

Ressortforschungsberichte zur kerntechnischen Sicherheit und zum Strahlenschutz

Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der
Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit
Frequenzen im Terahertzbereich - Vorhaben 3610S80001

Auftragnehmer:

Bergische Universität Wuppertal

O. Spathmann
K. Statnikov
M. Zang
M. Saviz
T. Fiedler
V. Hansen
J. Streckert

Das Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz, Bau und
Reaktorsicherheit (BMUB) und im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz (BfS) durchgeführt.



Bundesamt für Strahlenschutz

Dieser Band enthält einen Ergebnisbericht eines vom Bundesamt für Strahlenschutz im Rahmen der Ressortforschung des BMUB (UFOPLAN) in Auftrag gegebenen Untersuchungsvorhabens. Verantwortlich für den Inhalt sind allein die Autoren. Das BfS übernimmt keine Gewähr für die Richtigkeit, die Genauigkeit und Vollständigkeit der Angaben sowie die Beachtung privater Rechte Dritter. Der Auftraggeber behält sich alle Rechte vor. Insbesondere darf dieser Bericht nur mit seiner Zustimmung ganz oder teilweise vervielfältigt werden.

Der Bericht gibt die Auffassung und Meinung des Auftragnehmers wieder und muss nicht mit der des BfS übereinstimmen.

BfS-RESFOR-98/14

Bitte beziehen Sie sich beim Zitieren dieses Dokumentes immer auf folgende URN:
urn:nbn:de:0221-2014111011856

Salzgitter, November 2014

**Forschungsvorhaben
3610S80001**

Entwicklung und Anwendung von Verfahren
zur Bestimmung der Exposition
gegenüber nichtionisierender Strahlung
mit Frequenzen im Terahertzbereich

Abschlussbericht

im Auftrag des

**Bundesamtes für Strahlenschutz
38201 Salzgitter**

Auftragnehmer: Bergische Universität Wuppertal
Prof. Dr. rer. nat. M. Clemens, Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik
Prof. Dr. rer. nat. U. Pfeiffer, Lehrstuhl für Hochfrequenzsysteme in der
Kommunikationstechnik

Verfasser: M.Sc. O. Spathmann¹, M.Sc. K. Statnikov², M.Sc. M. Zang¹, Dr. M. Saviz^{1*},
M.Sc. T. Fiedler¹, Prof. Dr.-Ing. V. Hansen¹, Dr.-Ing. Joachim Streckert¹

¹ Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik

² Lehrstuhl für Hochfrequenzsysteme in der Kommunikationstechnik

* Gastwissenschaftler der Universität Teheran, School of Electrical and Computer
Engineering, Iran

März 2013

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitende Bemerkungen	1
1	Arbeitspaket 1: Aufbereitung bereits vorhandener eigener und fremder sowie durch eine zusätzliche Literaturrecherche erschlossener Arbeiten hinsichtlich der für den Frequenzbereich 100 GHz - 10 THz im Hinblick auf die Themenstellung des Vorhabens relevanten Kenngrößen	2
1.1	Bereits vorhandene Quellen und Empfänger mit Angabe ihrer technischen Kenngrößen und der mit den untersuchten Quelle-Senken-Szenarien verbundenen Richtcharakteristika....	2
1.1.1	Elektronische THz-Quellen	2
1.1.2	Photonische THz-Quellen	4
1.1.3	Freie-Elektronen-Quellen.....	8
1.1.4	Thermische THz-Quellen	8
1.1.5	Abstrahlcharakteristika	9
1.1.6	Klassifikation der THz-Detektoren	10
1.1.7	THz-Direktdetektoren.....	10
1.1.8	THz-Heterodyn-Detektoren.....	11
1.1.9	TDS-Detektoren	12
1.2	In nächster Zukunft zu erwartende Entwicklungen auf dem Gebiet der Quellen und Empfänger	12
1.2.1	Neuartige THz-Quellen	12
1.2.2	Neuartige THz-Detektoren.....	13
1.3	Aktuelle und geplante technische Anwendungen, insbesondere von bildgebenden (2D/3D), Spektroskopie-, Sensorik- und Datenkommunikations-Anwendungen	14
1.3.1	Fahrerassistenzsysteme	14
1.3.2	Kommunikationssysteme	15
1.3.3	Passive 2D-bildgebende Systeme	15
1.3.4	Aktive 2D-bildgebende Systeme.....	19
1.3.5	Aktive 3D-bildgebende Systeme.....	20
1.3.6	Spektroskopische Systeme	23
1.4	Gegebene Möglichkeiten zur Messung von Feldstärke und Leistungsdichte-Verteilungen....	28
1.4.1	Bolometer-Detektoren.....	29
1.4.2	Kalorimetersystem	30
1.4.3	Thomas Keating-Leistungs- und Energiedetektor	32
1.4.4	Golay-Zelle.....	34
1.4.5	Pyroelektrischer Leistungs- und Energie-Detektor	35
1.4.6	Dioden-Sensor	38
1.5	Unter Strahlenschutzaspekten bedeutsame technische Parameter von Quellen und Empfängern	39
1.5.1	Empfänger	40
1.5.2	Quellen.....	40
1.6	Zum Strahlenschutz vorliegende Grenzwerte, Normen und andere Festlegungen	41
1.6.1	Basisgrößen elektrische Feldstärke und elektrische Stromdichte.....	41
1.6.2	Basisgrößen Spezifische Absorptionsrate (SAR) und Spezifische Absorption (SA)	44
1.6.3	Basisgröße Leistungsdichte.....	46
1.7	Vorliegende Erfahrungen zur Simulation der Ausbreitung von Wellen und ihrer Absorption in biologischem Gewebe (Stichwort: „Numerische Dosimetrie“)	48
1.7.1	Exposition eines Probencontainers mit Kulturmedium bei 100 GHz	48
1.7.2	Modelle zur Beschreibung menschlicher Haut im THz-Frequenzbereich	52
1.8	Bekannte biologische Wirkungen von Terahertz-Strahlung	58
1.8.1	EU-Projekt THz-BRIDGE	59
1.8.2	Weitere Untersuchungen zu biologischen Effekten in Gegenwart von THz-Strahlung	61
1.8.3	Invited Review Article: Current State of Resarch on Biological Effects of Terahertz Radiation.....	66
1.8.4	Fazit	70
1.9	Durchgeführte aktuelle Beratungen in einschlägigen nationalen und internationalen Gremien	71
1.10	Verfügbare Daten zu den Materialeigenschaften biologischer Gewebe	72
1.10.1	Frequenzabhängige dielektrische Eigenschaften.....	72

1.10.2	Gabriel et al.: The dielectric properties of biological tissues.....	76
1.10.3	Temperaturabhängigkeit der komplexen relativen Permittivität in flüssigem Wasser in einem Frequenzbereich von 0,1 bis 2 THz.....	76
2	Arbeitspaket 2: Messverfahren.....	81
2.1	Analyse und Klassifikation von Terahertzquellen.....	81
2.1.1	Systemeigenschaften bei aktuellen und geplanten technischen Anwendungen.....	81
2.1.2	Für die Exposition relevante Systemparameter.....	84
2.2	Analyse und Klassifikation von Terahertzdetektoren (messtechnische Mittel).....	86
2.2.1	Auswahl geeigneter messtechnischer Mittel.....	86
2.2.2	Beurteilung der Praxistauglichkeit der Messmittel.....	90
2.2.3	Berücksichtigung notwendiger Messantennen und deren Einfluss auf die Kalibrierung.....	92
2.3	Vorschlag für praxistaugliche messtechnische Verfahren zur Bestimmung der Immission.....	93
2.3.1	Beurteilung des ausgewählten messtechnischen Verfahrens.....	93
2.3.2	Diskussion der Aussagefähigkeit der Verfahren.....	95
2.4	Test der vorgeschlagenen Verfahren an ausgewählten Quellen.....	98
2.4.1	Detektion der Einfallsrichtung der THz-Strahlung.....	99
2.4.2	Unmittelbares Abscannen des Strahlprofils.....	101
2.4.3	Schätzung des Strahlprofils anhand der Knife-Edge-Methode.....	109
2.5	Empfehlung für praxistaugliche messtechnische Verfahren zur Bestimmung der Immissionen.....	115
3	Arbeitspaket 3: Numerische Dosimetrie.....	119
3.1	Entwicklung eines Konzepts zur Erstellung von elektromagnetischen (Teil-)Körpermodellen für Untersuchungen im THz-Bereich.....	119
3.1.1	Einige grundsätzliche Überlegungen.....	119
3.1.2	Grundsätzliche Untersuchung eines anatomischen Teilkörpermodells.....	120
3.1.3	Diskussion der frequenzabhängigen dielektrischen Materialdaten.....	122
3.1.4	Augenmodelle für die Felddosimetrie im THz-Frequenzbereich.....	129
3.1.5	Hautmodelle für die Felddosimetrie im THz-Frequenzbereich.....	137
3.2	Anregungsmodelle.....	145
3.2.1	Aperturfeldverfahren.....	146
3.2.2	Entwicklung von Anregungsmodellen für die Software CST Microwave Studio.....	151
3.2.3	Anregungsmodelle für TEM-Wellen.....	157
3.2.4	Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen.....	166
3.2.5	Anregungsmodelle für Hohlleitungswellen.....	191
3.3	Elektromagnetische Berechnungen.....	201
3.3.1	Elektromagnetische Berechnungen mit TEM-Anregung.....	201
3.3.2	Elektromagnetische Berechnungen mit Gauß'scher Anregung.....	241
3.4	Berechnung des Temperaturverlaufs.....	246
3.4.1	Erwärmung von biologischem Gewebe.....	246
3.4.2	Temperaturverteilung im oberflächennahen Körpergewebe.....	248
3.4.3	Temperaturverteilung im menschlichen Auge.....	265
4	Zusammenfassendes Fazit.....	278
4.1	Vorgehensweise zur Expositionsbestimmung.....	278
4.2	Bewertung der Exposition.....	279
4.3	Beurteilung der vorgestellten Sicherheitsscanner.....	281
	Literatur.....	282

0 Einleitende Bemerkungen

Dieses Forschungsvorhaben war unter anderem motiviert durch kritische Presseberichte und Politiker-Statements über die ersten probeweise an internationalen Flughäfen aufgestellten Ganzkörper-Personenscanner, heute offiziell als „Sicherheitsscanner“, damals von der Boulevard-Presse als „Nacktschanner“ bezeichnet. Im Kern entzündete sich die Kritik an einer vermeintlich befürchteten Verletzung der Intimsphäre von Flugreisenden, aber es keimte auch die Befürchtung einer potenziellen Gesundheitsgefährdung durch die in den Scannern verwendeten Strahlungsquellen auf, die nach einigen ‚online‘- und Zeitungsartikeln in dem der Öffentlichkeit bis dato nahezu unbekanntem Terahertz-Frequenzbereich emittieren sollten. Tatsächlich wurde keiner der damals getesteten Scanner bei Terahertz-Frequenzen betrieben, sondern je nach Wirkungsprinzip entweder bei kleineren Frequenzen im mm-Wellenbereich (um 77 GHz), wie sie auch beim automobilen Abstandsradar verwendet werden, oder bei den um mehrere Größenordnungen höheren Frequenzen des Röntgenbereichs. Nachdem das Bundesamt für Strahlenschutz bereits 2008 in einer ersten Bewertung eine mit Röntgenstrahlen funktionierende Scanner-Technologie abgelehnt hatte [1] (inzwischen beschloss die EU-Kommission, Scanner, die Röntgenstrahlung einsetzen, in der Europäischen Union komplett zu verbieten) und die Fachwelt mittlerweile zu der Erkenntnis gelangt war, dass die Nutzung von (echten) Terahertz-Quellen in Sicherheitsscannern [2] und anderen Applikationsfeldern, wie der zerstörungsfreien Materialprüfung, der Medizin, der Biologie, der Datenkommunikation und der Raumfahrt, realistisch und technisch vorteilhaft sein könnte, initiierte das Bundesamt für Strahlenschutz 2010 ein Forschungsvorhaben, in dem unabhängig von der konkreten Anwendung Vorgehensweisen zur quantitativen Bestimmung der Exposition von Personen gegenüber elektromagnetischen Feldern des Terahertzbereichs zwischen 10^{11} Hz und 10^{13} Hz entwickelt werden sollten.

Der vorliegende Abschlussbericht dieses Forschungsvorhabens erweitert und ersetzt den zu AP 1 im Juli 2011 dargestellten Stand von Wissenschaft und Technik, der als eigenständiger fachlicher Zwischenbericht mit dem Titel „Aufbereitung bereits vorhandener eigener und fremder sowie durch eine zusätzliche Literaturrecherche erschlossener Arbeiten hinsichtlich der für den Frequenzbereich 100 GHz - 10 THz im Hinblick auf die Themenstellung des Vorhabens relevanten Kenngrößen“ im Internet unter [3] verfügbar war und hier nun als Kapitel 1 integriert ist.

In den beiden folgenden Kapiteln werden die danach im Rahmen dieses Forschungsvorhabens selbst erarbeiteten Erkenntnisse zu den Arbeitspaketen AP 2: „Messverfahren“ und AP 3: „Numerische Dosimetrie“ einschließlich der verwendeten Methodiken beschrieben. Ziel von AP 2 ist vor allem der Vorschlag eines praxistauglichen messtechnischen Verfahrens zur Bestimmung von Immissionen in der Umgebung von Terahertzquellen, aus denen dann in AP 3 auf die tatsächliche Exposition von Personen geschlossen werden soll. AP 3 ermittelt anhand von numerischen Simulationsrechnungen unter Verwendung unterschiedlicher Haut- und Augenmodelle für den gesamten Bereich der Untersuchungsfrequenzen von 0,1 bis 10 THz das Eindringverhalten von Feldern in biologisches Gewebe, um aus den resultierenden Feld-, SAR- und Temperaturverteilungen eine Einschätzung maximal zulässiger Leistungsdichten der Immissionsfelder aus AP 2 zu gewinnen. Kapitel 4 schließt den Bericht mit einem zusammenfassenden Fazit ab.

1 Arbeitspaket 1: Aufbereitung bereits vorhandener eigener und fremder sowie durch eine zusätzliche Literaturrecherche erschlossener Arbeiten hinsichtlich der für den Frequenzbereich 100 GHz - 10 THz im Hinblick auf die Themenstellung des Vorhabens relevanten Kenngrößen

1.1 Bereits vorhandene Quellen und Empfänger mit Angabe ihrer technischen Kenngrößen und der mit den untersuchten Quelle-Senken-Szenarien verbundenen Richtcharakteristika

Das Terahertz (THz)-Band erstreckt sich über den Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 10 THz, liegt also oberhalb des Mikrowellen (MW)- und unterhalb des Infrarot (IR)-Frequenzbereichs. Als technische Anwendung hat der THz-Bereich in letzter Zeit insbesondere im Hinblick auf Abbildungssysteme Interesse erlangt. Diese können entweder auf dem passiven oder aktiven Funktionsprinzip beruhen. Bei den passiven Systemen wird keine THz-Beleuchtungsquelle benötigt, da Objekte selbst thermische Strahlung unter anderem im THz-Frequenzbereich emittieren. Die passiven Abbildungssysteme werden vorwiegend in den Frequenzbändern um 35, 94, 140 und 220 GHz betrieben, da hier die atmosphärische Dämpfung Minima aufweist [4]. Die Detektoren müssen extrem rauscharm, breitbandig und richtungsselektiv sein.

Aktive THz-Systeme benötigen eine oder mehrere THz-Quellen und können entweder kohärent, d.h. unter Ausnutzung der Phaseninformation, oder nicht-kohärent, also rein auf Amplitudeninformation basierend, arbeiten. Zur Erzeugung von kohärenter THz-Strahlung werden hauptsächlich zwei bekannte Ansätze verfolgt: Elektronische und photonische (optische bzw. elektro-optische) Ansätze. Nicht-kohärente THz-Strahlung kann z.B. durch thermische oder elektronische Rauschquellen erzeugt werden. Ein repräsentatives Beispiel für eine elektronische Rauschquelle stellt das kommerzielle Modell ISSN-06 von der Firma ELVA-1 dar. Es basiert auf einer Silizium-IMPATT (Impact Ionization Avalanche Transit-Time) Diode und gibt im Frequenzbereich zwischen 110 GHz und 170 GHz eine über die Bandbreite von 60 GHz integrierte Rauschleistung von 4,1 nW ab [5].

1.1.1 Elektronische THz-Quellen

Die in den letzten zehn Jahren erzielten Fortschritte in der Mikroelektronik erlauben die Herstellung von vollintegrierten kompakten halbleiter-basierten THz-Quellen und -Detektoren. Durch die Steigerung ihrer Leistungsfähigkeit dringen die elektronischen Quellen aus dem MW-Bereich immer weiter in den THz-Frequenzbereich ein. Trägt man die erzielte Dauerstrich (CW)-Ausgangsleistung der elektronischen Quellen über der Arbeitsfrequenz auf, so erkennt man einen Tiefpass-Charakter: Im Bereich bis 100 GHz kann eine CW-Ausgangsleistung von ca. 100 mW erreicht werden, mit weiter steigender Arbeitsfrequenz nimmt die Ausgangsleistung mit $1/f^2$ und danach mit $1/f^3$ ab [4]. In Abbildung 1 ist der Stand der Technik bei der CW-Ausgangsleistung der elektronischen MW-/THz-Quellen auf Basis von Galliumarsenid (GaAs)- und Indiumphosphid (InP)-Gunn-Dioden dargestellt.

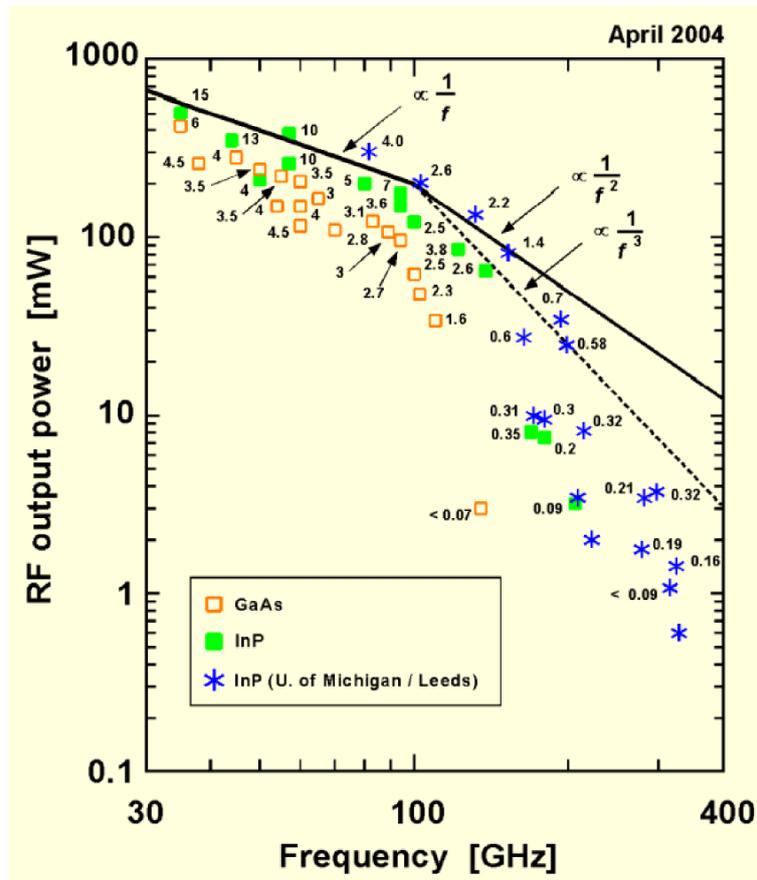


Abbildung 1: Stand der Technik bei der CW-Ausgangsleistung der elektronischen MW-/THz-Quellen auf Basis von GaAs- und InP-Gunn-Dioden [4].

Zur Erzeugung von THz-CW-Strahlung wird die Frequenz eines Lokaloszillators mit Hilfe von nicht-linearen Bauelementen wie Dioden oder Transistoren hochmultipliziert. Generell kann ein System entweder für die höchste Ausgangsleistung bei geringer Bandbreite oder für maximale Bandbreite bei geringerer Ausgangsleistung ausgelegt werden. Die kommerziell verfügbaren THz-Quellen und -Detektoren auf Basis von III-V-Halbleitern (GaAs-Schottky-Dioden) der Firma Virginia Diodes (VDI) können als Referenz zum heutigen Stand der Technik bei den elektronischen Bauelementen betrachtet werden. Die CW-Ausgangsleistung und die verfügbare Bandbreite der VDI-Quellen können an der Abbildung 2 abgelesen werden. Bei diesen breitbandigen Systemen beträgt die CW-Ausgangsleistung 0,18 mW im Bereich von 400 GHz, 30 μ W bei 600 GHz und ca. 4 μ W bei 1 THz [6]. Die VDI-Quelle mit der Bezeichnung 1.9THzAMC liefert eine CW-Ausgangsleistung von ca. 3 μ W bei 1,9 THz [7].

