Semenov, J. Feikes, M. v. Hartrott, G. Wüstefeld, R. Klein, R. Müller, G. Ullm, E. Bründermann, T. Bückle, M. Fitterer, S. Hillenbrand, N. Hiller, A. Hofmann, V. Judin, M. Klein, S. Marsching, K.G. Sommad: Observation of coherent THz radiation from the ANKA and MLS storage rings with a hot electron bolometer. *Proc. PAC* 2009.
- [38] A. Semenov, O. Cojocari, H.-W. Hübers, F. Song, A. Klushin, A.-S. Müller: Application of zero-bias quasi-optical Schottky-diode detectors for monitoring short-pulse and weak terahertz radiation. *IEEE Electron. Device Lett.* **31** (2010), pp. 674–676
- [39] L. Werner, H.-W. Hübers, P. Meindl, R. Müller, H. Richter, A. Steiger: Towards traceable radiometry in the terahertz region. *Metrologia* **46** (2009), pp. 160–164
- [40] A. Steiger, B. Gutschwager, Ch. Monte, R. Müller, J. Hollandt: THz-Radiometrie. *PTB-Mitteilungen* **120** (2010), S. 198–202
- [41] R. Müller, A. Hoehl, R. Klein, A. Serdyukov, G. Ullm, J. Feikes, M. von Hartrott, G. Wüstefeld: Die Metrology Light Source – eine Strahlungsquelle für die THz-Metrologie. *PTB-Mitteilungen* **120** (2010), S. 229–235
- [42] J. R. Birch et al.: An intercomparison of measurement techniques for the determination of the dielectric properties of solids at near millimetre wavelengths. *NPL report DES 115* (1991)
- [43] J. R. Birch et al.: An intercomparison of measurement techniques for the determination of the dielectric properties of solids at near millimetre wavelengths. *IEEE J. Microwave Theory and Techniques* **42** (1994), pp. 956–965

System application...



System application...



micos
precision made in germany

Take the beautiful! Get the new MOTION CONTROL catalog!
Phone: + 49 7634 50 57 - 0 | www.micos.ws

THz-Radiometrie

**Andreas Steiger¹, Berndt Gutschwager², Christian Monte³,
Ralf Müller⁴, Jörg Hollandt⁵**

Einleitung

Radiometrie ist die Wissenschaft der quantitativen Messung optischer Strahlung und ihrer Anwendungen über einen Bereich von fünf Größenordnungen des elektromagnetischen Spektrums mit Frequenzen zwischen $3 \cdot 10^{11}$ Hz und $3 \cdot 10^{16}$ Hz. Die Wellenlänge der optischen Strahlung überdeckt dabei den Bereich von 10 nm bis 1000 μm . Die Grenze im fernen Infrarot bildet die Hochfrequenzelektronik und im extremen UV die Röntgenmesstechnik. Die Radiometrie ist mit der Fotometrie verwandt, der Lichtmessung im zentralen sichtbaren Bereich.

Präzise quantitative Messungen von optischer Strahlung sind seit langem wohl etabliert mit einer einzigen Ausnahme. Bis vor kurzem gab es keine auf das Internationale Einheitensystem (SI) rückgeführte Leistungsmessung für Terahertzstrahlung, die klassisch als fernes Infrarot (FIR) bezeichnet wird [1]. Dieses Frequenzband wurde in der Vergangenheit aufgrund seiner Randlage bezüglich der Hochfrequenztechnik einerseits und der klassischen Optik andererseits wenig beachtet. Nur die Astronomie und die Spektroskopie haben schon immer alle möglichen Wellenlängen und deshalb auch Terahertzstrahlung eingesetzt. Inzwischen sind aber zahlreiche Erfolg versprechende Anwendungen von Terahertzstrahlung in einer Vielzahl neuer Bereiche aufgegriffen worden. Dazu zählen die zerstörungsfreie Materialprüfung und Qualitätskontrolle in Produktionsprozessen, die Überwachung an Flughäfen und anderen sensiblen öffentlichen Bereichen (homeland security), die biologische, medizinische und die pharmazeutische Forschung, die Qualitätskontrolle von Nahrungsmitteln und landwirtschaftlichen Produkten, die globale Umweltüberwachung sowie die Informations- und Kommunikationstechnik. Alle diese Bereiche profitieren von einer verlässlichen Leistungsmessung für Terahertzstrahlung.

Deshalb hat die PTB vor kurzer Zeit entschieden, die Radiometrie bis in dieses metrologische „Niemandland“ auszudehnen und die messtechnische Lücke für Terahertzstrahlung

zu schließen. Wie nachfolgend beschrieben, wurden dazu zwei komplementäre „klassische“ radiometrische Methoden im Terahertz-Spektralgebiet erfolgreich erprobt und zur Kalibrierung der Empfindlichkeit geeigneter Detektoren eingesetzt.

Einerseits wurde die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit mit Hilfe eines theoretisch idealen Strahlers bestimmt, dessen spektrale Strahlstärke über das Strahlungsgesetz von Max Planck berechenbar ist. Dies gelingt mit einem für Terahertzstrahlung optimierten „Schwarzen Körper“, der durch einen in einem Wasserbad gleichmäßig temperierten Hohlraumstrahler mit großer Öffnung realisiert ist [2].

Andererseits wurde die Leistungsempfindlichkeit eines Terahertzdetektors bei 2,5 THz durch Vergleich mit einem primären Detektornormal präzise bestimmt [3]. Zum Einsatz kam dabei zunächst ein vorhandenes Kryoradiometer [4]. Dieses z. B. für sichtbare Strahlung etablierte Detektornormal besitzt einen mit flüssigem Helium gekühlten Hohlraumempfänger. Dessen Temperatur ist mit einer elektrischen Heizung stabilisiert, was die Substitution einer optischen Heizung durch das elektrische Äquivalent ermöglicht. Die Messung erfordert zusätzlich eine zeitlich stabile Strahlungsquelle. Im Rahmen einer Kooperation stand dafür ein Quantenkaskadenlaser, ein neuartiger Terahertzlaser des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e. V. (DLR), zur Verfügung [5].

Aufbauend auf den Ergebnissen beider Methoden wurde ein neuer Messplatz zur empfinger-gestützten Terahertzradiometrie konzipiert, der zur Zeit aufgebaut wird.

Strahler-gestützte THz-Radiometrie

Das Planck'sche Strahlungsgesetz beschreibt quantitativ das Strahlungsspektrum eines Hohlraumstrahlers bekannter Temperatur, d. h. es erlaubt die Berechnung seiner spektralen Strahldichte. Das gilt auch für den Terahertz-Spektralbereich, solange die Abmessungen des Hohlraums sehr viel größer als die große Wellenlänge der Terahertzstrahlung sind und seine Wände

¹ Dr. Andreas Steiger, Leiter der PTB-Arbeitsgruppe „Terahertzradiometrie“, E-Mail: andreas.steiger@ptb.de

² Berndt Gutschwager, PTB-Arbeitsgruppe „Infrarot-Strahlungsthermometrie“, E-Mail: bernd.gutschwager@ptb.de

³ Dr. Christian Monte, PTB-Arbeitsgruppe „Infrarot-Strahlungsthermometrie“, E-Mail: christian.monte@ptb.de

⁴ Dr. Ralf Müller, PTB-Arbeitsgruppe „Terahertzradiometrie“, E-Mail: ralf.mueller@ptb.de

⁵ Dr. Jörg Hollandt, Leiter des PTB-Fachbereichs „Detektorradiometrie und Strahlungsthermometrie“, E-Mail: joerg.hollandt@ptb.de

ein ausreichend hohes Emissionsvermögen für Terahertzstrahlung besitzen. Um den Terahertz-Spektralbereich des breiten Spektrums eines Hohlraumstrahlers bei Raumtemperatur nutzen zu können, ist es notwendig, die starke Infrarotstrahlung mit geeigneten Filtern zu unterdrücken, wie das Beispiel einer Filterkombination im Bild 1 zeigt. Wenn zusätzlich der Abstand des Detektors vor dem Hohlraumstrahler und die Fläche seiner strahlenden Öffnung bekannt sind, kann die spektrale Bestrahlungsstärke berechnet werden, mit der der Detektor gleichmäßig bestrahlt wird und so seine Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit bei der Transmissionswellenlänge der Filter bestimmt werden.

Der Messaufbau ist schematisch im Bild 2 dargestellt. Quelle für die berechenbare Terahertzstrahlung ist ein Hohlraum in einem Wasserbad, dessen Temperatur zwischen 20 °C und 80 °C variiert wurde. Die Wände des zylinderförmigen Hohlraums mit 60 mm Durchmesser und 280 mm Länge und des 30° schräg gestellten Bodens sind aus Kupfer und mit einem Speziallack (Herberts 1356H) hoher THz-Emissivität beschichtet. Durch eine vergoldete, 45° gegen die optische Achse verkippte Chopperscheibe sieht der Detektor abwechselnd in den Hohlraum und in Reflexion in ein Dewar-Gefäß mit flüssigem Stickstoff auf ein darauf schwimmendes Stück Schaumfolie aus ECOSORB®. Dieser 77 K kalte „Nullpunkt“-Strahler ermöglicht die Signaldetektion mit einem Lock-in-Verstärker. Das einzige optische Element auf dem Weg zum Detektor ist die Kombination von Kanten- und Bandpass-Filtern in einem lichtdichten Gehäuse. Der Strahlengang zwischen Filter und Detektor ist gekapselt, um keine störende Umgebungsstrahlung auf den THz-Detektor gelangen zu lassen. Durch Filter unterschiedlicher Zentralwellenlänge und Bandbreite mit genau vermessener Transmission kann die Wellenlänge der Terahertzstrahlung variiert

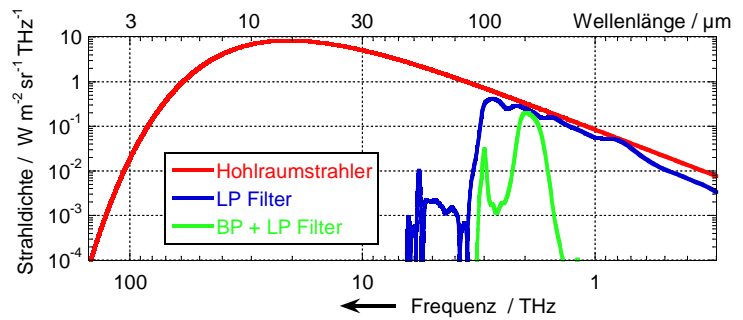


Bild 1: Spektrale Strahldichte berechnet mit dem Planck-Gesetz als Unterschied von zwei Hohlraumstrahlern mit 80°C und -196°C (rote Kurve). Kantenfilter (LP) unterdrücken die starke Infrarotstrahlung bis 100 μm (blaue Kurve). Die Kombination mit einem Bandpassfilter (BP) begrenzt das verbleibende Spektrum auf einen Bereich um 2 THz (grüne Kurve).

und der spektrale Gang der Empfindlichkeit von Terahertzdetektoren bestimmt werden.

Das Signal eines Terahertzdetektors berechnet sich aus dem Unterschied der spektralen Bestrahlungsstärke des Hohlraumstrahlers und des kalten „Nullpunkt“-Strahlers multipliziert mit der spektralen Transmission der Filter und dem Transmissionsspektrum der (feuchten) Luft. Das Produkt wird spektral integriert. Bedingt durch unterschiedlich große Transmissionsbandbreiten und den starken Abfall der Planck-Kurve mit zunehmender Wellenlänge im Terahertz-Spektralgebiet ($\sim \lambda^{-4}$) variiert die Bestrahlungsstärke stark für die verschiedenen Filterkombinationen, was im Bild 3 durch die logarithmische vertikale Achseneinteilung verdeutlicht wird.

Als Beispiel für mit Hohlraumstrahlung kalibrierte Terahertzdetektoren ist im Bild 4 die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von zwei verschiedenen Silizium-Komposit Bolometern und eines pyroelektrischen Detektors dargestellt. Die Bolometer werden mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4 K gekühlt und erreichen deshalb eine Empfindlichkeit, die etwa drei Grö-

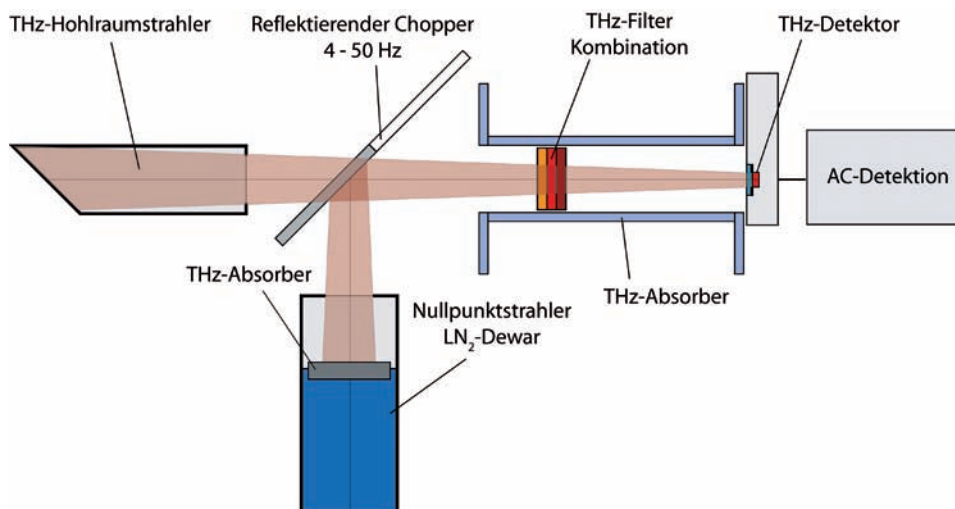


Bild 2: Schema des Messaufbaus zur strahler-gestützten THz-Radiometrie.

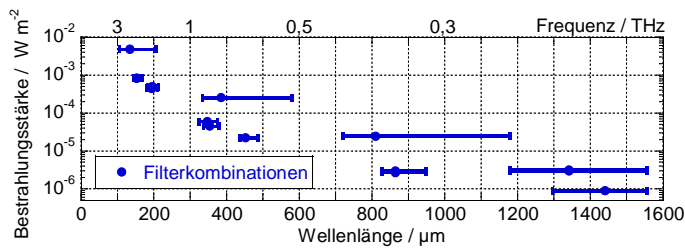


Bild 3: Bestrahlungsstärke am Ort des Detektors für die verwendeten Filterkombinationen mit unterschiedlichen Schwerpunkswellenlängen (Punkte) und Transmissionsbandbreiten (horizontale Balken), dargestellt als Funktion der Wellenlänge.

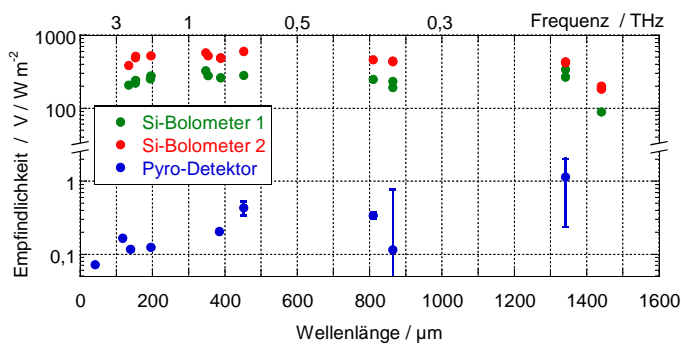


Bild 4: Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von drei Detektoren als Funktion der Wellenlänge. Die sichtbar große statistische Streuung (vertikale Balken) einiger Messergebnisse des pyroelektrischen Detektors sind das Ergebnis seiner geringen Empfindlichkeit und der geringen Bestrahlungsstärke bei diesen Wellenlängen (vgl. Bild 3).

ßenordnungen höher ist als die Empfindlichkeit des bei Raumtemperatur betriebenen pyroelektrischen Detektors.

Empfänger-gestützte THz-Radiometrie

Das Messprinzip der empfänger-gestützten Terahertzradiometrie beruht auf der Substitution von Strahlungsheizung durch elektrische Heizung in einem vollständig die Strahlung absorbierenden Hohlraumempfänger, was die Rückführung der Strahlungsleistung auf das Internationale Einheitensystem (SI) ermöglicht. Die höchste Empfindlichkeit für optische Strah-

lung wird mit einem Kryoradiometer erreicht, dessen Hohlraumempfänger auf eine möglichst tiefe (kryogene) Temperatur gekühlt wird und deshalb nur im Vakuum betrieben werden kann. Der Übergang von Luft ins Vakuum erfordert ein für Terahertzstrahlung transparentes Fenster, das zudem gekeilt ausgeführt sein muss, um störende „Stehwellen“ d. h. Rückreflexe und deren Interferenz zu vermeiden, die aufgrund der großen Wellenlänge im Terahertz-Spektralbereich besonders leicht auftreten können. Tsurupica™ erwies sich als geeignetes Fenstermaterial, weil es mit optischer Qualität erhältlich ist, auch im Sichtbaren transparent ist und dort den gleichen niedrigen Brechungsindex wie im Terahertz-Spektralgebiet hat, was die Verwendung eines sichtbaren Pilotlasers zur Justage des Strahlengangs ermöglicht. Der Messaufbau ist im Bild 5 dargestellt. Die Quelle für monochromatische Terahertzstrahlung bei 2,5 THz war ein kontinuierlich strahlender Quantenkaskadenlaser (QCL), ein neuartiger spezieller Halbleiterlaser, der auf gleichartigen Intersubband-Übergängen (Kaskade) in einer regelmäßigen Struktur von Quantenfilmen beruht [6] und eine Kühlung auf 25 K erfordert. Dieser QCL war zuvor vom Kooperationspartner DLR hinsichtlich Leistungsstabilität, Strahleigenschaften, Laserbandbreite und Frequenzstabilität charakterisiert worden [5]. Eine Linse aus Polymethylpenten (TPX®) in kurzer Entfernung vor dem Ausgangsfenster des QCL sammelt die stark divergente Laserstrahlung und bildet die Strahltaile am Ausgang der Halbleiterstruktur des QCL etwa 10-fach vergrößert in die Eingangsöffnung des Hohlraumempfängers im Kryoradiometer ab. Es wurde besonders darauf geachtet, dass in der Eingangsöffnung ein Gaußprofil-ähnlicher Fokus mit einem ringförmigen ersten Beugungsminimum und dem Durchmesser der Eingangsöffnung von 5,8 mm entsteht. Zusätzlich wurde nicht nur eine Lochblende gleicher Größe vor dem zu kalibrierenden Detektor angebracht, sondern auch ein Keilfenster gleicher Bauart,

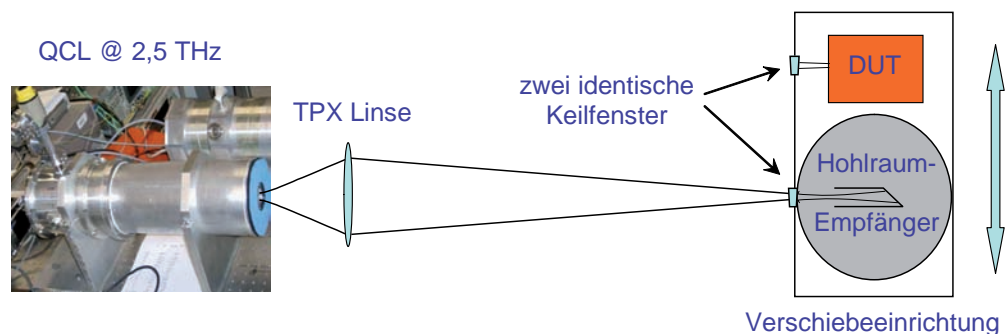


Bild 5: Messaufbau für die empfänger-gestützte THz-Radiometrie. Der zu kalibrierende Detektor (DUT) kann durch eine Verschiebeeinrichtung genau an die gleiche Stelle gebracht werden, an der mit dem Hohlraumempfänger im Kryoradiometer die Strahlungsleistung gemessen wird.

Orientierung und Position im Strahlengang wie das Vakuumfenster des Kryoradiometers. Auf diese Weise wird die Unsicherheit bei der Leistungsmessung minimiert [7].

Der Kalibriervorgang besteht aus zwei Schritten. Zunächst wird die Strahlungsleistung des QCL mit dem Kryoradiometer gemessen. Dann wird der zu kalibrierende Detektor an Stelle des Kryoradiometers in den Strahlengang gebracht und ausgelesen. Die spektrale Empfindlichkeit berechnet sich aus dem Quotient von Auslesewert und der gemessenen Strahlungsleistung. Die Leistung des QCL bei konstanter Temperatur und konstantem Strom war zeitlich so stabil, dass auf die Verwendung eines Monitordetektors zur Berücksichtigung einer Leistungsdrift während der Kalibrierung verzichtet werden konnte. Die Analyse der Messbedingungen ergab eine Gesamtunsicherheit von 7,3 %. Der größte Unsicherheitsbeitrag von 7 % zu dieser Standardmessunsicherheit wurde durch die beschränkte Kenntnis der Dicke der Lackschicht des Hohlraumempfängers im Kryoradiometer verursacht, weil bei der ersten Messung das nationale primäre Empfängernormal verwendet wurde [4]. Im Vergleich zu sichtbarer Strahlung hat aber die Terahertzstrahlung eine 100 mal größere Wellenlänge. Die Beschichtung des Hohlraumempfängers ist für sichtbare Strahlung und angrenzende Spektralbereiche ausgelegt und deshalb zu dünn, um die Terahertzstrahlung vollständig zu absorbieren [3]. Die weitere Analyse ergab, dass alle anderen Unsicherheitsbeiträge zusammen nur 2 % ergeben. Dies bedeutet, dass die Schwierigkeiten durch die große Wellenlänge und die zugehörigen Beugungsverluste überwunden werden konnten.

Der erste Terahertzdetektor, der durch Vergleich mit dem Kryoradiometer bei 2,5 THz kalibriert wurde, war ein pyroelektrischer Detektor mit zwei ebenen sensitiven Oberflächen, die unter 60° aneinander stoßen und so eine einfache Strahlungsfalle bilden. Ein einlaufender Laserstrahl verlässt diesen Detektor erst nach drei Reflexionen. Die Mehrfachabsorption erhöht den absorbierten Anteil durch Reduktion der Reflexionsverluste. Dieser Vorteil wird in diesem Design allerdings durch eine problematische Polarisationsabhängigkeit erkauft, weil die erste und dritte Absorption in gleicher Orientierung unter großem Einfallswinkel nahe dem Brewsterwinkel erfolgen, was nur für eine Orientierung der Polarisation parallel zur Einfallsebene zu einer optimalen Absorption der Strahlung mit minimalen Reflexionsverlusten führt. Hingegen erfährt Terahertzstrahlung mit orthogonaler S-Polarisation zweimal deutlich erhöhte Reflexionsverluste. Daraus resultiert ein 12 % größerer Korrekturfaktor für die Leistungsanzeige des Detektors bei der ungünstigen S-Polarisation.

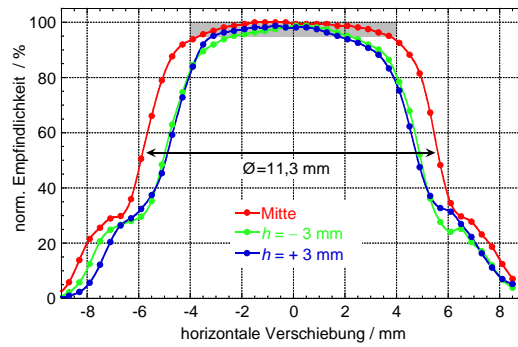


Bild 6: Homogenität des pyroelektrischen Detektors, gemessen durch Horizontalverschiebung in drei verschiedenen Höhen in der Mitte und ± 3 mm vertikal versetzt. Innerhalb des grau unterlegten Durchmessers von 8 mm variiert die Empfindlichkeit um maximal 5 %.

Wird die Polarisationskorrektur berücksichtigt, ist dieser pyroelektrische Detektor als sekundäres Empfängernormal für THz-Strahlungsleistung geeignet, weil er eine Apertur mit 11,3 mm Durchmesser (1 cm^2) hat, die groß genug ist, die gesamte Leistung eines kollimierten Terahertzstrahls zu messen. Der Detektor erfüllt auch eine weitere Voraussetzung. Wie die Messergebnisse in Bild 6 zeigen, ist er hinreichend homogen, d.h. seine Empfindlichkeit variiert weniger als 5 %, was innerhalb eines Durchmessers von 8 mm nachgewiesen wurde. Zur Bestimmung der Homogenität wurde der Strahldurchmesser im Fokus des QCL mit einer Blende auf etwa 2,5 mm Durchmesser reduziert, der Detektor unmittelbar dahinter platziert und in Schritten von 0,5 mm senkrecht zum Stahl verschoben. Schließlich wurde die Kalibrierung des pyroelektrischen Detektors mit Hilfe einer Messung am Hohlraumstrahler validiert. Das war möglich, weil der Detektor eine 1 cm^2 große Apertur hat und eine Leistung um $1 \mu\text{W}$ gerade noch messen kann. Wie aus Bild 3 ersichtlich ist, erreicht der Hohlraumstrahler entsprechende Bestrahlungsstärken bei 2,5 THz mit Filterkombinationen, die eine 1 THz große Bandbreite haben.

Kalibriereinrichtung für THz-Detektoren

Die Messbedingungen und Unsicherheitsbeiträge bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit eines Terahertzdetektors wurden hinsichtlich der Auslegung einer dedizierten THz-Kalibriereinrichtung analysiert. Ergebnis ist das Design für einen neuen Messplatz zur empfänger-gestützten Terahertzradiometrie, der gegenwärtig aufgebaut wird und sich in wesentlichen Punkten vom ersten Messaufbau unterscheidet. Das betrifft die Laserstrahlquelle, den optischen Aufbau und das primäre Empfängernormal.

Um die Leistungsempfindlichkeit eines Terahertzdetektors bei mehr als nur einer Wellenlänge bestimmen zu können, benötigt man eine im Terahertz-Spektralgebiet abstimmbare Laserstrahlquelle. Die Lösung ist ein spezieller THz-Molekülgaslaser, der mit einem frequenzstabilisierten CO_2 -Laser gepumpt wird und

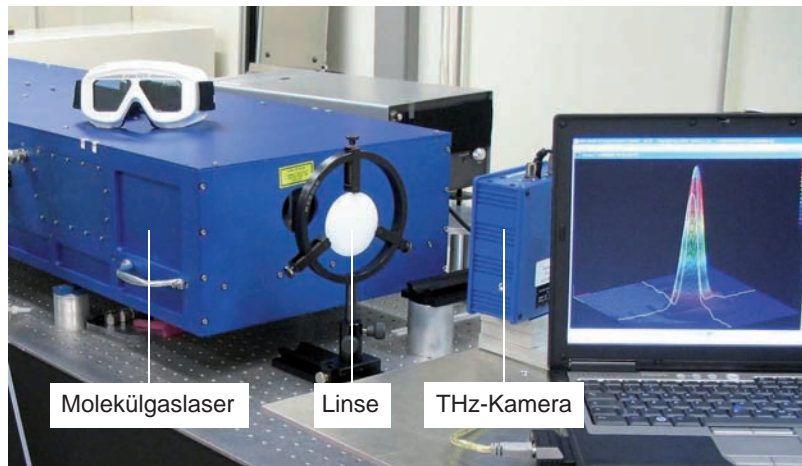


Bild 7:
Der Molekülgaslaser ist das Herzstück des neuen THz-Messplatzes. Auf dem Monitor ist das Strahlprofil des Lasers bei 1,9 THz dargestellt, wenn es mit einer pyroelektrischen Terahertzkamera im Fokus einer Linse gemessen wird.

einstellbare Linienstrahlung von Rotationsübergängen des eingesetzten Molekülgases erzeugt. Die Gasart, der Gasdruck im THz-Resonator und die Frequenz des CO₂-Pumplasers bestimmen die Molekülgaslinie im Spektralbereich von etwa 1 THz bis 7 THz. Der große Abstimmbereich wird durch einen Resonatoraufbau mit einem fast zwei Meter langen Rohr für das Lasergas mit ebenen goldbeschichteten Resonatorspiegeln an den Rohrenden erreicht, von denen der eine Spiegel ein kleines Loch zur Einkopplung des Pumplasers und der andere ein größeres zentrales Loch zur Auskopplung der THz-Laserstrahlung hat. Die Divergenz der ausgekoppelten Laserstrahlung nimmt mit der Laserwellenlänge zu und erfordert eine Strahloptik mit großer Akzeptanz. So muss z.B. die Linse oder der Parabolspiegel am Ausgang des Lasers einen Durchmesser von 75 mm haben.