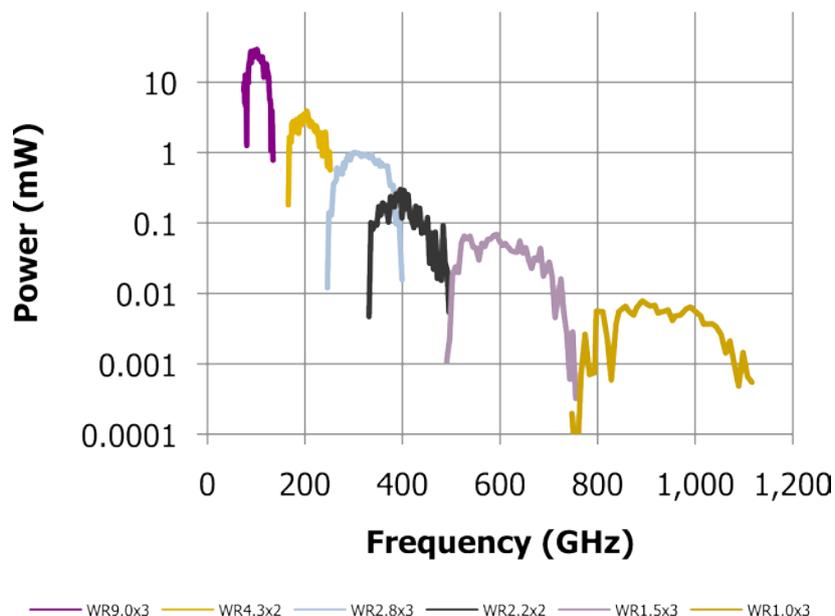


Abbildung 2: CW-Ausgangsleistung von MW-/THz-Quellen auf Basis von GaAs Schottky Dioden der Firma Virginia Diodes [6]

Elektronische Quellen und Detektoren auf Silizium(Si)-Basis sind im Vergleich zu III-V-Halbleitern generell weniger leistungsstark, bieten jedoch entscheidende Vorteile bei der kostengünstigen und extrem kompakten Systemintegration. Die Forschungsergebnisse bei den THz-CW-Quellen auf Basis von Silizium-Germanium(SiGe)-Heterobipolartransistoren (HBT) präsentieren eine Ausgangsleistung von -17 dBm bei 820 GHz [8]. Die bisher höchste CW-Ausgangsleistung bei einer Si-CMOS-basierten Quelle liegt bei -8 dBm bei 480 GHz [9].

1.1.2 Photonische THz-Quellen

Bei den photonischen THz-Quellen und -Detektoren versucht man hingegen aus dem IR-Frequenzbereich die tieferen THz-Frequenzen zu erschließen. Die photonischen THz-Quellen unterteilen sich einerseits in Lasersysteme, die direkt THz-Strahlung emittieren, und andererseits in Laser-gestützte THz-Systeme, bei denen die Laser-Pulse zur Erzeugung von sekundären THz-Pulsen in nicht-linearen Kristallen und photonischen Mischern verwendet werden.

Bei den direkt emittierenden kohärenten THz-Lasersystemen unterscheidet man zwischen den Ferninfrarot-(FIR) Gaslasern und den Quantenkaskadenlasern (QCL).

Gaslaser sind die ältesten kohärenten THz-Quellen und wurden in den Sechzigern des letzten Jahrhunderts entwickelt [10]. Die Gaslaser fallen preislich gesehen recht gewichtig aus, besitzen aber die höchste Ausgangsleistung unter den THz-Quellen. Häufig werden Gaslaser gefüllt mit Methanol als aktivem Medium verwendet. Die stärkste, am häufigsten genutzte Emissionsfrequenz beträgt 2,52 THz. Der Methanollaser wird seinerseits von einem CO₂-Laser gepumpt. Die Ausgangsleistung des Systems beträgt zwischen 30 mW [11] und 100 mW [4]. Die Ausgangsfrequenz der Gaslaser kann im Bereich zwischen 0,3 und 5 THz durchgestimmt werden [4].

Quantenkaskadenlaser sind halbleiter-basierte Laser, bei denen im Gegensatz zu normalen Halbleiterlasern das Laserlicht nicht durch die strahlende Elektron-Loch-Rekombination (Interband-Übergang) erzeugt wird, sondern die THz-Strahlung wird durch Intersubband-Übergänge von Elektronen innerhalb des Leitungsbands emittiert [13]. Dazu wird eine Reihe von Halbleiterschichten als zweidimensionale Quantentöpfe hergestellt, die mehrere quantisierte Energieniveaus relativ zum Material-Energieniveau haben. Durch Anlegen einer Spannung werden die absoluten quantisierten Energieniveaus angrenzender Quantentöpfe so zueinander ausgerichtet, dass Elektronen durch quantenmechanisches Tunneln von einem niedrigen Energieniveau des einen Quantentopfs in ein hohes Energieniveau eines anderen gelangen können [14].

THz-Quantenkaskadenlaser müssen gekühlt werden, für CW-Betrieb mehr als für den Puls-Betrieb. Wie in Abbildung 3 dargestellt, liegt die CW-Ausgangsleistung im Bereich von 10 mW. Der abgedeckte Spektralbereich erstreckt sich von 0,84 THz bis 5,0 THz [15], [16]. Bei den gepulsten Quellen liegt die bisher maximal erreichte Ausgangsleistung bei 250 mW und die maximale Arbeitstemperatur bei 169 K. Die CW-Quellen liefern maximal 130 mW und die maximale Arbeitstemperatur liegt bei 117 K [16].

Für die Datenkommunikation im sub-THz-Bereich werden die so genannten Uni-Travelling-Carrier Photodioden (UTC-PDs) eingesetzt. UTC-PDs sind Photodioden mit sehr hoher Modulationsbandbreite und hoher Ausgangsleistung und nutzen Photomischertechnik zur Erzeugung von THz-Wellen aus. Über die Kommunikation im THz-Bereich mit einer Datenrate von 10 GBPS wird in [17] berichtet.

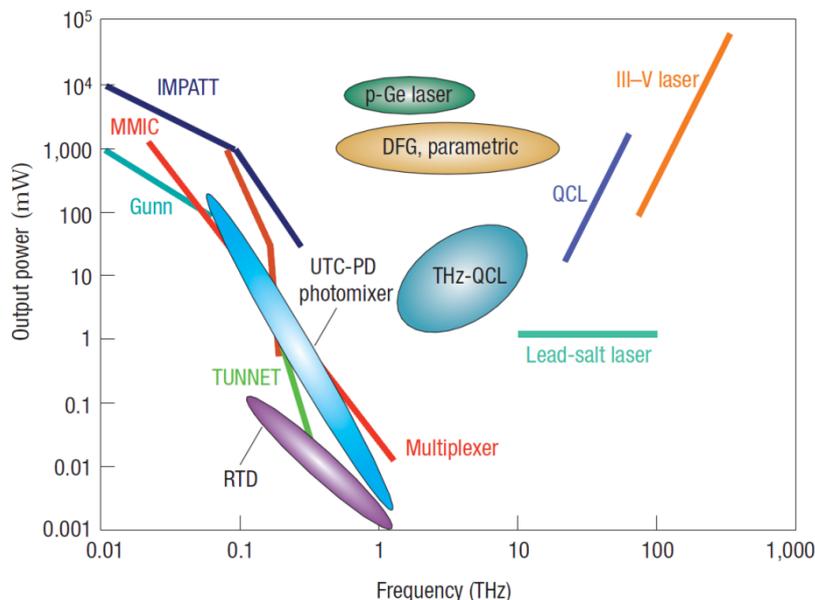


Abbildung 3: THz-Ausgangsleistung als Funktion der Arbeitsfrequenz. Durchgezogene Linien kennzeichnen konventionelle THz-Quellen, die z.T. außerhalb des im Rahmen dieses Vorhabens definierten THz-Bereichs liegen; IMPATT Diode steht für Impact Ionization Avalanche Transit-Time Diode, MMIC für Microwave Monolithic Integrated Circuit, TUNNET für Tunnel Injection Transit Time, QCL für Quantum Cascade Laser und Multiplexer ist ein Schottky-Barrier-Dioden-Frequenzmultiplikator. Ovale kennzeichnen neueste THz-Quellen. Die Ausgangsleistung bei den Resonant Tunnelling Dioden (RTDs) und den Uni-Travelling-Carrier Photodioden (UTC-PDs) ist als Peak-Leistung, sonst als CW-Leistung angegeben [18].

Eine andere Klasse der photonischen THz-Quellen bilden die Laser-gestützten optoelektronischen THz-Emitter. Diese werden überwiegend bei der Zeitbereichsspektroskopie (engl. time-domain spectroscopy, TDS) eingesetzt. Dabei werden kurze optische Pulse von einem Femtosekundenlaser (meistens Ti:Sapphire-Laser) zur Generation der THz-Strahlung genutzt [11]. Der Laserpuls generiert in einer photoleitenden THz-Antenne (auf einem Silicon-on-Sapphire- oder GaAs-Substrat) einen kurzen Stromfluss, der zur Abstrahlung des THz-Pulses führt.

Eine photoleitende THz-Antenne besteht im Wesentlichen aus einer hochohmigen halbleitenden Schicht mit einer kurzen Relaxationszeit der Ladungsträger im Bereich einer Pikosekunde. Darauf ist eine elektrisch leitende Antennenstruktur, beispielsweise in Form eines Dipols mit einem Gap als Unterbrechung im Zentrum des Dipols, angeordnet. Zur Emission oder zum Nachweis von Terahertz-Strahlung wird die Halbleiterschicht im Gap der Antenne mit kurzen Laserpulsen bestrahlt. Die Photonenenergie der Laserpulse ist dabei größer als die elektronische Bandlücke der halbleitenden Schicht, so dass das Laserlicht in der halbleitenden Schicht absorbiert wird und bewegliche Ladungsträger erzeugt. Zur Emission von Terahertz-Strahlung wird die Antenne vorgespannt. Dadurch entsteht im Gap der Antenne ein elektrisches Feld, dem die durch den optischen Puls erzeugten freien Ladungsträger folgen. Somit wird in der Beschleunigungsphase der Ladungsträger elektromagnetische Strahlung im THz-Bereich emittiert [12].

Durch die Kürze des optischen Pulses ergibt sich bei der Erzeugung eine spektrale Bandbreite des Pulses von bis zu 5 THz [19]. Die maximal erreichbare Frequenz hängt von der Rekombinationszeit im Halbleitersubstrat ab. Ein ähnliches Verfahren basiert anstelle von Halbleitern auf Kristallen (wie z.B. ZnTe) mit hoher Suszeptibilität zweiter Ordnung [20].

Die Pulslänge des Primärlasers liegt im 100 fs-Bereich und die mittlere Laserleistung wird mit einigen Watt angegeben [19]. Die Pulswiederholfrequenz liegt im 100 MHz-Bereich [21]. Die THz-Pulse haben eine Länge in sub-ps-Bereich. Genaue Angaben zu der tatsächlichen THz-Ausgangsleistung sind sehr rar, jedoch findet man die Aussage, dass die mittlere THz-Ausgangsleistung im μW -Bereich liegt [19]. Abbildung 4 (aus der Referenz [19]) gibt einen Vergleich von THz-Quellen mit Angabe ihrer Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Frequenz an; unter anderem ist die Ausgangsleistung von photoleitenden THz-Antennen (engl.: photoconductive antenna) eingezeichnet.

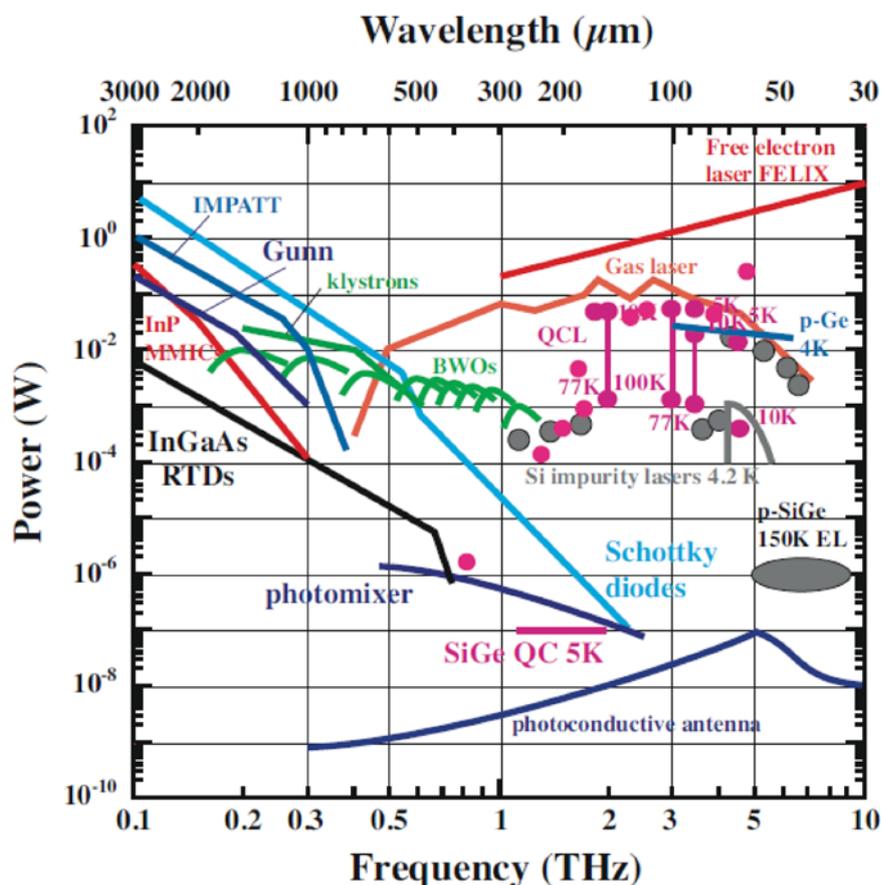


Abbildung 4: THz-Ausgangsleistung als Funktion der Arbeitsfrequenz; unter anderem ist die Ausgangsleistung von photoleitenden THz-Antennen (engl.: photoconductive antenna) eingezeichnet [19].

Auf Basis von Halbleiterlasern existieren ebenso CW-Photomischer zum Generieren der THz-Strahlung. Dabei werden zwei CW-Laser benutzt, die bei unterschiedlicher Frequenz betrieben werden. Deren Strahlung wird auf einen vorgespannten Photoleiter fokussiert, dessen Photostrom mit der Differenzfrequenz der beiden Laser moduliert wird. Der Photostrom wird in eine Antenne eingekoppelt, die THz-Strahlung emittiert [22]. Die THz-Ausgangsfrequenz kann durch das Abstimmen der Arbeits-

frequenz eines der beiden Laser im Bereich von 0,2 bis 2 THz variiert werden. Die mittlere THz-Ausgangsleistung liegt im nW- bis 100 μ W-Bereich [4].

1.1.3 Freie-Elektronen-Quellen

Unter die Kategorie Freie-Elektronen-Quellen fallen solche THz-Quellen wie Klystrone, Wanderfeldröhre (engl.: Travelling Wave Tube, Abk. TWT), Rückwärtswellenoszillatoren (engl.: Backward-wave Oscillator, Abk. BWO) und Gyrotrone. Als recht kompakte und leistungsfähige THz-CW-Quellen können BWOs hervorgehoben werden. In einem BWO emittiert die geheizte Kathode Elektronen, die mittels einer Hochspannung beschleunigt und durch ein Magnetfeld fokussiert werden; anschließend fliegen sie zur Anode über eine kammartige Struktur. Dadurch werden die Elektronen in Pakete gebündelt und erzeugen eine elektromagnetische Welle, die sich entgegen der Elektronenbewegung ausbreitet und durch einen überdimensionierten Wellenleiter ins Freie tritt. Die Geschwindigkeit der Elektronen im Strahl und somit die Frequenz der erzeugten Strahlung wird durch die Beschleunigungsspannung festgelegt [23] und kann im Bereich von einigen Zehn-GHz verstimmbar werden. Eine Kombination aus BWOs kann in einem System integriert werden, so dass Frequenzen zwischen 30 GHz und 1,2 THz emittiert werden können. Die THz-Ausgangsleistung liegt dabei im Bereich von 1-100 mW [4]. Abbildung 5 illustriert die CW-Ausgangsleistung und spektrale Abdeckung von unterschiedlichen kommerziell verfügbaren BWOs.

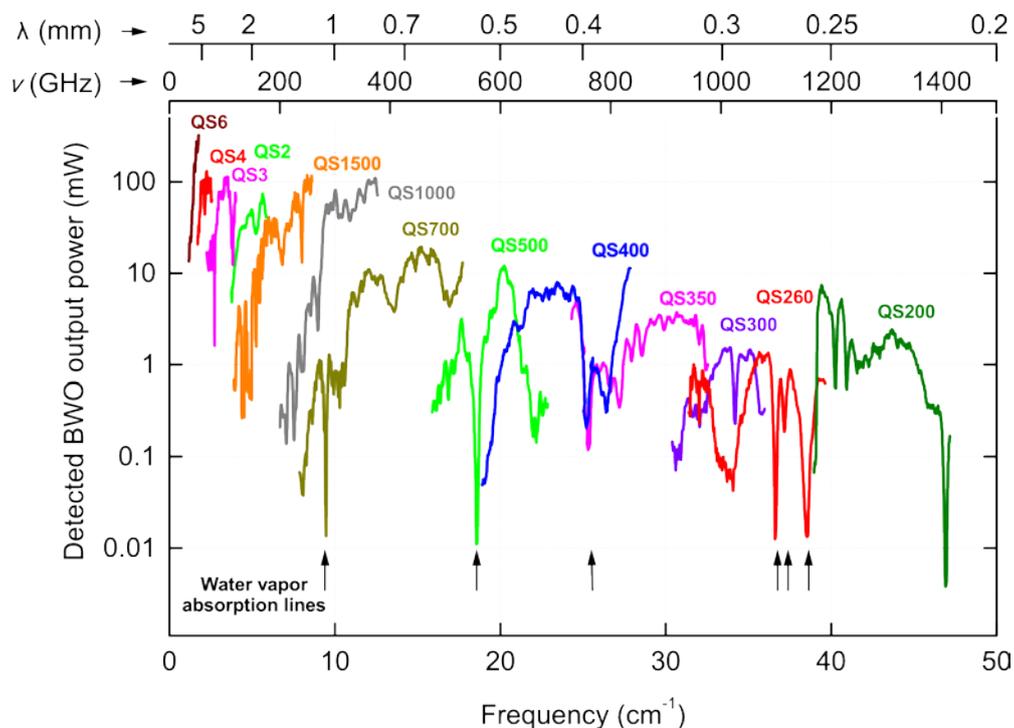


Abbildung 5: CW-Ausgangsleistung und spektrale Abdeckung von unterschiedlichen BWOs [4].

1.1.4 Thermische THz-Quellen

Ebenso existiert ein thermisches Verfahren zur Erzeugung von ultra-breitbandiger nicht-kohärenter THz-Strahlung: Durch das Erhitzen eines so genannten Schwarzkörpers auf eine bekannte Tempera-

tur wird entsprechend dem Planck'schen Gesetz elektromagnetische Strahlung unter anderem auch im THz-Band emittiert. Durch entsprechende optische Tiefpass-Filterung kann die Infrarot-Strahlung weitgehend unterdrückt werden. THz-Strahlung aus einem Schwarzkörper wird auch häufig zur Kalibrierung von passiv-arbeitenden THz-Detektoren verwendet [24].

1.1.5 Abstrahlcharakteristika

Die meisten der oben beschriebenen THz-Quellen strahlen diffus und benötigen ergänzende Optik-Komponenten zur Bündelung des THz-Strahls. Lediglich die QCL strahlen aufgrund ihres inneren Aufbaus einen vergleichsweise gebündelten THz-Laserstrahl ab. Aber auch bei QCL kann es notwendig sein, zusätzliche Linsen zur Strahlfokussierung zu verwenden (vgl. Abbildung 6 und Abbildung 7). Bei einem Messexperiment wurde der Strahl von einem 2,5 THz-QCL mithilfe einer Linse gebündelt und anschließend mit einer Mikrobolometer-Fokalebene-Matrix (engl.: Focal Plane Array, FPA) an unterschiedlichen Positionen vermessen. Im Fokuspunkt beträgt die Amplitudenhalbwertsbreite ca. 2,5 mm.

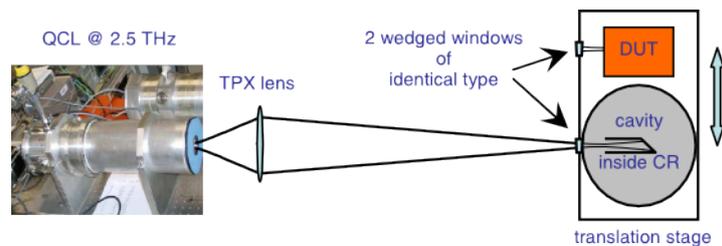


Abbildung 6: Bei diesem Messexperiment wurde der THz-Strahl von einem QCL mithilfe einer Linse gebündelt [25].

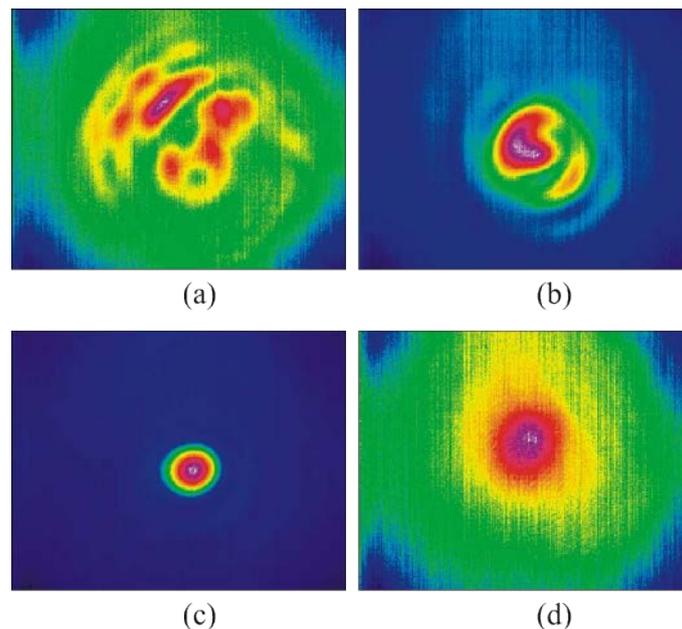


Abbildung 7: Bei einem Messexperiment wurde der Strahl von einem 2,5 THz-QCL mithilfe einer Linse gebündelt. Der THz-Strahl wurde mit einem Mikrobolometer-FPA an unterschiedlichen Positionen vermessen: a) 230 mm und b) 70 mm vor dem Fokuspunkt, c) im Fokuspunkt und d) 170 mm hinter dem Fokuspunkt. Das FPA besteht

aus 384 x 288 Pixeln und ist 19,6mm x 14,7mm groß. Es wurde keine zusätzliche Optik verwendet, so dass die Größe der dargestellten Abbildungen mit den FPA-Dimensionen übereinstimmt [25].

Bei den elektronischen THz-Quellen kann es sogar von Vorteil sein, wenn der Strahl diffus emittiert wird. Dann lassen sich nämlich die aus der Radartechnik bekannten Phasengesteuerten-Gruppenantennen- und Synthetische-Apertur-Strahlformungstechniken verwenden.

1.1.6 Klassifikation der THz-Detektoren

Man kann die THz-Detektoren in zwei Hauptkategorien unterteilen: Die kohärenten bzw. Heterodyn-Detektoren und die nicht-kohärenten bzw. Direktdetektoren. Die Direktdetektoren beruhen auf dem Prinzip der Energie- bzw. Leistungsabsorption. Bekannte THz-Direktdetektoren sind Kalorimeter [25], Bolometer [26], pneumatische Detektoren, wie Golay-Zellen [27], und quadratische Detektoren (engl.: square-law detectors), wie Schottky Barrier Dioden (SBDs). SBDs können auch als THz-Heterodyn-Detektoren eingesetzt werden. Andere bekannte THz-Heterodyn-Detektoren sind Superconductor-Insulator-Superconductor-(SIS)-Bauelemente mit Tunnelübergängen und Hot Electron Bolometer (HEB).

1.1.7 THz-Direktdetektoren

Die Direktdetektoren sind generell breitbandig und benötigen keinen Lokaloszillator zur Detektion der THz-Strahlung. Dies erlaubt die Herstellung von Mehrpixel-Direktdetektoren mit geringem Leistungsverbrauch. Bei den Direktdetektoren wird das Detektorrauschen als rauschäquivalente Strahlungsleistung (engl.: noise equivalent power, NEP) in $W/Hz^{1/2}$ angegeben als: $NEP = V_N / R_v$, mit V_N als Rauschspannung in $V/Hz^{1/2}$ und R_v als Ansprechvermögen (engl.: responsivity) in V/W (der einfallenden elektromagnetischen Leistung). Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Arbeitsfrequenz, Modulationsfrequenz und NEP einiger bekannter Direktdetektoren. Bei einigen Direktdetektoren, wie z.B. bei der Golay-Zelle und dem piezoelektrischen Detektor, ist eine Ein-Aus-Modulation aufgrund des Detektionsprinzips zwingend notwendig. Bei anderen Direktdetektoren, wie z.B. bei Schottky-Dioden, wird durch eine zusätzliche Modulation der Einfluss des bei DC dominanten $1/f$ -Rauschens minimiert.

Detektortyp	Modulationsfrequenz (Hz)	Arbeitsfrequenz (THz)	NEP ($pW/Hz^{1/2}$)
Golay-Zelle	≤ 20	≤ 30	100-1000
Piezoelektrisch	$\leq 10^2$	≤ 30	1000-3000
Mikrobolometer	$\leq 10^2$	≤ 30	~ 100
Schottky Dioden	$\leq 10^{10}$	≤ 10	~ 100

Tabelle 1: Parameter einiger ungekühlter Direktdetektoren [28].

1.1.8 THz-Heterodyn-Detektoren

Ein Heterodyn-Detektor konvertiert das empfangene THz-Signal unter Einsatz eines Mischers, der mit Lokaloszillatorleistung gespeist werden muss, in das Zwischenfrequenzband (engl.: intermediate frequency, IF). Im Gegensatz zu Direktdetektoren wird neben der Amplitude auch die Phase des einfallenden THz-Signals detektiert. Ein weiterer Vorteil der Heterodyn-Detektoren liegt in ihrer sehr hohen spektralen Auflösung.

Traditionell werden in THz-Heterodyn-Detektoren Schottky-Barrier-Dioden (SBDs)-Mischer eingesetzt. Da eine vergleichsweise hohe Oszillatorleistung (im Bereich von 1 mW) benötigt wird, wird häufig ein Gas-Laser als LO-Quelle verwendet [28]. SBDs werden heutzutage zum Herunterkonvertieren der THz-Signale im Frequenzbereich bis 7 THz eingesetzt [29].

Die empfindlichsten THz-Heterodyn-Detektoren im Frequenzbereich bis knapp über einem THz sind die Superconductor-Insulator-Superconductor (SIS)-Bauelemente mit Tunnelübergängen. Niobium (Nb)-basierte SIS-Mischer erreichen die Quantenrauschen-limitierte Empfindlichkeit im Bereich bis 0,7 THz. SIS-Mischer benötigen eine LO-Leistung im Bereich von 40 μ W [28].

Die neueste Entwicklung auf dem Feld der THz-Heterodyn-Detektoren stellen die Hot-Electron-Bolometer (HEB)-basierten Mischer dar. Im Gegensatz zu SBDs und SIS basieren die HEB-Mischer auf einem thermischen Effekt. Die einfallende THz-Strahlung wird in Wärme umgewandelt und führt zu einer Widerstandsänderung des temperaturabhängigen Detektorelements. Für schnelle Wärmeableitung bzw. geringe Wärmekapazität des Detektors sorgt die Interaktion mit Elektronen („Hot Elektrons“) eines angekoppelten Halbleiters. Dadurch, dass die HEB-Mischer eine LO-Leistung im Bereich von lediglich einigen Mikrowatt benötigen, können Detektor-Matrizen mit Tausenden von Elementen realisiert werden [30]. Die IF-Bandbreite kann einige Zehn-Gigahertz betragen [31].

SBD-Mischer können bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) betrieben werden. SIS-Mischer müssen extrem tief gekühlt werden ($T \approx 0,3 - 4$ K), und die HEB-Mischer erfordern ebenfalls Kühlung bis auf mindestens 80 - 90 K [28].

Die Empfindlichkeit der Heterodyn-Detektoren wird häufig in Form von Rauschtemperatur T_N angegeben: $T_N = N_0 / kB$, mit N_0 als Rauschleistung, k als Boltzmann-Konstante und B als Bandbreite des Systems [32]. Abbildung 8 liefert einen Vergleich unter den bekannten THz-Heterodyn-Detektoren bezüglich ihrer Rauschtemperatur.

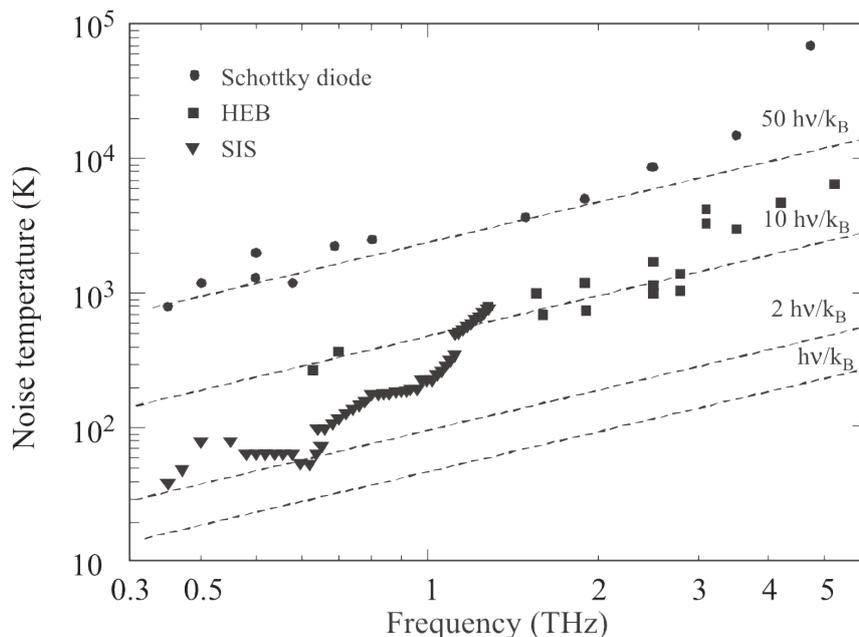


Abbildung 8: Rauschtemperatur der wichtigsten THz-Heterodyn-Detektoren aufgetragen über die Arbeitsfrequenz [30].

1.1.9 TDS-Detektoren

Für die Zeitbereichsspektroskopie (TDS) häufig eingesetzte THz-Detektoren sind im Grunde genauso wie die TDS-Quellen aufgebaut. An der Empfangsantenne wird der einfallende THz-Puls durch das Bestrahlen mittels des primären optischen Pulses detektiert. Durch zeitliche Verschiebung des optischen Pulses lässt sich der gesamte THz-Puls abtasten (optisches Abtasten). Bei der Detektion des Signals führt die kurze Aktivierungszeit der photoleitenden Empfangsantenne durch den kurzen optischen Puls zu sehr rauscharmen Messungen [11]. In einem CW-THz-Spektroskopiesystem erfolgt die Detektion kohärent: Ein Teil des optischen Signals wird zur Erzeugung der THz-Strahlung und ein anderer Teil wird zur Detektion verwendet [11]. Beim alternativen elektro-optischen Abtasten kann durch den Einsatz eines 10 fs-Lasers und eines dünnen nicht-linearen Kristalls, wie z.B. GaSe, eine Bandbreite von 100 THz abgetastet werden [33].

1.2 In nächster Zukunft zu erwartende Entwicklungen auf dem Gebiet der Quellen und Empfänger

1.2.1 Neuartige THz-Quellen

Durch Optimierung von Technologie und Bauelementstruktur im Bereich der elektronischen THz-Quellen versucht man ihre Arbeitsfrequenz und Ausgangsleistung noch weiter zu steigern. Bei den Frequenzmultiplikatoren auf Basis von III-V-Halbleitern wird die Ausgangsleistung von 1,5 μW bei 2,7 GHz berichtet [34]. Auch die Silizium-basierten Schaltungen können zukünftig in einer Technologie mit der Grenzfrequenz von 500 GHz produziert werden [35] und erreichen schon heute eine Arbeitsfrequenz von über 800 GHz [36].

Viele Forschungsinstitute konzentrieren sich heutzutage auf neue elektronische Bauelemente, die statt Silizium andere Substrate mit höherer Elektronengeschwindigkeit verwenden. Ein sehr bekanntes Beispiel stellt der Graphen-Feldeffekttransistor (G-FET) dar [37]. Als leitende Schicht wird eine Monolage von Kohlenstoffatomen (Graphen) für den Transistor verwendet, die wesentlich höhere Elektronengeschwindigkeit und folglich höhere Stromdichten zulassen. Die Grenzfrequenz solcher Graphen-Feldeffekttransistoren könnte im Bereich von mehreren THz liegen. Dies könnte die Herstellung von sehr kompakten und leistungsfähigen elektronischen THz-Quellen und Detektoren ermöglichen. Durch den Einsatz von chemischer Gasphasenabscheidungstechnik ist es gelungen, hoch-qualitative Graphen-Schichten abzuscheiden, so dass Produktion von G-FET-basierten Schaltungen in industrieller Umgebung in naher Zukunft ermöglicht wird [38].

Bei den photonischen THz-Quellen fokussiert man sich vermehrt auf die Optimierung von Quantenkaskadenlasern. Insbesondere wird an deren Leistungsfähigkeit bei höheren Betriebstemperaturen (also unter Verzicht auf externe Kühlung) und niedrigeren Arbeitsfrequenzen optimiert.

Für gepulste spektroskopische Anwendungen wird unter anderem an organischen Substraten für breitbandige THz-Quellen und Detektoren geforscht. Nicht nur die kostengünstige Möglichkeit der Herstellung von organischen Substraten steht im Vordergrund, sondern auch die einfache Art, in der man applikationsspezifisch Substratparameter anpassen kann. Ein spektroskopisches THz-System auf Basis von organischen Substraten, das ein bis zu 12 THz breites lückenfreies Spektrum aufweist, wurde in [39] vorgestellt.

1.2.2 Neuartige THz-Detektoren

Mehrere Ansätze für neuartige THz-Detektoren basieren auf kürzlich vorgestellten neuen Prinzipien und Materialien [28]. Einige dieser Vorschläge sind Quantum-Dot-Detektoren [40], [41], Nanobolometer [42], Schottky-Dioden auf Basis von Kohlenstoffnanoröhrchen [43], Kohlenstoffnanoröhrchen-basierte Bolometer [44] und Feldeffekttransistor-basierte Plasma-Wellen-Detektoren [45].

Die Feldeffekttransistor-basierten Plasma-Wellen-Detektoren sollen an dieser Stelle besonders hervorgehoben werden, da der IHCT-Lehrstuhl ausgiebige Erfahrung in Entwicklung und Anwendung dieser in Silizium hergestellten THz-Detektoren besitzt. Es lassen sich sowohl sehr breitbandige (0,6-1 THz Detektor mit NEP von $66 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ [46]) als auch frequenzselektive (z.B. bei 0,65 GHz mit NEP von $17 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ [47]) Direktdetektoren realisieren. Obwohl die Grenzfrequenz von eingesetzten NMOS-Transistoren bei lediglich 35 GHz liegt, kann die EM-Strahlung bis weit über einem THz detektiert werden. Das nicht-quasistatische Ladungsträgertransportphänomen und das resistive Selbstmischen in CMOS-Transistoren führen dazu, dass einfallende THz-Strahlung selbst-gemischt (engl.: self-mixing) bzw. quadriert (engl.: square-law-detector) wird und am Ausgang als Gleichspannung detektiert werden kann. Aufgrund des Quadrierens ist die Ausgangsspannung proportional zur detektierten THz-Leistung.

1.3 Aktuelle und geplante technische Anwendungen, insbesondere von bildgebenden (2D/3D), Spektroskopie-, Sensorik- und Datenkommunikations-Anwendungen

1.3.1 Fahrerassistenzsysteme

Aktuelle Fahrerassistenzsysteme unterteilen sich in Kurzstreckenradare (engl.: Short-Range-Radar) mit einer Reichweite von 20 Metern und Langstreckenradare (engl.: Long-Range-Radar) für die Abstandsmessung im Bereich bis 250 Metern. Die Radar-Frontends operieren hauptsächlich im 77 GHz-Band und sind in kostengünstiger SiGe-Technologie implementiert. Die Ausgangsleistung liegt bei über 18 dBm bei 77 GHz [48].

Für die nächste Generation von Radar-Chips ist das Frequenzband um 120 GHz anvisiert. Das von der EU geförderte SUCCESS-Konsortium (Silicon-based Ultra Compact Cost-Efficient System design for mm-Wave Sensors) hat sich das Ziel zur Aufgabe gesetzt, Radartechnik in hochvolumige Anwendungen zu überführen. Die Radar-Frontends sollen in SiGe-Technologie implementiert werden, wobei auch ein Basisband-Prozessor mit auf dem Chip integriert werden soll. Durch Integration des Chips und Antennen in einem Plastik-SMT-Gehäuse soll ein Niedrigpreis-Radarsensor entwickelt werden für solche Anwendungen wie Messung der Fahrwerksbewegungen, Fußgängerschutz, Ersatz für Ultraschallsensoren in Einparkhilfen, Abstandsmessung für industrielle Sensorik (Entfernung, Geschwindigkeit, Materialuntersuchung), öffentliche und private Sicherheit (Bewegungsmelder sogar hinter Tapeten) [49]. Abbildung 9 illustriert die Vision eines vollintegrierten Millimeterwellen-SiGe-Radarsensors im Plastik-Gehäuse.

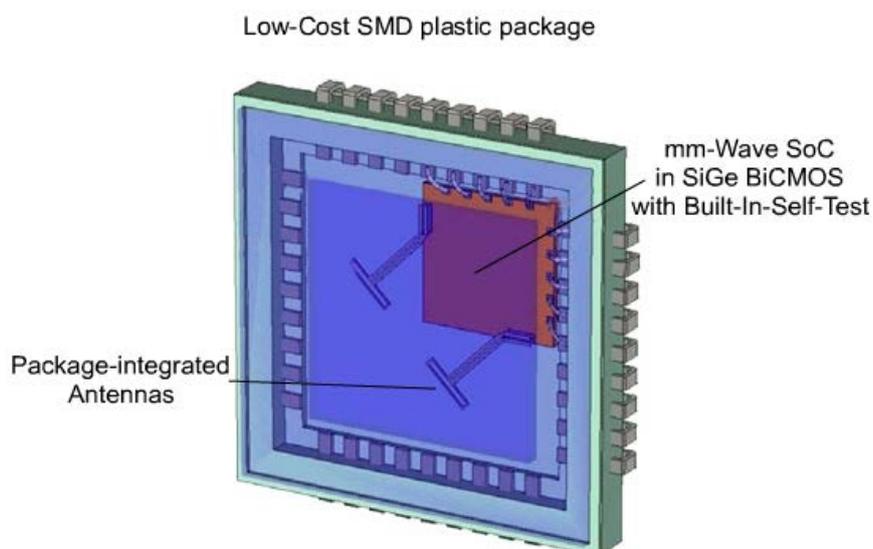


Abbildung 9: Vision eines vollintegrierten Millimeterwellen-Radarsensors im Plastik-Gehäuse [49].

Da die Ausgangsleistung von dem anvisierten 120 GHz-SiGe-Sender noch nicht veröffentlicht wurde, kann die in [50] angegebene Ausgangsleistung von 5 dBm bei 160 GHz (mit 7 GHz Bandbreite) als Anhaltspunkt angenommen werden.

1.3.2 Kommunikationssysteme

Der Bedarf an Bandbreite in Nahbereich-Funkkommunikationssystemen hat sich in den letzten 25 Jahren alle 18 Monate verdoppelt [51]. Hohe Bandbreiten stehen jedoch nur bei höheren Arbeitsfrequenzen im THz-Bereich zur Verfügung. Aufgrund der geringen Ausgangsleistung und der hohen Dämpfung ist die Datenkommunikation im THz-Frequenzbereich überwiegend auf Nahbereichsanwendungen mit direkter Sichtlinie zwischen Sender und Empfänger beschränkt. Insbesondere werden sehr hohe Übertragungsraten für Multimedia-Anwendungen im Hausbereich und zur schnellen Kommunikation zwischen mobilen Geräten und Multimedia-Download-Stationen im Freien oder zwischen mobilen Geräten untereinander benötigt. Ein anderes Einsatzfeld für die THz-Nahbereichskommunikation könnte der Militärbereich darstellen, insbesondere da, wo sichere Verbindungen kurzer Reichweite zur Kommunikation zwischen den Soldaten oder Einsatzfahrzeugen benötigt werden [52].

Die bisher höchste veröffentlichte Übertragungsrate im THz-Frequenzbereich beträgt 10 Gbps [53]. Als Quelle dient eine Hochgeschwindigkeits-Uni-Travelling-Carrier-Photodiode (UTC-PD), deren Intensität mit einem 10 Gbps-Datensignal moduliert wird. Die Arbeitsfrequenz liegt bei 120 GHz und ein nachgeschalteter HEMT-Verstärker liefert 10 dBm Ausgangsleistung. In naher Zukunft soll die Arbeitsfrequenz verdoppelt werden und die Übertragungsrate soll auf 40 Gbps steigen [18].

1.3.3 Passive 2D-bildgebende Systeme

Rein passive bildgebende Systeme detektieren die vom Objekt selbst ausgestrahlte thermische Leistung oder die vom Objekt reflektierte Umgebungsstrahlung. Passive Empfangssysteme basieren auf dem physikalischen Sachverhalt, dass jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes Strahlung emittiert. Da verschiedene Materialien unterschiedliche Emissionskoeffizienten aufweisen, können entsprechend Gegenstände aus diesen Materialien nachgewiesen werden. Indem THz-Strahlung Kleidung und Verpackungsmaterialien durchdringt, können diese Gegenstände auch in Verstecken bzw. unter der Kleidung entdeckt werden. Im Vergleich zum mm-Wellen-Bereich ist die Helligkeit der Objekte bei 1 THz ca. 2 Größenordnungen höher als bei 100 GHz [54]. Zusätzlich erfolgt ein Leistungsgewinn gegenüber passiven mm-Wellensystemen durch die größere Bandbreite des Empfangssystems, da mehr thermische Energie vom Objekt akkumuliert werden kann. Zudem sind THz-Systeme im Vergleich zu mm-Wellensystemen wesentlich kompakter und erreichen eine höhere örtliche Auflösung [54].

In der Sicherheitstechnik können Waffen, Drogen, Sprengstoff und Pharmazeutika, die am Körper verborgen werden oder in Verpackungen versteckt sind, nachgewiesen werden. Um THz-Bilder in Echtzeit mit Videoraten aufzunehmen, werden Focal-Plane-Arrays aus schnellen Detektoren benötigt. Abbildung 10 gibt einen aktuellen Vergleich von THz-Detektoren, die in passiven bildgebenden THz-Systemen eingesetzt werden können. Die empfindlichsten und schnellsten Detektoren basieren auf der Supraleiter-Technologie. Abbildung 11 zeigt einen Detektor mit breitbandiger Antenne sowie den nanostrukturierten Detektor aus einer supraleitenden Schicht. Abbildung 12 zeigt ein 288 Pixel-Array

aus supraleitenden Hot-Electron-Bolometern mit integrierten Verstärkern, das für ein Radioteleskop hergestellt wurde.