Die stabile Ausgangsleistung des THz-Molekülgaslasers von typisch mehr als 10 mW ermöglicht die Verwendung eines primären Substitutionsradiometers bei Raumtemperatur anstelle eines Kryoradiometers. Vorteilhaft entfällt das bei tiefen Temperaturen notwendige Isolationsvakuum und vor allem das problematische Vakuumfenster. Bei Raumtemperatur betriebene fensterlose Substitutionsradiometer werden als primäre Empfängernormale zur Messung der Sonnenstrahlung eingesetzt. Solche Radiometer werden seit vielen Jahren vom Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos (PMOD/WRC) in der Schweiz entwickelt und erfolgreich am Weltstrahlungszentrum (World Radiation Center WRC) betrieben [8]. Da die terrestrische solare Bestrahlungsstärke unter 100 mW/cm² liegt, haben diese Radiometer nicht nur die passende 10 mW-Leistungsklasse sondern auch eine Eingangsöffnung von typisch 10 mm Durchmes-

ser, die für die bis Sub-Millimeter große Wellenlänge der THz-Laserstrahlung benötigt wird. Im Rahmen einer Kooperation mit dem PMOD wird ein solches Instrument zur Zeit weiterentwickelt, um zukünftig das primäre Empfängernormal der PTB für THz-Laserstrahlung zu werden. Ein erster Test eines modifizierten PMOD Substitutionsradiometers (PMO6-CC) in der PTB durch Vergleich mit dem bei 2,5 THz kalibrierten Terahertzdetektor verlief auf Anhieb erfolgreich.

Danksagung

Die Autoren danken Peter Meindl, Lutz Werner und allen anderen Kollegen der PTB, die mitgeholfen haben, die Radiometrie ins Terahertzgebiet auszudehnen. Weiterer Dank gilt insbesondere Heinz-Wilhelm Hübers und Heiko Richter vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. für die fruchtbare Zusammenarbeit und die Einbringung des Quantenkaskadenlasers und Wolfgang Finsterle vom Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos für die aktuelle Kooperation zur Entwicklung eines THz-Radiometers bei Raumtemperatur.

Literatur

- [1] Benennung der Wellenlängenbereiche. Deutsche Norm, DIN 5051-7:1984-01
- [2] B. Gutschwager, C. Monte, J. Hollandt, H. Delsim-Hashemi, O. Grimm: Calculable blackbody radiation as source for the determination of the spectral responsivity of THz detectors. *Metrologia* **46** (2009), 165–169
- [3] L. Werner, H.-W. Hübers, P. Meindl, R. Müller, H. Richter, A. Steiger: Towards traceable radiometry in the terahertz region. *Metrologia* **46** (2009), 160–164
- [4] P. Meindl, A. E. Klinkmüller, L. Werner, U. Johannsen, K. Grützmacher: New UV spectral responsivity scale of the PTB based on a cryogenic radiometer and an argon plasma arc radiation source. *Metrologia* **43** (2006), S72–S77
- [5] H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, A. D. Semenov, R. Köhler, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, D. A. Ritchie, E. H. Linfield: Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver. *Opt. Express* **13** (2005), 5890–5896
- [6] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho: Quantum Cascade Laser. *Science* **264** (1994), 553–556
- [7] D. Butler, R. Köhler, G. Forbes: Diffraction effects in the radiometry of coherent beams. *Appl. Opt.* **35** (1996), 2162–2166
- [8] J. Romero, N. P. Fox and C. Fröhlich: Improved comparison of the World Radiometric Reference and the SI radiometric scale. *Metrologia* **32** (1995/96), 523–524

Supraleitende Bolometer für die Terahertz-Detektion

Joern Beyer¹, Christian Monte²

1 Einleitung

Strahlungsdetektoren auf der Basis supraleitender Thermistoren, sogenannter *transition edge sensors* (TESs), gestatten die Realisierung von optimierten und hochempfindlichen Bolometern und Kalorimetern für die Strahlungsdetektion über weite Bereiche des elektromagnetischen Spektrums, von der Messung niedrigster optischer Leistungen in der Größenordnung einiger Photonen [1] im THz-Bereich bis zur hochauflösenden energiedispersiven Detektion von Gammaquanten. Die Technologieentwicklung für die Herstellung von TES-Bolometersystemen wurde und wird insbesondere für astrophysikalische Instrumente, z. B. Bolometerkameras für die Submillimeter-Astronomie wie SCUBA-2 [2] und in jüngerer Zeit für sicherheitstechnische Anwendungen im THz-Bereich [3], intensiv vorangetrieben. Die Verwendung der aus der Mikromechanik entlehnten Siliziumnitrid-Membranen-Technologie zur Herstellung mikromechanischer Strukturen mit definierter thermischer Leitfähigkeit im Tieftemperaturbereich [4] sowie die Verfügbarkeit von kompakten und leistungsfähigen Kühlmaschinen für den Arbeitstemperaturbereich der TESs von 10 mK bis 4 K haben die Entwicklung und Anwendung der TES-Strahlungsmesstechnik in jüngerer Zeit sehr befördert. Darüber hinaus sind SQUID-Stromsensoren entwickelt worden, die speziell für die Auslesung von TES-Strahlungsdetektoren angepasst sind. Die Entwicklung von TES-Bolometern in der PTB hat das Ziel, Detektoren für den Ferninfrarot(FIR)/THz-Spektralbereich herzustellen, die linearer und empfindlicher als konventionelle Halbleiter-Bolometer sind, wie sie derzeit in kommerziellen Messsystemen für die Fourier-Transform-Spektroskopie verwendet werden.

2 Grundlagen

Bolometer

Bolometrische Detektoren wandeln absorbierte Strahlung in eine quantitative Messgröße um, praktischerweise in ein elektrisches Strom- oder Spannungssignal. Das grundlegende Arbeitsprinzip eines Bolometers ist sehr einfach: die Energie einfallender und absorbierter Strahlung erwärmt einen Absorber mit der Wärmekapazität C , der über eine thermische Verbindung mit der Wärmeleitfähigkeit G an ein Wärmebad der Temperatur T_{Bad} angekoppelt ist. Die Messung der Temperaturänderung des Absorbers mit einem Thermistor erlaubt es, die absorbierte Strahlungsleistung oder auch die Energie einzelner absorbierter Photonen zu bestimmen. In integrierten Bolometern sind die Funktionen des Absorbers und des Thermistors in demselben physikalischen System, z. B. den Leitungselektronen eines Metalls, integriert. Sind die Strahlungsabsorption und die Thermistorfunktion dagegen in unterschiedlichen Komponenten voneinander getrennt, spricht man von einem Kompositbolometer. Dieses Bauelementekonzept bietet den Vorteil, dass Absorber und Thermometer nahezu unabhängig von einander an die jeweilige Anwendung angepasst werden können und wird daher weitaus häufiger verwendet. Bolometer sind inkohärente, so genannte direkte Detektoren, da die Information über die Phase der absorbierten Strahlung bei der Messung nicht erhalten wird. Direkte Detektion hat gegenüber kohärenter Detektion, z. B. nach dem Heterodynprinzip, einen signifikanten Vorteil: sie unterliegt nicht dem Quantenrauschlimit, welches aus der Heisenbergschen Unschärferelation für die Amplitude und die Phase von physikalischen Signalen folgt [5]. Vielmehr sind für die Funktion von thermischen Detektoren wie Bolometern primär die Gesetze der Thermodynamik ausschlaggebend. Aus ihnen folgt, dass die Detektorempfindlichkeit maßgeblich von Fluktuationen der Absorbentemperatur, dem so genannten Phononenrauschen, bestimmt wird.

¹ Dr. Joern Beyer, Leiter der PTB-Arbeitsgruppe „Kryosensoren“, E-Mail: joern.beyer@ptb.de

² Dr. Christian Monte, PTB-Arbeitsgruppe „Infrarot-Strahlungsthermometrie“, E-Mail: christian.monte@ptb.de

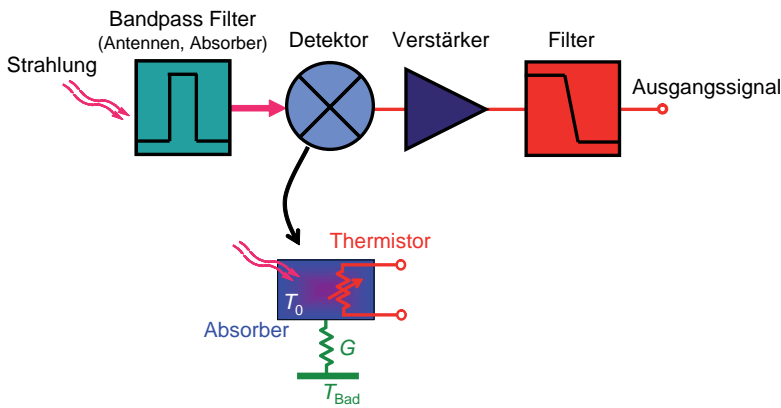


Bild 1: Direkte bolometrische Strahlungsdetektion mit einem resistiven Thermistor

Die Bolometerempfindlichkeit steigt, je niedriger die Betriebstemperatur des Bolometers ist. Für die Detektion kleinster Strahlungsintensitäten oder die hochauflösende energiedispersive Detektion einzelner Photonen werden aus diesem Grund bolometrische bzw. bolometrisch-kalorimetrische Detektoren bei sehr tiefen Temperaturen, z. B. < 10 K (–263 °C), betrieben.

Supraleitende Thermistoren

Derart niedrige Arbeitstemperaturen ermöglichen es, Phasenübergänge in Supraleitern für die Realisierung von hochempfindlichen Thermistoren zu nutzen. Diese Thermistoren – hier transition edge sensors (TESs) [6] – werden im resistiven Übergangsbereich zwischen dem normalleitenden und dem supraleitenden Zustand einer Supraleiter-Struktur betrieben, siehe Bild 2. Eine geringe Änderung der Temperatur T führt in diesem Übergang zu einer drastischen Änderung des elektrischen Widerstands R_{TES} der Thermistorstruktur. Der normierte Temperaturkoeffizient $\alpha_1 = (T/R_{TES}) \cdot (\partial R_{TES}/\partial T)$ erlaubt es, die Sensitivität von Thermistoren aus verschiedenen Materialien oder unterschiedlichen Ausführungsformen zu vergleichen. Konventionelle Halbleiterthermistoren zeigen negative Temperaturkoeffizienten $\alpha_1 \approx -1 \dots -10$. Mit supraleitenden Thermistoren dagegen können im resistiven Phasenübergang Temperaturkoeffizienten von 10 bis 1000 erreicht werden. Der Temperaturbereich ΔT des resistiven Übergangs eines supraleitenden Thermistors ist jedoch typischerweise sehr gering, zum Beispiel nur wenige Millikelvin „schmal“. TES-Bolometer werden deshalb in negativer elektrothermischer Rückkopplung (negative electro-thermal feedback - „nETF“) betrieben, um zu erreichen, dass die Änderungen der Absorbentemperatur auch bei sich drastisch ändernder absorbiertes Strahlungsleistung kleiner als ΔT bleiben. Der TES wird bei einer Temperatur T_0 im Bereich des resistiven Phasenübergangs mit einer konstanten Spannung V_0

beaufschlagt. Durch den TES fließt der Strom I_0 und die im Sensor umgesetzte elektrische Verlustleistung beträgt $P_{J0} = I_0 V_0 = V_0^2 / R_{TES}$. Eine Änderung $\delta P_{Abs} > 0$ der absorbierten Strahlungsleistung verursacht dann eine Erhöhung der Absorbentemperatur, die ihrerseits einen Anstieg des TES-Thermistorwiderstands nach sich zieht. Dieser Anstieg im TES-Widerstand reduziert jedoch die Joulesche Leistung. Bei idealer negativer elektrothermischer Rückkopplung kompensiert die Reduktion der Jouleschen Leistung die erhöhte Strahlungsleistung vollständig und instantan, und die Absorbentemperatur ändert sich nicht. Das Ausgangssignal des TES-Bolometers ist die Änderung des Stroms δI durch den TES-Thermistor und daraus abgeleitet die Änderung der Jouleschen Leistung $\delta P_J = \delta I V_0$. TES-Bolometer basieren somit ebenfalls auf dem Prinzip der Äquivalenz von optischer Strahlungsleistung und elektrischer Leistung, wie es in der empfangergestützten Radiometrie bei Kryoradiometern etabliert ist.

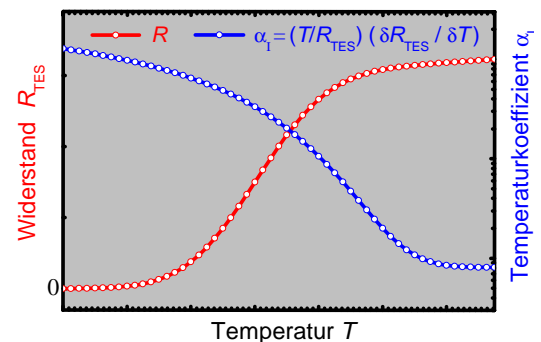


Bild 2: Schematische Darstellung des Widerstandes und des normierten Temperaturkoeffizienten α_1 im resistiven Übergang eines Supraleiters.

Elektrothermische Rückkopplung

In Bild 3 ist das Funktionsprinzip der negativen elektrothermischen Rückkopplung in Form eines vereinfachten Blockschaltbilds dargestellt. Die Wärmeleitfähigkeit G ist so dimensioniert, dass für die maximale absorbierte Strahlungsleistung

$$\delta P_{Abs,max} \leq G(T_0 - T_{Bad}) \tag{1}$$

gilt. Die Responsivität des TES-Bolometers $s_1 \equiv \delta I / \delta P_{Abs}$ lässt sich aus dem nETF-Blockschaltbild ableiten

$$s_1 = \frac{1}{V_0} \left(\frac{L_1}{1 - L_1} \right), \text{ mit } L_1(\omega) = - \frac{P_{J0} \alpha_1}{G(1 + \omega \tau) T_0} \tag{2}$$

Der Parameter L_1 wird als Schleifenverstärkung der elektrothermischen Rückkopplung bezeichnet. Für $|L_1| \gg 1$ und Kreisfrequenzen $\omega \ll \tau^{-1}$ wird $\delta P_J \approx -\delta P_{Abs}$ und die Erhöhung der

Absorbertemperatur δT_{Abs} wird um den Faktor $|L_1|$ gegenüber dem Fall ohne nETF verringert. Diese reduzierte Absorbertemperaturerhöhung für eine gegebene Strahlungsleistungsänderung kann als eine erhöhte effektive thermische Leitfähigkeit im nETF-Modus aufgefasst werden. Daraus folgt, dass sich unter negativer elektrothermischer Rückkopplung ebenfalls die effektive Zeitkonstante des Bolometers reduziert

$$\tau \approx \frac{C}{G} \cdot \frac{1}{|L_1|} \tag{3}$$

Die Dimensionierung eines TES-Bolometers über die thermodynamischen Parameter G und T_0 sowie die elektrischen bzw. Arbeitspunktparameter R und V_0 legt den maximalen Dynamikbereich D_{max} des Bolometers fest. Die maximal detektierbare Strahlungsleistung ist durch die Joulesche Leistung im TES-Arbeitspunkt $P_{J0} = I_0 V_0 = V_0^2 / R_{TES}$ limitiert, und die Fluktuationen der Absorbertemperatur über die thermische Kopplung G zum Wärmebad bestimmen die äquivalente Rauschleistung NEP_{TFN} des Phononenrauschens:

$$D_{max} \approx \frac{P_{J0}}{NEP_{TFN}} = \frac{V_0^2}{R \sqrt{4k_B T_0^2 G}} \tag{4}$$

Für Signale innerhalb dieses Dynamikbereiches bestimmt die Schleifenverstärkung L_1 die Linearität des TES-Bolometers. Die relative Abweichung des Ausgangssignals $\delta P_J = \delta I V_0$ vom zu detektierenden Eingangssignal δP_{Abs} ist in erster Ordnung gegeben durch

$$\frac{\delta P_J}{\delta P_{Abs}} \cong \frac{L_1}{1 - L_1} \tag{5}$$

3 Auslesung von TES-Bolometern mit SQUID-Stromsensoren

Das Ausgangssignal eines TES-Bolometers ist die Stromänderung δI . Diese Stromänderung muss genügend genau und ausreichend schnell gemessen werden, so dass im Ergebnis der Strommessung die Messgenauigkeit des Bolometers nicht inakzeptabel beeinträchtigt wird. Ein TES kann als eine Stromquelle mit Innenwiderstand R_{TES} betrachtet werden. Typische TES-Widerstandswerte betragen $0,01 \Omega$ bis 1Ω . Die spektrale Rauschleistungsdichte $S_{L,TFN}$ des von den Fluktuationen der Absorbertemperatur hervorgerufenen TES-Stromrauschens ist gegeben durch

$$S_{L,TFN} = 4k_B T_0^2 G |s_1(\omega)| \tag{6}$$

Für die Arbeitstemperaturen von TESs im Bereich von $0,1 \text{ K}$ bis 4 K und typische Werte von $G \sim 1 \mu\text{W/K}$ ergeben sich Werte für die Strom-

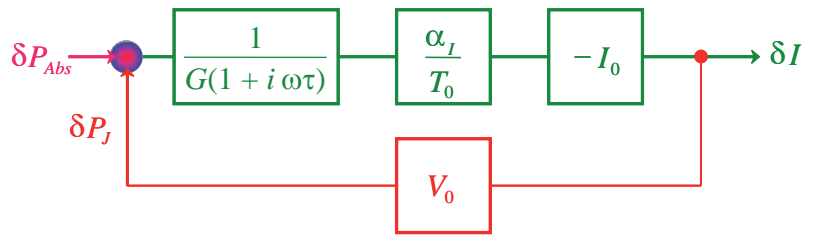


Bild 3: Vereinfachtes Blockschaltbild der negativen elektrothermischen Rückkopplung für einen Thermistor mit Temperaturkoeffizient $\alpha_I > 0$.

rauschpegel von TES-Bolometern im Bereich von $\sqrt{S_{L,TFN}} \approx 10 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ bis $100 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Ein geeigneter Stromsensor muss ein eingangsbezogenes Rauschniveau zeigen, das klein gegen $\sqrt{S_{L,TFN}}$ ist. Für die Eingangsimpedanz Z_{in} des Stromsensors muss darüber hinaus $Z_{in} \leq R_{TES}$ gelten. Stromsensoren basierend auf supraleitenden Quanteninterferometern (Superconducting Quantum Interference Devices - „SQUIDs“) erfüllen diese Bedingungen. SQUID-Stromsensoren sind zudem kompatibel mit den tiefen Temperaturen, bei denen TESs betrieben werden, und stellen damit die „natürlichen“ Stromsensoren für die Auslesung von TESs dar. SQUIDs sind kryoelektronische Bauelemente und basieren auf dem Josephson-Effekt [7]. Sie wandeln den magnetischen Fluss, der eine supraleitende Leiterschleife (die so genannte SQUID-Schleife) durchdringt, in ein elektrisches Spannungssignal. Mit Hilfe von SQUIDs können höchstempfindliche Sensoren für alle physikalischen Größen realisiert werden, die in einen magnetischen Fluss umgewandelt werden können. Für einen elektrischen Strom ist diese Umwandlung vergleichsweise einfach: der zu messende Strom wird in eine Spule eingeprägt, welche induktiv an die SQUID-Schleife angekoppelt ist. Ist diese Einkoppelspule supraleitend ausgeführt, dann ist die Eingangsimpedanz des Stromsensors rein reaktiv $Z_{in} = i 2\pi f L_{in}$. Für gebräuchliche Eingangsimpedanzinduktivitäten von SQUID-Stromsensoren L_{in} im Bereich von 1 nH bis $1 \mu\text{H}$ ergeben sich somit die erforderlichen niedrigen Eingangsimpedanzen von $\leq 1 \Omega$ selbst für die maximalen Signalfrequenzen $f \approx 100 \text{ kHz}$, welche für die TES-Auslesung relevant sind.

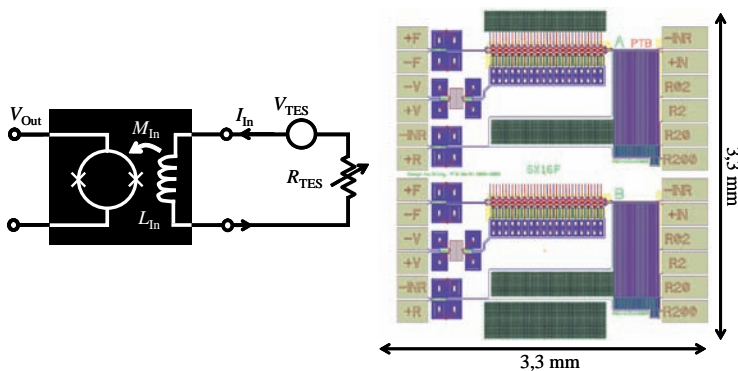
In der PTB-Arbeitsgruppe 7.51 „Kryosensoren“ werden SQUID-basierte Stromsensoren für TES-Anwendungen entwickelt [8]. Diese Sensoren sind komplexe kryoelektronische Schaltungen, die mit Dünnschichttechnologien auf der Basis von planaren Strukturen aus dem Supraleiter Niob hergestellt werden. Das Design dieser Bauelemente ist darauf ausgelegt, die Signaleinkopplung in den Sensor zu optimieren und ein eingangsbezogenes Sensorrauschen $\sqrt{S_{L,SQUID}}$ im Bereich einiger $\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ zu erzielen.

Gleichzeitig zeigen diese Sensoren eine sehr geringe Empfindlichkeit gegenüber externen elektromagnetischen Störungen. Auf den Sensorchips sind zudem Zusatzfunktionen, z. B. Hochfrequenzfilter oder SQUID-Magnetometer für Hintergrundfeldmessungen, integriert.

Bild 4 zeigt schematisch die Auslesung eines TESs mit einem SQUID-Stromsensor. Daneben ist das Design eines SQUID-Stromsensorchips für TES-Anwendungen dargestellt. Auf dem $3,3 \times 3,3 \text{ mm}^2$ großen Sensorchip sind zwei Stromsensoren, die jeweils aus einer Serienschaltung aus 16 einzelnen SQUIDs aufgebaut sind, integriert. Eingangsseitig kann durch Verdrahtung unter vier Widerständen ($0,02 \text{ m}\Omega$ bis $200 \text{ m}\Omega$) gewählt werden, über welche die TES-Arbeitsspannung V_0 realisiert werden kann. Diese Sensoren können auch bei sehr tiefen Temperaturen bis zu $< 10 \text{ mK}$ betrieben werden, ihre Verlustleistung beträgt ca. 1 nW . Sie erzielen Stromrauschpegel von $< 10 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $4,2 \text{ K}$ und $< 5 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 100 mK und können somit für die Auslesung einer Vielzahl verschiedener TES-Typen eingesetzt werden.

Der in Bild 4 dargestellte SQUID-Stromsensor, eine Reihe weiterer Sensortypen sowie ebenfalls in der PTB entwickelte, bei Raumtemperatur zu betreibende Elektronik zum Betrieb der TES/SQUID-Konfigurationen sind auf der Basis von Lizenzvereinbarungen kommerzialisiert worden und über die Fa. Magnicon GmbH Hamburg erhältlich [9].

Bild 4:
Links: Auslesung eines TES-Detektors mit einem SQUID-Stromsensor. Die SQUID-Schleife ist als Kreis mit zwei Kreuzen, welche die Josephson-Kontakte symbolisieren, dargestellt. Die Eingangsspule mit Induktivität L_{in} koppelt magnetischen Fluss in die SQUID-Schleife. Rechts: Design eines an der PTB entwickelten Stromsensorchips mit zwei SQUID-Stromsensoren, die aus einer Serienschaltung aus 16 einzelnen SQUIDs aufgebaut sind. Vier Biaswiderstände ($0,02 \text{ m}\Omega$ bis $200 \text{ m}\Omega$), über welche die TES-Arbeitsspannung V_0 realisiert werden kann, sind auf dem Chip integriert.



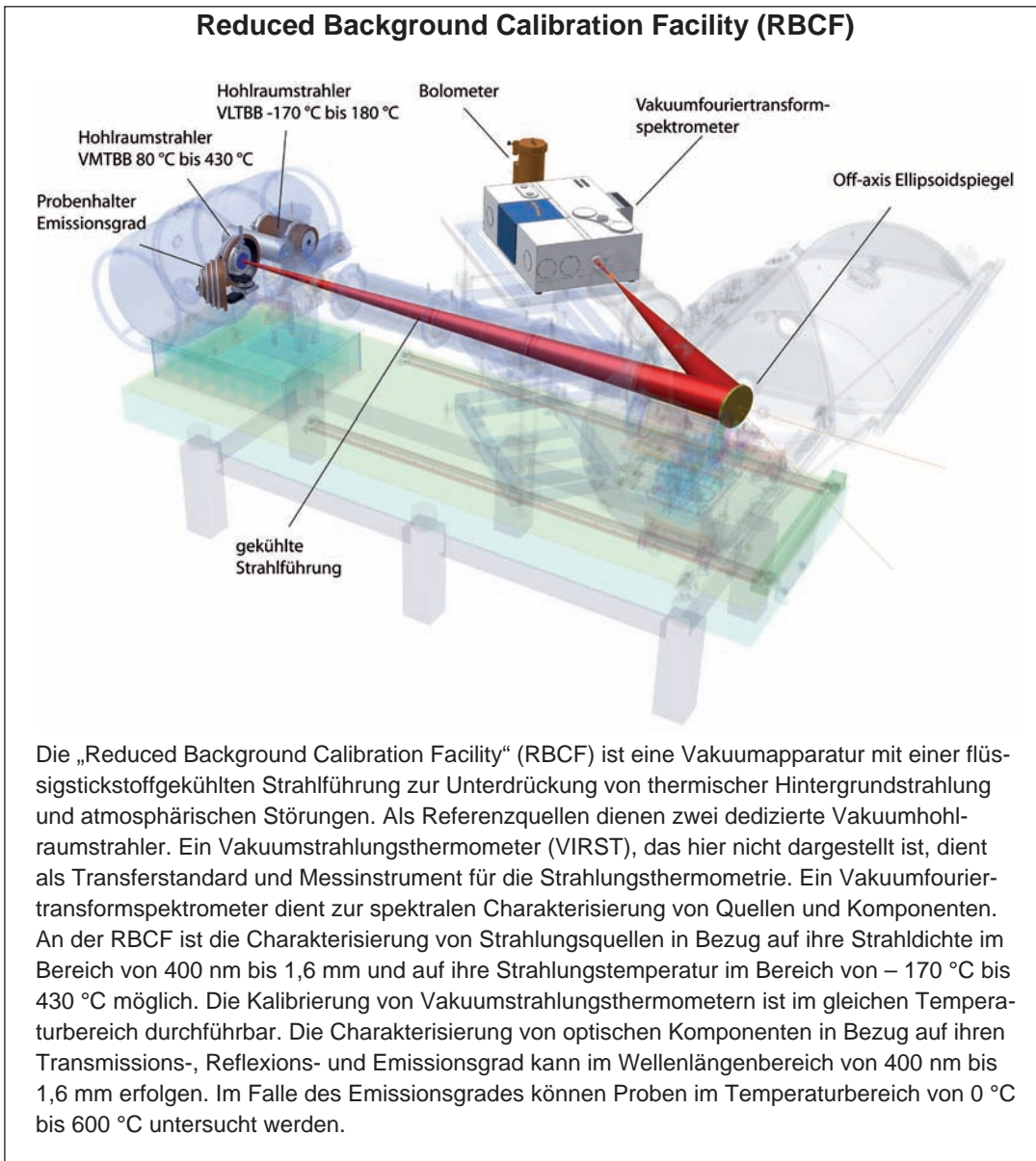
4 TES-Bolometer für Fourier-Transform-Spektroskopie im THz-Spektralbereich

Fourier-Transform-Spektroskopie (FTS) ist eine etablierte spektroskopische Methode insbesondere im Infrarot (IR)- und Ferninfrarot (FIR)-Spektralbereich [10]. Kommerzielle FTS-Messsysteme für den FIR- und THz-Spektralbereich verwenden vielfach auf $4,2 \text{ K}$ gekühlte Bolometer mit Halbleiter-Thermistoren. An Bolometer für die FTS werden besondere Anforderungen an ihre Linearität und Geschwindigkeit gestellt. Bei einer FTS-Messung treten drastische Änderungen der am Detektor auftreffenden Strahlungsintensitäten bei der Aufnahme eines Interferogramms auf. Ändert sich die Responsi-

vität bzw. die Empfindlichkeit des Bolometers für diese variierenden Strahlungsleistungen, treten Artefakte und Verfälschungen im Spektrum auf, die sich schwer korrigieren lassen. Für Messungen hoher Genauigkeit ist daher eine möglichst hohe Linearität des Bolometers erforderlich. Eine möglichst hohe „Bolometergeschwindigkeit“ leitet sich aus einer hohen gewünschten Verschiebungsgeschwindigkeit des Interferometerspiegels zur Reduktion der anfallenden Messzeiten ab. Damit verbunden sind wiederum schnelle Änderungen der Strahlungsleistung am Bolometer. Vor dem Hintergrund dieser Anforderungen zeigen sich die wesentlichen Vorteile von TES-basierten Bolometern [11]. Halbleiter-Bolometer und TES-Bolometer mit gleichen thermodynamischen Parametern C , G und T_{Bad} bzw. T_0 weisen die gleiche äquivalente Rauschleistung NEP_{TFN} auf. Der drastisch größere Temperaturkoeffizient α_1 und die dadurch mögliche sehr viel höhere Schleifenverstärkung der elektrothermischen Rückkopplung ermöglichen es jedoch, entsprechend verbesserte Linearität und Geschwindigkeit (vgl. Gleichungen (3) und (5)) mit TES-Bolometern zu erreichen. Alternativ kann ein TES-Bolometer auch für gleiche Linearität wie ein Halbleiter-Bolometer dimensioniert werden. Dann ermöglicht es eine um bis zu einer Größenordnung niedrigere äquivalente Rauschleistung NEP_{TFN} des Phononenrauschens.