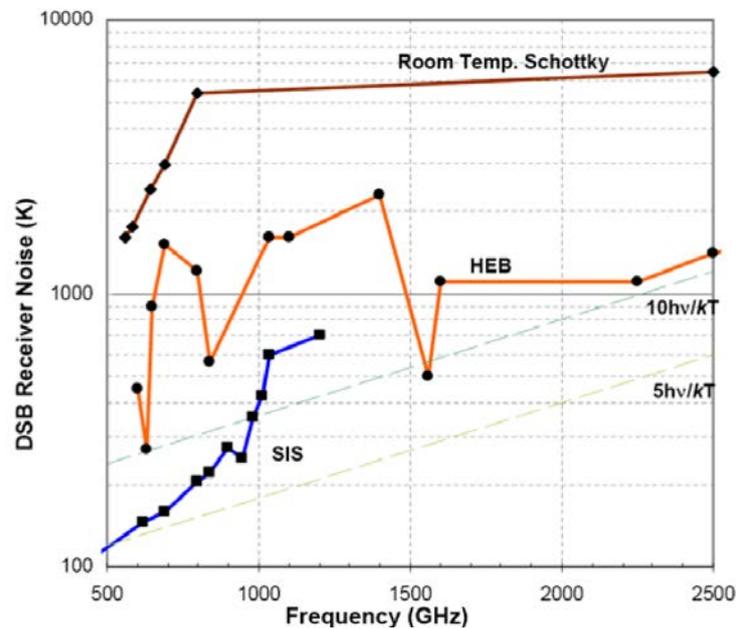


Abbildung 10: Vergleich der Doppelseitenband (engl.: Double Side Band, DSB)-Rauschtemperatur verschiedener Detektorsysteme [55].

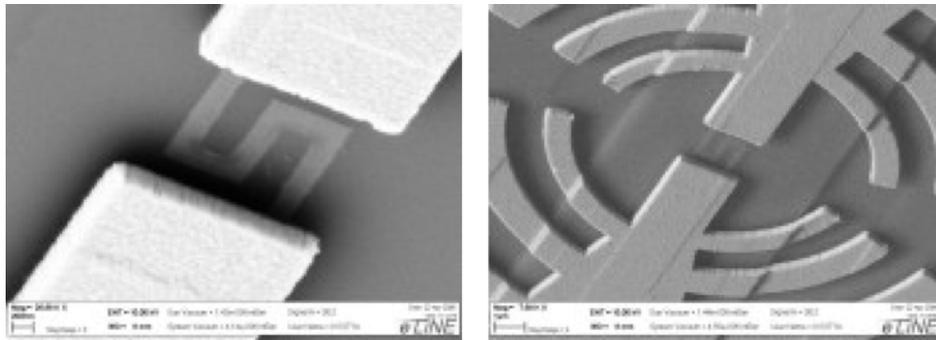


Abbildung 11: Hot-Electron-Bolometer mit integrierter THz-Antenne (rechts) und Blick auf das nanostrukturierte Bolometer im Zentrum der Antennenstruktur (links) [56].

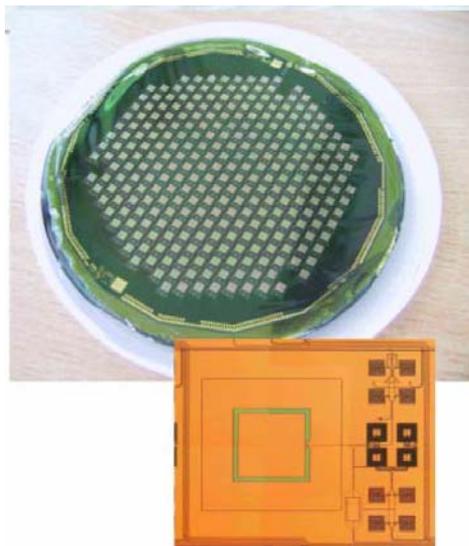


Abbildung 12: 288 Pixel-Array mit Supraleiter-Bolometern und integrierten Verstärkern [57].

Um eine akzeptable Temperatur-Auflösung für Raumbetrieb zu erreichen bzw. um die Empfindlichkeit zu erhöhen, müssen die Detektoren stark gekühlt werden. Abbildung 13 zeigt einen Prototyp einer passiven THz-Kamera bestehend aus einem Cassegrain Teleskopsystem mit einem 50 cm-Hauptspiegel und einem in zwei Achsen verkippbaren 12 cm-Sekundärspiegel und einem integrierten Cryogen-freien Kühlsystem. Die Ortsauflösung beträgt einen Zentimeter bei wenigen Metern Abstand [58]. Da bei diesem System kein Focal-Plane-Array von Detektoren zur Verfügung steht, wird das Objekt durch konisches Abrastern gescannt. Abbildung 14 illustriert ein durch konisches Scannen passiv aufgenommenes Bild bei 0,35 THz.



Abbildung 13: Prototyp einer passiven THz-Kamera bestehend aus einem Cassegrain Teleskopsystem mit einem 50 cm-Hauptspiegel und einem in zwei Achsen verkippbaren 12 cm-Sekundärspiegel und einem integrierten Cryogen-freien Kühlsystem [58].

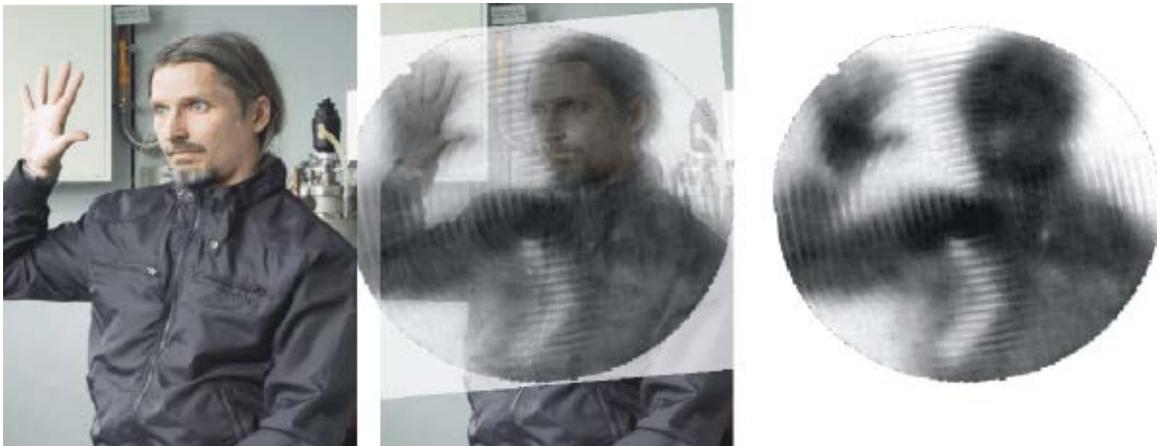


Abbildung 14: Passiv durch konisches Scannen aufgenommenes THz-Bild. Die Aufnahmegeschwindigkeit beträgt 2 Bilder pro Sekunde. Die Person trägt eine Pistole versteckt unter der Kleidung [59].

Einige passive bildgebende Systeme können auch bei Raumtemperatur betrieben werden. Dazu benötigen die Detektoren einer aktiven rauscharmen Vorverstärkung um den Kontrast zu erhöhen. Alternativ können Heterodyn-Empfänger eingesetzt werden, die das empfangene thermische Signal zunächst heruntermischen, anschließend verstärken und erst dann detektieren. Abbildung 15 illustriert das passive abbildende System von ThruVision, das nach dem Heterodynprinzip bei Raumtemperatur arbeitet und Aufnahmen bei 0,25 THz mit 25 Bildern pro Sekunde generiert.

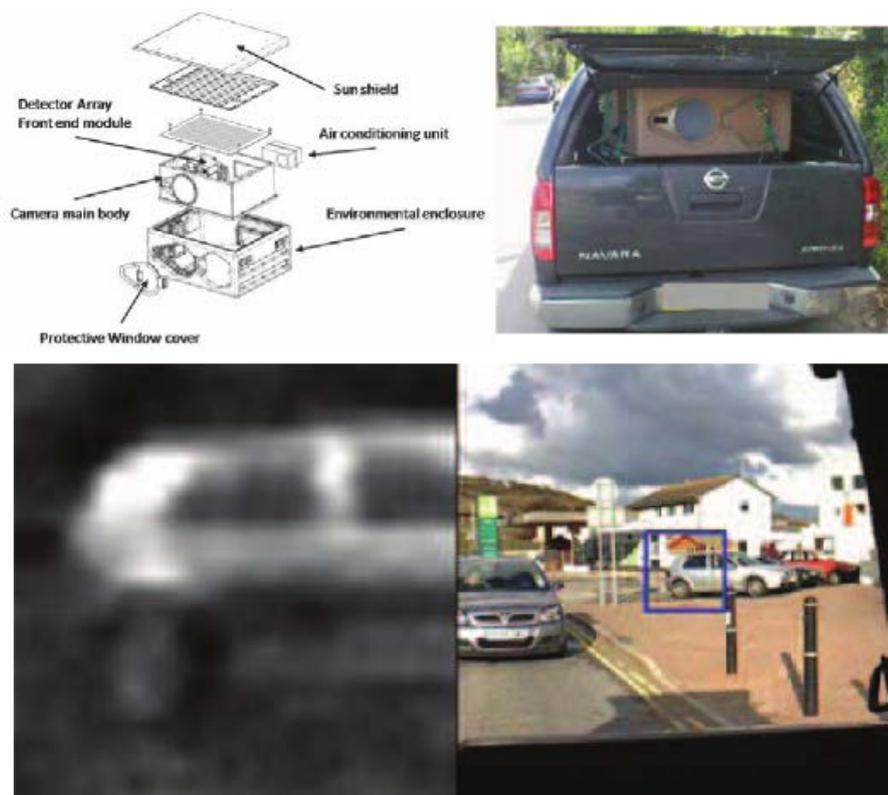


Abbildung 15: Passiv aufgenommenes Bild bei 0,25 THz. Die Aufnahmegeschwindigkeit beträgt 25 Bilder pro Sekunde. Oben ist das System T5000 von ThruVision abgebildet, unten ist die Aufnahme eines Autos in 15 Metern Abstand abgebildet [60].

1.3.4 Aktive 2D-bildgebende Systeme

Aktive bildgebende Systeme sind mit eigener Beleuchtungsquelle ausgestattet und bieten im Vergleich zu passiven Systemen einen besseren Kontrast und größere Reichweite. Wenn die Anwendung keine Tiefeninformation zwingend benötigt, oder aufgrund von Anforderungen an die Systemkomplexität keine Phaseninformation extrahiert werden kann, so lässt sich eine zweidimensionale Abbildung alleine durch Auswertung der detektierten THz-Leistung gewinnen.

Focal-Plane-Arrays aus Mikrobolometern stellen eine kostengünstige Art von THz-Detektoren dar. Sie sind heutzutage kommerziell verfügbar und können ohne Kühlung bei Raumtemperatur als THz-Direktdetektoren in Verbindung mit einer leistungsstarken Beleuchtungsquelle für Echtzeit-Scananwendungen eingesetzt werden. In Abbildung 16 (links) ist ein kommerziell verfügbares ungekühltes 320x240-Pixel-Focal-Plane-Array aus Vanadium-Oxid-Mikrobolometern von BAE Systems abgebildet [61]. Unter Ausnutzung einer 4,3 THz-QCL-Quelle mit 50 mW Spitzenleistung konnte eine THz-Abbildung eines Daumenabdrucks mit 20 Bildern pro Sekunde, einem Detektor NEP von $320 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ und einem Signal-zu-Rausch-Abstand von 25 dB aufgenommen werden (vgl. Abbildung 16-rechts).

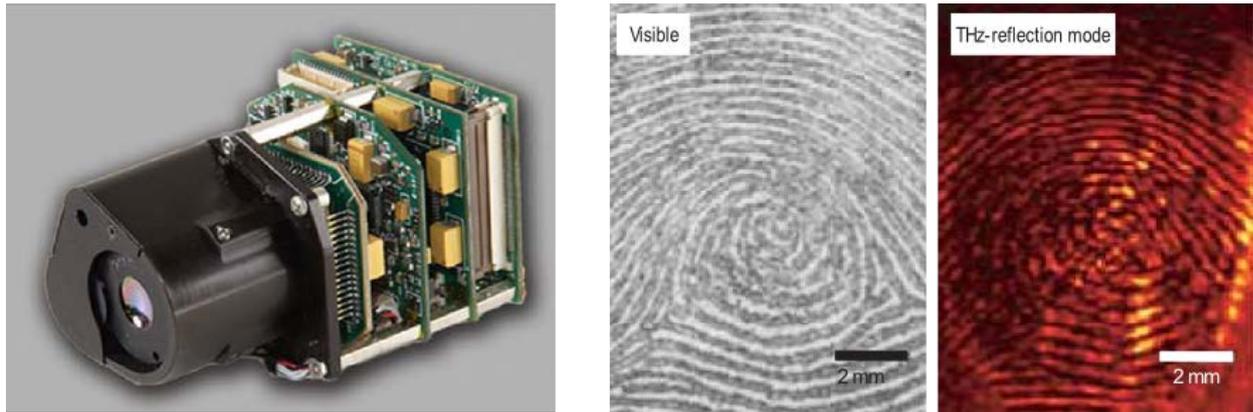


Abbildung 16: Links: ungekühltes 320x240-Pixel-Focal-Plane-Array aus Mikrobolometern von BAE Systems [61]. Rechts: Echtzeitabbildung eines Daumenabdrucks unter Ausnutzung einer 4,3 THz-QCL-Quelle und des BAE Systems-Focal-Plane-Arrays [62].

Das Strahlprofil einer 3,1 THz-QCL-CW-Quelle wurde in [63] mit einem Golay-Zellendetektor (Aperturgröße 1 Millimeter) abgescannt. Abbildung 17 zeigt das Strahlprofil in einem Abstand von 2,5 Zentimetern von der THz-Quelle. Wenn die emittierte Leistung ausreichend ist, so kann der THz-Laserstrahl mithilfe defokussierender Optik (z.B. durch konkave Linsen) zum Beleuchten einer kompletten Szene genutzt werden.

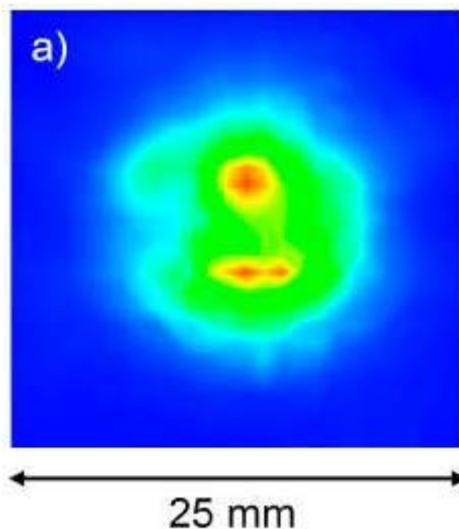


Abbildung 17: Das Strahlprofil einer 3,1 THz-QCL-CW-Quelle gemessen im Abstand von 2,5 cm. Zwei Emissionsmaxima (rot) sind sichtbar: das eine Maximum kommt von der Laser-Rippe (engl.: laser ridge) und das andere vom Substrat [63].

1.3.5 Aktive 3D-bildgebende Systeme

Für Sicherheitsanwendungen, wie z.B. Personenscanner an Flughäfen, stellt der Erhalt der Tiefeninformation einen wesentlichen Beitrag zur Steigerung der Gefahrenerkennung dar, da die gescannte Person in 3D rekonstruiert werden kann. Dies erleichtert sowohl einem menschlichen Beobachter als auch einem automatischen Bilderkennungssystem die Gefahrenerkennung und minimiert somit die Fehlalarmwahrscheinlichkeit. Zur dreidimensionalen Bildgewinnung können bekannte Radar-

Scantechniken verwendet werden. Dazu muss der Empfänger kohärente Detektion (unter Ausnutzung der Phaseninformation) der THz-Strahlung ermöglichen.

Als CW-Radar-Modulationstechnik empfiehlt sich das FMCW-(Frequency Modulated Continuous Wave; engl.: frequenzmodulierter Dauerstrich) oder das SFCW-(Stepped Frequency Continuous Wave) Verfahren, da die Systemkomplexität relativ gering ausfällt. Im THz-Bereich kann die nutzbare Bandbreite mehrere Zehn-GHz betragen und würde eine Tiefenauflösung im Millimeter-Bereich erlauben.

Sehr eindrucksvolle 3D-Scanergebnisse liefert der vor kurzem fertig gestellte Personen-Scanner QPASS aus der Kooperation von Rohde & Schwarz und Infineon. Der QPASS-Scanner operiert bei 77 GHz, ein Modul besteht aus 3072 TX- und 3072 RX-SiGe-Kanälen und Antennen und liefert 8 Bilder pro Sekunde. Das System gewinnt die Tiefeninformation unter Ausnutzung des SFCW-Radarverfahrens, wobei inzwischen [64] eine Bandbreite von 10 GHz mit 64 Frequenzschritten abgetastet wird. Durch spezielle dünn besetzte Anordnung der phasengesteuerten Antennen werden alle Sender einzeln nacheinander für sehr kurze Dauer eingeschaltet. Somit sendet zu jedem Zeitpunkt maximal ein Sender gleichzeitig und emittiert 3 dBm Ausgangsleistung. Der Sendestrahl ist nicht fokussiert und die Halbwertsbreite beträgt 80° . Ein fokussiertes 3D-Bild wird durch spezielle Softwareverarbeitung aller Empfangssignale in Software erzeugt. Die laterale Auflösung beträgt 2 Millimeter und der Bilddynamikbereich liegt bei 30 dB [65], [66]. Das QPASS-Modul ist mit Keilabsorbern abgedeckt, die gegen Mehrfachreflexionen an der Modul-Wand schützen sollen. Abbildung 18 zeigt eine Vision eines Personen-3D-Scansystems für Flughäfen, bestehend aus vier QPASS-Modulen, und in Abbildung 19 sind einige rekonstruierte Scanergebnisse zu sehen.

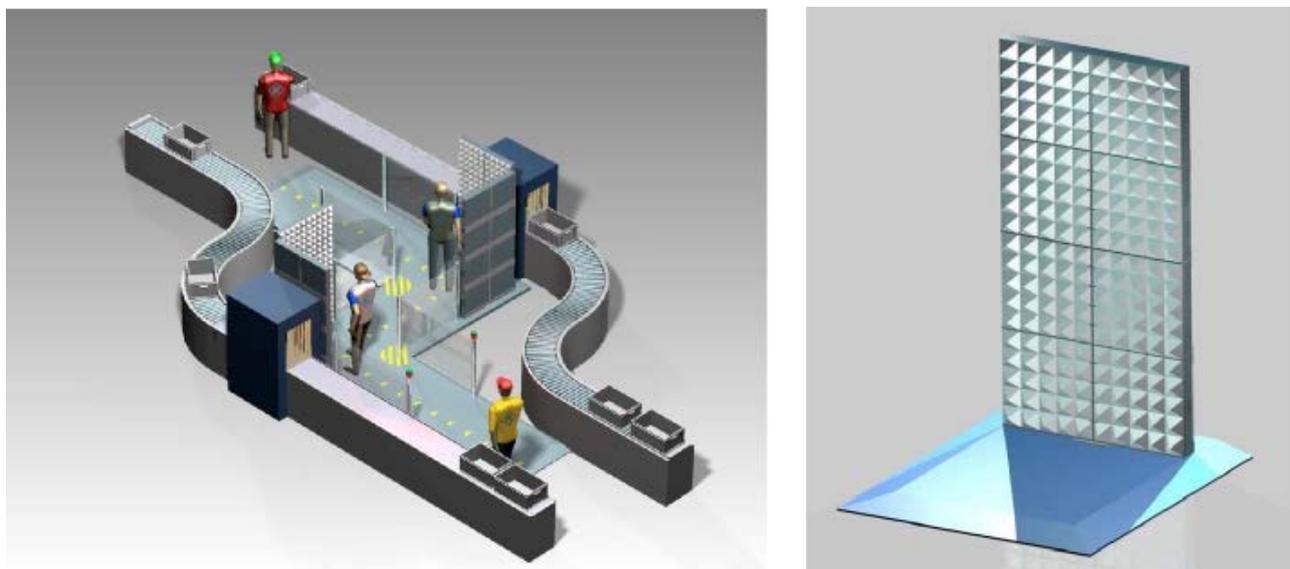


Abbildung 18: Links: Vision eines Personen-3D-Scansystems für Flughäfen, bestehend aus vier QPASS-Modulen. Rechts: ein QPASS-Modul operiert bei 77 GHz und besteht aus 3072 TX- und 3072 RX-SiGe-Kanälen und Antennen; Keilabsorber schützen gegen Mehrfachreflexionen am QPASS-Modul [65].

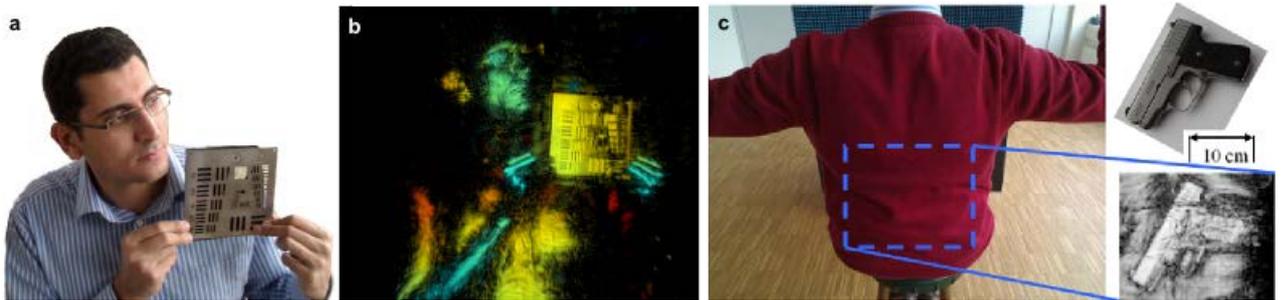


Abbildung 19: a) Foto der mit einem QPASS-Modul gescannten Person; b) rekonstruierte 3D-Abbildung der gescannten Person: die Farbe (blau – nah, rot – fern) gibt die Tiefeninformation und die Sättigung – die Intensität wieder; c) rekonstruierte Abbildung der unter der Kleidung versteckten Waffe [66].

Im Gegensatz zu der diffusen Objektbestrahlung (wie bei dem QPASS-System) kann das Objekt auch mit einem THz-Sendestrahl abgetastet werden. Ein entsprechendes Experimental-Scansystem wurde in [67] vorgestellt. In Abbildung 20 sind ein Foto dieses THz-Scanners und eine Skizze des Aufbauprinzips der Scanneroptik dargestellt. Der optische Sendepfad und Empfangspfad sind gleich, bis sie an einem Strahlentrennspegel separiert werden. Zur Strahlfokussierung wird ein 40 Zentimeter großer Spiegel verwendet und das optische Abtasten erfolgt durch einen in zwei Achsen verkippbaren Sekundärspiegel.

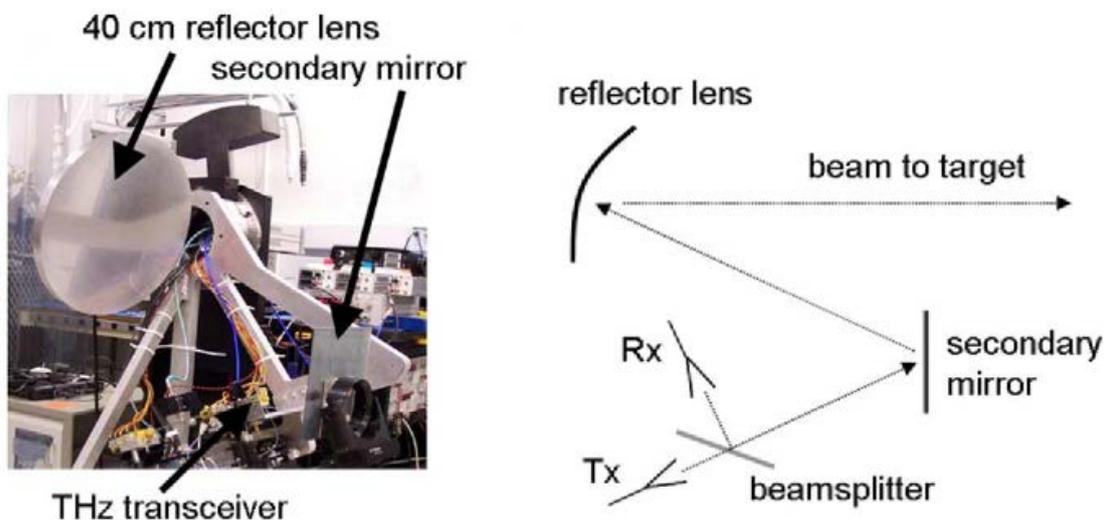


Abbildung 20: Links: Foto des Experimental-Scansystems, bestehend aus einem Cassegrain Teleskopsystem mit einem 40 cm-Hauptspiegel und einem in zwei Achsen verkippbaren Sekundärspiegel. Rechts: Aufbauprinzip der Scanneroptik [67].

Das Scansystem operiert bei 600 GHz und nutzt eine Frequenzvervielfacherstufe als Quelle und einen Mischer als kohärenten Empfänger auf Schottky-Dioden-Basis von Jet Propulsion Laboratory. Die Ausgangsleistung der Quelle liegt bei 2 mW und die Mischer-Rauschtemperatur liegt bei 2000 K um 600 GHz [67]. Die beugungsbegrenzte Halbwertsbreite des Sendestrahls liegt im 4 Meter-Abstand bei 6 mm. Das System arbeitet nach dem FMCW-Radarprinzip und fährt die verfügbare Bandbreite von 29 GHz in 12,5 ms ab, was in einem SNR von 60 dB resultiert. Die laterale Auflösung beträgt 6 mm

und für eine 151x113 Pixel-Abbildung benötigt das System 6 Minuten. Eine rekonstruierte 3D-Abbildung einer gescannten Person, die eine Waffe unter der Kleidung versteckt trägt, ist in Abbildung 21 illustriert.

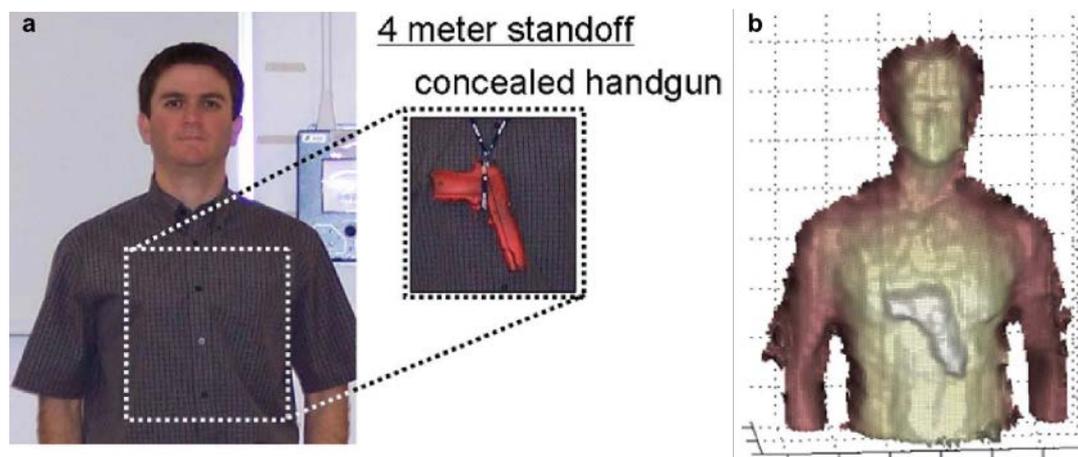


Abbildung 21: a) Foto der gescannten Person mit versteckter Waffe; b) rekonstruierte 3D-Abbildung der gescannten Person [67].

1.3.6 Spektroskopische Systeme

Viele Substanzen, wie z.B. Sprengstoffe oder Pharmazeutika, haben charakteristische Absorptionsspektren im THz-Bereich. Durch Einsatz von spektroskopischen THz-Systemen können diese Substanzen auch in Plastikbehältern, in Briefen oder, wenn verborgen am menschlichen Körper getragen, unter der Kleidung identifiziert werden.

Gepulste Systeme bieten den Vorteil, dass breite spektrale Information durch einen einzelnen Puls von Pikosekundenlänge gewonnen werden kann. Dauerstrichsysteme haben den Vorteil einer jeweils höheren spektralen THz-Leistung auf der Probe und einer entsprechend höheren Frequenzauflösung, so dass sich Dauerstrichsysteme gut für die Messung von eher schmalbandigen Eigenschaften in einem Spektrum eignen [70].

Abbildung 22 zeigt beispielhaft den schematischen Aufbau eines Terahertz Time Domain Spektrometers (THz-TDS). In einem THz-TDS-System werden einzelne THz-Pulse kohärent erzeugt und detektiert, wobei die Pulswiederholrate bis zu 100 MHz betragen kann. Ein Femtosekundenlaser (meistens Ti:Sapphire-Laser) liefert kurze optische Pulse, die in zwei Teile aufgespalten werden. Der erste Teil des optischen Pulses generiert in einer photoleitenden THz-Antenne einen kurzen Stromfluss, der zur Abstrahlung des THz-Pulses führt [11], [70]. Durch die Kürze des optischen Pulses ergibt sich bei der Erzeugung eine spektrale Bandbreite des Pulses von bis zu 5 THz [19].

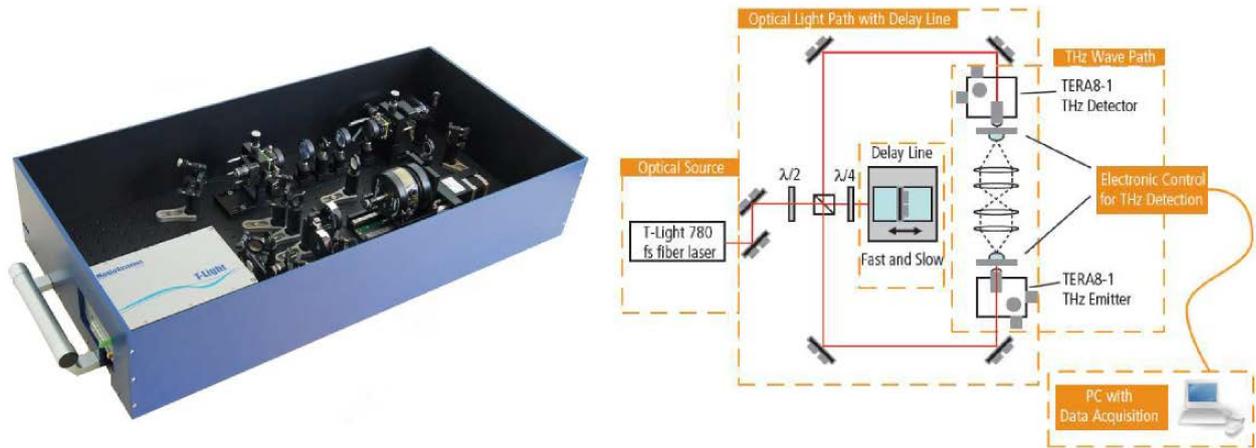


Abbildung 22: Links: Foto eines THz-TDS-System (TERA K8) von MenloSystems. Rechts: Prinzipskizze eines THz-TDS-Systems bestehend aus einer fs-Laserquelle, einem photoleitenden THz-Emitter und Detektor, einer optischen Verzögerungsleitung und fokussierender Optik [21].

Quasioptische Komponenten, z.B. Linsen oder Spiegel, dienen der Strahlführung, zunächst auf die Probe und danach weiter auf die Empfangsantenne. An der Empfangsantenne wird der einfallende THz-Puls vom zweiten Teil des optischen Pulses detektiert. Durch zeitliche Verschiebung des zweiten optischen Pulses lässt sich der gesamte THz-Puls abtasten. Bei der Detektion des Signals führt die kurze Aktivierungszeit der Empfangsantenne durch den kurzen optischen Puls zu sehr rauscharmen Messungen mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von bis zu 10.000. Durch Fourier-Transformation des durch den ultrakurzen Laser-Puls zeitlich abgetasteten THz-Signals können Amplituden- und Phaseninformationen in einem weiten Spektralbereich gewonnen werden. In Abbildung 23 sind ein zeitlicher Amplitudenverlauf eines THz-Pulses und das daraus berechnete Amplitudenspektrum mit einer Bandbreite von 5 GHz dargestellt. Vergleicht man die resultierenden Frequenzspektren vor und nach dem Einbringen des zu scannenden Objekts, so lassen sich Brechungsindex und Absorption frequenz aufgelöst extrahieren [11], [70].

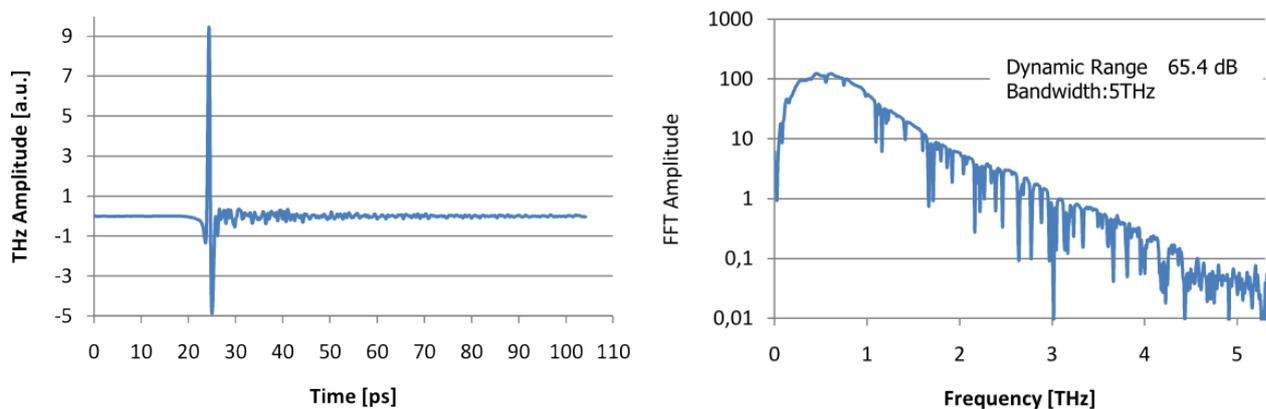


Abbildung 23: Links: Amplitude eines mit dem THz-TDS-System TERA K8 von MenloSystems erzeugten THz-Pulses. Rechts: Berechnetes Amplitudenspektrum dieses THz-Pulses [21].

In Abbildung 24 sind ein schematischer Aufbau einer photoleitenden THz-Antenne und eine Prinzipskizze des optischen Abtastens eines anfallenden THz-Pulses mit einem fs-Laserpuls illustriert. Die photoleitende Antenne hat häufig eine Dipolstruktur und ist meistens auf einem Niedertemperaturwachstums-GaAs-Halbleitersubstrat lithografisch aufgebracht. Zwischen den zwei Antennenkontakten wird eine Vorspannung angelegt, die ein elektrisches Bias-Feld zwischen den Antennenpolen erzeugt. Ein anfallender optischer Laserpuls generiert Elektronen-Loch-Paare. Wenn der optische und der THz-Puls sich zeitlich und räumlich im Empfänger überlappen, so beschleunigt das anfallende THz-Feld die erzeugten Ladungsträger und induziert einen Strom, der dem elektrischen Feld proportional ist [21].

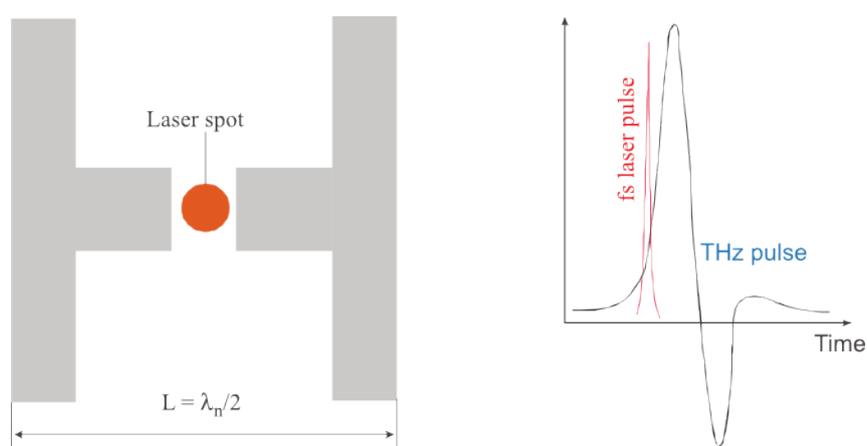


Abbildung 24: Links: schematischer Aufbau einer photoleitenden THz-Antenne. Rechts: Prinzipskizze des optischen Abtastens eines anfallenden THz-Pulses mit einem fs-Laserpuls [28].

In Abbildung 25 sind THz-Spektren verschiedener pharmazeutischer Produkte und Explosivstoffen bis 3 THz dargestellt. Da die EM-Wellen unter 3 THz Briefumschläge im Allgemeinen ungehindert durchdringen können, lassen sich die eingeschlossenen Substanzen anhand ihrer einzigartigen Absorptionsspektren identifizieren. Man erkennt, dass z.B. das Aspirin-Absorptionsspektrum sich deutlich von allen anderen gezeigten Spektren unterscheidet. Durch Auswertung der Absorptionsintensität an sieben unterschiedlichen Frequenzstützstellen konnten die untersuchten Substanzen räumlich differenziert werden (vgl. Abbildung 26). Die dargestellten Absorptionsspektren von unterschiedlichen Sprengstoffen lassen eine eindeutige Identifikation ebenfalls zu.

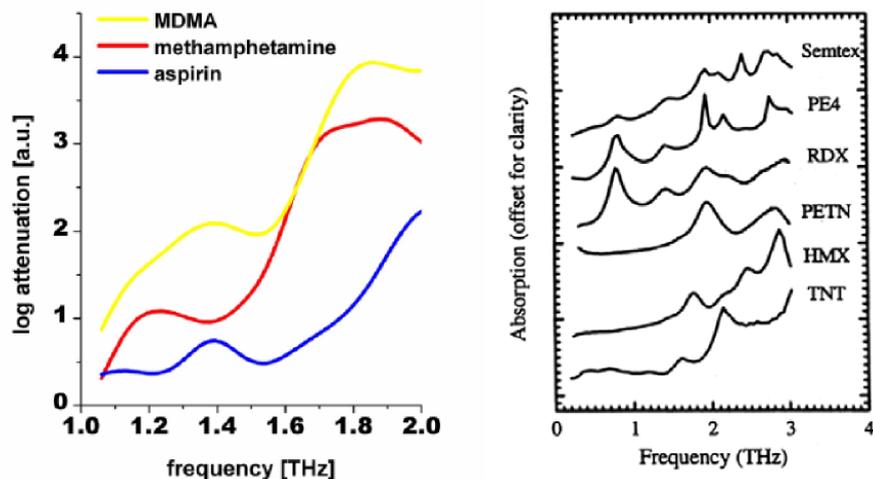


Abbildung 25: Links: THz-Spektren verschiedener pharmazeutischer Produkte [68]. Rechts: THz-Spektren von Explosivstoffen [69].

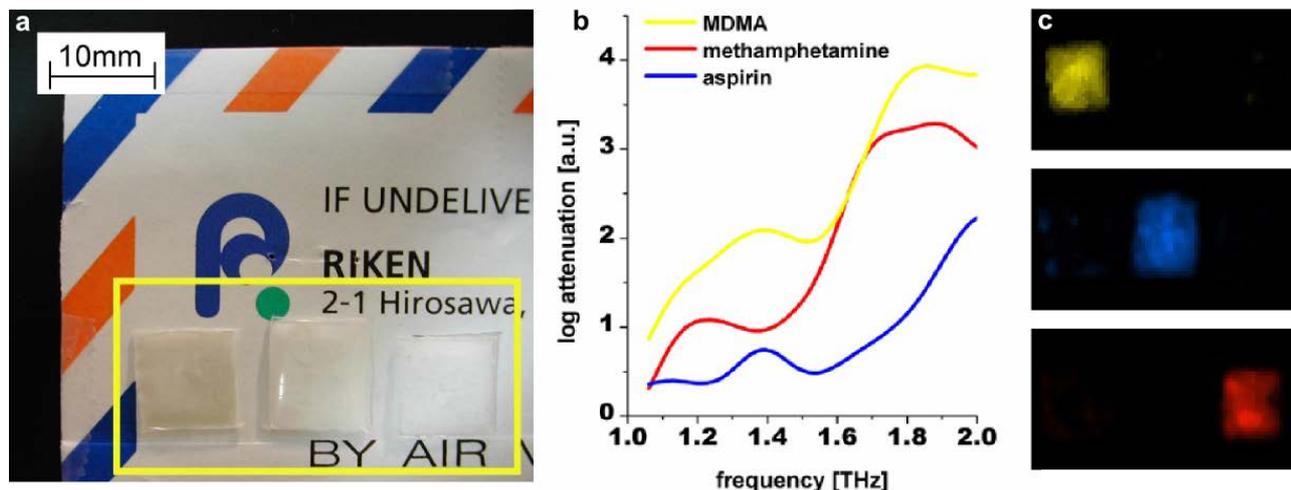


Abbildung 26: a) In einem Briefumschlag wurden drei pharmazeutische Produkte in Polyethylen-Verpackungen versteckt: (von links nach rechts) MDMA, Aspirin und Methamphetamin. b) Absorptionsspektren von MDMA (gelb), Methamphetamin (rot) und Aspirin (blau). c) Durch Auswertung der Absorptionsintensität an sieben unterschiedlichen Frequenzstützstellen konnten die untersuchten Substanzen räumlich differenziert werden [68].

Für die Qualitätsüberwachung in der Pharmaindustrie ist es unter anderem wichtig, während dem Arzneimittelherstellungsprozess die kristalline Struktur von polymorphen Substanzen zu kontrollieren. Die polymorphen Substanzen in unterschiedlichen Zuständen haben dieselbe chemische Formel, aber unterschiedliche kristalline Strukturen, die mit unterschiedlichen physikalischen und chemischen Eigenschaften korrespondieren. Durch falsche Lagerungsbedingungen oder bei der Tablettenherstellung kann der polymorphe Zustand verändert werden. Dies würde zu starken Qualitätsschwankungen führen und sogar die Stabilität des Arzneimittels beeinträchtigen. Im THz-Bereich spiegelt sich eine Änderung des polymorphen Zustands in einer signifikanten Änderung des Absorptionsspektrums und des

frequenzaufgelösten Brechungsindex. Diese Veränderung lässt sich zuverlässig durch THz-TDS identifizieren [71].