Der FIR-Spektralbereich ist aus metrologischer Sicht von besonderer Bedeutung. Die Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90) wird an der PTB dargestellt und im Bereich von $-170 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $3000 \text{ }^\circ\text{C}$ auch mit strahlungsthermometrischen Methoden weitergegeben. Insbesondere Quellen, Detektoren und Komponenten für optische „Tiefenormmessungen“ oder Strahlungsnormale für diesen Temperaturbereich müssen aufgrund der temperaturabhängigen Verschiebung der Planckfunktion bis in den FIR-Spektralbereich charakterisiert werden. Das gilt auch für Komponenten, die im Bereich der THz-Radiometrie angewendet werden. Die PTB-Arbeitsgruppe 7.32 „Infrarot-Strahlungsthermometrie“ betreibt hierzu einen FTS-Messplatz mit verringerter Hintergrundstrahlung: die „Reduced Background Calibration Facility“ [12], siehe Kasten „RBCF“.

Für diesen FTS-Messplatz entwickeln die Arbeitsgruppen 7.51 und 7.32 gemeinsam TES-basierte Bolometer, welche die derzeit verwendeten bei $T_{\text{Bad}} = 4,2 \text{ K}$ betriebenen Silizium-Bolometer ersetzen sollen [13]. In Bild 5 ist der Entwurf eines dieser TES-Kompositbolometer dargestellt. Der Absorber wird aus einer resistiven Metallschicht hergestellt, und als Thermistor kommt ein Niob/Aluminium-TES mit Niob-Verdrahtung zum Einsatz. Die Thermistorstruktur besteht aus einer Niob-Schicht, auf



der eine Aluminium-Schicht deponiert wird. Die Aluminiumschicht hat zwei wesentliche Funktionen. Der so genannte Proximity-Effekt zwischen dem bei $T > 1,2$ K normalleitenden Aluminium und dem supraleitenden Niob bewirkt eine Verringerung der Temperatur, bei welcher der resistive Übergang im Thermistor gegenüber den Niob-Zuleitungen auftritt. Ein definierter resistiver Übergang der Thermistorstruktur bei gleichzeitig supraleitenden Zuleitungen ist für die TES-Funktion erforderlich. Des weiteren führt die im Vergleich zu Niob bessere thermische Leitfähigkeit des Aluminiums zu einer Verringerung von thermischen Gradienten über der Thermistor-Struktur, mit dem Ziel, einen „schmalen“ resistiven Übergang zu realisieren. Die thermische Verbindung zu $T_{Bad} = 4,2$ K mit einer definierten Leitfähigkeit G wird über Stege in einer Siliziumnitrid-Membran erzielt.

Das Bild 6 zeigt die $R(T)$ -Kurve einer 20 nm dicken Niob-Dünnschicht, auf der eine ebenfalls 20 nm dicke Aluminium-Schicht deponiert

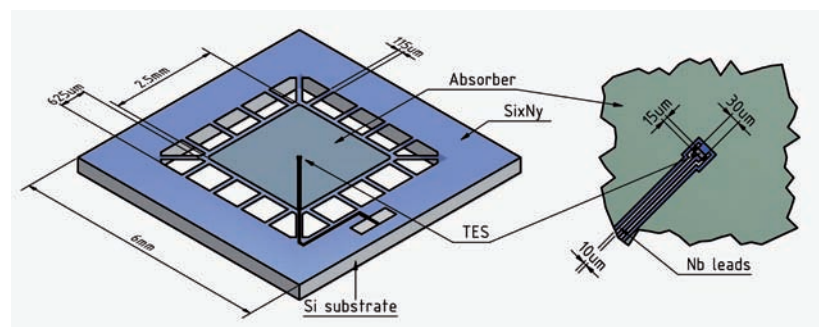


Bild 5: Entwurf eines TES-Kompositbolometers für die Anwendung bei 4,2 K in einem FTS-Messsystem. Als Thermistor wird ein Niob/Aluminium-basierter TES mit Niob-Zuleitungen verwendet. Der Absorber wird aus einer mikrostrukturierten resistiven Metallschicht realisiert. Über Stege in einer Siliziumnitrid-Membran wird die thermische Verbindung zu $T_{Bad} = 4,2$ K realisiert.

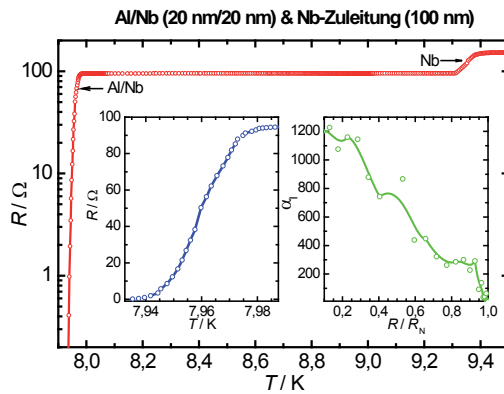


Bild 6: Resistiver Übergang einer Niob/Aluminium-Schicht mit Niob-Zuleitungen. Im Übergangsbereich der Niob/Aluminium-Schicht werden Werte für den normierten Temperaturkoeffizienten $\alpha_1 \approx 200$ bis 1200 erzielt.

wurde. Der resistive Phasenübergang tritt bei $\approx 7,96$ K auf, die Niob-Zuleitungen sind bei dieser Temperatur bereits vollständig supraleitend.

Die Insetts in Bild 6 dokumentieren die Übergangsbreite $\Delta T \approx 35$ mK und den Temperaturkoeffizient $\alpha_1 \approx 500$ bis 1000 im angestrebten Arbeitsbereich von 20 % bis 50 % des normalleitenden TES-Widerstands R_N .

Es ist nunmehr möglich, mit den Gleichungen (1) bis (6) für eine angestrebte TES-Dimensionierung, das heißt für eine maximale Strahlungsleistung $\delta P_{\text{Abs,max}}$ und einen ausgewählten TES-Widerstand R_{TES} sowie den Erwartungswerten für die Übergangstemperatur T_0 und den normierten Temperaturkoeffizienten α_1 das Rauschen eines Niob-Aluminium-TESs zu berechnen. In Bild 7 sind das zu erwartende TES-Stromrauschen sowie das eingangsbezogene Rauschen eines geeigneten SQUID-Stromsensors

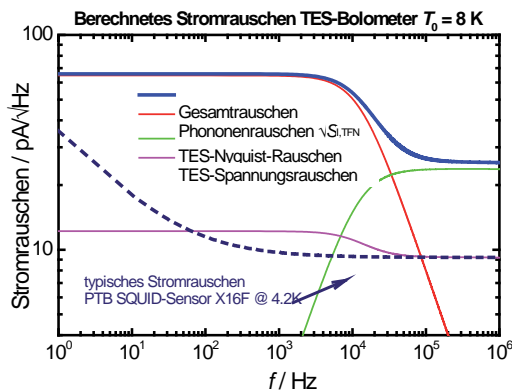


Bild 7: Erwartetes Stromrauschen eines Niob/Aluminium-TESs. Neben dem vom Phononenrauschen hervorgerufenen TES-Stromrauschens tragen zum gesamten TES-Rauschen auch elektrische Rauschbeiträge bei [6]. Als Parameter sind $T_{\text{Bad}} = 4,2$ K, $R_{\text{TES}} = 0,6 \Omega$, die angestrebte maximale Strahlungsleistung des Bolometers $\delta P_{\text{Abs,max}} = 11 \mu\text{W}$ und daraus abgeleitet $G \approx 3 \mu\text{W/K}$ sowie die experimentellen Werte für die Übergangstemperatur $T_0 = 8$ K und den Temperaturkoeffizienten $\alpha_1 = 500$ für die Berechnungen verwendet worden.

für die Auslesung dieses TESs dargestellt.

Die TES-Bolometer für den RBCF-Messplatz sollen primär für den Frequenzbereich 100 GHz bis 3 THz eingesetzt werden. Daraus ergibt sich die Anforderung an eine geeignete Absorberstruktur, Strahlung in diesem Frequenzbereich möglichst hoch und gleichmäßigen zu absorbieren. Dünne resistive Absorberschichten mit einem Schichtwiderstand $R = Z_0/2 = 188 \Omega$ erfüllen diese Forderung. Aus typischen Metallen mit spezifischen Widerständen $\rho \approx 10 \text{ n}\Omega\text{m}$ bis $1000 \text{ n}\Omega\text{m}$ lassen sich solche kontinuierlichen Absorberschichten jedoch nur für sehr geringe Schichtdicken von ~ 1 nm realisieren. Eine Alternative stellen THz-Absorber aus mikrostrukturierten Metallfilmen mit Schichtwiderständen $R \ll Z_0/2$ dar. Die Metallfilme werden derart strukturiert, dass die charakteristischen Strukturdimensionen kleiner als die minimale relevante Wellenlänge sind. Für den Frequenzbereich 100 GHz bis 3 THz sind Absorberstrukturen entworfen worden, die quadratische Gitter- und Ringstrukturen mit Linienbreiten von $3 \mu\text{m}$ und Gitterperioden $p = 20 \mu\text{m}$ bis $50 \mu\text{m}$ kombinieren und mit konventioneller Fotolithographie hergestellt werden können. In Bild 8 ist das Bild eines solchen mikrostrukturierten Metallfilms für $p = 25 \mu\text{m}$ gezeigt

Die spektrale Absorption dieser einlagigen metallischen Metamaterialien im Frequenzbereich 100 GHz bis 3 THz ist numerisch simuliert worden. Die Ergebnisse dieser Simulationen in Bild 9 zeigen, dass die entworfenen Strukturen eine breitbandige Absorption im THz-Bereich aufweisen, die auf wenige Prozent die mit einem kontinuierlichen resistiven Metallschichtabsorber mit $R = 188 \Omega$ maximal mögliche Absorption von 50 % nachbildet. Der wesentliche technologische Vorteil dieser Absorberstrukturen besteht darin, dass sie aus metallischen Dünnschichten mit praktikablen und reproduzierbar herstellbaren Schichtdicken von 10 nm bis 100 nm hergestellt werden können.

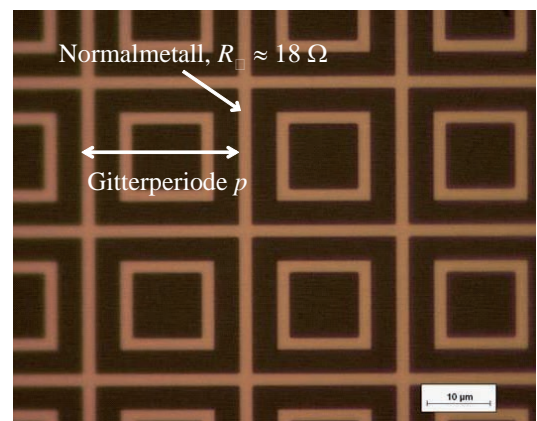


Bild 8: Optische Abbildung eines einlagigen THz-Absorbers aus einer mikrostrukturierten Normalmetallschicht.

5 Zusammenfassung

Mit supraleitenden Thermistoren können Bolometer realisiert werden, die gegenüber konventionellen Halbleiter-Bolometern eine verbesserte Linearität oder bei gleicher Linearität ein niedrigeres Detektorrauschen ermöglichen. Für die Anwendung in der FTS-Messtechnik im FIR- und THz-Spektralbereich sind diese Vorteile bei den typischerweise kleinen Strahlungsleistungen besonders relevant. An der PTB werden Kompositbolometer mit TES-Thermistoren und mikrostrukturierten Metallfilmabsorbern für diesen Spektralbereich entwickelt. Zusammen mit PTB-SQUID-Sensoren und zugehöriger Raumtemperatur-Elektronik werden diese Detektoren für die Untersuchung von optischen Materialeigenschaften im FIR/THz-Bereich eingesetzt.

Literatur

- [1] J. Wei, D. Olaya, B. S. Karasik, S. V. Peverzev, A. V. Sergeev, M. E. Gershenson: Ultrasensitive hot-electron nanobolometers for terahertz astrophysics. *Nature Nanotechnology* **3** (2008), 496–500
- [2] Wayne Holland, Michael MacIntosh, Alasdair Fairley, Dennis Kelly, David Montgomery, David Gostick, Eli Atad-Ettinger, Maureen Ellis, Ian Robson: SCUBA-2: a 10,000-pixel submillimeter camera for the James Clerk Maxwell Telescope. *Proc. SPIE*, Vol. **6275** (2006), 62751E
- [3] W. D. Duncan, R. E. Schwall, K. D. Irwin, J. A. Beall, C. D. Reintsema, W. B. Doriese, H. M. Cho, B. Estey, G. Chattopadhyay, P. Ade, C. Tucker: An Optical System for Body Imaging from a Distance Using Near-TeraHertz Frequencies. *J. Low Temp. Phys.* **151** (2008), 777–783
- [4] W. Holmes, J. M. Gildemeister, P. L. Richards: Measurements of thermal transport in low stress silicon nitride films. *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998), 2250–2252
- [5] H. A. Haus, J. A. Mullen: Quantum Noise in Linear Amplifiers. *Phys. Rev.* **128** (1962), 2407–2413
- [6] K. D. Irwin, G. C. Hilton: Transition-Edge Sensors in Cryogenic Particle Detection ed Ch Enss. *Topics Appl. Phys.* **99** (2005), 63–149 (Berlin Heidelberg: Springer)
- [7] J. Clarke, A. I. Braginski, (eds.): *The SQUID Handbook*. Weinheim: Wiley-VCH, June 2004.
- [8] D. Drung, C. Aßmann, J. Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede, and Th. Schurig: Highly sensitive and easy-to-use SQUID sensors. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** (2007), 699–704
- [9] Magnicon GmbH, Lemsahler Landstraße 171, D-22397 Hamburg, <http://www.magnicon.com/>
- [10] P. S. Griffith, J. A. de Haseth: *Fourier Transform Infrared Spectroscopy*. John Wiley & Sons, New York, 1986
- [11] J. T. Skidmore, J. Gildemeister, A. T. Lee, M. J. Myers, P. L. Richards: Superconducting bolometer for far-infrared Fourier transform spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **82** (2003), 469–471
- [12] C. Monte, B. Gutschwager, S. P. Morozova, J. Hollandt: Radiation Thermometry and Emissivity Measurements Under Vacuum at the PTB. *Int. J. Thermophys.* **30** (2009), 203–219
- [13] J. Beyer, S. Anders, K. D. Irwin, C. Monte: Niobium-based TES-Bolometer for THz Fourier Transform Spectroscopy. Präsentation 13th International Workshop on Low Temperature Detectors, Stanford, USA, July 20–24, (2009)

Quadratische Gitter/Ring Struktur, $w = 3 \mu\text{m}$, $R_{\square} = 18 \Omega$

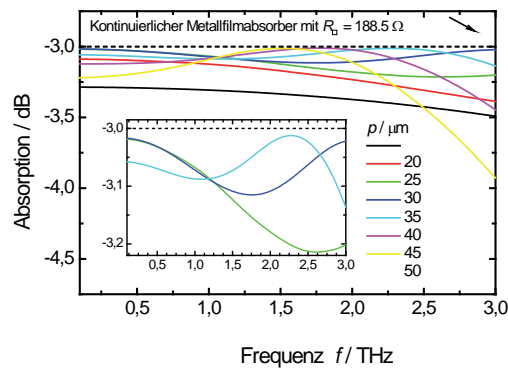


Bild 9:

Ergebnisse der numerischen Simulation der Absorption von THz-Strahlung durch einen Metallfilmabsorber, der wie in Bild 8 abgebildet mikrostrukturiert wurde. Der Parameter p der Periode der quadratischen Gitter- und Ringstrukturen wurde variiert.

Numerische Feldberechnungen für die Dosimetrie bei Feldexpositionen in vitro im THz-Frequenzbereich

Christian Jastrow¹, Thomas Kleine-Ostmann², Thorsten Schrader³

1 Einleitung

Mit der zunehmenden Anzahl von neu auf den Markt kommenden Anwendungen, auf Basis von Terahertz-Strahlung (z. B. im Bereich der Datenübertragung [1] sowie in der Spektroskopie, Qualitäts- und Sicherheitskontrolle [2]), stellt sich die Frage nach dem Gesundheitsschutz in nicht-ionisierenden elektromagnetischen Feldern auch im Sub-Millimeterwellenbereich [3]. Auch in diesem Frequenzbereich ist es, wie bei den vielfältig verwendeten niedrigeren Frequenzen, nach wie vor unklar, ob nicht-ionisierende Strahlung mit Leistungsdichten unterhalb der thermischen Schädigungsgrenze nachteilige Wirkungen auf lebende Organismen haben kann. Die Internationale Strahlenschutzkommission (International Commission for Non-Ionizing Radiation Protection – ICNIRP) limitiert die Leistungsflussdichte für die allgemeine Exposition der Bevölkerung für den Frequenzbereich zwischen 2 GHz und 300 GHz auf 1 mW/cm^2 [4, 5, 6]. Der Grenzwert basiert auf der thermischen Schädigungsgrenze, die ausführlich bisher nur im Mikrowellenfrequenzbereich untersucht wurde. Oberhalb von 300 GHz existieren bisher keine Grenzwerte für die allgemeine Exposition der Bevölkerung. Existierende Sicherheitsgrenzwerte beziehen sich nur auf Laserstrahlung und liegen abhängig von der Art der Laserquelle im Bereich zwischen 1 mW/cm^2 und 100 mW/cm^2 [7]. Eine frühe Studie von Berry et al. [8] zeigt, dass die Exposition von Menschen in den seinerzeit vorhandenen bildgebenden THz-Systemen üblicherweise deutlich unterhalb von 1 mW/cm^2 liegt. Dennoch werden nicht-thermische Effekte von nicht-ionisierender Strahlung nach wie vor kontrovers diskutiert. Für den THz-Frequenzbereich liegt bisher nur eine umfassende Studie vor [9]. Korenstein-Ilan et al. [10] haben eine erhöhte genomische Instabilität in menschlichen Lymphozyten bei Exposition mit Strahlung bei 100 GHz weit unterhalb des Grenzwertes ($0,031 \text{ mW/cm}^2$ im Zellmedium) gefunden. Initiiert vom Bundesamt für Strahlenschutz werden deshalb

Feldexpositionsexperimente durchgeführt, um mögliche genotoxische Effekte von THz-Strahlung in vitro zu untersuchen [11]. Unter definierten Umweltbedingungen werden zwei verschiedene Hautzelllinien kontinuierlicher Strahlung aus verschiedenen Quellen bei einzelnen Frequenzen zwischen 100 GHz und 2,52 THz ausgesetzt. Die Zellcontainer werden mit Freiraumstrahlungsdichten zwischen $0,1 \text{ mW/cm}^2$ und 2 mW/cm^2 , rückgeführt auf die SI-Einheiten gemessen [12], exponiert. Um die Belastung der lebenden Zellen quantifizierbar und verlässlich bewerten zu können, ist es notwendig, den SAR-Wert in einer Monolage aus Zellen bedeckt vom Kulturmedium im Zellcontainer zu bestimmen. In diesem Beitrag zeigen wir erste dosimetrische Berechnungen, die dazu dienen, den Leistungseintrag in die Zellschicht zu quantifizieren. Die numerischen Berechnungen wurden auf Basis der Finiten-Integral-Methode mit dem Programm CST Microwave Studio [13] durchgeführt. Ein detailliertes geometrisches Modell des Probencontainers und realistische dielektrische Materialeigenschaften werden verwendet, um verlässliche SAR-Werte bei 100 GHz zu bekommen. Die Resultate zeigen, dass Erwärmungseffekte bei der Bewertung der Feldexpositionsergebnisse nicht vernachlässigt werden können, wenn mit höheren Leistungsflussdichten deutlich oberhalb des Grenzwertes exponiert wird. Der berechnete Wärmeeintrag ist in guter Übereinstimmung mit dem Temperaturprofil, wie es während der Expositionen mit einem faseroptischen Thermometer gemessen wurde.

2 Feldexpositionsexperimente

Da die Eindringtiefe der Strahlung bei 100 GHz bereits deutlich unterhalb von 1 mm liegt [9], werden in dem hier beschriebenen Projekt mit Keratinozyten (human adult low calcium temperature keratinocyte cell line – HaCaT) und Fibroblasten (human primary dermal fibroblasts – HDF) zwei menschliche Hautzelltypen exponiert. Die Zellen werden in einem geeigneten Kulturmedium (Dulbecco's Modified Eagle Me-

¹ Christian Jastrow, PTB-Arbeitsgruppe „Elektromagnetische Felder“, E-Mail: christian.jastrow@ptb.de

² Dr. Thomas Kleine-Ostmann, Leiter der PTB-Arbeitsgruppe „Elektromagnetische Felder“, E-Mail: thomas.kleine-ostmann@ptb.de

³ Dr. Thorsten Schrader, Leiter des PTB-Fachbereichs „Hochfrequenz und Felder“, E-Mail: thorsten.schrader@ptb.de

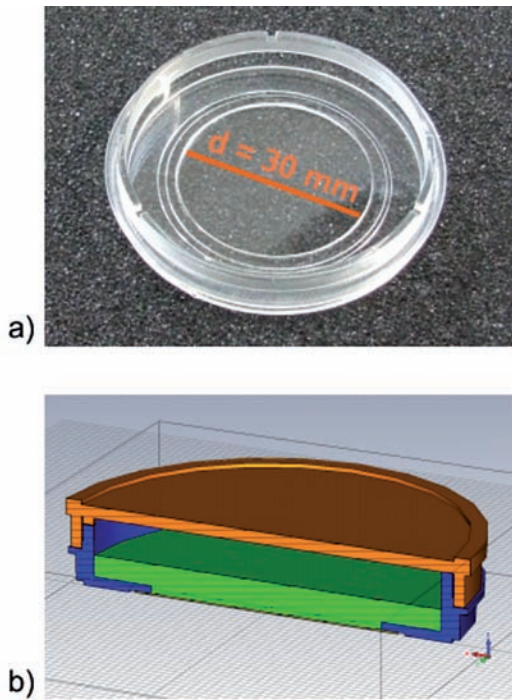


Bild 1:

- a) Probenbehälter für Feldexpositionsexperimente (ohne Deckel).
 b) Computermodell (CST Microwave Studio) für SAR-Berechnungen in einem Zellkontainer, der mit Kulturmedium (grün) gefüllt ist.

dium – DMEM) in speziell für die Expositionen hergestellten Probencontainern (ibidi GmbH, siehe Bild 1) kultiviert und exponiert. Der Boden der Schale besteht aus einer 200 μm dicken Folie, die im genutzten Frequenzbereich aufgrund der niedrigen dielektrischen Verluste nahezu transparent ist. Die Zellen werden auf der Folie in der Mitte des Behälters in einem kreisrunden Bereich mit einem Durchmesser von 12 mm als Monolayer ausgesät und von unten in einem modifizierten Inkubator bestrahlt. Die Exposition erfolgt bei sechs verschiedenen Frequenzen von 106 GHz, 130 GHz, 380 GHz, 604 GHz, 1630 GHz und 2520 GHz, die so ausgewählt wurden, dass sowohl die Resultate der vorherigen Studie verifiziert als auch größere Bereiche des THz-Frequenzbereiches abgedeckt werden können. Für die Bestrahlung der Probenbehälter in einem Gaußstrahl mit einer Halbbreite von 2 cm (full width half maximum) kommen vier verschiedene THz-Strahlungsquellen zum Einsatz: eine Frequenzvervielfacherkaskade bei 106 GHz, ein Gunn-Oszillator bei 130 GHz, ein Rückwärtswellengenerator (Carcinotron) bei 380 GHz und ein Ferninfrarot-Gaslasers bei 604 GHz, 1,63 THz und 2,52 THz. Für jede Quelle werden drei verschiedene Leistungsflussdichten für die Exposition unterhalb ($0,1 \text{ mW}/\text{cm}^2$), bei ($1 \text{ mW}/\text{cm}^2$) und oberhalb des Grenzwertes ($2 \text{ mW}/\text{cm}^2$) eingestellt. Alle Leistungsflussdichten werden rückführbar auf die SI-Einheiten gemessen, um

eine präzise und zuverlässige Bestimmung der Exposition zu ermöglichen. Die Messungen wurden zunächst mit Hilfe eines Bolometers durchgeführt, das in der PTB in Berlin vor einem Schwarzkörperstrahler kalibriert wurde [12]. Später wurden anstelle des Bolometers ein gasdruckbasierter Membransensor der Firma Thomas Keating Ltd. [14] (rückführbar über die Messung einer Wechsellspannung) und ein pyro-elektrischer Detektor (rückführbar durch Kalibrierung mit einem Substitutionskryoradiometer [15]) verwendet, um die Zuverlässigkeit der Messung zu erhöhen.

Während der Exposition befinden sich die Probencontainer in einer $36 \text{ }^\circ\text{C}$ warmen 5 %-igen CO_2 -Atmosphäre, um einer leichten Temperaturerhöhung infolge der Bestrahlung mit elektromagnetischen Wellen Rechnung zu tragen (ideale Lagertemperatur: $37 \text{ }^\circ\text{C}$) und die Zellen somit in einem physiologisch günstigen Temperaturbereich zu halten. Alle experimentellen Parameter werden während der Exposition permanent aufgezeichnet. Zwei unterschiedliche Expositionszeiten von 2 h und 8 h wurden gewählt. Als biologischer Endpunkt für Strangbrüche wird der Comet Assay verwendet [16], um unter anderem die Ergebnisse der europäischen Studie *THz-Bridge* [9] verifizieren zu können, während der Mikrokerntest zur Suche nach möglichen aneugenen und klastogenen Effekten eingesetzt wird [17]. Die Aussagekraft der Ergebnisse wird durch Positivkontrollen, Sham-Expositionen und eine verblindete Versuchsdurchführung gewährleistet. Um statistisch signifikante Ergebnisse zu erhalten, werden nach einer ersten Probereihe, bei der die genauen Versuchsparameter festgelegt wurden, drei unabhängige Versuchsreihen durchgeführt. Aus jedem exponierten Zellcontainer werden dabei zwei Proben für die Auswertung der Endpunkte genommen.