Ein anderes Anwendungsgebiet in der zerstörungsfreien Materialprüfung stellt die Inspektion von Plastikschweißnähten dar. Durch Einsatz von hochdichten Polyethylen-Röhren statt Metal- oder Keramik-Röhren für Gas- und Wassertransport lassen sich Kosten einsparen. Für stabile und zuverlässige Rohrverbindungen müssen Plastikschweißnähte einwandfrei ausgeführt werden. Solche Defekte wie Einschlüsse von Sand oder Delaminierungen sind mit hohen Kosten und Risiken verbunden. Röntgen- oder Ultraschall-Scanner sind nicht in der Lage zuverlässige Erkennungsraten zu gewährleisten. Im Gegensatz dazu lassen sich diese Defekte im THz-Bereich klar identifizieren [72]. In Abbildung 27 sind Fotos und THz-Abbildungen im Transmissionsmodus von Schweißnähten im Plastik gezeigt. Die beiden Defektarten wie Sandeinschlüsse und Delaminierung sind in THz-Abbildungen klar zu erkennen.

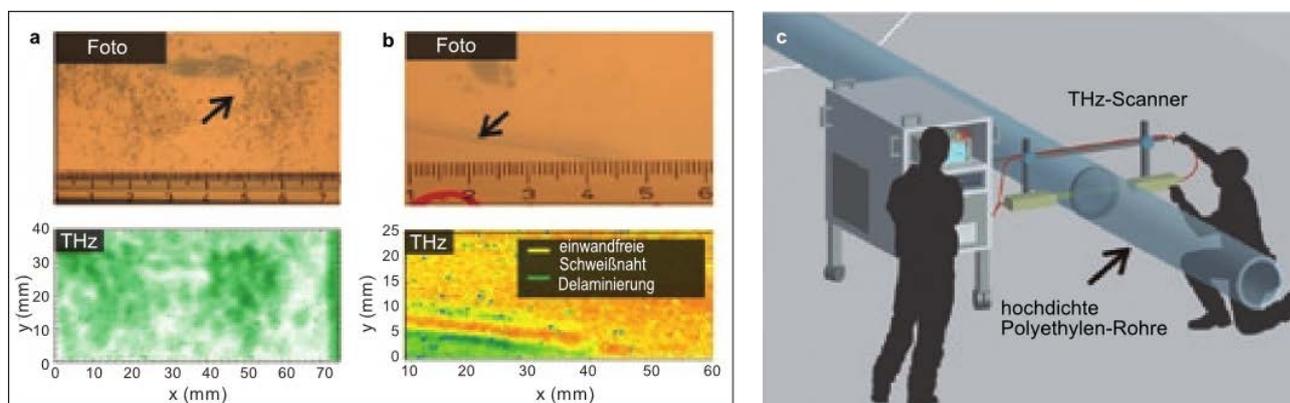


Abbildung 27: Fotos und THz-Abbildungen im Transmissionsmodus von Schweißnähten im Plastik mit a) Sandeinschlüssen und b) Delaminierung. Beide Defektarten sind in THz-Abbildungen klar zu erkennen. c) Vision eines THz-Scannersystems zur Untersuchung von Plastikschweißnähten bei hochdichten Polyethylen-Rohren [73].

Abgesehen von der zerstörungsfreien Qualitätskontrolle bei den Plastikmaterialien besteht ein hohes Einsatzpotenzial für THz-Scanner in der Lebensmittelqualitätskontrolle. Metallische Fremdkörper lassen sich leicht mit Metalldetektoren finden, nicht-metallische Gegenstände wie z.B. Steine, Plastik oder Glas sind aber mit herkömmlichen Methoden nicht zuverlässig identifizierbar [74]. Diese Art von Fremdkörpern spielt jedoch eine entscheidende Rolle, wenn es sich um gefüllte Produkte handelt. An einer Tafel Nusschokolade, die nachträglich mit einem Glassplitter verunreinigt wurde, wurde ein gepulster THz-TDS-Scanner erprobt.

Anhand des im THz-Bereich gemessenen Brechungsindex konnten vollständig in der Schokolade vergrabenen Glassplitter, aber auch andere Kunststoffpartikel oder kleine Steine nachgewiesen werden. Der Brechungsindex für Schokolade und Nüsse unterscheidet sich nur unwesentlich, er weist aber für Schokolade und die genannten Verunreinigungen eine große Differenz auf. Dieser Unterschied im Brechungsindex führt zu einer Änderung in der Pulsverzögerung: durch den größeren Bre-

chungsindex des Glassplitters ergibt sich eine höhere Laufzeit des Pulses, die es erlaubt, den Glassplitter im THz-Bild (vgl. Abbildung 28) eindeutig zu identifizieren [11].

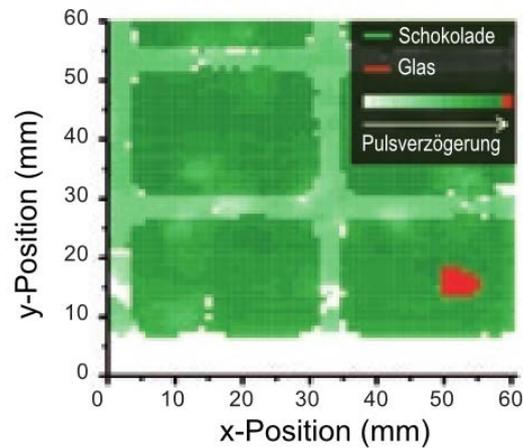


Abbildung 28: Im Pulsverzögerungsbild einer Nusschokolade lässt sich die Position des eingeschlossenen Glassplitters deutlich erkennen [73].

1.4 Gegebene Möglichkeiten zur Messung von Feldstärke und Leistungsdichte-Verteilungen

Es existieren einige etablierte Methoden zur Leistungsmessung im THz-Bereich. Die meisten Verfahren können nur die in einer sensitiven Membran absorbierte oder von einer Antenne mit bestimmter Antennenwirkfläche dem Wellenfeld entnommene THz-Leistung messen. Zwischen der entnommenen Leistung P_E , der Leistungsdichte des ebenen Wellenfeldes S_r und der Antennenwirkfläche A_w besteht der bekannte Zusammenhang: $P_E = S_r \cdot A_w$. Somit wird in einem Detektor effektiv ein Flächenintegral über die eingefangene Leistungsdichte gebildet und in Form von Spannung oder Strom zur Weiterverarbeitung umgewandelt. Die Antennenwirkfläche kann sich von der geometrischen Aperturgröße unterscheiden und wird normalerweise durch EM-Simulation oder Messung des Antennengewinns ermittelt. Durch mögliche Impedanzfehlanspassung der Antennenlast kann die an die Last weitergegebene Leistung P_L geringer als die von der Antenne eingefangene Leistung P_E ausfallen, da ein Teil der Leistung P_R reflektiert wird: $P_L = P_E - P_R$ [75].

Zur Schätzung der Leistungsdichte muss die Aperturgröße der thermosensitiven Membran oder die Antennenwirkfläche bekannt sein. Ist die Antennenwirkfläche des THz-Detektors deutlich kleiner als der Durchmesser des THz-Strahls, so kann das Strahlprofil näherungsweise „abgetastet“ werden und die anliegende Leistungsdichte kann aus der detektierten Leistung mit $S_r = P_E / A_w$ ermittelt werden. Bei dieser vereinfachten Rechnung wird von rechteckförmiger räumlicher Verteilung der Antennenwirkflächenfunktion und homogener Leistungsdichteverteilung ausgegangen. Ist dagegen der THz-Strahlendurchmesser kleiner als die detektierende Apertur, so muss das THz-Strahlprofil zusätzlich ausgemessen werden.

Ein einfaches Prinzip zur Schätzung der Leistungsdichteverteilung eines Strahls entlang einer Achse quer zur Ausbreitung wird seit langem in der Optik angewandt. Die geschätzte Funktion heißt Linienstreuungsfunktion (engl.: Line Spread Function, LSF) und wird als Ableitung der s. g. Kantenstreuungsfunktion (engl.: Edge Spread Function, ESF) berechnet. Die Kantenstreuungsfunktion wird gemessen, indem eine den Strahl blockierende Kantenblende quer zur Strahlrichtung langsam hereingefahren wird und somit den Strahl sukzessiv blockiert. Die noch ankommende Strahlleistung wird hinter der Kantenblende mit einem Detektor gemessen. Die Apertur des Detektors soll den gesamten Strahl einschließen können. Die Kantenstreuungsfunktion hat im Allgemeinen die Form einer gaußschen Fehlerfunktion und ihre Ableitung, also die Linienstreuungsfunktion, die Form einer gaußschen Glockenkurve [76]. Die Halbwertsbreite des Strahls lässt sich an der Linienstreuungsfunktion ablesen.

Die Leistungsdetektoren, die im THz-Bereich eingesetzt werden können, unterteilen sich in zwei Kategorien: die einen messen die absorbierte thermische Leistung (wie z.B. die pyroelektrischen Detektoren, Golay-Zellen, Bolometer) und die anderen basieren auf dem elektronischen Gleichrichtungs- oder Selbstmisch (engl.: self mixing)-Prinzip (wie z.B. Schottky-Dioden, quadrierende (engl.: square law) Detektoren).

1.4.1 Bolometer-Detektoren

Ein Bolometer ist ein thermischer Detektor zur Messung der Lichtintensität im sichtbaren und infraroten, aber auch zur Leistungsmessung im THz-Spektralbereich. Bei den THz-Detektor-Bolometern beruht der Messeffekt auf einer temperaturabhängigen Widerstandsänderung einer sehr dünnen temperatur-sensitiven absorbierenden Folie. Durch einen von der absorbierten THz-Strahlung verursachten Temperaturanstieg ändert sich der Folienwiderstand.

In [77] wird von einem großflächigen Bolometer zur Freiraum-Leistungsmessung im Bereich zwischen 90 GHz und 3 THz berichtet. Ein Bolometer besteht aus einer quadratischen Bismut-Fläche (1,2 mm-Seitenlänge), die auf einer dielektrischen Membran aufgedampft wurde. Das Bolometer hat eine thermische Zeitkonstante von ca. 1 Sekunde und einen flachen Frequenzgang. Der Detektor wird mithilfe eines Niederfrequenz-Netzwerkes kalibriert. In Abbildung 29 ist der Aufbau eines solchen Bolometers dargestellt.

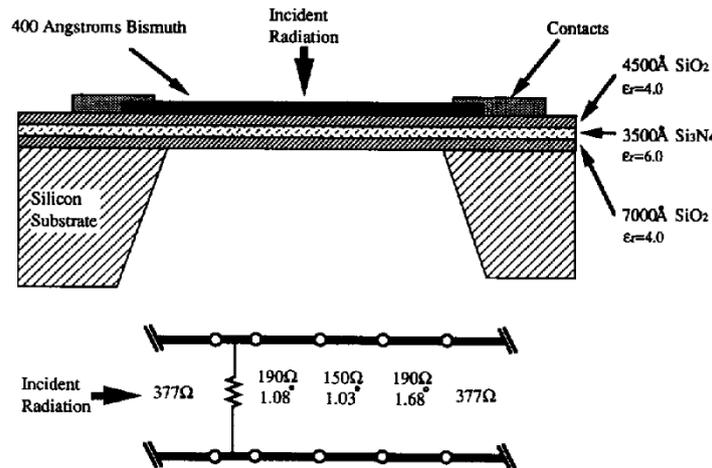


Abbildung 29: Großflächiges Bolometer zur Leistungsdetektion im THz-Spektralbereich gezeigt mit einer äquivalenten Transmissionsleitung bei 1 THz [77].

1.4.2 Kalorimetersystem

Ein sehr verbreitetes System zur präzisen Leistungsmessung im Bereich von 100 GHz bis zu 1 THz stellt das schon aus dem Mikrowellenbereich bekannte Kalorimetersystem. Es ist ein leistungsabsorbierendes System, das ein Bolometer als THz-Detektor verwendet. Der Messkopf ist in einem Metallgehäuse verbaut und hat Hohlleiteranschluss zur Einkopplung von THz-Strahlung. Zum Messen der THz-Leistung im Freiraum wird eine Hornantenne angeschlossen.

Der Begriff Bolometer wird im Zusammenhang mit Leistungsdetektion und der Begriff Kalorimeter im Zusammenhang mit energieintegrierenden Detektoren verwendet [78].

Das kalorimetrische Prinzip beruht auf der Substitution der im Detektor-Bolometer zu messenden absorbierten THz-Leistung durch eine notwendige Heizleistung, um ein zweites Bolometer, das der THz-Leistung nicht ausgesetzt wird, auf dieselbe Temperatur zu bringen. Die Heizleistung wird entweder bei DC oder bei einer Frequenz im Kilohertz-Bereich gegeben. Durch spezielle elektronische Verschaltung führt eine Änderung der Betriebstemperatur nicht zu einem Messfehler [79]. Bei diesem Kalorimeter werden also zwei Messzweige verwendet. Es existieren auch Einzweig-Kalorimeter, bei denen es nur einen Bolometer-Detektor gibt, der zuerst der THz-Strahlung ausgesetzt wird und danach die THz-Strahlung abgeschaltet werden muss. Beim Aufheizen dieses Bolometers auf die zuerst detektierte Temperatur, wird die benötigte DC-Leistung gemessen und ausgegeben [80].

Ein sehr verbreitetes Leistungsmessgerät für den Frequenzbereich zwischen 110 GHz und 2 THz ist das Erickson-Kalorimeter [81]. Die THz-Leistung wird über WR-10-Hohlleiter eingekoppelt. Es wird davon ausgegangen, dass die gesamte ankommende THz-Leistung vom Detektor absorbiert wird. Die einzigen Verluste, die dann auftreten können, entstehen im Hohlleiterabschnitt und betragen zwischen 0,2 dB und 1,8 dB (vgl. Abbildung 30).

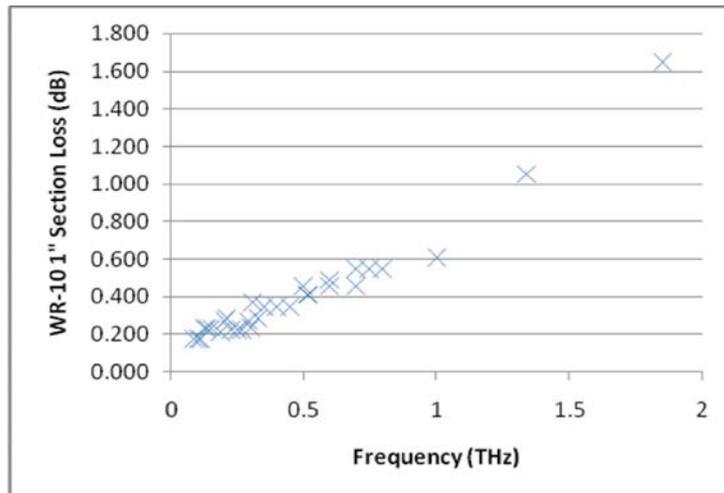


Abbildung 30: Die mithilfe der Substitutionsmethode gemessenen Verluste eines 1-Zoll-WR-10-Hohlleiterabschnitts [82]. Dabei wird dem Detektor die Leistung einmal direkt und einmal über die Hohlleitung zugeführt.

Der Messkopf beinhaltet zwei Messzweige mit identischen Bolometer-Sensoren, von denen der eine der einfallenden THz-Strahlung ausgesetzt wird und der andere kontrolliert mit DC-Spannung aufgeheizt wird. Der Messkopf ist gegen Temperatureinflüsse von außen geschützt. In Abbildung 31 ist die Elektronikeinheit und der schematische Aufbau des Messkopfes gezeigt.

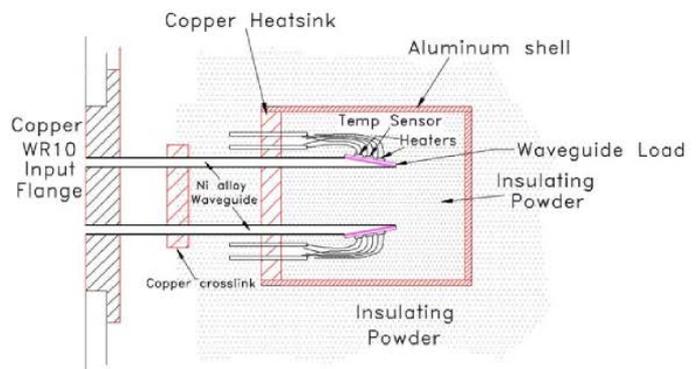


Abbildung 31: Links: Erickson-THz-Leistungsmessgerät. Rechts: Skizze des Leistungsmesskopfes bestehend aus Hohlleiterlasten, Heizelementen und Temperatursensoren [81].

Die Messgenauigkeit im THz-Bereich wird mit +/-5% angegeben. In Tabelle 2 sind einige Arbeitsparameter des Erickson-THz-Leistungsmessgeräts PM4 aufgeführt.

Leistungsstufe	Zeitkonstante (90%)	RMS-Rauschen
200 mW	0,12 s	5 μ W
20 mW	0,18 s	1 μ W
2 mW	1,2 s	0,2 μ W
200 μ W	16 s	0,01 μ W

Tabelle 2: Einige Arbeitsparameter des Erickson-THz-Leistungsmessgeräts PM4 [81].

1.4.3 Thomas Keating-Leistungs- und Energiedetektor

Das Messsystem von Thomas Keating (TK) misst die Leistung eines Freiraum-Strahls im Frequenzbereich zwischen 30 GHz und 3 THz. Der Leistungsmesskopf ist ein photo-akustischer Detektor, der aus einer hermetisch verschlossenen Luftkapsel und einer dünnen Metallmembran besteht. Die Metallmembran ist zwischen den beiden parallelen Fenstern der Luftkapsel platziert und absorbiert zu ca. 50% die anfallende THz-Leistung. Die restlichen 50% der Leistung werden entweder durch die Kapsel transmittiert oder von ihr reflektiert.

Abbildung 32 illustriert die Elektronikeinheit und den Leistungsmesskopf. Die sensitive Aperturgröße beträgt knapp über 30 mm im Durchmesser. Die maximal erlaubte CW-Leistung beträgt 500 mW für die gepulste Energie sind maximal 100 mJ bei 5 Hz Pulswiederholfrequenz angegeben. Typisches System-NEP liegt bei $5 \mu\text{W}/\text{Hz}^{1/2}$ und für Energiemessungen beträgt ein typisches NEJ $1 \mu\text{J}$.

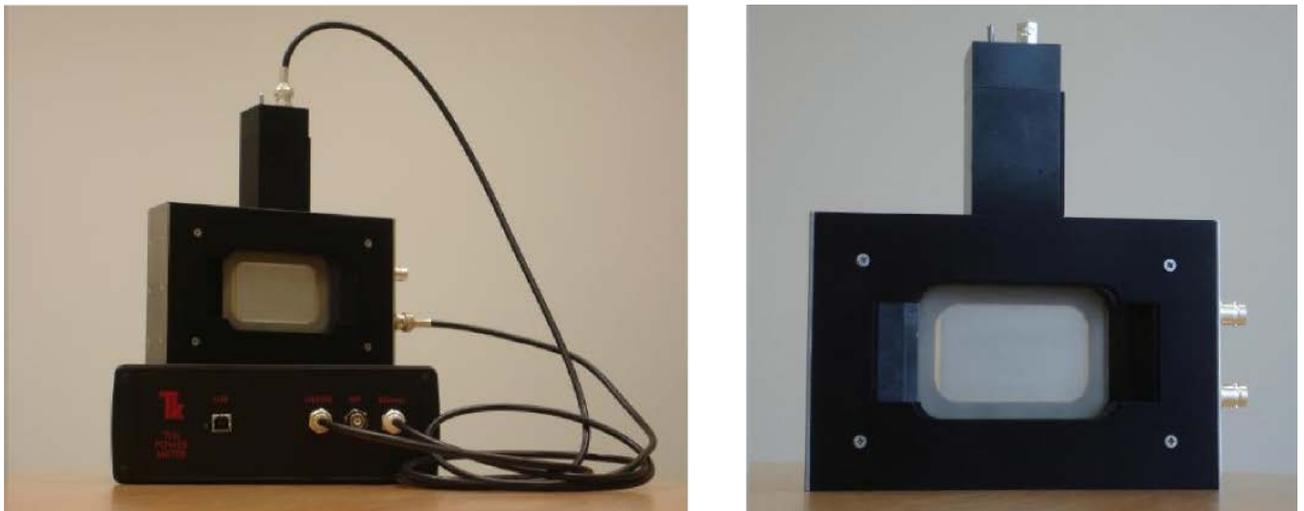


Abbildung 32: Links: TK-Elektronikeinheit und der Leistungsmesskopf. Rechts: Die sensitive Aperturgröße des Leistungsmesskopfes beträgt knapp über 30 mm im Durchmesser [83].

Der THz-Strahl muss 100% amplitudenmoduliert sein, entweder soll die Quelle selbst oder der THz-Strahl mit einem Drehrad chopped werden. Die Chopping-Frequenz soll im Bereich zwischen 10 Hz und 50 Hz liegen. Die in der Metallmembran absorbierte Leistung führt zu einer Temperaturerhöhung

der Membran und der umgebenen Luft, so dass der Luftdruck in der Kapsel erhöht wird. Die mit dem Takt der Chopping-Frequenz pulsierende Änderung des Luftdrucks wird mit einem eingebauten Druck-Transducer (ähnlich einem Mikrophon) detektiert und mit einem Lock-In-Verstärker ausgelesen. Die Amplitude der modulierten Luftdrucksänderung ist proportional zu der gesamten absorbierten THz-Leistung.

Die Kalibrierung erfolgt durch Einspeisen ohmscher Leistung in die Metallmembran. Der eingespeiste Strom soll entsprechend moduliert sein und wird durch Anschlüsse an der Metallmembran angelegt. Der ohmsche Widerstand der Membran soll mit einem Multimeter ausgemessen werden. Die Absorption durch das Kapsel Fenster ist nahezu Null bei 100 GHz und steigt mit zunehmender Frequenz an (vgl. Abbildung 33).

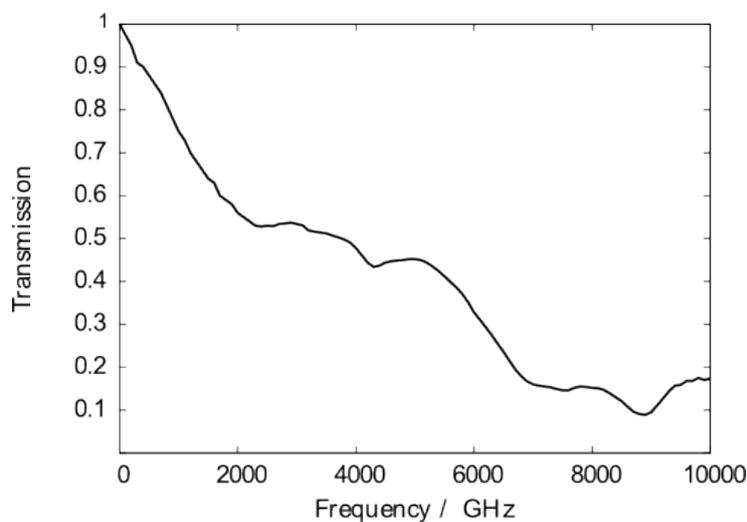


Abbildung 33: Transmission durch das Fenster der Kapsel als Funktion der Frequenz [83].

Um die Reflexionen am Kapsel Fenster zu vermeiden, sollte der Leistungsmesskopf im Brewster-Winkel ($55,5^\circ$) zur Polarisierungsebene des anfallenden THz-Strahls positioniert werden (vgl. Abbildung 34). Sollte der Strahl nicht linear polarisiert sein, so müssen die horizontale und vertikale Polarisationskomponenten mit einem Polarisationsgitter separiert und einzeln vermessen werden. Um Einfluss vom anfallenden sichtbaren Licht und Infrarotstrahlung signifikant zu minimieren kann das Fenster mit schwarzem Polyethylen verdeckt werden [83].

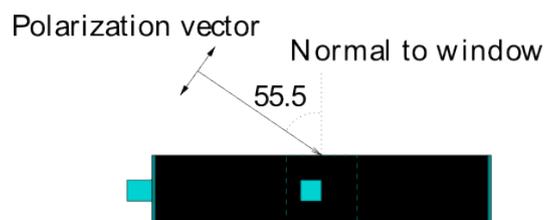


Abbildung 34: Zur Minimierung von Reflexionen am Fenster sollte der Leistungsmesskopf im Brewster-Winkel ($55,5^\circ$) zur Polarisierungsebene des anfallenden THz-Strahls positioniert werden [83].

1.4.4 Golay-Zelle

Golay-Zelle ist ein photo-akustischer Detektor, der Freiraum-THz-Leistung im Frequenzbereich zwischen 20 GHz und 20 THz bei Raumtemperatur misst. Der Leistungsmesskopf besteht aus einer sensiblen Gaskapsel mit einer eingeschlossenen dünnen Metallmembran. Die THz-Strahlung wird über ein Polyethylen- oder Diamantenglasfenster (meist mit einem Durchmesser von 6 mm) in die Gaskapsel eingekoppelt und anteilig in der Metallmembran absorbiert. Dies führt zum Temperaturanstieg und folglich zum Druckanstieg des Gases, was zur Verbiegung der spiegelnden Kapselrückwand führt. Diese Auslenkung wird mit einer Leuchtdiode, spezieller Optik und einer Photodiode gemessen. Die Ausgangsspannung der Photodiode ist proportional zu der Auslenkung der spiegelnden Kapselrückwand und wird mithilfe einer THz-Quelle mit bekannter Ausgangsleistung in Volt/Watt kalibriert [84].

Eine kommerzielle Golay-Zelle wird bei [85] angeboten (vgl. Abbildung 35). Da die Golay-Zelle sehr anfällig für mechanische Vibrationen ist, wird sie auf einem vibrations-isolierenden Tisch ausgeliefert. Abbildung 36 zeigt die spektrale Empfindlichkeit einer Golay-Zelle mit Polyethylen-Fenster. Ähnlich dem Thomas Keating-Leistungsdetektor muss der THz-Strahl mit ca. 15 Hz gepchoppt werden.

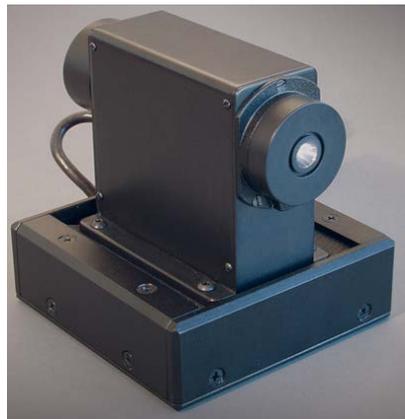


Abbildung 35: Kommerzielle Golay-Zelle als Raumtemperatur-THz-Leistungsdetektor für den Frequenzbereich zwischen 20 GHz und 20 THz mit 6 mm-Fenster [85].

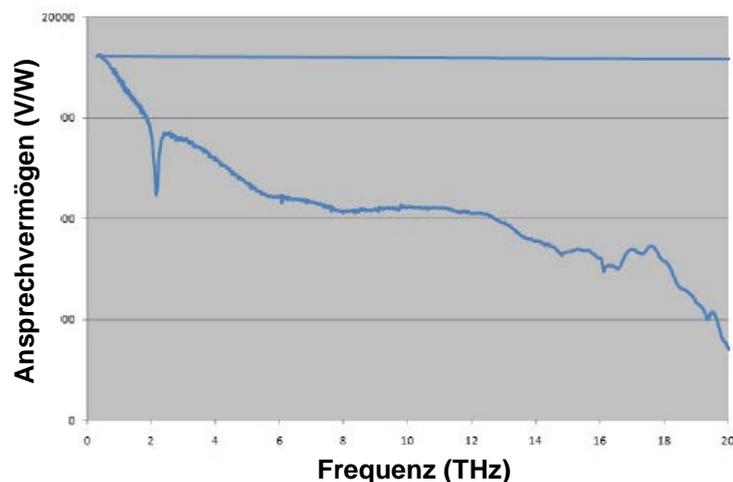


Abbildung 36: Spektrales Ansprechvermögen einer Golay-Zelle mit Polyethylen-Fenster [85].

Die von der Firma Tydex kommerziell angebotene Golay-Zelle GC-1P mit Polyethylen-Fenster weist die in angegebenen technischen Spezifikationen auf.

Parameter	Wert
Maximal erlaubte Leistung	10 μ W
NEP @ 20 Hz	80-140 pW
Ansprechvermögen @ 20 Hz	100-150 kV/W
Zeitkonstante	25-30 ms
Dimensionen	126 x 45 x 87 mm ³
Gewicht	0,8 kg

Tabelle 3: Technische Spezifikationen der Golay-Zelle GC-1P mit Polyethylen-Fenster von der Firma Tydex [86].

1.4.5 Pyroelektrischer Leistungs- und Energie-Detektor

Durch technologische Fortschritte der letzten fünf Jahren wurden die schon lange im sichtbaren und IR-Spektralbereich zur Leistungs- und Pulsenergiemessung verwendeten pyroelektrischen Detektoren vermehrt auch im THz-Bereich eingesetzt. Im Gegensatz zu Golay-Zellen benötigen die pyroelektrischen THz-Detektoren keine Fenster, sind robust, kompakt, arbeiten bei Zimmertemperatur und sind recht günstig. Heute liegt ihre Empfindlichkeit in der Größenordnung der Golay-Zellen, der dynamische Bereich ist aber 4 Größenordnungen höher. Die Leistung wird im Bereich zwischen 100 GHz und 30 THz detektiert.

Bei dem pyroelektrischen Detektor wird die anfallende THz-Leistung in einer lichtabsorbierenden äußeren Schicht einer Membran in Wärme umgewandelt. Auf der inneren Membranseite ist pyroelektrisches Material angebracht, in dem die Wärme elektrische Ladungsträger trennt, die in Form von Spannung detektiert werden. Die detektierte Spannung ist somit proportional zu der absorbierten THz-Energie. Die Wärme wird dann an den Kühlkörper weitergeleitet [88]. In Abbildung 37 sind eine Prinzipskizze der Pulsenergiemessung mit einem pyroelektrischen Detektor und der pyroelektrische THz-Detektor THZ-I-BNC von der Firma Gentec-EO gezeigt. Ähnlich dem Thomas Keating-Leistungsdetektor und der Golay-Zelle muss der THz-Strahl zur Detektion mit einem pyroelektrischen Detektor mit ca. 10 bis 25 Hz gepulst werden.

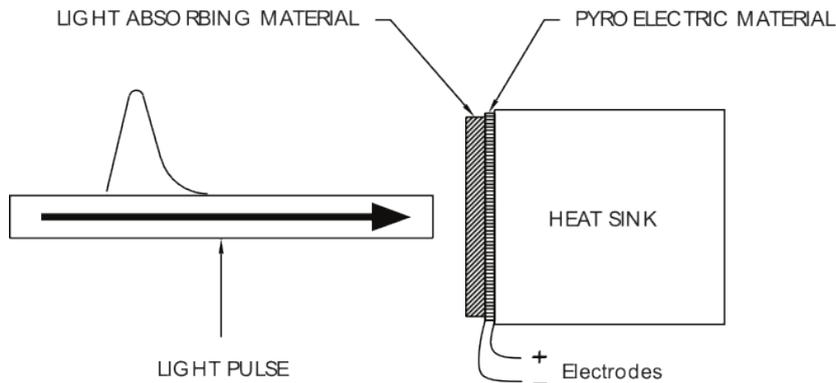


Abbildung 37: Links: Prinzipskizze der Pulsenergiemessung mit einem pyroelektrischen Detektor [88]. Rechts: Pyroelektrischer THz-Detektor THZ-I-BNC von der Firma Gentec-EO [89].

Der von der Firma Gentec-EO kommerziell angebotene pyroelektrische THz-Detektor THZ-I-BNC weist die in Tabelle 4 angegebenen technischen Spezifikationen auf. Bei diesem sehr empfindlichen THz-Detektor beträgt der Aperturdurchmesser 2 mm. Firma Gentec-EO bietet pyroelektrische THz-Detektoren mit Aperturdurchmessern zwischen 1,5 mm und 9 mm an.

Die Kalibrierungsungenauigkeit bei dem Modell THZ-I-BNC beträgt laut Hersteller +/-4%. Dieser THz-Detektor besitzt eine von der Firma Gentec-EO speziell entwickelte Membranbeschichtung mit der Bezeichnung BL. Der Absorptionsfrequenzgang dieser Beschichtung ist extrem flach und kann auf NIST (National Institute of Standards and Technology)-Standard zurückgeführt werden (vgl. Abbildung 38). Die Kalibrierung erfolgt seitens des Herstellers im sichtbaren Bereich (bei 630 nm) mit einem optischen TRAP-Detektor (von engl: Falle) als Primärstandard. Die Kalibrierungsdaten reichen momentan aber nur bis 20 THz; weitere Kalibrierungsmessungen bei 2,5 THz, 770 GHz und 400 GHz werden zurzeit bei NIST Boulder Laboratories ausgeführt und die Ergebnisse werden im September 2011 erwartet. Der Hersteller erwähnt, dass in den letzten drei Jahren die Kunden zur Messkalibrierung im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 10 THz entweder Golay-Zellen oder Mikrobolometer als Referenz-Detektoren verwendet haben.

Parameter	Wert
Maximal erlaubte Leistung	200 mW
NEP @ 10 Hz	400 pW
Minimal detektierbare Leistung	50 nW
Ansprechvermögen @ 10 Hz	140 kV/W
Zeitkonstante	20 ms
Dimensionen	81,3 x 99,3 mm ²
Gewicht	0,5 kg

Tabelle 4: Technische Spezifikationen des pyroelektrischen THz-Detektors THZ-I-BNC mit 2 mm-Aperturdurchmesser von der Firma Gentec-EO [89].

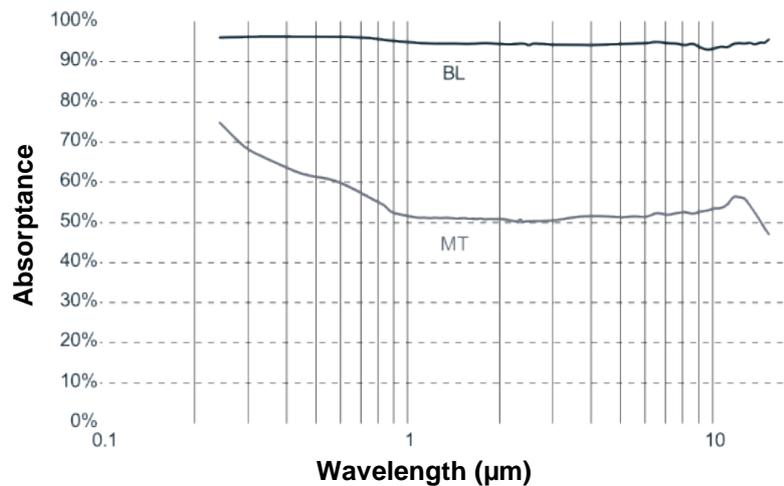


Abbildung 38: Absorptionsfrequenzgang von zwei speziell entwickelten Membranbeschichtungen für pyroelektrische THz-Detektoren von der Firma Gentec-EO [90].

1.4.6 Dioden-Sensor

Zur Messung der Spitzen- oder Hüllkurvenleistung modulierter Signale werden fast ausschließlich Zero-Bias-Schottky-Dioden eingesetzt. Bei sehr kleinen Leistungen verhalten sich die Dioden-Sensoren ähnlich wie thermische Leistungsmesser. Sie messen effektivwertrichtig und zeigen weder dynamische noch frequenzabhängige Linearitätsfehler. Die Strom-Spannungs-Kennlinie enthält neben dem linearen Anteil nur noch einen quadratischen Term, der Effektivwertgleichrichtung bewirkt. Dieser Abschnitt der Übertragungskennlinie wird daher auch als quadratischer Bereich (Square-Law-Region) bezeichnet. Die abgegebene Gleichspannung ist näherungsweise proportional zur zugeführten Leistung. Eine feste Obergrenze für den quadratischen Bereich existiert nicht. An der unteren Messgrenze, bei Eingangsleistungen zwischen 100 pW und 1 nW, geben Dioden-Sensoren nur noch eine sehr kleine Gleichspannung in Höhe von einigen hundert nV ab.

Die Messgenauigkeit eines Diodensensors hängt also neben der Qualität der Kalibrierung und der Anpassung entscheidend von der Höhe der Leistung ab. Überlagertes thermisches Rauschen und Nullpunktdrift durch lokale Erwärmung führen bei den Diodensensoren zu Messfehlern [93]. Um die Temperaturabhängigkeit der Dioden zu korrigieren, werden Temperatursensoren in die Messköpfe mit eingebaut.

Eine Schottky-Diode wird meistens im direkten Kontakt mit einer sehr breitbandigen Antenne verwendet; die THz-Strahlung wird dann über eine Silizium-Linse eingekoppelt. Da eine Schottky-Diode einen stark variierenden Impedanz-Frequenzgang aufweist, ist eine komplementäre breitbandige Impedanzanpassung der Antenne für eine flache Frequenzantwort des Detektors in der Praxis nicht möglich. Somit weist ein Schottky-Dioden-Detektor die beste Empfindlichkeit bei der Arbeitsfrequenz auf, bei der die Antennenimpedanz optimal angepasst wurde; zu höheren oder niedrigeren Frequenzen hin nimmt die Empfindlichkeit dann aber ab. Die resultierende spektrale Empfindlichkeit hat somit einen nicht-flachen Frequenzgang. Die Grenzfrequenz heutiger Schottky-Dioden liegt im Bereich von 1,1 THz [92]. In Abbildung 39 ist eine Zero-Bias-Schottky-Diode auf einer ultra-breitbandigen planaren Vier-Arm-Sinuuous-Antenne angebracht; zur Einkopplung der THz-Strahlung wird eine Silizium-Linse verwendet.

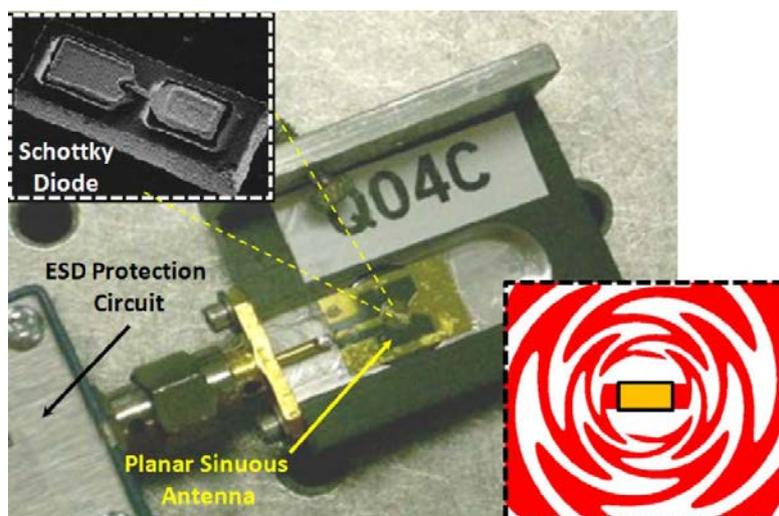


Abbildung 39: Eine Zero-Bias-Schottky-Diode ist auf einer planaren vier-Arm-Sinuuous-Antenne angebracht. Zur Einkopplung der THz-Strahlung wird eine Silizium-Linse verwendet [91].

1.5 Unter Strahlenschutzaspekten bedeutsame technische Parameter von Quellen und Empfängern

Die öffentliche Diskussion um eine vermeintliche Gesundheitsgefährdung durch Terahertz-Strahlung wurde bedauerlicherweise durch den geplanten, viele Menschen betreffenden Einsatz von Personenscannern an Flughäfen ausgelöst und läuft wegen der überlagerten ethischen Aspekte - forciert durch die Presse - meist sehr emotional und daher auch unsachlich und irreführend ab, was beispielsweise durch den Mangel an Differenzierung zwischen der in unterschiedlichen Gerätekonzepten alternativ genutzten Mikrowellen-, Terahertz- oder Röntgenstrahlung belegt wird.

Nach einer ersten Publikation im Jahr 1968 und einer Handvoll Veröffentlichungen in den 1980er Jahren haben erst im vergangenen Jahrzehnt wenige wissenschaftliche Arbeitsgruppen damit begonnen, nach eventuellen nicht-thermischen biologischen Effekten im Terahertz-Frequenzbereich zu recherchieren. Das geringe Interesse an Terahertz-Strahlung ist verständlich, weil dieser zwischen Mikrowellen und Infrarotstrahlung angesiedelte Bereich wegen des Fehlens technisch einfach einsetzbarer Quellen und Empfänger jahrzehntelang eine Lücke im Anwendungsspektrum gebildet hatte. Bei den bisher veröffentlichten Ergebnissen handelt es sich daher häufig um erste Erkenntnisse, die noch nicht unabhängig reproduziert wurden und somit nicht als gesichert eingestuft werden können (vgl. Abschnitt 1.8). Ein THz-Strahlenschutzkonzept, das die in Abschnitt 1.6 dargestellten widersprüchlichen Vorgaben verschiedener Grenzwertempfehlungen für Frequenzen um 300 GHz beseitigen würde, und Arbeiten, die sich mit den technisch bedeutsamen Parametern von Quellen und Empfängern speziell im Hinblick auf den Strahlenschutz befassen, sind in der Literatur bisher nicht zu finden.

Allgemein lässt sich postulieren, dass zur sicherheitsrelevanten Beurteilung der Exposition eines Menschen unter den Bedingungen des Arbeitsschutzes in kontrollierten Bereichen oder des Personenschutzes der Allgemeinbevölkerung zunächst Kenntnisse über das Immissionsfeld am Aufenthaltsort der Person unabdingbar sind, insbesondere seine Frequenzcharakteristik, seine Polarisierung, seine

Einfallsrichtung(en) sowie seine räumliche und zeitliche Leistungsdichte- bzw. Feldstärkeverteilung betreffend.

1.5.1 Empfänger

Bei einer messtechnischen Vorgehensweise zur Bestimmung des Immissionsfeldes wären durch diese Anforderungen die wesentlichen technischen Eigenschaften eines Mess-Empfängersystems definiert, ohne dass Detailkenntnisse über die Feldquelle vorliegen müssten.