3 Dosimetrische Berechnungen

Erste dosimetrische Simulationen zur Ermittlung des Leistungseintrags in die Zellschicht wurden mit Hilfe der Finiten-Integral-Methode, implementiert im Programm CST Microwave Studio [13], durchgeführt. Aufgrund der im Vergleich zur Ausdehnung des Probenbehälters kleinen Freiraumwellenlänge der THz-Strahlung, die von 3 mm bei 100 GHz bis hin zu 0,119 mm bei 2,52 THz reicht, und der daraus resultierenden immensen Anzahl an erforderlichen Diskretisierungsschritten sind die Berechnungen durch Speicher- und Rechenzeitressourcen begrenzt. Mit acht 3,2 GHz schnellen CPU-Kernen und 64 GByte RAM sind die Berechnungen auf ungefähr 140 Millionen Voxel beschränkt. Sowohl die Feld- als auch die SAR-Berechnungen unseres 33 Millionen Voxel großen Modells dauern mehrere Tage. Aus diesem Grund liegen erste

Berechnungen derzeit nur für eine Frequenz von 100 GHz, in der unmittelbaren Nähe der untersten Expositionsfrequenz, vor. Aufgrund von Beschränkungen im Programm musste die Anregung dahingehend vereinfacht werden, dass die Bestrahlung von unten mit einer homogenen ebenen Welle konstanter Leistungsflussdichte erfolgt. Das dreidimensionale Modell des Probenbehälters ist in Bild 1 b) gezeigt. Sowohl für die Zellschicht als auch für das DMEM-Kulturmedium werden gleiche dielektrische Eigenschaften angenommen, die an der TU Braunschweig mit Hilfe der THz-Zeitbereichsspektroskopie [18] zu $\epsilon_r = 5,98$ und $\tan \delta = 1,83$ bestimmt wurden. Schale, Bodenfolie und Deckel wurden mit Hilfe der Herstellerangaben für 100 GHz modelliert (Schale: $\epsilon_r = 2,28$ und $\tan \delta = 0,0001$, Folie: $\epsilon_r = 2,34$ und $\tan \delta = 0,005$, Deckel: $\epsilon_r = 3$ und $\tan \delta = 0,01$). Für die Temperatursimulationen wurden in lateraler Ausdehnung des Behälters offene Randbedingungen gewählt, da dieser in der Halterung seitlich von wärmeisolierendem Rohacell™ (ein elektrisch neutraler Hartschaum) umgeben ist. Im Gegensatz dazu werden Boden und Deckel des Probencontainers entweder mit offenen oder mit isothermen Randbedingungen modelliert, die entweder einer guten thermischen Isolierung oder einer guten Wärmeübertragung durch Konvektion der umgebenden Luft entsprechen. Beide Optionen stellen Extreme dar und liefern Best- bzw. Worst-Case-Abschätzungen, da die reale thermische Ankopplung der Proben an die Umgebung im Inkubator unbekannt ist.

Die berechneten SAR-Verteilungen sind jedoch in beiden Fällen identisch und somit konsistent mit der Definition der spezifischen Absorptionsrate, die lediglich die Absorption der einfallenden Leistung beschreibt. Bild 2 und Bild 3 zeigen die SAR-Verteilung bei 100 GHz in zwei verschiedenen Schnittebenen nach Bestrahlung der Probencontainer von unten mit einer homogenen Welle mit einer Leistungsflussdichte von 10 mW/cm^2 . Die errechneten Ergebnisse basieren auf quadratischen Mittelwerten über sehr kleine Raumbereiche mit Masselementen von $0,001 \text{ g}$.

Bild 3: Ergebnis der SAR-Berechnung in der Zellschicht (Mittelung über $0,001 \text{ g}$) bei 100 GHz und Anregung mit einer ebenen Welle, die sich mit einer Leistungsflussdichte von 10 mW/cm^2 in z-Richtung ausbreitet. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Mitte des Probencontainers. Die Ergebnisse unterscheiden sich für isotherme und offene Randbedingungen nicht.

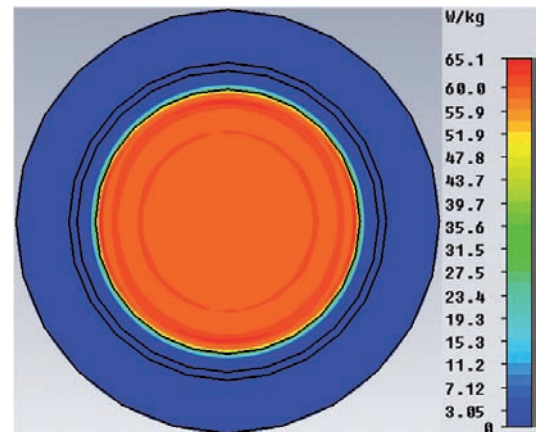
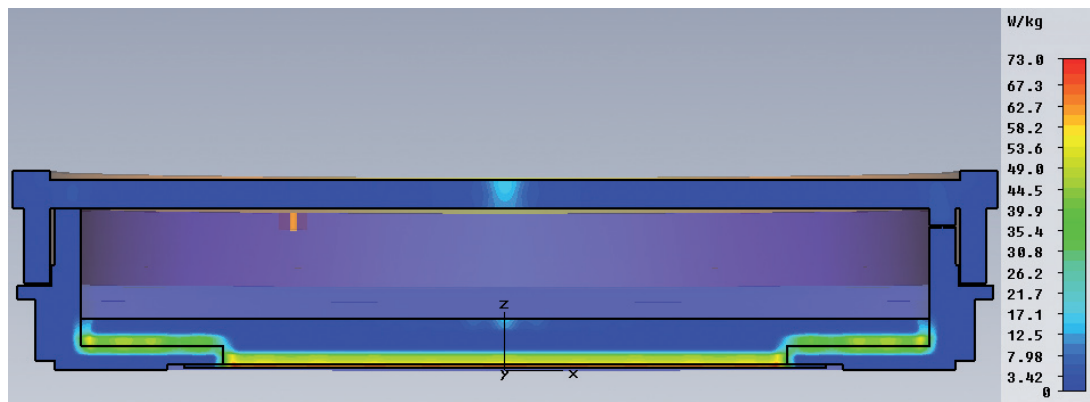


Bild 2: Ergebnis der SAR-Berechnung in der Zellschicht (Mittelung über $0,001 \text{ g}$) bei 100 GHz und Anregung mit einer ebenen Welle, die sich mit einer Leistungsflussdichte von 10 mW/cm^2 senkrecht zur Zeichenebene ausbreitet. Die Schnittebene liegt $100 \mu\text{m}$ oberhalb des Bodens. Die Ergebnisse unterscheiden sich nicht für isotherme und offene Randbedingungen.

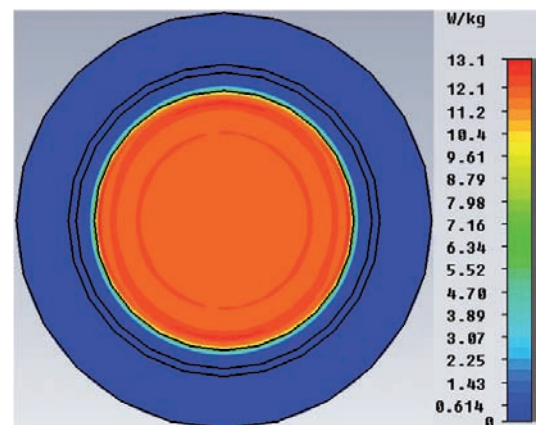


Bild 4: Ergebnis der SAR-Berechnung in der Zellschicht (Mittelung über $0,001 \text{ g}$) bei 100 GHz und Anregung mit einer ebenen Welle, die sich mit einer Leistungsflussdichte von 2 mW/cm^2 in senkrecht zur Zeichenebene ausbreitet. Die Schnittebene liegt $100 \mu\text{m}$ oberhalb des Bodens. Die Ergebnisse unterscheiden sich nicht für isotherme und offene Randbedingungen.

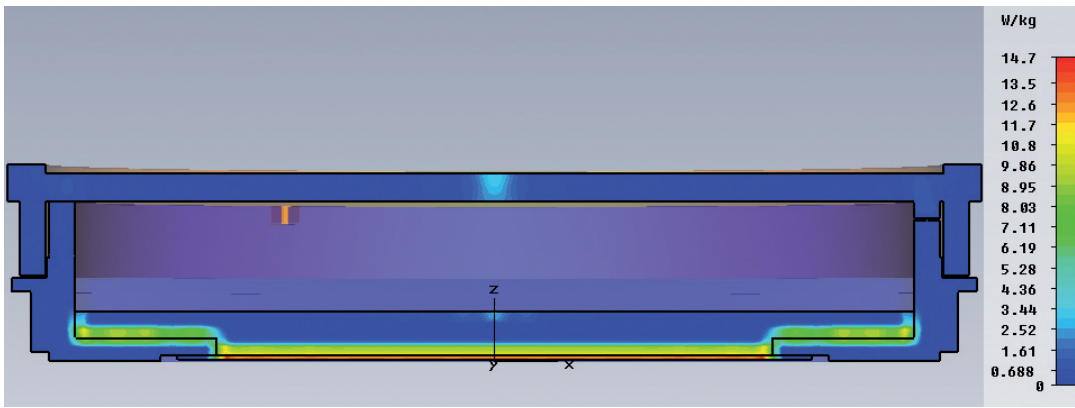


Bild 5: Ergebnis der SAR-Berechnung in der Zellschicht (Mittelung über 0,001 g) bei 100 GHz und Anregung mit einer ebenen Welle, die sich mit einer Leistungsflussdichte von 2 mW/cm² in z-Richtung ausbreitet. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Mitte des Probenkontainers. Die Ergebnisse unterscheiden sich für isotherme und offene Randbedingungen nicht.

Für diese Anregung ergibt sich ein maximaler SAR-Wert von 66,3 W/kg in der Zellschicht. Da dies weit oberhalb des Wertes von 2 W/kg liegt, von dem bei niedrigeren Frequenzen angenommen wird, dass er gerade noch vernachlässigbare Erwärmungen bei Teilkörperexposition erzeugt [4], erwarten wir eine nicht zu vernachlässigende Erwärmung der Zellen bei dieser Leistungsflussdichte. Feldexpositionsexperimente oberhalb des Leistungsflussdichtegrenzwertes wurden deshalb bei 2 mW/cm² durchgeführt, um auszuschließen, dass mögliche thermische Effekte den Ausgang der Experimente beeinflussen. Bild 4 und Bild 5 zeigen die SAR-Berechnungen für diese Leistungsflussdichte. Der maximale SAR-Wert ist jetzt auf 13,34 W/kg reduziert. Innerhalb der numerischen Genauigkeit skaliert der maximale

SAR-Wert erwartungsgemäß linear mit der angelegten Leistungsflussdichte.

Im Gegensatz zur spezifischen Absorptionsrate hängt die Erwärmung im Probenbehälter selbstverständlich stark von den thermischen Randbedingungen an Boden und Deckel ab. Bild 6 zeigt die Temperaturverteilung im Querschnitt im Falle isothermer Randbedingungen, wogegen Bild 7 die Simulationsergebnisse unter Verwendung offener Randbedingungen zeigt. In beiden Fällen wurde das Modell mit einer Leistungsflussdichte von 2 mW/cm² angeregt. Wie zu erkennen ist, variiert die maximale Temperaturerhöhung dabei je nach Güte der thermischen Ankopplung an die Umgebung zwischen 0,38 K und 1,85 K, wobei die Inkubator- bzw. Hintergrundtemperatur zu 36 °C angenommen wurde.

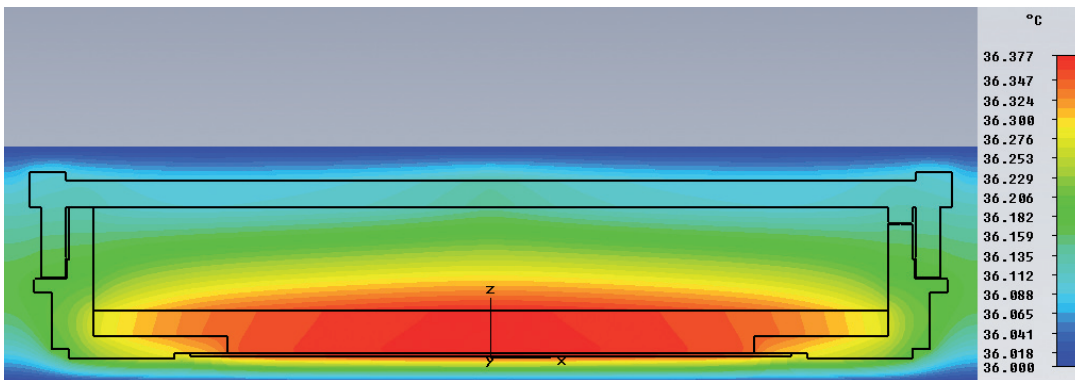


Bild 6: Ergebnis der Berechnung der Temperaturverteilung bei 100 GHz in dem Zellkontainer für Anregung mit einer ebenen Welle, die sich mit einer Leistungsflussdichte von 2 mW/cm² in z-Richtung ausbreitet. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Mitte des Probenkontainers. Oberhalb und unterhalb des Probenkontainers wurden isotherme Randbedingungen gewählt.

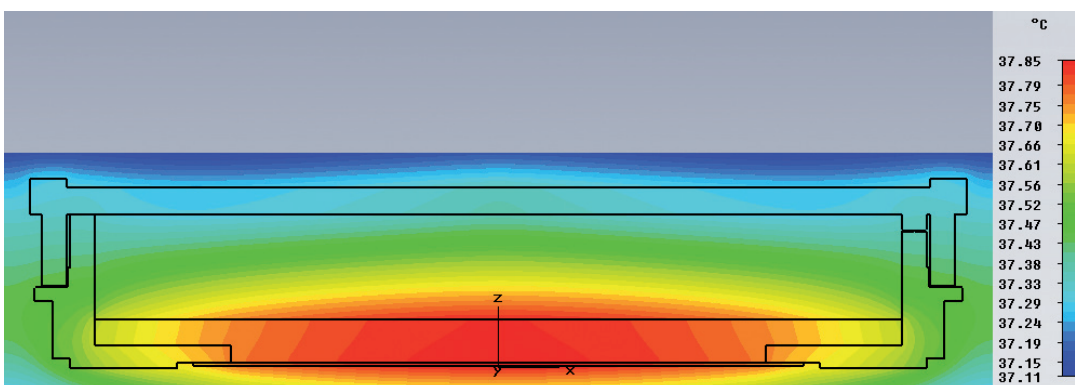
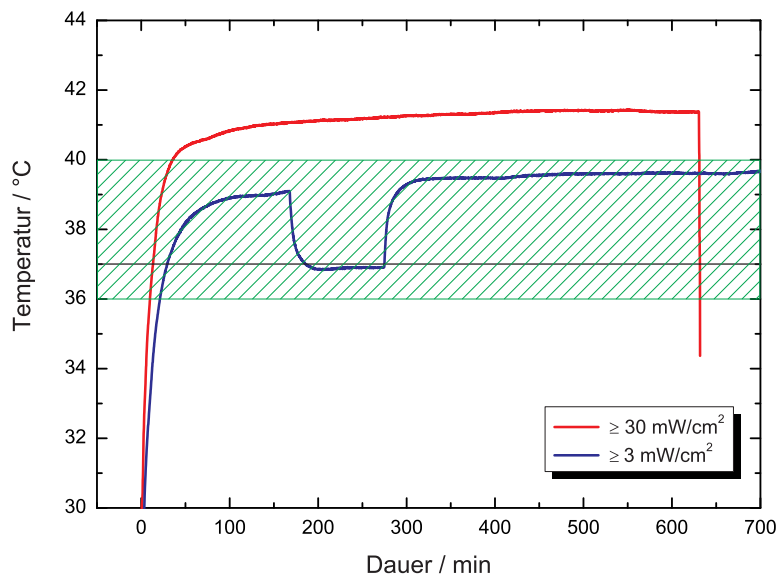


Bild 7: Ergebnis der Berechnung der Temperaturverteilung bei 100 GHz in dem Zellkontainer für Anregung mit einer ebenen Welle, die sich mit einer Leistungsflussdichte von 2 mW/cm² in z-Richtung ausbreitet. Gezeigt ist ein Querschnitt durch die Mitte des Probenkontainers. Oberhalb und unterhalb des Probenkontainers wurden offene Randbedingungen gewählt.

4 Verifikationsmessungen

Um die Vorhersagen des Modells zu verifizieren, wurden während der Exposition Messungen des zeitlichen Temperaturverlaufs im Nährmedium mit einem metallfreien elektrooptischen Thermometer Fotemp4 (OptoCon, Dresden, Germany) und einem Sensor TK5/2 (0,55 mm Durchmesser) durchgeführt, welches auch schon in einem ähnlichen Kontext verwendet wurde [18]. Bild 8 zeigt die Zeitverläufe, die für zwei verschiedene Leistungsflussdichten von mindestens 30 mW/cm^2 und 3 mW/cm^2 gemessen wurden. Die Inkubator Temperatur war in diesem Fall auf 37°C eingestellt. Beide Messungen zeigen, dass sich das Nährmedium bis zu einem von der Leistungsflussdichte abhängigen Stationärwert oberhalb der Inkubator Temperatur erwärmt. Bei der Exposition mit 3 mW/cm^2 wurde der THz-Strahl zeitweise geblockt, was zu einem Abfall der Proben Temperatur bis herab zur Inkubator Temperatur führte.

In Bild 8 ist der akzeptable Temperaturbereich zwischen 36°C und 40°C , für den keine negativen Auswirkungen auf das Zellwachstum zu erwarten sind, als schraffierter Bereich markiert. Der Verlauf in Bild 8 zeigt eine relativ geringe Temperatur unterhalb von 30°C zu Beginn des Experiments, was auf den Transport des Behälters von einem anderen Brutschrank zur Expositions-kammer und der Befestigung des Sensors zurückzuführen ist. Es zeigt sich, dass die Bestrahlung mit einer Leistungsflussdichte von 30 mW/cm^2 zu einer Überhitzung der Zellen während der Exposition führt, wohingegen die Temperaturerhöhung bei 3 mW/cm^2 noch im akzeptablen Bereich bleibt. Bei einer Exposition mit einer Leistungsflussdichte von 3 mW/cm^2 wird ein stationärer Endwert erreicht, der etwa $2,5 \text{ K}$ über der Inkubator Temperatur liegt. Der Vergleich mit den in Bild 6 und Bild 7 dargestellten Berechnungen zeigt die Gültigkeit des Modells.



5 Zusammenfassung

In diesem Beitrag haben wir den experimentellen Aufbau, den Arbeitsplan und erste Resultate dosimetrischer Berechnungen für eine umfassende Studie des Bundesamtes für Strahlenschutz (BfS) zu möglichen gentoxischen Effekten von THz-Strahlung vorgestellt. Die dosimetrischen Berechnungen zeigen, dass SAR-Werte bis zu $13,34 \text{ W/kg}$ und eine Erwärmung der Proben um bis zu $1,85 \text{ K}$ möglich sind, wenn die Exposition der Probencontainer mit 2 mW/cm^2 beim doppelten Grenzwert erfolgt. Die tatsächliche Erwärmung wird vermutlich etwas geringer ausfallen, da zum einen aufgrund der Luftkonvektion innerhalb des Inkubators von einer relativ guten thermischen Kopplung ausgegangen werden muss und zum anderen der Energieeintrag durch den für die Expositionen verwendeten Gaußstrahl niedriger ist als bei einer Anregung mit einer homogenen ebenen Welle gleicher Feldstärke. Temperaturmessungen in dem Kulturmedium während der Exposition zeigen, dass unser dosimetrisches Modell realistische Resultate liefert. Zur Zeit finden nach wie vor Feldexpositionen statt. Die Ergebnisse der Studie werden zum Herbst 2010 erwartet und auf einem internationalen Abschlusssseminar Anfang Dezember im Hörsaal der PTB Braunschweig vorgestellt.

Danksagung

Die Autoren möchten sich bei dem Projektteam bedanken, das eng zusammenarbeitet, um die Feldexpositionsversuche durchzuführen: B. Heinen, K. Baaske, und M. Koch vom Institut für Hochfrequenztechnik der TU Braunschweig (M. Koch: jetzt Philipps-Universität Marburg) für die Durchführung der Feldexpositionsexperimente oberhalb von 600 GHz und H. Hintzsche und H. Stopper vom Lehrstuhl für Toxikologie der Universität Würzburg sowie U. Kärst and J. Wehland vom Helmholtz-Zentrum für Infektionsforschung in Braunschweig für Bereitstellung und Auswertung der biologischen Proben.

Weiterhin möchten sich die Autoren bei E. Schmid vom Institut für Zellbiologie der Universität München und bei A. Enders vom Institut für Elektromagnetische Verträglichkeit der TU Braunschweig für die wissenschaftliche Unterstützung bedanken.

Bild 8: Messungen der zeitabhängigen Temperatur des Kulturmediums für zwei verschiedene Leistungsflussdichten von mindestens 30 mW/cm^2 und 3 mW/cm^2 während der Exposition gemessen mit einem faseroptischen Halbleitertemperaturmessgerät. Bei der Exposition mit 3 mW/cm^2 wurde der THz-Strahl zeitweise geblockt. Der schraffierte Bereich markiert den akzeptablen Temperaturbereich, in dem keine negativen Auswirkungen auf das Zellwachstum zu erwarten sind.

Literatur

- [1] Piesiewicz, R., Kleine-Ostmann, T., Krumbholz, N., Mittleman, D., Koch, M., Schöbel, J., and Kürner, T.: Short-Range Ultra Broadband Terahertz Communications: Concept and Perspectives. *IEEE Antennas & Propagation Magazine* **49** (2007), 24–39
- [2] Siegel, P. H.: THz Technology. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 50th Anniversary Issue **50** (2002), 910–928
- [3] Kleine-Ostmann, T., Münter, K., Spitzer, M., and Schrader, T.: The electromagnetic environment above 100 GHz: Electromagnetic compatibility, personal safety and regulation issues, Joint 31st International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 14th IEEE International Conference on THz Electronics (IRMMW-THz 2006), Shanghai, China, 2006
- [4] ICNIRP Guidelines for limiting exposure to time varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz). *Health Phys.* **74** (1998), 494–522
- [5] Physical Agents Directive 2004/40/EC: Directive of the European Parliament and of the Council on the minimum health and safety requirements regarding the exposure of workers to the risks arising from physical agents (electromagnetic fields), 2004
- [6] NiSG-Gesetz zum Schutz vor nichtionisierender Strahlung bei der Anwendung am Menschen (NiSG). *Bundesgesetzblatt Jahrgang 2009, Teil I Nr. 49* (2009), 2433–2435
- [7] ANSI Z136.1-2007, American National Standard for Safe Use of Lasers, 2007
- [8] Berry, E., Walker, G. C., Fitzgerald, A. J., Zinov'ev, N. N., Chamberlain, M., Smye, S. W., Miles, R. E., and Smith, M. A.: Do in-vivo terahertz imaging systems comply with safety guidelines? *J. Laser Appl.* **15** (2009), 192–198
- [9] THz-Bridge: Tera-Hertz radiation in Biological Research, Investigation on Diagnostics and study of potential Genotoxic Effects. Final Report, <http://www.frascati.enea.it/THz-BRIDGE>, 2004
- [10] Korenstein-Ilan, A., Barbul, A., Hasin, P., Eliran, A., Gover, A., and Korenstein, R.: Terahertz Radiation Increases Genomic Instability in Human Lymphocytes. *Rad. Research*, **170** (2008), 224–234
- [11] Kleine-Ostmann, T., Jastrow, C., Salhi, M., Schrader, T., Hintzsche, H., Stopper, H., Kärst, U., Heinen, B., Baaske, K., and Koch, M.: In Vitro Field Exposition of Skin Cells between 100 GHz and 2.52 THz. *Proceedings of the 34th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2009)*, Busan, Korea, 2009
- [12] Kleine-Ostmann, T., Schrader, T., Bieler, M., Siegner, U., Monte, C., Gutschwager, B., Hollandt, J., Steiger, A., Werner, L., Müller, R., Ullm, G., Pupeza, I., and Koch, M.: THz Metrology. *Frequenz (special issue on Terahertz Technologies and Applications)* **62** (2008), 137–148
- [13] CST Microwave Studio, <http://www.CST.de/>, 2009.
- [14] Thomas Keating Instruments, <http://www.terahertz.co.uk/>, 2009.
- [15] Werner, L., Hübers, H.-W., Meindl, P., Müller, R., Richter, H., and Steiger, A.: Towards traceable radiometry in the terahertz region. *Metrologia* **46** (2009), 160–164
- [16] Singh, N. P., McCoy, M. T., Tice, R. R., and Schneider, E. L.: A simple technique for quantitation of low levels of DNA damage in individual cells. *Exp. Cell Res.* **175** (1988), 184–191
- [17] Matter, B. and Schmid, W.: Trenimon-induced chromosomal damage in bone-marrow cells of six mammalian species, evaluated by the micronucleus test. *Mutat. Res.* **12** (1971), 417–425
- [18] Pupeza, I., Wilk, R., and Koch, M.: Highly Accurate Optical Material Parameter Determination with THz Time Domain Spectroscopy. *Optics Express* **15** (2007), 4335–4350
- [19] Schrader, T., Münter, K., Kleine-Ostmann, T., and Schmid, E.: Spindle Disturbances in Human-Hamster Hybrid (AL) Cells Induced by Mobile Communication Frequency Range Signals. *Bioelectromagnetics* **29** (2008), 626–639

Messtechnische Charakterisierung von Übertragungskanälen bei 300 GHz

Sebastian Priebe¹, Christian Jastrow², Thomas Kleine-Ostmann³, Thorsten Schrader⁴

1 Terahertz-Kommunikation

Die vergangenen Jahre haben einen zuvor nie da gewesenen Schub in der Entwicklung und dem Einsatz drahtloser Kommunikationstechnik erlebt. Die Flexibilität der Drahtloskommunikation ermöglicht eine Vielzahl neuer Anwendungen in unserer zunehmend von der Übertragung und Verarbeitung von Informationen geprägten Gesellschaft. Durch das verstärkte Aufkommen neuartiger ultrabreitbandiger Multimediaanwendungen geht das generelle Interesse an Mobilkommunikation einher mit einem stetig steigenden Bedarf an höheren Datenraten. Diese haben sich in den letzten drei Jahrzehnten alle 18 Monate verdoppelt, so dass die Geschwindigkeit nomadischer Anwendungen die Kapazität drahtgebundener Kommunikationssysteme bald erreichen und überholen wird [1]. Die Extrapolation der exponentiellen Zunahme drahtloser Übertragungskapazitäten während der vergangenen Jahre führt schnell zu der Einsicht, dass bereits in 10 Jahren Datenraten von etwa 15 GBit/s benötigt werden. Trotz intensiver Bemühungen, die spektrale Effizienz digitaler Modulationsverfahren weiter zu steigern, wird es zunehmend schwierig, den steigenden Bedarf an hohen Datenraten zu erfüllen, zumal es inzwischen nicht mehr gelingt, genügend freie Bandbreite im Frequenzverteilungsplan unterzubringen, der derzeit die Nutzung der Frequenzen bis 275 GHz regelt [2]. Aufgrund der Existenz atmosphärischer Übertragungsfenster im unteren THz-Frequenzbereich bei 300 GHz, 350 GHz, 410 GHz, 670 GHz und 850 GHz ist zu erwarten, dass Trägerfrequenzen von 300 GHz und darüber hinaus für Kommunikationsanwendungen genutzt werden, sobald die erforderliche Technologie für effiziente, hochbitratige Datenübertragungen in diesem Frequenzbereich verfügbar ist [3]. Die fortschreitenden technologischen Entwicklungen auf dem Gebiet der THz-Kommunikation werden durch erste Standardisierungsaktivitäten im unteren THz-Frequenzbereich begleitet [2]. Um die Nutzungsmöglichkeiten des THz-Bandes für die

drahtlose Kommunikation auszuloten, wurde 2007 die IEEE802.15 Terahertz Interest Group gegründet. Derzeit befasst sich das wissenschaftliche Komitee dieser Arbeitsgruppe sowohl mit einem Überblick technologischer Trends als auch mit Kanalmodellen und arbeitet der Weltfunkkonferenz der Internationalen Fernmeldeunion (International Telecommunication Union – ITU) im Bereich der andauernden Diskussion um die Frequenzzuweisung jenseits von 275 GHz zu.

Bei der THz-Kommunikation sind nicht nur generelle systembedingte sondern auch technologische Hürden zu überwinden, die bisher den Einsatz von THz-Trägerwellen verhindert haben. Eine Übertragungsstrecke in diesem Frequenzbereich beruht auf einem quasi-optischen Ausbreitungspfad, wobei extrem hohe Übertragungsdämpfungen auftreten. Die Dämpfung zwischen Sender und Empfänger aufgrund der Dissipation der abgestrahlten Energie im Raum wird nach der Friesschen Formel durch den Freiraumverlust

$$\alpha_F = \left(\frac{c}{4\pi r f} \right)^2$$

beschrieben, wobei c die Lichtgeschwindigkeit, f die Frequenz der elektromagnetischen Welle und r die Distanz zwischen Sender und Empfänger ist [4]. Während sich für ein typisches Telefonat im Mobilfunkstandard GSM 900 über eine Distanz von 300 m zur Basisstation ein Wert von 81 dB ergibt, und eine WLAN-Verbindung über 20 m bei 2,4 GHz eine Dämpfung von 66 dB aufweist, erzeugt eine bei 300 GHz typisch zu überbrückende Innenraumdistanz von 10 m bereits eine Streckendämpfung von 102 dB. Zusätzlich zur Freiraumdämpfung erhöhen infrarotaktive Moleküle in der Atmosphäre, insbesondere das stark polare H₂O-Molekül des Wasserdampfs, die Gesamtdämpfung einer Übertragungsstrecke zwischen Sender und Empfänger. Bild 1 zeigt die gesamte Streckendämpfung als Funktion der Frequenz und der Distanz. Aufgrund der atmosphärischen Dämpfung lassen sich die erwähnten Transmissionsfenster mit minimaler Dämpfung bei 300 GHz, 350 GHz, 410 GHz,

¹ Sebastian Priebe, Diplomarbeit in der PTB-Arbeitsgruppe „Elektromagnetische Felder“, jetzt am Institut für Nachrichtentechnik der TU Braunschweig, E-Mail: priebe@ifn.ing.tu-bs.de

² Christian Jastrow, PTB-Arbeitsgruppe „Elektromagnetische Felder“, E-Mail: christian.jastrow@ptb.de

³ Dr. Thomas Kleine-Ostmann, Leiter der PTB-Arbeitsgruppe „Elektromagnetische Felder“, E-Mail: thomas.kleine-ostmann@ptb.de

⁴ Dr. Thorsten Schrader, Leiter des PTB-Fachbereichs „Hochfrequenz und Felder“, E-Mail: thorsten.schrader@ptb.de

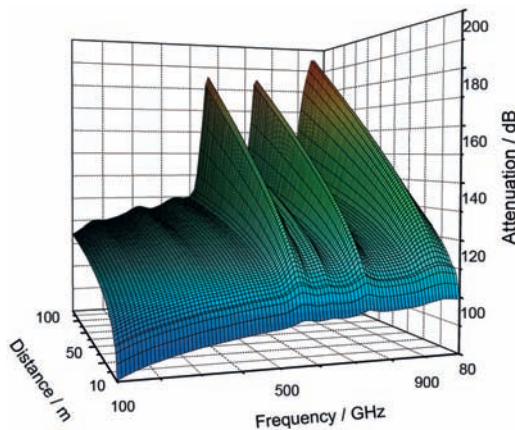


Bild 1: Dämpfung zwischen Sender und Empfänger, aufgetragen über Frequenz und Distanz, zusammengesetzt aus Freiraumdämpfung und atmosphärischer Dämpfung aufgrund polarer Moleküle.

670 GHz und 850 GHz identifizieren [3]. Für Außenumgebungen können weitere erhebliche Signalverluste durch Streuung an Hydrometeoriten im Falle von Regen, Nebel oder in Wolken hinzukommen. Diese können abhängig von der Niederschlagsrate Werte von bis zu 100 dB/km annehmen [3]. So hohe Dämpfungswerte können nur mit Hilfe von Hochgewinnantennen überwunden werden. Während stationäre Übertragungsstrecken in einer Außenumgebung auf Basis von genau aufeinander ausgerichteten Parabolantennen realisiert werden können, erfordern pikozellulare Innenraumkommunikationssysteme Antennen, die ohne langwierige und aufwändige Justierung aufeinander ausgerichtet werden können. Für eine temporäre drahtlose Verbindung zwischen verschiedenen Datenverarbeitungsgeräten, wie z. B. der Festplatte und dem Laptop auf einem Schreibtisch oder aber während eines Kiosk-Downloads, könnten Hornantennen zum Einsatz kommen, die einen beträchtlichen Gewinn aufweisen und dabei nur ungefähr aufeinander ausgerichtet sein müssen. Im Gegensatz dazu erfordert das Szenario eines Kommunikationssystems auf Basis von Pikozellen in Innenräumen elektrisch anpassbare Antennenrichtcharakteristiken, um eine automatische Verbindung zwischen Sender und Empfänger zu ermöglichen. Falls der direkte (line-of-sight – LOS) Pfad durch eine in den Strahl tretende Person blockiert wird, muss in diesem Szenario auf gerichtete indirekte (non-line-of-sight – NLOS) Pfade, die eine oder mehrere Wand-, Boden- oder Deckenreflexionen beinhalten, ausgewichen werden. Obwohl intelligente Antennensysteme auf Basis von phasengesteuerten Arrays bei THz-Frequenzen derzeit noch nicht verfügbar sind, könnten sie in einigen Jahren zur Schlüsselkomponente für THz-Kommunikationssysteme werden.

Die erforderlichen Grundlagen der THz-Kommunikationstechnik zu erarbeiten hat sich das THz Communications Lab zur Aufgabe gemacht [5]. In dieser Kooperation der PTB mit Arbeitsgruppen der Technischen Universität Braunschweig und der Universität Marburg wird an Kanal- und Ausbreitungsmodellen, Komponenten sowie an der Messtechnik für zukünftige Kommunikationssysteme gearbeitet.

2 Eigenschaften des 300-GHz-Messsystems

Um eine Vielzahl von Messaufgaben bei der Ermittlung der Funkkanaleigenschaften bei 300 GHz abdecken zu können, wurde ein vielseitiges Messsystem auf Basis von bereits jetzt existierender Schottky-Mischer- und Hohlleitertechnologie, wie sie derzeit in der Radioastronomie und der Atmosphärenforschung zum Einsatz kommt, konzipiert [6]. Das Übertragungssystem besteht, wie in Bild 2 gezeigt, aus autarken Sende- und Empfangsmodulen, die von der Firma Virginia Diodes Inc. gebaut wurden. Ein Oberwellenmischer setzt ein Eingangssignal (DC – 10 GHz, erzeugt von einem Signalgenerator) auf 300 GHz um. Dieses wird dann von einer Hornantenne, die sich direkt am Mischerblock befindet, mit einer Gesamtleistung von 50 μ W in beiden Seitenbändern abgestrahlt.

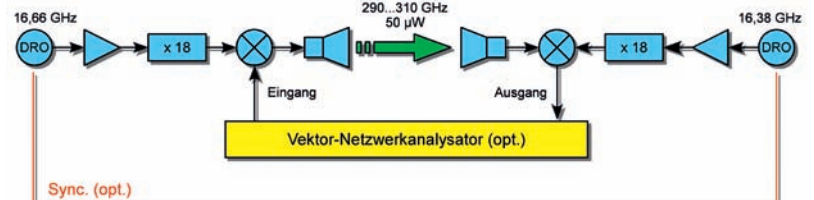


Bild 2: Schematisch dargestellter Aufbau des 300-GHz-Messsystems. Sender und Empfänger können für Übertragungsexperimente autark betrieben werden. Für Messungen der Kanalübertragungsfunktion mit Hilfe eines Vektor-Netzwerkanalysators werden Sender und Empfänger mit einem gemeinsamen Lokaloszillator betrieben, um sie phasenstarr zu koppeln.

Basierend auf dem Referenzsignal eines Quartsoszillators mit $f=10$ MHz wird der Lokaloszillator von einem 16,67 GHz DPRO (dielectric phase-locked resonator oscillator), der zunächst verdreifacht und verstärkt und anschließend nochmals verdreifacht wird, erzeugt. Der Aufbau des Empfängermoduls ist bis auf den DPRO, der hier bei 16,38 GHz oszilliert, identisch. Dies führt zu einer Umsetzung des empfangenen Signals auf eine Zwischenfrequenz (ZF, engl. intermediate frequency – IF) von 5 GHz. Das in Gleichlage vorliegende obere Seitenband erstreckt sich von 5 bis 15 GHz und lässt sich komplett nutzen. Der Konversionsfaktor beider Mischer ist vom Hersteller mit $G = G_{TX} = G_{RX} = -9,7$ dB im Einseitenbandbetrieb

spezifiziert. Unter Annahme eines Antennengewinns von $g = 26$ dB, wie sowohl für Sende- als auch Empfangsantenne spezifiziert, ergibt sich die distanzabhängige Leistung am Zwischenfrequenzgang zu

$$P_{AUS} = P_{EIN} + 2G + 2g - s - 10 \lg \left(\frac{4\pi r f}{c} \right)^2$$

$$= P_{EIN} - 49,4 \text{ dB} - s - 20 \lg \frac{r}{\text{m}}$$

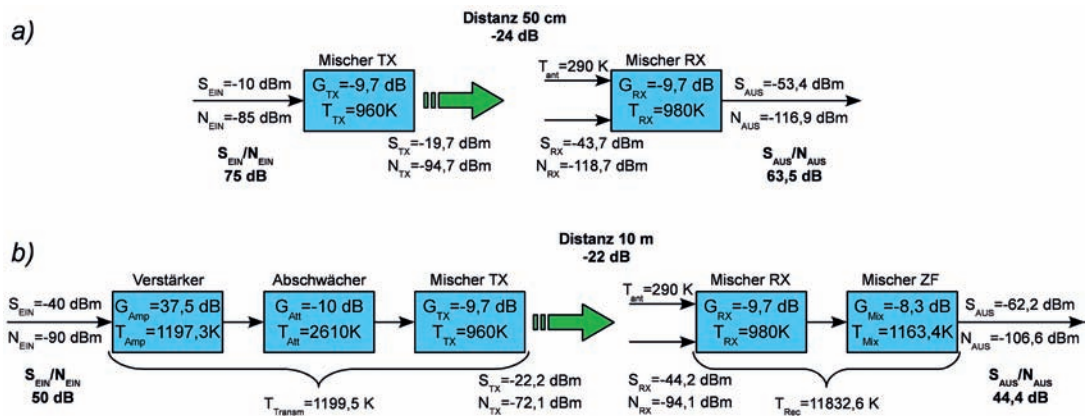
wobei P_{EIN} die Eingangsleistung, r die Distanz zwischen den Antennen in Metern, $f \approx 300$ GHz die Sendefrequenz, s zusätzlicher Systemverlust und $c = 3 \cdot 10^8$ m/s die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Der Freiraumverlust wird dabei in einen distanzabhängigen Teil und einen konstanten Anteil, in dem Mischer- und Antennengewinn zusammengefasst werden, getrennt. Die Rauschtemperaturen der beiden Mischer auf der Sende- bzw. Empfangsseite sind für den Einseitenbandbetrieb mit $T_{TX} = 960$ K und $T_{RX} = 980$ K spezifiziert. Bild 3 zeigt schematisch die Rauschanalyse des Übertragungssystems. Signal und Rauschen der Signalquelle werden mit dem äquivalenten Eingangsrauschen des Senders kombiniert und vor der Abstrahlung mit dem Sendegewinn multipliziert. Der Verlust des Übertragungspfads ergibt sich aus dem Freiraumverlust abzüglich des Gewinns der Antennen und Linsen. Am Empfänger wird das empfangene Signal und Rauschen mit dem Rauschen der Antenne (Rauschtemperatur $T_0 = 290$ K aufgrund der Innenraumumgebung) kombiniert und zum äquivalenten Eingangsrauschen des Empfängers hinzuaddiert. Ausgangssignal und Rauschen ergeben sich dann durch Multiplikation mit dem Gewinn der Empfängerstufe. Zusätzliche Systemverluste durch Steckverbindungen oder Impedanzfehlanpassung sind nicht Teil des Rauschbudgets, können aber den Ausgangssignalpegel weiter reduzieren und müssen deshalb als Systemreserve berücksichtigt werden. Das Blockdiagramm in Bild 3 a) zeigt eine typische Messsituation mit einem Signal-generator (Einseitenbandphasenrauschen von

typ. 135 dBc bei 20 kHz offset, entsprechend einer Rauschtemperatur von 228 878 K für eine Signalleistung von -10 dBm) als Quelle, einer Messbandbreite von 1 MHz am Spektrumanalysator, der als Detektor verwendet wird, und einer Distanz von 50 cm zwischen den Antennen.

Um die Möglichkeiten der Signalübertragung zu demonstrieren, wird ein Basisbandvideosignal (Farb-Bild-Austast-Synchron-Signal, kurz: FBAS) mit einer Bandbreite von 6 MHz auf einen Träger bei 855,2 MHz aufmoduliert, wie er von einem handelsüblichen Videokassettenrekorder zur Verfügung gestellt wird, dann verstärkt (Verstärker und 10-dB-Dämpfungsglied zum Schutz des Mischereingangs) und schließlich über die 300-GHz-Verbindung übertragen. Ein weiterer Mischer setzt das Signal von der Zwischenfrequenz bei 5 GHz zurück in das Basisband um. Das Signal wird mit einer handelsüblichen TV-Karte demoduliert und mit Hilfe eines Computers zur Anzeige gebracht. Bis zu einer Distanz von 0,5 m konnte eine exzellente Bildqualität erreicht werden. Bei Übertragungsdistanzen größer als 0,8 m bricht die Verbindung aufgrund des zu geringen Signal-zu-Rausch-Abstandes zusammen. Durch den Einsatz zweier Polyethylenlinsen (5 cm Durchmesser, 12 cm Brennweite) und die damit verbundene Kollimation in einen nahezu parallelen Strahl konnte der Gewinn beider Antennen um jeweils 14 dB erhöht werden. Dies ermöglicht die Erhöhung der maximal möglichen Übertragungsdistanz auf 22 m mit einer sehr guten Bildqualität bis mindestens 15 m.

Bild 3 b) zeigt die entsprechende Rauschanalyse für eine Videosignalübertragung über eine Distanz von 10 m unter Annahme einer Rauschbandbreite von 6 MHz, eines zusätzlichen Gewinns durch Verwendung der Polyethylenlinsen und zusätzlicher Gewinn- und Rauscheigenschaften der weiteren Komponenten. Die äquivalente Rauschtemperatur von Sender und Empfänger wurden gemäß der Friisschen Formel für kaskadierte Systeme berechnet [7]. Das Rauschen der Videoquelle (entsprechend einer Rauschtemperatur von 12072 K) dominiert

Bild 3:
Blockdiagramme zur Rauschanalyse
a) Transmission eines Sinussignals über eine Distanz von 50 cm unter Annahme einer Signalbandbreite von 1 MHz am Spektralanalysator.
b) Transmission eines Videosignals über eine Distanz von 10 m mit zusätzlichen Polyethylenlinsen.



den Übertragungspfad deutlich. Da der Signal-zu-Rausch-Abstand am Eingang der TV-Karte ungefähr 44 dB beträgt (etwa 40 dB erforderlich), kommt eine zuverlässige Übertragung zustande.

3 Messung der Modulationsparameter bei der digitalen Übertragung

Zur Demonstration der digitalen Signalübertragung bei 300 GHz und Messung der zugehörigen Modulationsparameter kommt ebenfalls das 300-GHz-Übertragungssystem zum Einsatz [8]. Um die Zwischenfrequenz variabel einstellen zu können (hier konkret 360 MHz), werden jetzt jedoch zwei phasenrauscharme Signalgeneratoren bei 16,40 GHz und 16,38 GHz als Lokaloszillatoren zum Pumpen der beiden Oberwellenmischer verwendet. Ein Testsignalgenerator (Rohde & Schwarz SFE) liefert am Eingang des Sendemoduls DVB-T- und DVB-S2-Datenströme skalierbarer Frequenz und Leistung. Auf der Empfängerseite wird entweder ein TV-Analysator (Rohde & Schwarz ETL) für die Messungen an DVB-T-Signalen oder ein handelsüblicher DVB-S2-Receiver zur Demonstration der hochauflösenden Videoübertragung (high-definition – HD) mit hohen Datenraten angeschlossen.

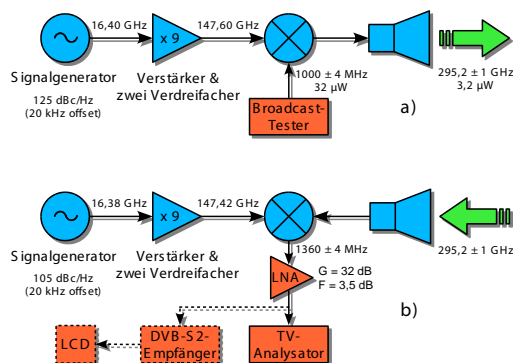


Bild 4: Blockdiagramm des Aufbaus zur digitalen Signalübertragung
 a) Sender mit Testsignalgenerator und
 b) Empfänger mit TV-Analysator oder DVB-S2-Receiver mit LCD

Um die Leistungsfähigkeit des 300-GHz-Übertragungssystems für die Übertragung digitaler Signale bewerten und geeignete digitale Modulationsverfahren auswählen zu können, wird zunächst das Phasenrauschen des Systems bestimmt. Die Messungen wurden mit einem Spektrumanalysator am Zwischenfrequenzausgang des Systems bei einer Übertragungsdistanz von 10 cm durchgeführt. Die Frequenz des sinusförmigen Testsignals (Signalgenerator mit typ. Phasenrauschen von -130 dBc bei 20 kHz offset) wurde entsprechend der digitalen Signalübertragung zu 1 GHz gewählt und mit einer Leistung von -5 dBm in den Mischer des Sendemoduls eingespeist. Obwohl die beiden Lokaloszilla-

toren selbst nur ein geringes Phasenrauschen aufweisen, liefern sie aufgrund der Frequenzmultiplikation den größten Beitrag zum gesamten Phasenrauschen der Übertragungsstrecke und limitieren so die Verwendung höherwertiger digitaler Modulationsverfahren. Das liegt daran, dass Frequenzmultiplikationen effektiv auch immer Phasenmultiplikationen darstellen, wodurch ein vorhandener Phasenrauschpegel in gleichem Maße vervielfacht wird wie die betrachtete Frequenz. Darüber hinaus wird das Phasenrauschen beider Lokaloszillatoren in den Zwischenfrequenzbereich umgesetzt, wodurch es zu einer substantiellen Reduktion des Signal-zu-Rausch-Abstands auf der Empfängerseite kommt. Besonders bei modernen Mehrträgermodulationsverfahren wie OFDM (orthogonal frequency-division multiplex) ist Phasenrauschen besonders kritisch, da es zu Interferenzen zwischen den einzelnen OFDM-Trägern mit der Folge eines Totalausfalls der Demodulation führen kann [9]. Bild 5 zeigt das Rauschen des Signals im oberen Seitenband zwischen 1 kHz und 1 MHz. Der Phasenrauschpegel liegt zwischen 1 kHz und 3 kHz unterhalb -73 dBc Hz⁻¹ und

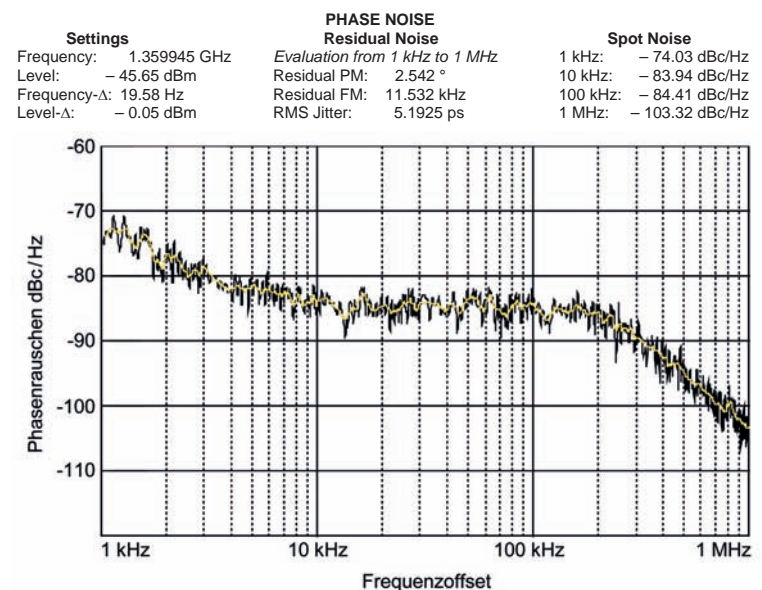


Bild 5: Messung des Phasenrauschens am 300-GHz-Übertragungssystem mit einem Testsignal bei 1 GHz und einer Eingangsleistung von -5 dBm.

oberhalb von 3 kHz weit unter -80 dBc Hz⁻¹. Diese Werte sind für ein auf Frequenzvervielfachung basierendes System sehr niedrig und lassen somit eine einwandfreie Signalübertragung erwarten.

Da zukünftige THz-Kommunikationssysteme zweifelsfrei digitale Modulationsverfahren nutzen werden, muss sowohl der Einfluss der Kanaleigenschaften bei 300 GHz als auch des Phasenrauschens im Übertragungssystem auf die digitale Modulation untersucht werden. Dafür wurde mit dem Testsignalgenerator ein DVB-T-Signal mit einer Mittenfrequenz von 1 GHz und einer Bandbreite von 8 MHz erzeugt. Aufgrund des hohen Crest-Faktors (Verhältnis von Schei-

telwert zu Effektivwert einer Wechselgröße) und der maximal zulässigen Eingangsleistung von -3 dBm, wurde der effektive Signalleistungspegel auf -15 dBm limitiert (entspricht einer Spitzenleistung von -3 dBm). Damit stand insgesamt eine abgestrahlte Leistung von $3,2 \mu\text{W}$ zur Verfügung. Zur Überwindung hoher Übertragungsverluste und zur Anhebung des empfangenen Signalpegels auf einen für den TV-Analysator ausreichenden Wert, wurde ein rauscharmer Verstärker verwendet. Für Übertragungsdistanzen von 10 cm, 30 cm, 50 cm und 70 cm wurden Signalleistung, Träger-zu-Rausch-Verhältnis C/N (carrier-to-noise ratio), Bitfehlerrate BER (bit error rate) und EVM (error vector magnitude) gemessen, wobei die korrekte Demodulation des DVB-T-Datenstroms sichergestellt wurde. Aufgrund der exzellenten Rauscheigenschaften des Systems wurde der hochwertigste Übertragungsmodus des DVB-T-Standards ausgewählt. Dieser Modus benutzt eine 64-stufige Quadraturamplitudenmodulation mit einer Viterbi-Code-Rate von $7/8$ zur Fehlerkorrektur und einem Schutzintervall von $1/32$, woraus ein MPEG-Datenstrom von $31,668$ MBit/s in einem 8-MHz-Kanal resultiert. Für diesen Modus ist in einem lediglich durch additives weißes gaußsches Rauschen gekennzeichneten Kanal ein Träger-zu-Rausch-Abstand von $20,2$ dB erforderlich, um eine quasi fehlerfreie Übertragung zu ermöglichen [10]. Für das hier verwendete Mehrträgermodulationsverfahren OFDM wurden 1512 aktive Unterträger (2-k-Modus) ausgewählt, da sowohl im 4-k-Modus als auch im 8-k-Modus temporäre Unterbrechungen der Demodulation auftraten. Grund dafür sind vermutlich die durch Phasenrauschen verursachten Interferenzen zwischen den einzelnen Unterträgern, da die höherwertigeren Modi einen geringeren Trägerabstand verwenden

und dementsprechend anfälliger sind [9]. Bild 6a zeigt die Messergebnisse zusammen mit den berechneten Freiraumübertragungsdämpfungen. Der kritische Wert von $2,0 \cdot 10^{-4}$ für die Bitfehlerrate vor der Reed-Solomon-Fehlerkorrektur für eine quasi fehlerfreie Übertragung wird bis zu einer Übertragungsdistanz von 70 cm nicht überschritten. Um einen Eindruck von der Qualität der Digitalübertragung zu geben, ist in Bild 6b das Konstellationsdiagramm des empfangenen DVB-T-Signals bei einer Übertragungsdistanz von 30 cm mit einer Bitfehlerrate von $2,6 \cdot 10^{-8}$ gezeigt. Wie für OFDM-Systeme typisch, macht sich das Phasenrauschen dadurch bemerkbar, dass sich die idealen Signalzustände zu kreisförmigen Wolken aufweiten, die um die nominalen Konstellationspunkte zentriert sind. Dennoch sind die Fehler der Signalzustände klein genug, um die Entscheidungsschwellen des Demodulators nicht zu häufig zu überschreiten und eine quasi fehlerfreie Übertragung bis zu einer Distanz von 70 cm zu gewährleisten.

Um die Übertragung hoher Datenraten mit dem 300-GHz-Übertragungssystem zu demonstrieren, wurde ein DVB-S2-Signal ausgewählt, das einen 1080p-HDTV-Datenstrom transportiert und ebenfalls vom Testsignalgenerator SFE erzeugt wurde. Eine handelsübliche DVB-S2-Set-Top-Box wurde zur Demodulation des übertragenen Signals verwendet, das anschließend auf einem LCD-Monitor zur Anzeige gebracht wurde. Für die Übertragung wurde die üblicherweise verwendete 8-PSK-Modulation, eine Symbolrate von $32,017$ MS/s und ein Roll-off-Faktor von $0,15$ eingestellt, wodurch eine Bruttodatenrate von 96 MBit/s in einem $36,8$ MHz breiten Kanal erreicht wurde. Mit einer Fehlerkorrektur-Code-Rate von $9/10$ entspricht dies einer Nettobitrate von $85,78$ MBit/s des MPEG-2-Datenstroms [11]. Durch die Verwendung des Einzelträgerverfahrens DVB-S2 mit seinem geringeren Crest-Faktor konnte die Eingangsleistung am Sendemodul auf -10 dBm erhöht werden. Durch Verwendung von Polyethylenlinsen an Sender und Empfänger wurde der Antennengewinn auf jeweils 40 dB erhöht und das Signal konnte erfolgreich über eine Distanz von 52 m übertragen werden. Da die quasi fehlerfreie Übertragung trotz Absenkung der Sendeleistung um 8 dB auf $1,6 \mu\text{W}$ aufrecht erhalten werden konnte, ist zu vermuten, dass weitaus größere Distanzen überbrückt werden können.

4 Kanalmessungen

Im Rahmen einer Diplomarbeit in der Arbeitsgruppe „Elektromagnetische Felder“ wurden erstmals detaillierte Kanalcharakterisierungen bei 300 GHz durchgeführt.

Zur Charakterisierung der Kanaleigenschaften dient die Kanalimpulsantwort, die aus

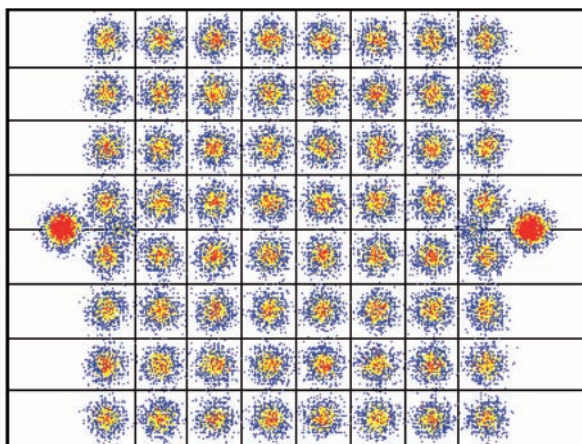
Bild 6:

Modulationsanalyse

- a) gemessene Modulationsparameter eines empfangenen 64-QAM-DVB-T-Signals im 2k-Modus mit einer Eingangsleistung von -15 dBm und einer Mittenfrequenz von 1 GHz für verschiedene Übertragungsdistanzen.
b) Konstellationsdiagramm für eine Übertragungsdistanz von 30 cm.

Übertragungsdistanz-	Freiraumdämpfung	Signalleistung am Analysator-Eingang	C/N	BER vor Reed Solomon	EVM (rms)
10 cm	62,0 dB	-36,4 dBm	35,4 dB	$< 10^{-9}$	3,41 %
30 cm	71,5 dB	-45,4 dBm	26,9 dB	$2,6 \times 10^{-8}$	4,40 %
50 cm	76,0 dB	-50,4 dBm	21,5 dB	$1,2 \times 10^{-4}$	6,15 %
70 cm	78,9 dB	-52,0 dBm	20,4 dB	$3,4 \times 10^{-3}$	6,89 %

b)



der Fourier-Transformation der gemessenen Kanalübertragungsfunktion bestimmt werden kann. Bei den Kanalmessungen mit dem 300-GHz-Übertragungssystem erfolgt die Konversion des Empfangssignals jedoch nicht auf eine Zwischenfrequenz, wie im Fall der Datenübertragung, sondern direkt zurück ins Basisband. Sowohl Sende- als auch Empfangsmodul werden mit einem gemeinsamen Lokaloszillatorsignal eines rauscharmen Signalgenerators phasenkohärent gespeist, so dass eine vektorielle Netzwerkanalyse durch Anschluss eines Netzwerkanalysators an Sende- und Empfangsmodul erfolgen kann. Mit Hilfe eines Netzwerkanalysators (Rohde & Schwarz ZVA 40) kann der Streuparameter S_{21} zwischen Ein- und Ausgang von Sende- und Empfangsmodul im Frequenzbereich zwischen 10 MHz und 10 GHz gemessen werden. So wird eine Kanalmessung mit einer Bandbreite von 9,99 GHz im Frequenzbereich zwischen 290 GHz und 300 GHz bzw. zwischen 300 GHz und 310 GHz möglich. Dabei ist eine detaillierte Analyse der Messung erforderlich, da durch die Existenz zweier Seitenbänder bei der Übertragung gleichzeitig im oberen (300 GHz bis 310 GHz) und unteren Seitenband (290 GHz bis 300 GHz) gemessen wird, die Ausbreitungseigenschaften jedoch leicht unterschiedlich sind [12].

Mögliche Szenarien für die zukünftige 300-GHz-Datenübertragung sehen hauptsächlich die schnelle drahtlose Erweiterung von lokalen Netzwerken oder die Verbindung von Geräten auf einem Schreibtisch, z. B. für das schnelle Auslesen von Speichermedien, vor [3]. Das letztgenannte Szenario erfordert nicht nur distanzabhängige Kanalmessungen, sondern auch die Untersuchung der Fehlausrichtung, da vom Benutzer eine präzise Ausrichtung der Antennen nicht erwartet werden kann. Insbesondere bei Verwendung von Hochgewinnantennen, wie sie für die Kompensation der hohen Übertragungsverluste erforderlich sind, kann eine geringe

Fehlausrichtung zu einer erheblichen Zusatzdämpfung führen.

Für typische Übertragungsdistanzen wurden die zunächst sorgfältig aufeinander ausgerichteten Module orthogonal zur Ausbreitungsrichtung gegeneinander um eine Distanz von bis zu $l = 8$ cm verschoben. Bild 7 zeigt die gemessenen Übertragungsfunktionen und die daraus berechneten Kanalimpulsantworten für eine typische Übertragungsdistanz von 40 cm. Übertragungsfunktionen und Kanalimpulsantworten wurden hinsichtlich der Systemverluste, der Antennengewinne und der Verzerrung aufgrund der zwei Seitenbänder korrigiert. Trotz der Korrekturen weicht der gemessene Streuparameter S_{21} für $l = 0$ vom theoretisch zu erwartenden Wert von 74 dB ab. Dieses Verhalten kann durch die nicht berücksichtigte Fehlanpassung der Antenne und eine nicht-ideale Ausrichtung der Antennen auch bei $l = 0$ erklärt werden. Weiterhin stören Vielfachreflexionen zwischen den Modulen die Messung, obwohl Sende- und Empfangsmodul weitgehend mit Absorbermaterial belegt wurden. Der Vergleich der Übertragungsfunktionen für verschiedene Fehlausrichtungen zeigt die signifikant zunehmende Dämpfung aufgrund der hohen Direktivität der Antennen für zunehmende Fehlausrichtung. Abhängig von der Distanz der Module kann der Einfluss auf die Kanalübertragungsfunktion groß sein und muss im Linkbudget als Systemreserve berücksichtigt werden.

Aus der Kanalimpulsantwort kann der so genannte RMS Delay Spread berechnet werden [13], der eine Aussage über die theoretisch übertragbare Maximaldatenrate aufgrund der zeitlichen Verschmierung des Signals im Kanal ermöglicht. Die berechneten Werte reichen von 0,13 ns (Distanz 20 cm, $l = 4$ cm) bis 0,2 ns (Distanz 40 cm, $l = 4$ cm) und unterscheiden sich innerhalb der verschiedenen Anordnungen kaum. Die Fehlausrichtung hat nur einen geringen Einfluss auf die theoretisch maximal mögliche

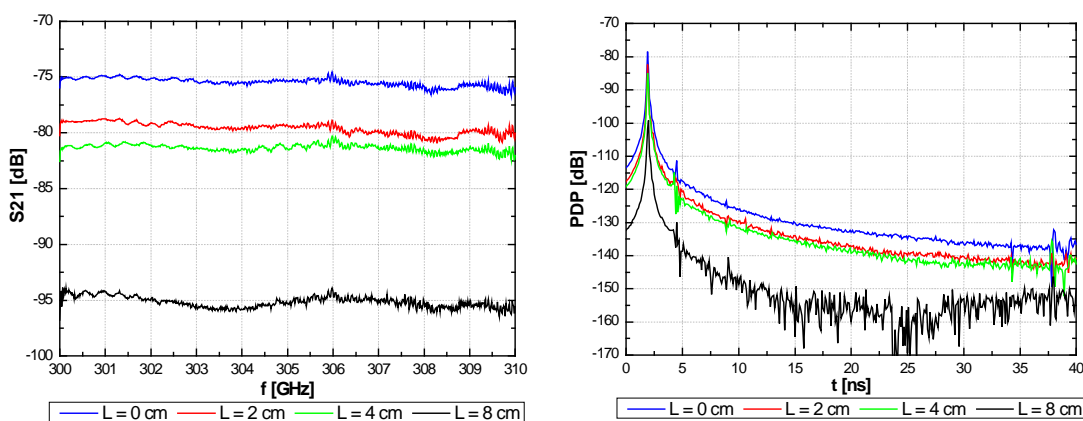


Bild 7: Kanalübertragungsfunktionen (links) und zugehörige Kanalimpulsantworten (rechts) für eine Übertragungsdistanz von 40 cm und verschiedene laterale Versetzungen zwischen Sende- und Empfangsmodul.

Datenrate. Kleine Werte des RMS Delay Spreads ermöglichen so bei Digitalübertragungen Symbolraten von einigen GSymbols/s, ohne dass Intersymbolinterferenz auftritt. Dies ist eine grundlegende Voraussetzung für hochbitratige Datentransfers oberhalb von 10 GBit/s. Damit ist das Frequenzband um 300 GHz ein geeigneter Kandidat für die Beherbergung zukünftiger Hochgeschwindigkeitsübertragungssysteme.

5 Zusammenfassung

In diesem Beitrag wurden Konzepte für die Datenübertragung im THz-Frequenzbereich diskutiert. Mit dem 300-GHz-Übertragungssystem der PTB wurde ein vielseitiges Messsystem vorgestellt, mit dem die Übertragung analoger und digitaler Nutzsignale für typische Innenraumdistancen und unter Ausnutzung von Wandreflexionen gezeigt wurde. Im Rahmen erster Kanalmessungen wurden die Kanaleigenschaften in einem einfachen Szenario für das schnelle Auslesen von Datenspeichern untersucht. Die Messergebnisse lassen erwarten, dass die Übertragung mit sehr hohen Datenraten oberhalb von 10 GBit/s auch in der Praxis möglich ist.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich bei Klaus Münter von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt für die Mithilfe bei der Realisierung der analogen Videoübertragung und bei Benjamin Spitschan, Peter Schlegel und Andreas Gudat vom Institut für Nachrichtentechnik der TU Braunschweig und Jürgen Hartmann von der Firma Rohde & Schwarz für die Unterstützung bei der digitalen Signalübertragung. Den Mitgliedern des Terahertz Communications Lab, insbesondere Martin Jacob, Radoslaw Piesiewicz, Thomas Kürner, Jörg Schöbel und Martin Koch danken die Autoren für die Mithilfe bei der Konzeption des 300-GHz-Messsystems und der Kanalmessungen.

Literatur

- [1] *Cherry, S.*: Edholm's law of bandwidth. *IEEE Spectr*, Vol. **41** (July 2004), No. 7, p. 50
- [2] *M. Jacob, S. Priebe, C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann, T. Schrader and T. Kürner*: An Overview of Ongoing Activities in the Field of Channel Modeling, Spectrum Allocation and Standardization for mm-Wave and THz Indoor Communications. *IEEE Globecom 2009*, Honolulu, USA, Dec. 2009.
- [3] *R. Piesiewicz, T. Kleine-Ostmann, N. Krumbholz, D. Middleman, M. Koch, J. Schöbel and T. Kürner*: Short-Range Ultra Broadband Terahertz Communications: Concept and Perspectives, *IEEE Antennas & Propagation Magazine* **49** (2007), 24–39
- [4] *H.-G. Unger*: Hochfrequenztechnik in Funk und Radar, Teubner, Stuttgart, 1994.
- [5] <http://www.tcl.tu-bs.de/>
- [6] *C. Jastrow, K. Münter, R. Piesiewicz, T. Kürner, M. Koch and T. Kleine-Ostmann*: 300 GHz Transmission System. *Electron. Lett.* **44** (2008), 213–214
- [7] *D. M. Pozar*: Microwave Engineering, John Wiley & Sons, 2005.
- [8] *C. Jastrow, S. Priebe, B. Spitschan, J. Hartmann, M. Jacob, T. Kürner, T. Schrader and T. Kleine-Ostmann*: Wireless digital data transmission at 300 GHz. *Electron. Lett.* **46** (2010), 661–663
- [9] *D. Petrovic, W. Rave and G. Fettweis*: Inter-carrier Interference due to Phase Noise in OFDM – Estimation and Suppression. *Vehicular Technology Conference*, Vol. **3** (2004), pp. 2191–2195
- [10] DVB-T specification ETSI EN 300 744 v1.6.1, 'Digital Video Broadcasting (DVB); Framing structure, channel coding and modulation for digital terrestrial television', p. 40
- [11] DVB-S2 specification ETSI EN 302 307 v1.1.2, 'Digital Video Broadcasting (DVB); Second generation framing structure, channel coding and modulation systems for Broadcasting, Interactive Services, News Gathering and other broadband satellite applications'
- [12] *S. Priebe, M. Jacob, T. Kürner, C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann and T. Schrader*, A: Measurement System for Propagation Measurements at 300 GHz, *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2010)*. Cambridge, USA, July 2010
- [13] *T. Sarkar et al.*: A survey of various propagation models for mobile communication. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. **45** (2003), no. 3, pp. 51–85

Symmetrieuntersuchungen von Halbleiternanostrukturen mittels THz-Spektroskopie

Shekhar Priyadarshi¹, Klaus Pierz², Uwe Siegner³, Mark Bieler⁴

1 Einleitung

Die Möglichkeit zu spektroskopischen Messungen im THz-Bereich hat sich im letzten Jahrzehnt rapide weiterentwickelt. Dies liegt unter anderem an der Kostenreduzierung aber auch an den baulichen Vereinfachungen von THz-Quellen und Detektoren. So gibt es heutzutage bereits viele kommerzielle Anbieter von solchen Geräten und sogar von kompletten Systemen für die THz-Spektroskopie. Dies betrifft sowohl breitbandige, zeitaufgelöste wie auch schmalbandige, zeitintegrierende Systeme. Als typische für den Massenmarkt taugliche Anwendungen sind zuallererst ortsauflösende Spektroskopiesysteme beispielsweise für die Qualitätskontrolle oder die Sicherheitstechnik zu nennen [1, 2].

Aber auch abseits von potentiellen, noch zu erschließenden Massenmärkten ist THz-Spektroskopie ein wichtiges Arbeitsmittel. Dies trifft vor allem für die Grundlagenforschung zu, da in Gasen und Festkörpern, insbesondere in Halbleitern, wichtige dynamische Prozesse auf einer Zeitskala stattfinden, die dem THz-Bereich entspricht [3, 4].

In diesem Beitrag wird eine solche Anwendung von THz-Spektroskopie in der Grundlagenforschung aufgezeigt [5]. Durch optische Anregung von Halbleiterstrukturen mit einem Femtosekundenlaser können unter Ausnutzung von nichtlinearen optischen Phänomenen ultraschnelle Strompulse im Halbleiter erzeugt werden. Das Auftreten dieser Ströme entlang unterschiedlicher Kristallrichtungen hängt unter anderem von der Symmetriegruppe des Halbleitermaterials ab. Umgekehrt kann man durch Detektion der von diesen Strömen emittierten THz-Strahlung auf die Symmetriegruppe des Halbleitermaterials schließen. Die Symmetriegruppe von Halbleiternanostrukturen hat einen signifikanten Einfluss auf viele physikalische Prozesse wie z. B. nichtlineare optische Effekte [6], Auswahlregeln für optische Übergänge [7] und Spindephasierungszeiten [8]. Die Bestimmung der Symmetriegruppe von Halbleiterstrukturen ist daher eine wichtige Voraussetzung für viele wissenschaftliche Studien.

Die hier vorgestellten Experimente zur Charakterisierung von Halbleitern basieren auf dem GaAs/AlGaAs-Materialsystem. Sie zeigen, dass sogar nominell symmetrische GaAs/AlGaAs-Quantenfilme eine Asymmetrie entlang der Wachstumsrichtung aufweisen. Dies rührt wahrscheinlich von einer unterschiedlichen Rauigkeit von GaAs/AlGaAs- und AlGaAs/GaAs-Grenzflächen her. Die für diese Untersuchungen verwendete THz-Spektroskopie von Photoströmen erweist sich damit als eine sehr empfindliche und nicht invasive Methode für Symmetrieuntersuchungen von Halbleiternanostrukturen [5]. Nicht invasiv bedeutet in diesem Kontext, dass die zu untersuchenden Proben weder zerstört, noch anderweitig behandelt werden müssen.

Der Beitrag ist wie folgt strukturiert. Zunächst werden die Grundlagen zu den Photoströmen (Abschnitt 2) und der Symmetriegruppe der zu untersuchenden Halbleiterproben (Abschnitt 3) erläutert. Der experimentelle THz-Aufbau wird in Abschnitt 4 vorgestellt, bevor in Abschnitt 5 die Messergebnisse präsentiert werden. Abschnitt 6 schließt mit einer Zusammenfassung.

2 Optisch induzierte Verschiebungsströme

In der nichtlinearen Optik kann die von einem elektrischen Feld in einem dielektrischen Medium induzierte Polarisation als Potenzreihe des elektrischen Feldes ausgedrückt werden:

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

Die Proportionalitätskonstanten für die Potenzen der elektrischen Felder werden als Suszeptibilitäten bezeichnet. Wir konzentrieren uns auf die Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$, da sie stark von der Symmetriegruppe des dielektrischen Mediums abhängt. Nichtlineare optische Phänomene zweiter Ordnung können nur in nicht zentrosymmetrischen Materialien auftreten, also Materialien, die keine Inversionssymmetrie aufweisen. In Flüssigkeiten, Gasen und amorphen Festkörpern wie z. B. Glas

¹ Shekhar Priyadarshi, PTB-Arbeitsgruppe „Terahertz-Optik“, E-Mail: shekhar.priyadarshi@ptb.de

² Dr. Klaus Pierz, PTB-Arbeitsgruppe „Niedrigdimensionale Elektrosysteme“, E-Mail: klaus.pierz@ptb.de

³ PD Dr. Uwe Siegner, Leiter der PTB-Abteilung „Elektrizität“, E-Mail: uwe.siegner@ptb.de

⁴ Dr.-Ing. Mark Bieler, Leiter der PTB-Arbeitsgruppe „Terahertz-Optik“, E-Mail: mark.bieler@ptb.de

gilt daher $\chi^{(2)} = 0$ [6]. In diesem Beitrag werden GaAs-Quantenfilme untersucht, die eine nicht zentrosymmetrische Gitterstruktur und damit ein $\chi^{(2)}$ aufweisen.

Als nichtlinearer optischer Effekt zweiter Ordnung wird ein spezieller Photostrom betrachtet. Mit Photostrom ist dabei ein rein optischer induzierter Strom gemeint, der ohne Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes, in dem optisch induzierte Ladungsträger beschleunigt werden, auftritt. Vielmehr wird ausgenutzt, dass in nicht zentrosymmetrischen Materialien die optische Erzeugung von Ladungsträgern mit einer räumlichen Verschiebung der Ladung verbunden ist. Am Beispiel des GaAs-Kristallgitters bedeutet dies, dass bei optischer Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren eine Verschiebung der Elektronenladung von den As-Atomen zu den Ga-Atomen auftritt. Diese Art von Photoströmen wird daher Verschiebungsstrom (engl. shift current [9]) genannt. Die Verschiebungslänge liegt in der Größenordnung der Bindungslänge, ist also kleiner als ein Nanometer.

Um einen ungefähren Eindruck über die Größe dieser Verschiebungsströme zu erhalten wird angenommen dass durch die optische Anregung 10^{18} Ladungsträger pro cm^3 innerhalb von 100 fs um 0.2 nm verschoben werden. Mit $J = e \cdot s \cdot \Delta n / \Delta t$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C, $s = 0,2$ nm, $\Delta n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $\Delta t = 100$ fs) erhält man eine Stromdichte von immerhin $J = 32 \text{ kA/cm}^2$.

In der Notation der nichtlinearen Optik können die Verschiebungsströme durch folgende Gleichung ausgedrückt werden [9]:

$$\mathbf{J}^{\text{shift}}(\omega_D) = \vec{\sigma}(\omega_D; \omega_1 - \omega_2) : \mathbf{E}_1(\omega_1) \mathbf{E}_2^*(\omega_2) \quad (2)$$

Hierbei ist $\mathbf{J}^{\text{shift}}$ der Verschiebungsstromvektor, \mathbf{E}_1 und \mathbf{E}_2 sind zwei elektrische Feldvektoren der optischen Anregung, ω_1 und ω_2 sind deren Frequenzen, der Stern bedeutet komplex konjugiert und $\omega_D = \omega_1 - \omega_2$ ist die Differenzfrequenz, bei der der Verschiebungsstrom auftritt. Der Verschiebungsstromtensor $\vec{\sigma}$ ist ein Tensor dritten Ranges der zu dem gesamten Suszeptibilitätstensor $\chi^{(2)}$ beiträgt und symmetrisch in den letzten beiden Indizes ist, also $\sigma_{abc} = \sigma_{acb}$. Bei der Herleitung von Gleichung (2) wird der Einfluss von Streueffekten auf die Verschiebungsströme vernachlässigt.

Bei Anregung mit einem optischen Puls mit dem elektrischen Feld $E(t) = E^{\text{env}}(t)e^{-i\omega_0 t} + cc$ (cc bedeutet die komplex Konjugierte des davor stehenden Ausdrucks, E^{env} ist die Einhüllende und ω_0 die Frequenz des elektrischen Feldes) kann unter Vernachlässigung der Dispersion über den Frequenzbereich der optischen Anregung ω_0 die frequenzbasierte, vektorielle Darstellung aus Gleichung (2) in eine zeitbasierte, skalare Gleichung umgewandelt werden:

$$J_a^{\text{shift}}(t) = \sigma_{abc}(0; \omega_0 - \omega_0) E_b^{\text{env}}(t) E_c^{\text{env}*}(t) \quad (3)$$

Hier ist σ_{abc} ein Element des Verschiebungsstromtensors. Der erste Index steht für die Stromrichtung, während der zweite und dritte Index die notwendigen Richtungen der elektrischen Feldkomponenten des optischen Anregungspulses beschreiben. In diesem Bild folgen die Ströme der Einhüllenden der Intensität des optischen Anregungspulses ($I_{\text{opt}}(t) \propto |E^{\text{env}}(t)|^2$).

3 Symmetriegruppe von GaAs-Nanostrukturen

Die einzelnen Komponenten des Verschiebungsstromtensors hängen von der Symmetriegruppe des verwendeten Materials ab. Die hier vorgestellte Studie fokussiert sich auf das Materialsystem GaAs/AlGaAs mit einer speziellen Orientierung. Anstatt der üblicherweise verwendeten (001)-Orientierung untersuchen wir (110)-orientierte Proben. (110)-orientierte Strukturen sind unter anderem wichtig für die Spintronik [8, 10]. Des Weiteren wird die (110)-Orientierung, wenn auch häufig mit anderen Halbleitermaterialien, zur Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung eingesetzt [11, 12].

In Tabelle 1 sind die Tensorcomponenten, die ungleich Null sind, für verschiedene (110)-orientierte GaAs-Strukturen aufgelistet. Die Lage des Koordinatensystems bezüglich der Kristallhauptachsen ist in Bild 1(a) dargestellt. (110)-orientiertes unstrukturiertes GaAs wird der Punktgruppe T_d zugeordnet. Das Material hat sechs gleiche Verschiebungsstrom-Tensorelemente. Der Übergang vom GaAs-Volumenmaterial zu GaAs/AlGaAs-Quantenfilmen, die den Transport von Ladung in der Wachstumsrichtung beschränken, ist mit einer Symmetriereduzierung und damit einer Änderung der

Tabelle 1: Komponenten des Verschiebungsstromtensors für unterschiedliche GaAs-Strukturen. Die Einträge sind als Index eines Tensorelements $\vec{\sigma}$ zu verstehen. Die bei einer Symmetriereduzierung (entspricht Übergang zur nächsten Spalte) entstehenden Komponenten sind fett markiert.

Struktur	(110) orientiertes GaAs	(110) orientierte symmetrische GaAs Quantenfilme	(110) orientierte asymmetrische GaAs Quantenfilme	
Symmetrie	T_d	C_{2v}	C_s	
Stromkomponenten entlang	x y z	xy = xzz = yxy = yyx = zxz = zzx	xxx , xyy, xzz yxy=yyx zxz=zzx	xxx, xyy, xzz, xxz=xxz yxy=yyx, yyz=zyy zxx, zyy, zzz , zxz=zzx

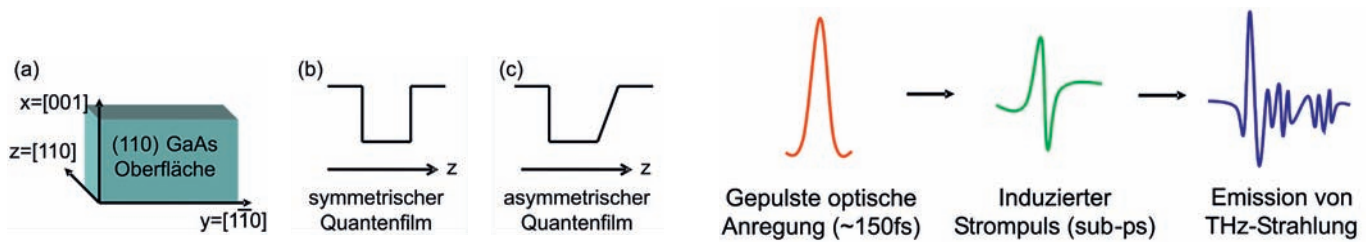


Bild 1:

- (a) Lage der Hauptachsen bei (110) orientiertem GaAs. Die x-, y- und z-Richtungen liegen entlang den kristallographischen [001]-, [110]- und [110]-Richtungen.
- (b) Schematische Darstellung der Leitungsbandenergie entlang der Wachstumsrichtung für einen symmetrischen Quantenfilm.
- (c) Schematische Darstellung der Leitungsbandenergie entlang der Wachstumsrichtung für einen asymmetrischen Quantenfilm.

Bild 2:

Prinzip der Entstehung von THz-Strahlung. Ein 150 fs langer Laserpuls induziert in den Halbleiterstrukturen einen Strompuls, dessen zeitliche Länge deutlich unter einer ps liegt. Dieser Strompuls führt zur Emission von elektromagnetischer Strahlung im THz-Bereich.

Punktgruppe verbunden. Dies wird anhand von in Wachstumsrichtung symmetrischen wie auch asymmetrischen Strukturen aufgezeigt, siehe hierzu auch die Bilder 1(b) und 1(c). Bei symmetrischen Quantenfilmen entsteht nur ein zusätzliches Tensorelement σ_{xxx} , während bei asymmetrischen Quantenfilmen zu dem σ_{xxx} -Tensorelement noch sieben zusätzliche Elemente hinzukommen. Diese Auflistung ergibt sich aus der Gruppentheorie und ist lediglich eine qualitative Betrachtung. Sie ermöglicht keine Aussagen über die Größe der einzelnen Tensorelemente.

Das Auftreten zusätzlicher Tensorkomponenten erlaubt mit Hilfe von Verschiebungsstromexperimenten die Bestimmung der Symmetriegruppe von Halbleiterstrukturen. Treten in Experimenten bestimmte Tensorkomponenten auf, so kann die untersuchte Probe mit der entsprechenden Punktgruppe charakterisiert werden. Die Punktgruppe hat beispielsweise Einfluss auf Spindephasierungszeiten [8] und die Auswahlregeln von optischen Übergängen [7]. Die genaue Kenntnis der Punktgruppe ist daher wichtig für die Spintronik wie auch für Studien zur Wechselwirkung von Licht und Materie.

4 Experimenteller THz-Aufbau

Die zu untersuchenden GaAs-Proben werden mit einem Femtosekundenlaser, der eine Zentralwellenlänge von ca. 835 nm (Photonenergie von 1,485 eV), eine spektrale Pulsbreite von 6 nm, eine zeitliche Pulsbreite von 150 fs und eine Repetitionsrate von 76 MHz aufweist, angeregt. Die Spitzenintensität der Laserpulse beträgt ca. 40 MW/cm² und führt zu einer Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen von ca. $1,5 \cdot 10^{11}$ cm⁻². Unter Beachtung der in Abschnitt 3 aufgeführten Symmetriebedingungen wird ein Verschiebungsstrom induziert. Die zeitliche Veränderung eines Stroms im sub-ps-Bereich führt zur Emission von elektromagnetischer Strahlung im THz-Bereich, siehe Bild 2.

Die emittierte THz-Strahlung wird mittels des elektro-optischen Effekts zeitaufgelöst detektiert. Hierzu wird die THz-Strahlung mit Parabolspiegeln aufgefangen und auf einen Detektionskristall fokussiert. In den hier beschriebenen Experimenten ist das ein 1 mm dicker ZnTe-Kristall. Ein Abfragestrahl mit den gleichen Eigenschaften wie der Anregungsstrahl wird kollinear mit dem THz-Puls überlappt und propagiert mit ihm durch den Detektionskristall. Das elektrische Feld des THz-Pulses ändert nun durch den elektro-optischen Effekt (der elektro-optische Effekt ist auch ein $\chi^{(2)}$ Effekt [13]) den Brechungsindex des Detektionskristalls, was eine Phasenverschiebung des Abfragestrahls zur Folge hat. Diese Phasenverschiebung folgt linear dem elektrischen THz-Feld und kann in einem typischen Aufbau bestehend aus einer Viertelwellenplatte, einem polarisierenden Strahlteiler und einem Differenzdetektor genau gemessen werden [14].

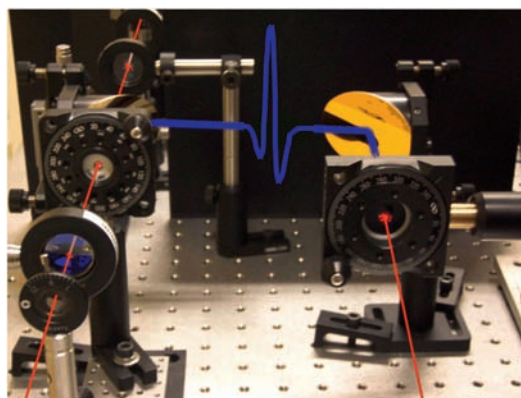


Bild 3:

Foto eines Teils des experimentellen Aufbaus. Die Halbleiterprobe ist rechts zu sehen und wird mit dem rot markierten Laserstrahl angeregt. Die emittierte THz-Strahlung wird von der Rückseite der Probe mit einem Parabolspiegel aufgefangen und mit einem zweiten Parabolspiegel auf einen links im Bild stehenden elektro-optischen Kristall fokussiert. Der Abfragestrahl ist links im Bild rot markiert. Er wird kollinear mit dem THz-Puls überlappt und erfährt eine durch das elektrische THz-Feld induzierte Phasenänderung, die an anderer Stelle im experimentellen Aufbau detektiert wird.

Eine wichtige Komponente des THz-Aufbaus ist ein THz-Polarisator. Da im Fernfeld die Polarisation der THz-Strahlung parallel zum Stromfluss im Halbleiter ist, kann der THz-Polarisator Ströme in unterschiedlichen Richtungen im Halbleiter herausfiltern.

Die Zeitauflösung wird durch ein Sampling-Verfahren realisiert. Der Abfragestrahl wird mittels Spiegeln, die auf einem Verschiebetisch montiert sind, gegenüber dem Anregungsstrahl zeitlich verschoben. Dies ermöglicht die Abtastung des THz-Pulses an diskreten Zeitpunkten. Diese Methode erlaubt mit dem verwendeten Laser und dem Detektionskristall die Messung von Frequenzen bis ca. 3 THz. Die Bandbreite kann durch Verwendung von kürzeren Laserpulsen und dünneren Detektionskristallen noch deutlich gesteigert werden. Dies bedeutet aber keine prinzipielle Veränderung gegenüber den hier beschriebenen Experimenten.

5 Messung von Photoströmen

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie mittels THz-Spektroskopie von Verschiebungsströmen Symmetrieuntersuchungen durchgeführt werden können. Wir verwenden dabei die in Abschnitt 3 vorgestellten (110)-orientierten GaAs/AlGaAs-Quantenfilme. Die Probe besteht aus 40 identischen GaAs/AlGaAs-Quantenfilmen mit einer Quantenfilm- und Barrierenbreite von jeweils 8 nm. Die Struktur wurde auf einem (110)-orientierten GaAs-Substrat bei einer Temperatur von 460 °C gewachsen. Die folgenden Ergebnisse wurden mit Proben, die eine andere Quantenfilmbreite aufweisen, bestätigt. Es ist auch wichtig zu betonen, dass unsere hier vorgestellte Untersuchungsmethode nicht auf GaAs, beziehungsweise die (110)-Orientierung beschränkt ist. Das entscheidende Kriterium für die Anwendung dieser Technik ist, ob neue Tensorelemente bei Symmetriereduzierung auftreten, die man experimentell nachweisen kann.

Wie in Abschnitt 3 erläutert muss man sich zur Unterscheidung zwischen symmetrischen und asymmetrischen GaAs/AlGaAs-Quantenfilmen auf ein Tensorelement fokussieren, welches in den asymmetrischen Strukturen auftritt und

in den symmetrischen Strukturen nicht existiert. Zwei solcher Tensorelemente sind die $\sigma_{xxz} = \sigma_{xzx}$ -Elemente. Da die beiden Tensorelemente gleich sind und sich experimentell nicht unterscheiden lassen, werden sie im Folgenden als σ_{xxz} Tensorelement abgekürzt. Die Detektion von Photoströmen, die durch solch ein σ_{xxz} -Tensorelement hervorgerufen werden, ist der Beweis für eine Asymmetrie in den Quantenfilmen.

Um einen σ_{xxz} -Verschiebestrom zu bekommen muss der Anregungslaser entlang der x- und z-Richtung polarisiert sein. Dies bedingt, dass die Halbleiterprobe unter einem Winkel mit dem Laserstrahl angeregt wird. Genauer gesagt wird die Probe im Laborsystem um die x'-Achse gedreht und mit einem linear polarisiertem Laser angeregt, der gleiche Polarisationskomponenten entlang der x'- und y'-Richtung aufweist. Bild 4 zeigt diese Anregung zusammen mit den Koordinatensystemen des Labors und der Probe schematisch. Die Anregung führt zu elektrischen Feldern des Laserstrahls entlang den x-, y- und z-Richtungen im Koordinatensystem der Probe und regt daher alle verfügbaren Tensorkomponenten an. Der THz-Polarisator wird nun so aufgestellt, dass er THz-Strahlung, die im Laborsystem entlang der x=x'-Richtung polarisiert ist, transmittiert, während THz-Strahlung, die entlang y' und z' polarisiert ist, unterdrückt wird. Unter der Annahme, dass wir tatsächlich asymmetrische Strukturen vorliegen haben, setzt sich der gesamte Verschiebungsstrom, der zum THz-Signal beiträgt, aus allen Strömen entlang der x-Richtung zusammen:

$$J_x = 2 \cdot (\sigma_{xxx} E_x E_x^* + \sigma_{xyy} E_y E_y^* + \sigma_{xzz} E_z E_z^* + 2\sigma_{xxz} E_x E_z^*) \quad (4)$$

Um nicht gewünschte Stromkomponenten im Messsignal zu eliminieren, kann die Abhängigkeit der Richtung der einzelnen Stromkomponenten (positive oder negative x-Richtung) von der Polarisationsrichtung des Anregungsstrahls ausgenutzt werden. Verschiebungsströme, die von nur einer Polarisationskomponente des Laserstrahls abhängen ($\sigma_{xxx}, \sigma_{xyy}, \sigma_{xzz}$), behalten ihre Richtung bei wenn der Winkel der linearen Polarisation des Anregungslasers um 90 °gedreht wird, siehe Bild 4(b). Der Verschiebungsstrom, der durch das Tensorelement σ_{xxz} hervorgerufen wird, wird bei einer solchen Polarisationsänderung invertiert, fließt also in die entgegengesetzte Richtung. Diese Abhängigkeit erlaubt es mit Hilfe einer Differenzbildung von Strömen, bzw. gemessenen THz-Signalen, den Verschiebungsstrom des Tensorelements σ_{xxz} zu extrahieren:

$$J_x(\alpha = 45^\circ) - J_x(\alpha = -45^\circ) = 4 \cdot \sigma_{xxz} \cdot \sin(\phi) \cdot |E_0|^2 \quad (5)$$

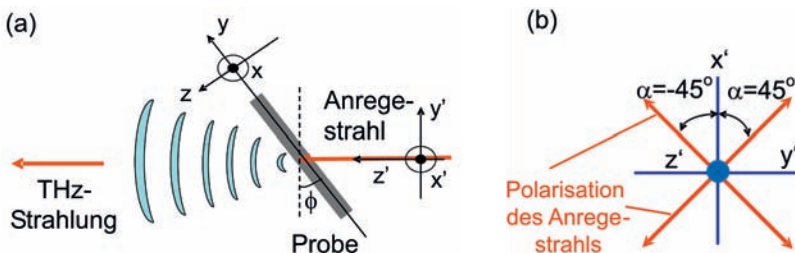


Bild 4:
 (a) Lage der Koordinatensysteme der Probe (x, y, z) und des Labors (x', y', z') zueinander. Der Kippwinkel der Probe wird mit ϕ bezeichnet.
 (b) Die lineare Polarisation des Anregungsstrahls ist entweder um $\alpha = 45^\circ$ oder $\alpha = -45^\circ$ zur x' Achse gedreht.

Hierbei sind $\alpha = +45^\circ$ und $\alpha = -45^\circ$ die beiden Polarisationsrichtungen aus Bild 4(b).

In Bild 5(a) sind zwei THz-Signale gezeigt, die durch Anregung der Quantenfilmprobe gemessen wurden. Bei Drehung der Anregungspolarisation um 90° (von $\alpha = 45^\circ$ nach $\alpha = -45^\circ$) ist eine deutliche Änderung des THz Signals zu erkennen. Die Differenz zwischen den beiden Zeitspuren rührt vom σ_{xxz} -Tensorelement her und beweist, dass unsere Quantenfilmprobe eine Asymmetrie in Wachstumsrichtung aufweist. Die gleichen Experimente wurden mit einer Referenzprobe wiederholt, die identisch zu dem GaAs-Substrat ist, auf das die Quantenfilme gewachsen wurden. In diesem Fall, siehe Bild 5(b), sind die beiden THz-Spuren wie erwartet nahezu identisch, da im Volumenmaterial kein σ_{xxz} -Tensorelement existiert.

Bevor wir mögliche Ursachen für die Asymmetrie in unseren nominell symmetrischen Quantenfilmen diskutieren wird die Existenz von σ_{xxz} -Verschiebungsströmen weiter untersucht. Die weitere Diskussion fokussiert sich auf das THz-Signal der σ_{xxz} -Ströme, welches sich aus der Differenz der beiden THz-Signale aus Bild 5(a) ergibt. Dieses Differenzsignal ist als schwarze Kurve in Bild 6(a) zu sehen. Eine Rotation der Probe von 180° um die z-Achse bei gleichem Kippwinkel ergibt ein identisches THz-Signal (blaue Kurve). Eine Invertierung des Kippwinkels von $+45^\circ$ auf -45° ohne Rotation um die z-Achse invertiert hingegen auch das THz-Signal (rote Kurve). Beide Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit Gleichung (5). Eine weitergehende Studie der Abhängigkeit des THz-Signals vom Kippwinkel der Probe wird in Bild 6(b) vorgestellt. Das experimentelle Verhalten zeigt eine Sättigung bei großen Kippwinkeln im Vergleich zu der von Gleichung (5) vorher gesagten sinusförmigen Abhängigkeit. Dieses Verhalten kann mit einer für große Kippwinkel geringeren Auffangeffizienz des Parabolspiegels für die emittierte THz-Strahlung erklärt werden.

Die Ergebnisse aus den Bildern 5 und 6 zeigen, dass unsere nominell symmetrischen Quantenfilme in Realität asymmetrische Strukturen sind, mit unterschiedlichen Grenzflächen auf der rechten Seite (GaAs/AlGaAs-Grenzfläche) und linken Seite (AlGaAs/GaAs Grenzfläche) des Quantenfilms. Wahrscheinlich rührt dieser Unterschied von einer unterschiedlichen Rauigkeit der beiden Grenzflächen her. Vergangene Morphologiestudien an (110)-orientierten GaAs/AlAs-Quantenfilmen haben gezeigt, dass GaAs auf AlAs eine glattere Oberflächenstruktur aufweist als AlAs auf GaAs [15]. Es ist wahrscheinlich, dass dies auch für GaAs/AlGaAs-Strukturen gilt und zu einer Asymmetrie der Quantenfilme führt.

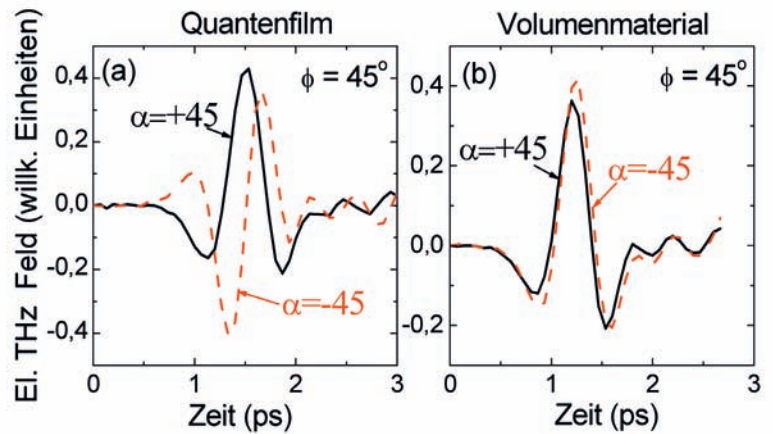


Bild 5: Gemessene THz-Signale, die von Verschiebestromen emittiert wurden, für unterschiedliche Polarisationen des Anregungslasers ($\alpha = 45^\circ$ und $\alpha = -45^\circ$). (a) GaAs/AlGaAs-Quantenfilmprobe. (b) GaAs-Volumenmaterial. Bei den Messungen waren die Proben um $\phi = 45^\circ$ um die x-Achse gedreht.

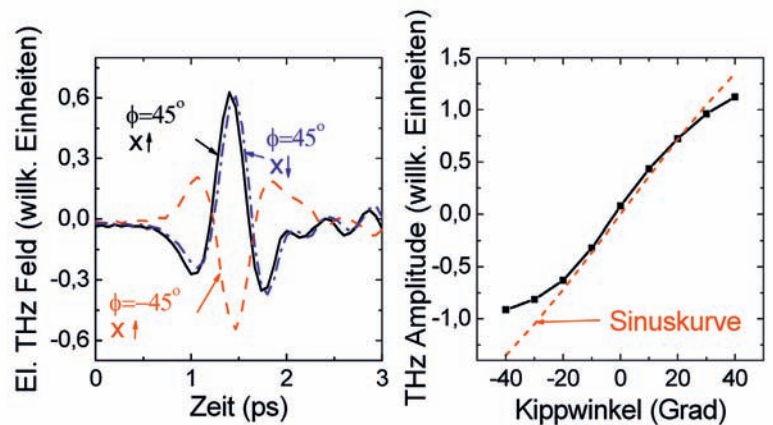


Bild 6: (a) THz-Signale des σ_{xxz} -Verschiebungsstroms für unterschiedliche Kippwinkel und Orientierungen der Quantenfilmprobe. (b) Abhängigkeit der THz-Amplitude des σ_{xxz} -Verschiebungsstroms vom Kippwinkel der Probe.

Vor kurzem wurden Experimente, in denen optisch induzierte Ströme mittels Ladungsträgerfang an Elektroden nachgewiesen wurden, an n-dotierten (110)-orientierten Quantenfilmen publiziert. In nominell symmetrischen Quantenfilmen konnte mit der Methode keine Asymmetrie festgestellt werden [16]. Eine mögliche Erklärung für den Unterschied ist, dass in Referenz [16] die Ströme durch Intersubbandanregung innerhalb des Leitungsbands erzeugt wurden, während wir die Ströme durch Interbandanregung induzieren, die einen Ladungsträgertransfer vom Valenz- ins Leitungsband bedingt.

6 Ausblick/Zusammenfassung

Die THz-Spektroskopie von Photoströmen stellt eine sensitive und nicht invasive Messmethode

für Symmetrieuntersuchungen dar. Wir konnten mit dieser Methode zeigen, dass unsere nominell symmetrischen GaAs/AlGaAs-Quantenfilme eine Asymmetrie entlang der Wachstumsrichtung aufweisen, die höchstwahrscheinlich auf eine unterschiedliche Rauigkeit von GaAs/AlGaAs- und AlGaAs/GaAs-Flächen zurückzuführen ist.

In detaillierteren Untersuchungen könnte die hier qualitativ vorgestellte Messtechnik so erweitert werden, dass sie eine quantitative Bestimmung der durch Symmetriereduzierung erzeugten Tensorelemente erlaubt. Damit könnte dann auch der genaue Einfluss von Wachstumsparametern (Wachstumsunterbrechung, Wachstumstemperatur, ...) auf die Symmetrie/Asymmetrie der (110)-orientierten GaAs/AlGaAs-Quantenfilme untersucht werden.

Literatur

- [1] VDI Technologiezentrum. Die Terahertz-Technologie und ihre möglichen Anwendungen (2006).
- [2] D. Middleman, (Hrsg.): Sensing with Terahertz Radiation (Springer, Berlin, 2003).
- [3] J. Shah: Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures (Springer, Berlin, 1999).
- [4] S. D. Ganichev und W. Prettl: Intense Terahertz Excitation of Semiconductors (Oxford University Press, Oxford, 2006).
- [5] S. Priyadarshi, M. Leidinger, K. Pierz, A. Racu, U. Siegner, M. Bieler, und P. Dawson: Appl. Phys. Lett. **95** (2009), 151110
- [6] R. Boyd: Nonlinear Optics (Academic Press, New York, 1992).
- [7] P. Yu und M. Cardona: Fundamentals of Semiconductors (Springer, Berlin Heidelberg New York, 2005).
- [8] O. Karimov, G. John, R. Harley, W. Lau, M. Flatté, M. Henini, und R. Airey: Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 246601
- [9] J. Sipe und A. Shkrebtii: Phys. Rev. B **61** (2000), 5337–5352
- [10] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, und H. Ohno: Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 4196–4199
- [11] A. Nahata, A. Weling, und T. Heinz: Appl. Phys. Lett. **69** (1996), 2321–2323
- [12] Q. Wu und X. Zhang: Appl. Phys. Lett. **70** (1997), 1784–1786
- [13] A. Yariv: Optical Electronics in Modern Communications (Oxford University Press, New York, 1997).
- [14] M. Bieler, K. Pierz, und U. Siegner: J. Appl. Phys. **100** (2006), 83710
- [1] M. Yoshita, N. Kondo, H. Sakaki, M. Baba, und H. Akiyama: Phys. Rev. B **63** (2001), 075305
- [16] V. Bel'kov, P. Olbrich, S. Tarasenko, D. Schuh, W. Wegscheider, T. Korn, C. Schüller, D. Weiss, W. Prettl, und S. Ganichev: Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 176806

Die Metrology Light Source – eine Strahlungsquelle für die THz-Metrologie

Ralph Müller¹, Arne Hoehl², Roman Klein³, Anton Serdyukov⁴,
Gerhard Ulm⁵, Jörg Feikes⁶, Michael von Hartrott⁷,
Godehard Wüstefeld⁸

1 Einleitung

Die Nutzung von Infrarotstrahlung an Elektronenspeicherringen gewinnt zunehmend an Bedeutung [1, 2]. Weltweit gibt es an ungefähr 25 Speicherringen dedizierte IR-Strahlrohre. Gründe dafür sind, dass Synchrotronstrahlung im IR-Bereich mehrere Vorteile gegenüber konventionellen thermischen IR-Quellen hat: (1) einen höheren Photonenfluss im fernen infraroten Spektralbereich (FIR), (2) eine höhere Brillanz über den gesamten IR-Bereich, (3) sie ist gepulst mit Pulslängen im ps-Bereich, (4) die Strahlung ist polarisiert, und an wenigen Speicherringen in der Welt besteht (5) die Möglichkeit der Erzeugung kohärenter Synchrotronstrahlung im langwelligen Bereich des FIR, d. h. im Sub-Terahertz-/Terahertzbereich (THz) mit einer um bis zu neun Größenordnungen höheren Intensität im Vergleich zur üblichen inkohärenten Synchrotronstrahlung [3 – 5].

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) nutzt seit mehr als 25 Jahren Synchrotronstrahlung für Radiometrie und angewandte Metrologie vorwiegend im UV-, VUV- und Röntgenbereich [6 – 8]. Synchrotronstrahlung aus Ablenkmagneten ist berechenbar. Speicherringe sind also primäre Strahlernormale vom NIR bis zum Röntgenbereich. Die PTB betreibt ein eigenes Laboratorium am Elektronenspeicherring BESSY II des Helmholtz-Zentrums Berlin für Materialien und Energie, welches vorwiegend im Röntgenbereich genutzt wird [7, 8]. Der neue Speicherring der PTB, die Metrology Light Source (MLS) [9], neben BESSY II, ist eine dedizierte Strahlungsquelle für die Radiometrie und Metrologie im UV/VUV- und IR-Bereich [10, 11]. Die MLS ist dabei auf eine sehr flexible Nutzung mit verschiedenen Elektronenenergien und Ringströmen ausgelegt, um die Strahleigenschaften den jeweiligen Messanforderungen anzupassen. Die MLS ist der erste Elektronenspeicherring weltweit, der bereits in der Planung für die Erzeugung kohärenter Synchrotronstrahlung (CSR) konzipiert und optimiert wurde. Die Erzeugung

von CSR erfolgt hierbei mittels eines speziellen elektronenoptischen Betriebsmodus, dem so genannten Low- α -Modus. Die erzeugte THz-Strahlung liegt dabei in einem Spektralbereich, der mit anderen Quellen aus dem Mikrowellenbereich und mit thermischen Strahlern nur schwer erreicht werden kann, dem so genannten „THz-Gap“ [5]. In Kombination mit den genannten Eigenschaften der IR-Synchrotronstrahlung wird die CSR für FTIR-Spektroskopie, die Ellipsometrie oder z. B. für Pump-Probe-Experimente interessant. Zur Zeit charakterisiert die PTB die Eigenschaften der MLS im THz-Bereich und bereitet die Nutzung der Strahlung für die Metrologie vor.

2 IR- und THz-Strahlung an der Metrology Light Source (MLS)

1.1 Die MLS

Die MLS ist für die radiometrischen Belange der PTB optimiert und wurde von der BESSY GmbH (jetzt: Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie) nach Vorgabe durch die PTB im Detail geplant [11]. Dies bedeutet insbesondere, dass reproduzierbare und stabile Betriebsbedingungen wichtig sind. Die wichtigsten Parameter der Speicherringanlage sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Das Speicherring-Layout ist geprägt von jeweils zwei sich gegenüberliegenden langen und zwei kurzen geraden Sektionen. In eine der langen geraden Sektionen ist der Undulator U180 eingebaut. Die gegenüberliegende Sektion beherbergt die Radiofrequenzkavitäten zur Beschleunigung der Elektronen und Einbauten zur Speicherringdiagnostik.

Der Elektronenstrahl wird in einem Mikrotron auf 105 MeV beschleunigt und in den Speicherring injiziert. Danach wird er auf eine frei wählbare Elektronenenergie zwischen 105 MeV und 630 MeV beschleunigt. Der maximale bisher gespeicherte Elektronenstrom beträgt 200 mA. Ein aktives Strahllageregelssystem, das bei Elektronenströmen oberhalb vom ca. 1 mA eingesetzt werden kann, stabilisiert die

¹ Dr. Ralph Müller, PTB-Arbeitsgruppe „IR-Spektrometrie“
E-Mail: ralph.mueller@ptb.de

² Arne Hoehl, PTB-Arbeitsgruppe „IR-Spektrometrie“
E-Mail: arne.hoehl@ptb.de

³ Dr. Roman Klein, Leiter der PTB-Arbeitsgruppe „Synchrotronstrahlungsquellen“
E-Mail: roman.klein@ptb.de

⁴ Anton Serdyukov, PTB-Arbeitsgruppe „IR-Spektrometrie“
E-Mail: anton.serdyukov@ptb.de

⁵ Dr. Gerhard Ulm, Leiter der PTB-Abteilung „Temperatur und Synchrotronstrahlung“
E-Mail: gerhard.ulm@ptb.de

⁶ Dr. Jörg Feikes, Institut für Beschleunigerphysik am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie
E-Mail: joerg.feikes@helmholtz-berlin.de

⁷ Dr. Michael von Hartrott, Institut für Beschleunigerphysik am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie

⁸ Dr. Godehard Wüstefeld, Institut für Beschleunigerphysik am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie
E-Mail: godehard.wuestefeld@helmholtz-berlin.de

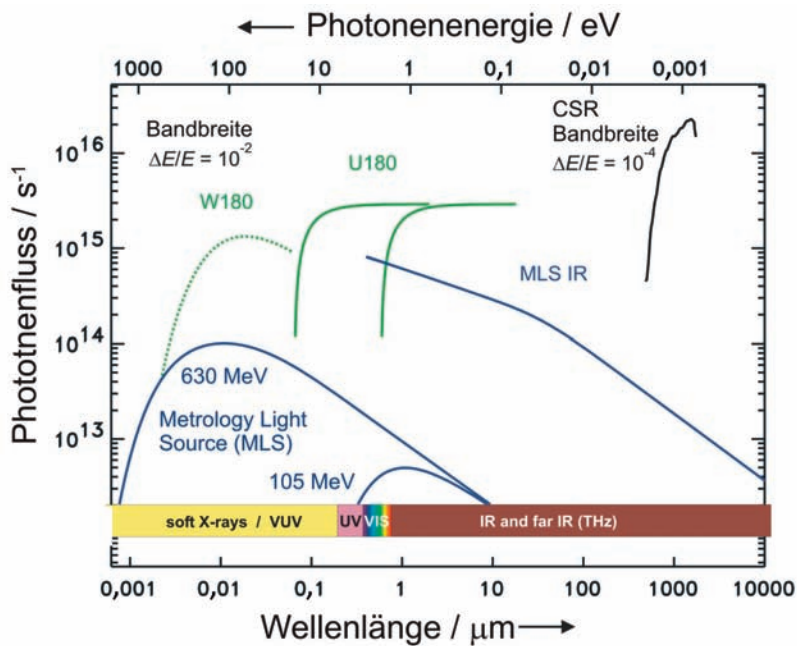


Bild 1: Berechneter Photonfluss am Ablenkmagneten der MLS für 105 MeV und 630 MeV (blaue Kurven). Die überhöhte Intensität im IR-Bereich beruht auf der Wahl eines größeren Akzeptanzwinkels am IR-Port der Dipolkammer. Grün eingezeichnet ist der Photonfluss der ersten Harmonischen des Undulators U180 und des Wiggers W180 (Undulatorbetrieb im Wiggler-Modus) für 200 MeV und 600 MeV. Der Photonfluss der gemessenen kohärenten Synchrotronstrahlung (CSR) im THz-Bereich (gemessen am THz-Strahlrohr) ist schwarz dargestellt.

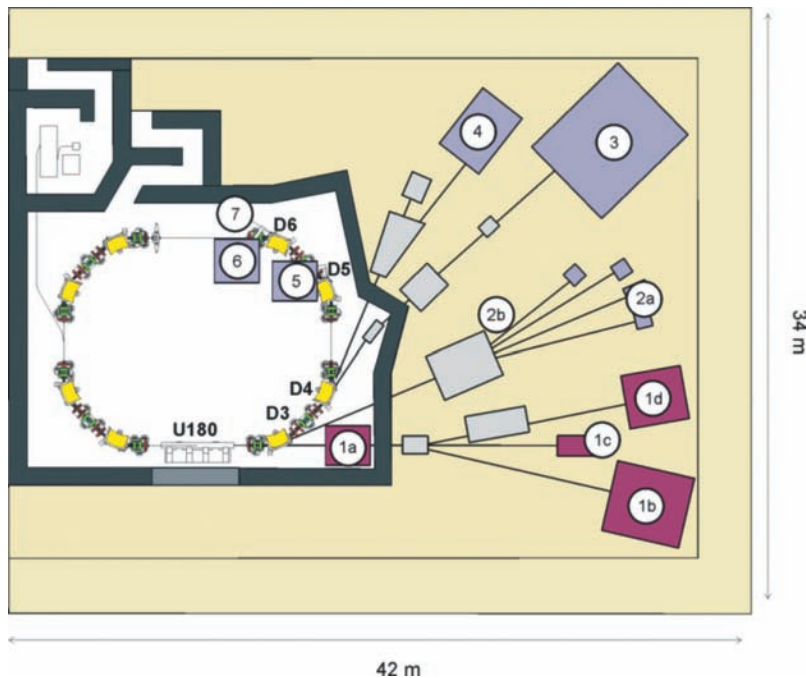


Bild 2: Schema der MLS mit allen geplanten Strahlrohren. Der Status der einzelnen Strahlrohre und Messplätze kann der Tabelle 2 entnommen werden.

Strahlmenge auf besser als $2 \mu\text{m}$. Im Speicherring ist die nötige Instrumentierung vorhanden, die eine genaue Bestimmung aller Betriebsparameter erlaubt. Dies ist Voraussetzung zum Betrieb des Speicherrings als primäres Strahlernormal [9]. Der Elektronenstrom lässt sich für Werte von 1 pA (ein Elektron) bis 200 mA absolut bestimmen. Dies erlaubt, den Photonfluss über einen Dynamikbereich von mehr als 11 Größenordnungen kontrolliert zu variieren.

Das Spektrum der Strahlung aus den Dipolmagneten deckt optimal den Spektralbereich des UV und VUV ab. Damit ergänzt die MLS den bei BESSY II verfügbaren Röntgenbereich im niederenergetischen Teil des Spektrums mit einem gewissen Überlappbereich im extremen UV (EUV). Durch den Einbau des Undulators U180 [12] ist es möglich, den Spektralbereich vom IR bis zum EUV mit Undulator- bzw. Wigglerstrahlung abzudecken und somit im Vergleich zur Strahlung von Ablenkmagneten um mehrere Größenordnungen höhere Strahlungsleistung zu erzeugen.

Bild 1 gibt einen Überblick über den mit Ablenkmagnetstrahlung und Undulatorstrahlung zugänglichen Spektralbereich der MLS. Eingezeichnet ist das Spektrum bei der niedrigsten und der höchsten Elektronenenergie. Bei der MLS lässt sich die Elektronenenergie zwischen den eingezeichneten Extremwerten beliebig einstellen. Bild 2 zeigt schematisch die Speicherringanlage und die geplanten Strahlrohre und Messplätze auf der ca. 550 m^2 großen Experimentierfläche. Den aktuellen Status der Strahlrohre findet man in Tabelle 2. Ein künftiger Schwerpunkt der Nutzung der MLS liegt im infraroten und THz-Spektralbereich. Dafür wurden zwei dedizierte IR- und THz-Strahlrohre aufgebaut [10].

1.2 IR- und THz-Strahlrohre an der MLS

An der MLS sind zur Zeit diese beiden für die Nutzung infraroter Synchrotronstrahlung konzipierte Strahlrohre in Betrieb: (1) ein IR-Strahlrohr für den Wellenlängenbereich von 600 nm bis 7 mm und (2) ein THz-Strahlrohr für den Bereich von $100 \mu\text{m}$ bis 7 mm . Am Undulator-Strahlrohr ist die Nutzung von IR-Strahlung im Bereich von $2 \mu\text{m}$ bis $20 \mu\text{m}$ möglich. Das IR-Strahlrohr ging bereits zusammen mit der MLS im April 2008 in Betrieb. Der Aufbau des THz-Strahlrohres war Anfang 2009 abgeschlossen.

Beginnend mit dem Jahr 2009 wurde die Instrumentierung für beide Strahlrohre installiert. Ziel der Instrumentierung war es, die Vorteile der IR-Synchrotronstrahlung für einen weiten Spektralbereich und verschiedenste Anwendungen auf den Gebieten Radiometrie, Materialphysik, Biologie, Chemie und Medizin zu nutzen. Für die breitbandige Ausnutzung

Tabelle 1:
Parameter der Metrology Light Source

Parameter	Wert
Struktur	4 x Double-Bend-Achromat
Umfang	48 m
Zahl/Länge der geraden Sektionen	2 x 6 m 2 x 2,25 m
Elektronenstrom	1 pA bis 200 mA (1 Elektron bis $2 \cdot 10^{11}$ Elektronen)
Elektronenenergie	105 MeV bis 630 MeV
Injektionsenergie	105 MeV
max. Magnetfeld der Ablenkmgnete	1,3 T
Biegeradius der Ablenkmgnete	1,528 m
Charakteristische Photonenenergie	1,7 eV bis 364 eV wählbar
nat. Emittanz (bei 630 MeV)	100 nm rad
Strahlgröße im Ablenkmgneten (1σ bei 630 MeV)	250 μm (h) x 200 μm (v)
HF-Frequenz	500 MHz
maximale HF-Spannung der Radiofrequenzkavitat	500 kV
max.-Anzahl der gefüllten Bunche	80

Tabelle 2:
Strahlrohre und Messplätze an der MLS

Nummer in Bild 2	Strahlrohr/Messplatz (Anwendung)	Wellenlangebereich	Status (August 2010)
1a	Messung der Elektronenenergie, der IR-Undulator-Strahlung	0,6 μm bis 20 μm	in Betrieb
1b	Messplatz für Hochflusseperimente		in Betrieb
1c	Undulator-Weilichtstrahlrohr		in Betrieb
1d	Undulator-UV/VUV-Monochromator	4 nm bis 400 nm	ab 2011 in Betrieb
2a	Dipolweilichtstrahlrohr		in Betrieb
2b	UV/VUV-Monochromator (Quellenkalibrierung)	7 nm bis 400 nm	ab 2011 in Betrieb
3	EUV-Plangittermonochromator (Reflektometrie)	4 nm bis 40 nm	ab 2010 in Betrieb
4	UV/VUV-Monochromator und Detektormessplatz	40 nm bis 400 nm	in Betrieb
5	THz-Strahlrohr	100 μm bis 7 mm	in Betrieb
6	IR-Strahlrohr	0,6 μm bis 7 mm	in Betrieb
7	Elektronenstrahl diagnostik		in Betrieb

der Brillanz bietet sich hierbei eine Kombination von Spektrometer und Mikroskop an. Dies ermöglicht die schnelle, spektral und orts aufgelöste Spektroskopie an kleinen Proben (IR-Mikrospektroskopie). In Kombination mit den vakuumtechnischen Anforderungen des Elektronenspeicherrings war somit ein Vakuum-FTIR-Spektrometer (BRUKER Vertex80v) das Instrument der Wahl. Es ist über den gesamten von beiden Strahlrohren abgedeckten Spektralbereich einsetzbar. Möglich wird dies durch die breite Auswahl an Strahlteilern, die für gewisse Wellenlangebereiche optimiert sind. Die Auflösung des Vertex80v beträgt $0,07 \text{ cm}^{-1}$. Das zugehörige Mikroskop HYPERION 3000 ging Anfang 2010 in Betrieb. Es ist für den Bereich des mittleren IR (MIR) optimiert und mit einem Focal-Plane-Array-Detektor ausgestattet. Die Adaption eines Bolometers für Messungen im

FIR/THz-Bereich ist möglich. Spektrometer und Mikroskop sind zur Zeit am IR-Strahlrohr im Einsatz und werden im Zusammenspiel charakterisiert (siehe Bild 3).

Bild 4a zeigt das optische Design des IR-Strahlrohres. Es ist ähnlich ausgeführt wie das IR-Strahlrohr IRIS am Elektronenspeicherring BESSY II [13]. Das IR-Strahlrohr der PTB befindet sich am Ablenkmgneten D6 der MLS. Der Planspiegel M1 erlaubt, in Kombination mit einer speziell konzipierten Dipolkammer, eine Strahlakzeptanz von 64 mrad (horizontal) und 43 mrad (vertikal). Bei einem maximalen Ringstrom von 200 mA und maximaler Ringenergie von 630 MeV kommt es auf diesem Spiegel zu einer Wärmebelastung von ungefähr 20 W durch die Synchrotronstrahlung. Dieser Wert ist klein im Vergleich zu den üblichen Strahlungsbelastungen an Hochenergie-Elektronenspeicherrin-

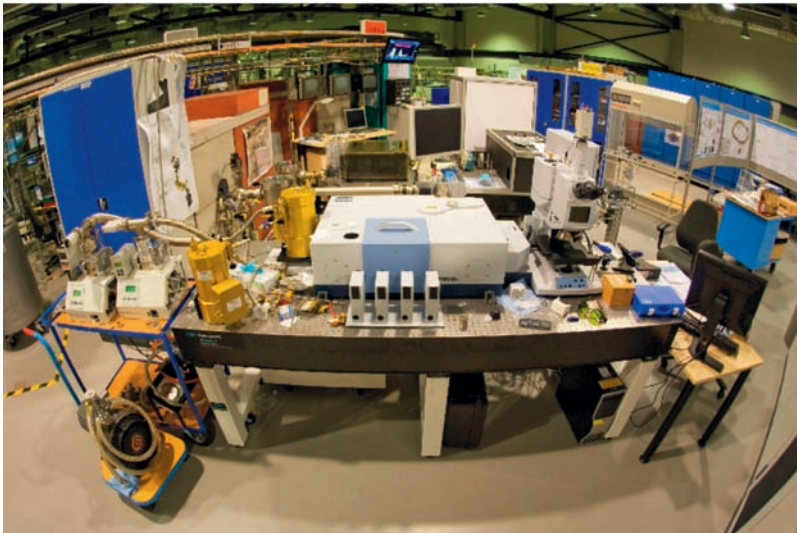
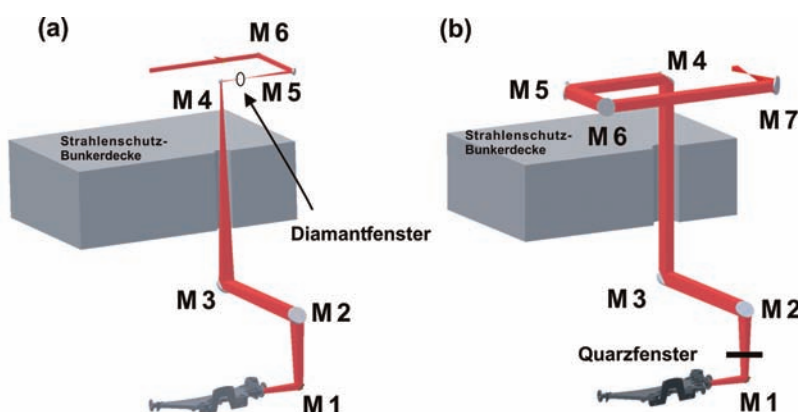


Bild 3:
IR- und THz-Messplatz am IR-Strahlrohr, Aufnahme vom März 2010. Zu sehen sind das FTIR-Spektrometer Vertex80v (auf dem Optiktisch in der Mitte) und das IR-Mikroskop Hyperion 3000 (rechts daneben).

gen wie z. B. BESSY II. Somit war es nicht nötig, den ersten Spiegel zu teilen, um die intensive Röntgenstrahlung (der Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung vergrößert sich mit zunehmender Wellenlänge) zu blockieren. M1 befindet sich 1550 mm vom Quellpunkt in der Dipolkammer und transportiert die Strahlung mit einer Ablenkung von 90° nach oben. Die Zylinderspiegel M2 und M3 fokussieren den Strahl horizontal bzw. vertikal, wobei M2 den Strahl um 90° in Richtung Speicherringmitte und M3 den Strahl um 90° nach oben ablenkt. 700 mm nach M3 passiert der Strahl die Decke des Strahlenschutz-bunkers und wird vom Planspiegel M4 auf den Parabolspiegel M5 gelenkt. M5 kollimiert den Strahl und leitet ihn zum Experiment. Nach allen Reflexionen ist der Strahl weiterhin in der Ringebene horizontal polarisiert. Zwischen M4 und M5 entsteht 5800 mm nach dem Quellpunkt ein Zwischenfokus. Kurz vor dem Fokus befindet sich ein Diamantfenster, welches das UHV-System des Speicherringes vom Vorvakuumssystem des Spektrometersystems trennt.

Bild 4:
Layout des
IR-Strahlrohres
(a) und des
THz-Strahlrohres
(b) an der MLS



Die große Mehrheit der IR-Strahlrohre an Elektronenspeicherringen sind für das MIR optimiert. Beugungsverluste auf Grund von kleinen Aperturen und optischen Elemente in der Strahlführung reduzieren die Strahlungsleistung am Experiment vor allem im FIR drastisch [14]. Um optimale Bedingungen für die Nutzung der FIR- und THz-Strahlung zu schaffen, wurde bereits im Planungsstadium der Bau eines dedizierten THz-Strahlrohres vorgesehen. Die Realisierung dieses Projektes erfolgte innerhalb kürzester Zeit, das THz-Strahlrohr konnte Anfang 2009 in Betrieb genommen werden. In Bild 4b ist das optische Designschema dargestellt. Am Dipolmagneten D5 befindet sich das Auslasssystem des Strahlrohres. Die Akzeptanz der Dipolkammer und der Abstand vom Quellpunkt zum Spiegel M1 stimmen mit den entsprechenden Werten des IR-Strahlrohres überein. Alle Spiegel lenken den Strahl um jeweils 90° in die gewünschte Richtung. Im Unterschied zum IR-Strahlrohr wird am THz-Strahlrohr bereits mit dem ersten Spiegel M1 abgebildet. M1 und M2 kollimieren den Strahl horizontal bzw. vertikal. Das UHV-System des Speicherringes wird bereits nach M1 durch ein Quarzfenster (Suprasil) mit einer offenen Apertur von 130 mm abgeschlossen. M3 bis M6 sind Planspiegel und M7 fokussiert als Toroidspiegel den THz-Strahlung horizontal und vertikal zum Experiment. Die Durchmesser der Vakuumrohre und Spiegel sind durchgehend größer als am IR-Strahlrohr. Die Strahlführungen beider Strahlrohre wurden mittels kalibrierter Filtrerradiometer und einer IR-Kamera charakterisiert und optimiert.

3 THz-Strahlung an der MLS

Die MLS ist weltweit der erste Ring, der für die Erzeugung kohärenter Synchrotronstrahlung konzipiert und optimiert wurde. Dies geschieht mittels einer speziellen Elektronenoptik, dem Low- α -Modus (α ist der „momentum compaction factor“) [15, 16]. Dieser Betriebsmodus wurde erstmals bei BESSY II entwickelt und optimiert und ist inzwischen weltweit an einigen Speicherringen adaptiert. Dabei werden die existierenden Sextupolmagnete zur Verringerung des α -Wertes (an der MLS z. B. von $\alpha = 0,033$ im Normalbetrieb bis ungefähr $\alpha = 0,0001$ im Low- α -Modus) benutzt. Um diese so erzeugten kurzen Elektronen-Bunche mit guter Lebensdauer zu speichern ist allerdings eine präzise und einfache Kontrolle der höheren Ordnungen von α notwendig. Die technischen Voraussetzungen dafür (zusätzliche Sextupole und Oktupole im Speicherring) wurden erstmals an der MLS geschaffen [16].

Außer an der MLS wird zur Zeit an zwei Speicherringen weltweit dedizierte Low- α -Betrieb für die Nutzer angeboten. Dies sind die

Speicherringe BESSY II und ANKA, die zur Zeit diesen speziellen Betriebsmodus jeweils 12 Tage pro Jahr anbieten [4]. In diesen Low- α -Schichten sind die Ringströme normalerweise um eine Größenordnung kleiner als im Normalbetrieb, was die experimentelle Nutzung an den anderen Strahlrohren des Speicherrings stark einschränkt. Die MLS als kleine Anlage mit ihrem flexiblen Nutzungskonzept wird schon jetzt durchschnittlich an mindestens einem Tag pro Woche im Low- α -Modus betrieben, dieser zeitliche Umfang könnte bei Bedarf wesentlich erhöht werden.

3.1 Erzeugung von THz-Strahlung mittels kohärenter Synchrotronstrahlung

Im Normalbetrieb der MLS mit einer Elektronenenergie von 630 MeV und einem Ringstrom von über 100 mA sind die einzelnen Bunche im Speicherring ungefähr 5 mm lang (1- σ -Bunchlänge). Die gemessene Leistung im FIR ist sehr klein und skaliert linear mit dem Ringstrom. Verkürzt man die Bunchlänge bis auf Werte von 1 mm und darunter kommt es zu Kohärenzeffekten (siehe Bild 5). Alle Elektronen im Bunch emittieren in Phase und die abgestrahlte Leistung, deren Maximum bei Wellenlängen im Bereich der Bunchlänge liegt, steigt quadratisch mit der Anzahl der Elektronen im Bunch. Diese Anzahl liegt im Bereich von bis zu 10^8 Elektronen, d. h. die theoretisch mögliche Überhöhung ist sehr groß. Die quadratische Abhängigkeit gilt nur im stabilen Bereich der kohärenten Synchro-

tronstrahlung. An der MLS ist dies z. B. bis zu Bunchlängen von 1 mm und Ringströmen von ungefähr 20 mA der Fall. Erhöht man den Ringstrom (die Anzahl der Elektronen pro Bunch) oder verkürzt man die Bunchlänge unter 1 mm kommt es zum so genannten „Burst“ der THz-Strahlung. Die Zeitstruktur dieser stochastische THz-Entladungen ist sehr komplex und sehr stark von den Ringeinstellungen abhängig. Aber auch in diesem so genannten „bursting-mode“ sind FTIR-Messungen mit einer Stabilität im Prozentbereich möglich [17].

An der MLS kann die Bunchlänge durch eine Reihe von Parametern, wie z. B. Ringstrom, Spannung der Hochfrequenzkavität oder durch α verändert werden. Bei festgehaltener Spannung der Hochfrequenzkavität ist die Länge der Bunche dabei proportional zu $\alpha^{1/2}$. Ein kleineres α („Low- α “) bewirkt somit kleinere Bunchlängen. Im langwelligen Bereich wird die THz-Strahlung an Elektronenspeicherringen durch die Dimensionen der Vakuumsysteme der Dipolkammern begrenzt. Die Abschneide-Wellenlänge („cut-off“) kann dabei durch die Formel

$$\lambda_{\text{cut off}} \approx \sqrt{\frac{6h^3}{\pi\rho}} \tag{1}$$

abgeschätzt werden, wobei h die vertikale Apertur der Dipolkammer und ρ der Biegeradius des Elektronenorbits im Dipolmagneten ist [5]. Für die MLS ergibt sich mit $h = 35$ mm, und $\rho = 1528$ mm daraus ein theoretischer Wert für den langwelligen „cut-off“ von 7 mm.

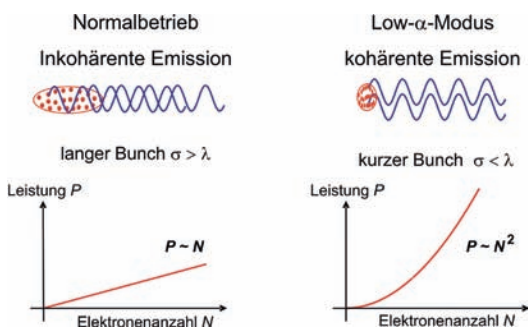


Bild 5: Vergleich der inkohärenten Emission (normale Nutzeroptik - linkes Bild) und der kohärenten Emission (Low- α -Modus – rechtes Bild)

3.2 Erste Resultate von der Inbetriebnahme der IR/THz-Strahlrohre

Nach Inbetriebnahme des THz-Strahlrohres wurden erste Messungen mit THz-Filtern, einem THz-Powermeter [18] und einer auch im THz-Bereich empfindlichen IR-Kamera durchgeführt [19, 20]. Bild 6 zeigt den mit Hilfe einer IR-Kamera aufgenommenen Fokus nach dem Spiegel M7 (siehe Bild 4b). Das aus diesem Kamerabild entnommene Strahlungsprofil ist gaußförmig mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von ungefähr 4 mm. Der Fokus der THz-Strahlung fällt hierbei mit dem Fokus der sichtbaren bzw. IR-Strahlung zusammen. Erste Messungen des THz-Spek-

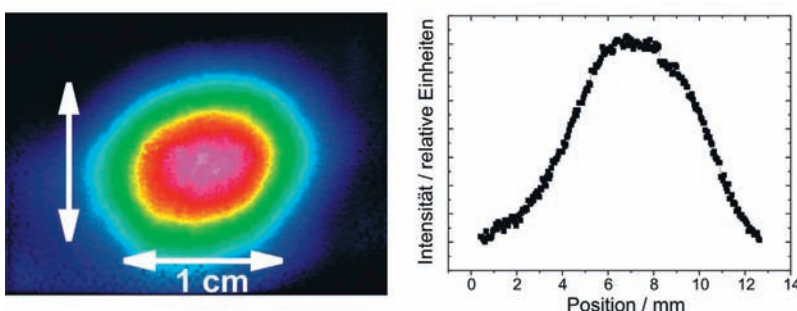


Bild 6: Links: Fokus der THz-Strahlung nach Spiegel M7 des THz-Strahlrohres (siehe Bild 4b). Rechts: Strahlprofil der fokussierten THz-Strahlung.

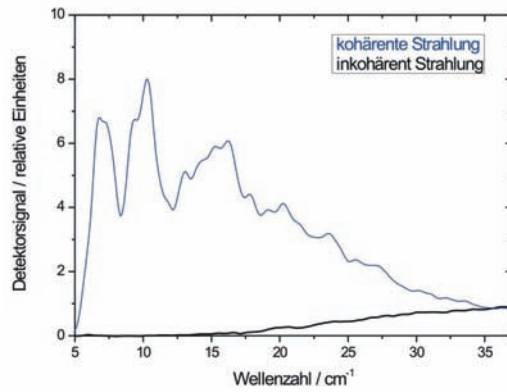


Bild 7:
Vergleich von kohärenter und inkohärenter Strahlung. Gemessen wurde mit dem Vertex80v-Spektrometer am IR-Strahlrohr.

trums im Low- α -Modus erfolgten mit einem FTIR-Spektrometer Nicolet 8700, dessen Messbereich mit einem speziellen Si-Beamsplitter auf den THz-Bereich erweitert wurde. In ersten Messungen wurde ein Peak im THz-Spektrum bei $1,4 \text{ cm}^{-1}$ beobachtet [20]. Dies entspricht einer Wellenlänge von ungefähr 7 mm und korrespondiert somit mit dem theoretisch vorhergesagten cut-off-Wert.

Erste Messungen zum Vergleich des Spektrums im Low- α -Modus mit dem inkohärenten Spektrum der Synchrotronstrahlung wurden am IR-Strahlrohr mit dem neu aufgebauten FTIR-Spektrometer und einem gekühlten Si-Bolometer als empfindlichen Detektor durchgeführt. Bild 7 zeigt ein solches Spektrum. Daraus kann man direkt den Wellenlängenbereich entnehmen, in dem die CSR mehr Intensität bietet als die inkohärente Synchrotronstrahlung. Das CSR-Spektrum reicht in diesem Fall bis ungefähr 35 cm^{-1} , geht also über 1 THz ($= 33,3 \text{ cm}^{-1}$) hinaus.

Eine für die Anwendung relevante Frage ist der Vergleich mit den internen Quellen des Spektrometers, d. h. ab wann ist es von Vorteil, Synchrotronstrahlung für die jeweilige Messaufgabe zu verwenden. Für Proben im Bereich von 3 mm Durchmesser ist die CSR am IR-Strahlrohr den internen Quellen für den ganzen mit dem verwendeten Strahlteiler (Mylar $50 \mu\text{m}$) messbaren Bereich überlegen (siehe Bild 8).

Die Leistung der kohärenten Synchrotronstrahlung im THz-Bereich wurde mit einem speziell für diesen Bereich angebotenen Leistungsmesser der Firma „Thomas Keating“ [18] gemessen. Dafür wurde das Messgerät jeweils in den Fokus der beiden Strahlrohre gestellt. Mittels verschiedener Filter wurden die Anteile des Spektrums aus dem sichtbaren, dem NIR- und dem MIR-Bereich abgeblockt. Am IR-Strahlrohr erreicht man eine maximale Leistung im Bereich einiger hundert μW . Am THz-Strahlrohr konnten dagegen Leistungen im Bereich einiger

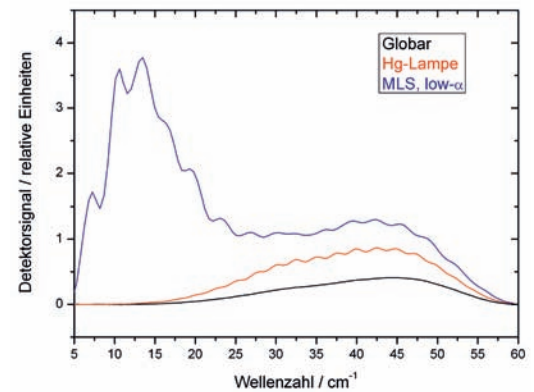


Bild 8:
Vergleich der Intensität im Low- α -Modus mit den im Vertex80v-Spektrometer eingebauten internen Quellen. Gemessen wurde am IR-Strahlrohr bei 130 mA Ringstrom.

mW nachgewiesen werden. Die maximale Leistung lag bei ungefähr 60 mW (siehe Bild 9). Dies entspricht bei einem Pulsabstand von 2 ns einer Pulsleistung von ungefähr 35 W. Solche Leistungen sind für Strahlrohre an Speicherringen weltweit einmalig hoch und bieten sehr gute Voraussetzungen für Anwendungen im THz-Bereich. Am THz-Rohr sind also ausgehend von Bild 8 wesentlich günstigere Resultate für den Vergleich mit den internen Quellen des Spektrometers zu erwarten.

Für eine Reihe von Untersuchungen, wie z. B. Mikrospektroskopie, Nahfeldmikroskopie oder THz-Tomographie [21] ist eine über längere Zeit stabile Leistung wesentlich. An Elektronenspeicherringen sinkt der Ringstrom exponentiell mit der Zeit. An der MLS besteht die Möglichkeit, über die Änderung verschiedener für die Low- α -Optik wichtigen Parameter die THz-Leistung auch bei abfallendem Ringstrom konstant zu halten. Erste Testmessungen zeigen, dass dies durch Variation der Spannung der Ringkavität bei gleichzeitig abfallendem Ringstrom auch gelingt [22]. Bild 10 zeigt dies an einem Beispiel für

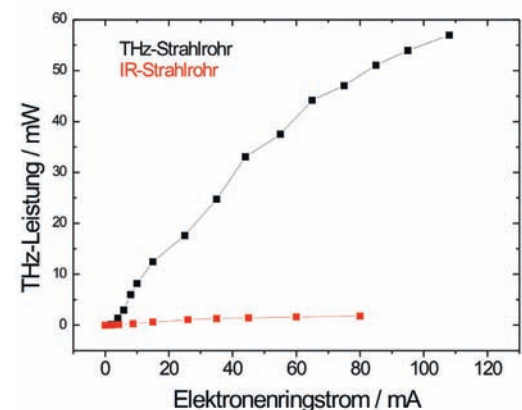


Bild 9:
Vergleich der THz-Leistung der kohärenten Synchrotronstrahlung im jeweiligen Fokus des IR- und des THz-Strahlrohres bei Betrieb der MLS im Low- α -Modus.

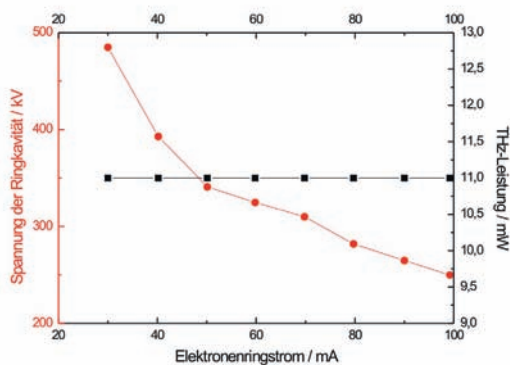


Bild 10: Spannung der Radiofrequenzkavität (linke y-Achse, rote Kreise) und der THz-Leistung (rechte y-Achse, schwarze Vierecke) als Funktion des Ringstromes. Die THz-Leistung wird bei sinkendem Ringstrom durch Erhöhung der Spannung der Radiofrequenz konstant gehalten.

eine Leistung von 11 mW. Im Test-Experiment reduzierte sich der Ringstrom dabei von 100 mA auf 30 mA. Gleichzeitig wurde die Spannung von 250 kV (bei 100 mA) auf 485 kV (bei 30 mA) nachgeregelt. Bei einer mittleren Lebensdauer von 9 h im Low- α -Modus kann man die Zeit konstanter Leistung auf 15 h abschätzen. Zukünftig wird es möglich sein, die Leistung und auch das zugehörige THz-Spektrum über einige Stunden vollautomatisch konstant zu halten.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die MLS, der neue Niederenergie-Elektronenspeicherring der PTB, ist eine vielversprechende IR- und THz-Strahlungsquelle. Ein spezieller maschinen-optischer Modus (Low- α -Modus) erlaubt die Erzeugung von sogenannter kohärenter Synchrotronstrahlung. Diese liefert eine wesentlich höhere Strahlungsleistung im FIR/(sub-)THz-Bereich und macht die MLS zu einer interessanten Strahlungsquelle für die THz-Metrologie. Die PTB arbeitet gemeinsam mit dem Helmholtz-Zentrum Berlin an der Optimierung der MLS für diesen Einsatz. Ziel ist dabei, eine bislang einmalige metrologische Kompetenz zu entwickeln, die auf im THz-Bereich kalibrierte Detektoren und optische Komponenten [23, 24] aufbaut. Dadurch wird eine Vielzahl von neuen Anwendungen im THz-Bereich, wie z. B. in der quantitativen Spektroskopie und Radiometrie möglich.

Literatur

- [1] <http://infrared.als.lbl.gov/content/web-links/45-srir>
- [2] U. Schade et al.: Synchrotron Radiat. News vol. 20 (2007), 5, p. 17
- [3] M. Abo-Bakr et al.: Phys. Rev. Lett. 88 (2002), p. 254801
- [4] G. Wüstefeld: EPAC'08 (2008), p. 26
- [5] G. P. Williams: Rep. Prog. Phys. 69 (2006), p. 301
- [6] G. Ulm: Metrologia 40 (2003), p. S101
- [7] B. Beckhoff et al.: Phys. Status Solidi B 246 (2009), p. 1415
- [8] siehe Themenschwerpunkt in PTB-Mitteilungen 115, Heft 3 (2005) S. 1–63
- [9] R. Klein et al.: Phys. Rev. ST-AB 11 (2008), p. 110701
- [10] R. Müller et al.: Infrared Phys. Technol. 49 (2006), p. 161
- [11] M. Abo-Bakr et al.: MLS Design Studie, BESSY GmbH, 18. Juli 2003
- [12] R. Klein et al.: J. Synchrotron Rad. 5 (1998), p. 451
- [13] U. Schade et al.: Rev. Sci. Instrum. 73 (2001), p. 1568
- [14] U. Schade et al.: Proc. of IRMMW2008 (2008)
- [15] M. Abo-Bakr et al.: Phys. Rev. Lett. 88 (2002), p. 254801
- [16] G. Wüstefeld et al.: The Metrology Light Source – The First Electron Storage Ring Optimized for Generating Coherent THz Radiation. Siehe auch J. Feikes et al.: Proc. of PAC'09, im Druck
- [17] A. Schnegg et al.: Phys. Chem. Chem. Phys. 11 (2009), p. 8620
- [18] www.terahertz.co.uk
- [19] R. Müller et al.: Proc. of EPAC'08 (2008), p. 2058
- [20] R. Müller et al.: Characterization of MLS THz radiation at a dedicated beamline. Proc of PAC'09, im Druck
- [21] B. Ewers et al.: Proc. of IRMMW-THz 2009 (2009)
- [22] R. Müller et al.: AIP Conf. Proc. 1214 (2010), p. 32
- [23] B. Gutschwager et al., Metrologia 46 (2009), p. S165
- [24] L. Werner et al.: Metrologia 46 (2009), p. S160