1.5.2 Quellen

Im Fall einer rechnerischen Ermittlung des Immissionsfeldes wären Informationen über den Empfänger verzichtbar; stattdessen müssten als technische Parameter der Strahlungsquelle Trägerfrequenz und Modulation, mittlere Sendeleistung, Polarisierung, Apertur und ihre Belegung oder Richtcharakteristik sowie Senderposition in Bezug auf die exponierte Person bekannt sein. Außerdem müssten je nach Szenario zur Bestimmung des Immissionsfeldes auch noch die Eigenschaften des Übertragungsweges und Einflüsse der Umgebung, wie Reflexion und Beugung, berücksichtigt werden.

1.6 Zum Strahlenschutz vorliegende Grenzwerte, Normen und andere Festlegungen

Die im Folgenden behandelten Festlegungen zur Begrenzung elektrischer, magnetischer und elektromagnetischer Einwirkungen auf den menschlichen Körper haben zum Ziel, Gesundheitsfolgen wissenschaftlich anerkannter kurzfristiger und unmittelbarer schädlicher Wirkungen, beispielsweise durch die unnatürliche Reizung von Sinnesrezeptoren, Nerven- und Muskelzellen, Störungen der Herzaktion und Erwärmung des Körpergewebes, zu verhindern. Die Grenzwerte orientieren sich dabei zunächst an solchen Werten physikalischer Basisgrößen, die für wissenschaftlich fundierte biologische Effekte an der Schwelle zu gesundheitsschädigenden Wirkungen quantifizierbar sind, und regulieren den Personenschutz durch geeignete Reduktionsfaktoren über zulässige Werte, die ein Sicherheitskonzept für kontrolliert exponierte Berufstätige bzw. für die Allgemeinbevölkerung begründen, bei der eine breitere Streuung des Lebensalters und des Gesundheitszustands berücksichtigt werden muss als bei Berufstätigen.

In diesem Abschnitt werden die für die Öffentlichkeit und für Arbeitsplätze zur Begrenzung der elektromagnetischen Exposition empfohlenen bzw. vorgeschriebenen Basisgrenzwerte zusammengestellt und im Hinblick auf ihre eventuelle Eignung als Bewertungskriterium auch für den hier interessierenden Terahertz-Bereich diskutiert. Die aus Gründen der Praktikabilität (einfache Messbarkeit oder Berechenbarkeit) in den meisten Regelwerken ebenfalls definierten Grenzwerte für elektrische, magnetische und elektromagnetische Feldgrößen in Raumbereichen ohne Anwesenheit von Personen (je nach Herausgeber „Referenzwerte“, „Ersatzfeldstärken“ oder „Auslösewerte“ genannt) werden in diesem Bericht nicht verwendet, weil sie keinen primären Bezug zu den o. g. biologischen Effekten im menschlichen Körper haben und daher bei der Entwicklung von messtechnischen und rechnerischen Verfahren zur Ermittlung der Exposition von Personen in einem bisher unerforschten Frequenzbereich nicht hilfreich sind. In einigen Ländern bestehen über diese Mindestanforderungen zur Vermeidung nachweislich gesundheitsschädlicher Auswirkungen hinausgehende Vorsorgekonzepte, die beispielsweise für Orte mit empfindlicher Nutzung (Kindergärten, Krankenhäuser) oder zur Berücksichtigung von Langzeit-Expositionen, unbekanntem Wirkmechanismen oder subjektiven Symptomen geringere zulässige Grenzwerte ansetzen. Diese sind jedoch (außer in Kanada) durchweg über die externen Referenzwerte definiert, die aus den oben genannten Gründen hier keine Verwendung finden.

Abbildung 40 zeigt die derzeit in Deutschland und in vielen Ländern Europas relevanten Grenzwerte für die Basisgrößen im Bereich des allgemeinen Personenschutzes und des Arbeitsschutzes über dem Frequenzintervall 1 Hz bis 100 THz.

1.6.1 Basisgrößen elektrische Feldstärke und elektrische Stromdichte

Zunächst sei auf die seit 2010 durch ICNIRP [94] empfohlenen Basisgrenzwerte der elektrischen Feldstärke E_{eff} im Körper hingewiesen, durch die das bisherige, auf der elektrischen Stromdichte im Körper beruhende „Niederfrequenz“-Schutzkonzept der alten ICNIRP-Richtlinien [95] ersetzt und zusätzlich um eine getrennte Berücksichtigung des zentralen Nervensystems und anderer Körpergewebe in Kopf und Rumpf erweitert wird (vgl. auch [96], Question 10). Es werden Grenzwerte für die interne elektrische Feldstärke für Frequenzen bis 10 MHz eingeführt, obwohl sich der Titel der Richtlinie

nur auf das Intervall 1 Hz bis 100 kHz bezieht. Zum Vergleich mit den Basisgrenzwerten sind die Vektorkomponenten aktueller interner Feldstärken über würfelförmige Gewebevolumina von 8 mm^3 zu mitteln.

Die zulässigen Werte aller übrigen Basisgrößen (Stromdichte, Spezifische Absorptionsraten, Leistungsdichte) stellen sich innerhalb der verschiedenen in Deutschland angewandten Richtlinien und Verordnungen weitgehend homogenisiert dar, teilweise lediglich mit kleinen Abweichungen in den Details der Nebenbedingungen zur Definition der Größen und in ihren Bezeichnungen (z.B. statt „Basisgrenzwerte“ auch: „Expositionsgrenzwerte“ und „Basiswerte“). Dies betrifft als erstes die Basisgrenzwerte der Körper-Stromdichte J_{eff} (Frequenzbereich $< 1 \text{ Hz}$ bis 10 MHz), gemittelt über Flächenelemente von 1 cm^2 senkrecht zur Stromrichtung, gemäß ICNIRP 1998 [95] (hinsichtlich NF nur bis 2010 gültig, s.o.), der Unfallverhütungsvorschrift „Elektromagnetische Felder“ [97] (nur für Versicherte der Berufsgenossenschaften), der EU-Ratsempfehlung von 1999 [98] (nur für die Allgemeinbevölkerung) und der Richtlinie des Europäischen Parlaments und des Rates von 2004 [99] (nur für Arbeitnehmer). Die Unfallverhütungsvorschrift verlangt zusätzlich zur räumlichen eine zeitliche Mittelung über Intervalle von 1 s. Demgegenüber wird in den ICNIRP-Leitlinien von 1998 wegen der beschränkten Datenlage über niederfrequente Ströme und gesundheitliche Effekte vorgeschlagen, für Frequenzen unterhalb von 100 kHz Stromdichten, die durch vorübergehende oder sehr kurzfristige Spitzenfelder induziert werden, als Momentanwerte anzusehen; eine analoge Empfehlung gilt auch für die interne elektrische Feldstärke nach der neuen 2010er ICNIRP-NF-Richtlinie [94].

Die konkreten Werte von E_{eff} und J_{eff} in Abbildung 40 wurden zur Vermeidung verschiedener in Experimenten beobachteter physiologischer Effekte gewählt: Bewegungen der Härchen auf der Hautoberfläche, Reizungen von Nerven- und Muskelgewebezellen, Herzkammerflimmern, Phosphene (flimmernde visuelle Sinneswahrnehmungen). Die Basisgrenzwerte konnten bei Frequenzen unterhalb von einigen Hertz und oberhalb von 1 kHz allmählich größer gewählt werden, weil die Auslöseschwellen für eine Nervenstimulation entsprechend höher liegen.

Während elektrischen Stromdichten bei niedrigen Frequenzen unterhalb der Basiswerte kein Erwärmungspotenzial zugeschrieben wird, können die felderzeugten Stromdichten in lokal begrenzten Bereichen des Körpers bei Frequenzen oberhalb von einigen 100 kHz durchaus wärmewirksam werden. Die hier empfohlenen Basiswerte für die Stromdichte zielen aber ausschließlich darauf ab, die Stimulation erregbaren Gewebes zu vermeiden.

Insgesamt erscheint es unwahrscheinlich, dass die genannten typischen Niederfrequenz-Effekte auch für den Terahertzbereich bedeutsam sein könnten. Damit ist aber noch nicht die Eignung der elektrischen Feldstärke im Körpergewebe zur Bewertung anderer möglicherweise bei Terahertzfrequenzen auftretender biologischer Wirkungen in Frage gestellt.

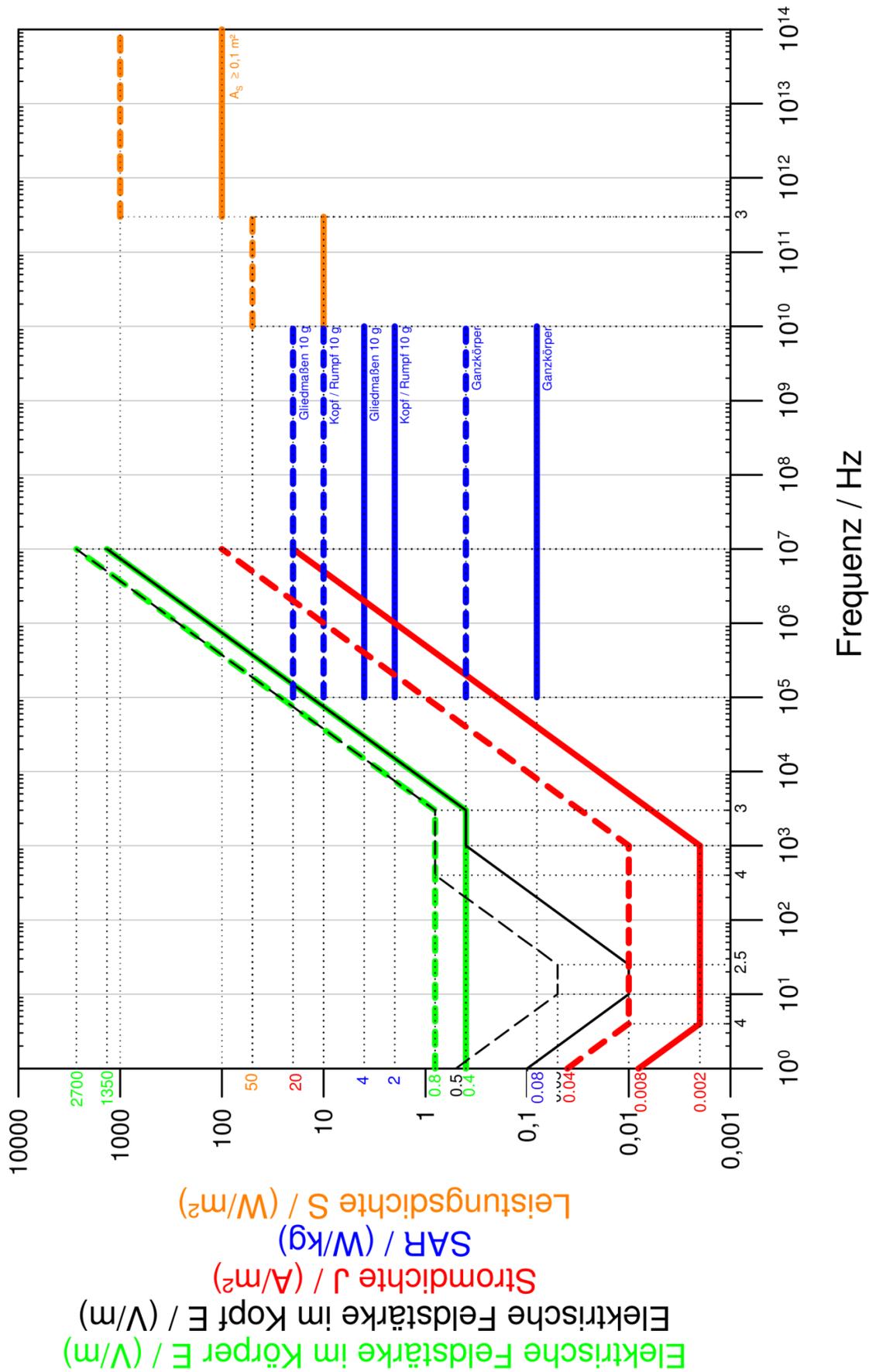


Abbildung 40: Basisgrenzwerte für die Allgemeinbevölkerung (—) und für Berufstätige (---) im Frequenzbereich von 1 Hz bis 100 THz (A_S: Größe der bestrahlten Körperfläche)

Am Rande sei Folgendes erwähnt:

1. Die vom Parlament und Rat der EU erlassene Richtlinie [100] mit Mindestvorschriften zum Schutz der Arbeitnehmer vor der Gefährdung durch elektromagnetische Felder im Bereich von < 1 Hz bis 300 GHz trat zum 1. Mai 2004 in Kraft. Die Mindestvorschriften orientieren sich vollinhaltlich an den ICNIRP-Leitlinien (von 1998), es bleibt den Mitgliedsstaaten jedoch unbenommen, auch niedrigere Grenzwerte anzusetzen. Die Richtlinie sollte von den Mitgliedsstaaten ursprünglich binnen vier Jahren in entsprechende Rechts- und Verwaltungsvorschriften umgesetzt werden; im Oktober 2007 wurde dies jedoch wegen Schwierigkeiten bei der Umsetzung bis April 2012 verschoben. Zwischenzeitlich gab es auch eine Erhebung der EU zu den Kritikpunkten an der bisherigen Direktive. In Deutschland ruht die Umsetzung immer noch; hier wird die UVV [97] bislang als gleichwertig und ausreichend angesehen. Aktuell hat die EU einen überarbeiteten Vorschlag für die Richtlinie verteilt [100].
2. Die im Zusammenhang mit der Errichtung und dem Betrieb von Hochfrequenzanlagen im Bereich 10 MHz bis 300 GHz in Deutschland zu beachtende 26. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (26. BImSchV) [101] muss für das hier zu entwickelnde Verfahren u.a. deshalb nicht berücksichtigt werden, weil sie als Kriterium zum Schutz vor schädlichen Umwelteinwirkungen Grenzwerte für elektrische und magnetische Feldstärken, also „Referenzwerte“ im Sprachgebrauch der ICNIRP, verwendet, die ohne eine Anbindung an Effekt auslösende Basisgrößen, die für den Terahertzbereich erst definiert werden müssen, ohne Wert sind.
3. Ob es aufgrund der neuen Empfehlungen der ICNIRP [94] zum NF-Bereich und der darin angekündigten Revision der ‚Guidelines‘ bezüglich des HF-Bereichs eine Anpassung der in Deutschland zu beachtenden gesetzlichen Regelungen und der Unfallverhütungsvorschriften geben soll, wird voraussichtlich erst nach Vorliegen des vollständigen Regelwerks als Ersatz für die 1998er-Empfehlungen [95] diskutiert werden.

1.6.2 Basisgrößen Spezifische Absorptionsrate (SAR) und Spezifische Absorption (SA)

Als Basisgröße, die thermische Wirkungen infolge Absorption elektromagnetischer Feldenergie im Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 10 GHz einschränken soll, wird die Spezifische Absorptionsrate (SAR) verwendet. Sie ist für einen in einem elektromagnetischen Feld befindlichen Körper definiert als die in einem Volumen V einer vorgegebenen Gewebemasse m aufgrund dielektrischer Verluste absorbierten Hochfrequenz-Energie pro Zeiteinheit ($dW_{\text{absorbiert}}/dt = P_{\text{absorbiert}}$), geteilt durch die Masse dieses Volumens:

$$\text{SAR} = P_{\text{absorbiert}}(V) / m(V).$$

Dabei sind abhängig von der Gewebemasse und der betrachteten Körperregion drei SAR-Werte zu unterscheiden:

1. Die Ganzkörper-SAR zur Berücksichtigung der durchschnittlichen thermischen Belastung des Körpers, die sich auf das gesamte Körpervolumen und somit auf die Gesamtmasse des Körpers bezieht:

$$\text{SAR}_{\text{GK}} = P_{\text{absorbiert}}(V_{\text{GK}}) / m(V_{\text{GK}}).$$

2. Die lokale SAR zur Berücksichtigung der partiellen thermischen Belastung, die den Maximalwert von sämtlichen über 10 g-Gewebeelemente gebildeten SAR-Werten darstellt und getrennt für die Regionen „Kopf/Rumpf“ und „Gliedmaßen“ zu betrachten ist:

$$a) \text{ SAR}_{\text{Kopf/Rumpf}} = \text{Max} [P_{\text{absorbiert}}(V_{10 \text{ g}}) / 10 \text{ g}]_{\text{Kopf/Rumpf}}$$

$$b) \text{ SAR}_{\text{Gliedmaßen}} = \text{Max} [P_{\text{absorbiert}}(V_{10 \text{ g}}) / 10 \text{ g}]_{\text{Gliedmaßen}}$$

Den in Abbildung 40 dargestellten Graphen für die unterschiedlichen Spezifischen Absorptionsraten liegen wieder die in den bereits oben erwähnten Vorschriften, Richtlinien und Empfehlungen für den Bereich der Öffentlichkeit bzw. des Arbeitsschutzes einheitlich genannten Basisgrenzwerte zugrunde. Diese orientieren sich daran, dass ein Temperaturanstieg im Körper von mehr als 1 – 2°C als möglicherweise gesundheitsschädlich einzustufen und daher zu vermeiden ist. In Laborstudien wurden bei Langzeitexpositionen ruhender Probanden von bis zu 30 Minuten mit SAR_{GK}-Werten zwischen 1 und 4 W/kg übereinstimmend Erhöhungen der Kerntemperatur des Körpers um weniger als 1°C ermittelt. Bei höheren Expositionsstärken muss damit gerechnet werden, dass die natürlichen Thermoregulations-Mechanismen nicht mehr in der Lage sind, den externen Wärmeenergieeintrag zu kompensieren und die Körpertemperatur zu stabilisieren. Dies hat zur Festlegung der Werte von 0,4 W/kg für den Arbeitsschutz und - mit einem zusätzlichen Sicherheitsfaktor 5 - von 0,08 W/kg für die Allgemeinbevölkerung geführt, die einen hohen Sicherheitsspielraum auch für zusätzliche wärmewirksame Belastungen, wie Umgebungstemperatureinflüsse, körperliche Anstrengung etc., bieten.

Tritt die Erwärmung nur örtlich begrenzt auf, so kann in der Regel das Blut die zusätzliche Wärme abführen. Daher können die lokalen SAR-Werte erheblich größer als der Ganzkörper-SAR-Wert sein. Alle SAR-Werte sind als Mittelwerte über jeweils 6 Minuten aufzufassen, d.h., die Spezifischen Absorptionsraten dürfen kurzzeitig auch größere Werte annehmen.

Das Bezugsvolumen für die lokale SAR mit 10 g Gewebemasse ist hinsichtlich seiner geometrischen Form nicht eindeutig festgelegt: Die Formulierungen in den derzeit geltenden Regelwerken hinsichtlich der Definition des Bezugsvolumens geben immer wieder Anlass zu unterschiedlichen Sichtweisen. Die ICNIRP-Leitlinien schreiben für die Maximumsuche der lokalen SAR „...averaging mass is any 10 g of contiguous tissue“ vor, was in manchen Fällen zu großflächigen, oberflächennahen Volumina führen kann, für die die gemittelte SAR teilweise deutlich über dem Maximalwert liegt, der sich für würfelförmige Gewebebereiche ergibt. Die vom IEEE in den USA erarbeiteten Empfehlungen der Reihe C95.1 (z.B. [102]) und auch Vorschläge des IEEE für Mess- und Rechenverfahren (z.B. P1528 [103]) legen dagegen ausschließlich würfelförmige Volumina zugrunde, und aus rein pragmatischen Gründen wurde auch in Europa in den meisten Untersuchungen seit den 1990er Jahren bei der Bestimmung der lokalen SAR ein würfelförmiges Bezugsvolumen angesetzt, dessen Kantenlänge bei einer Masse von 10 g in typischen Gewebebereichen ca. 2 cm beträgt.

Ungeachtet der über den gesamten relevanten Frequenzbereich konstanten Basisgrenzwerte der SAR (s. Abbildung 40) ist die räumliche Verteilung der lokalen SAR im Körper wegen der dielektrischen Verluste des Körpergewebes stark frequenzabhängig, sodass die bei niedrigen Frequenzen noch über den ganzen Körperquerschnitt verteilt auftretende Absorption sich aufgrund der mit wachsender Frequenz abnehmenden Eindringtiefe immer mehr in oberflächennahen Bereichen des Körpers abspielt. Bei 2 GHz beträgt die Eindringtiefe beispielsweise nur noch ca. 2,5 cm; daher ist es zweifelhaft, ob ein

würfelförmiges 10 g-Mittelungsvolumen für die lokale SAR im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 GHz die adäquate Wahl darstellt.

Zur eventuellen Bedeutung der Spezifischen Absorptionsrate als Basisgröße für den Terahertzbereich oberhalb 100 GHz lässt sich momentan noch kein endgültiges Urteil abgeben. Fakt ist, dass in einigen bei der Literaturrecherche gefundenen biologischen Aufsätzen (s. Abschnitt 1.8), in denen es um die Exposition von Zellsystemen *in vitro* geht, die mit Hilfe numerischer Dosimetrie berechnete Spezifische Absorptionsrate zur Quantifizierung der Exposition herangezogen wurde, allerdings natürlich nicht im Sinne von Personenschutzbestimmungen mit den dort üblichen Mittelungselementen 1 g (IE-EE), 10 g oder Ganzkörper, sondern entweder mit Voxel bezogenen lokalen SAR-Werten oder mit Mittelwerten über das Volumen des Kulturmediums oder über Unterbereiche davon. Wie es bereits in der umfangreichen Literatur zum Mobilfunkfrequenzbereich auffällig war, wird es von Autoren, die nicht unmittelbar mit dosimetrischen Berechnungen vertraut sind oder die sich auf die spontanen Ergebnisse kommerzieller Programmpakete verlassen, ohne deren Funktionsweisen im Detail zu verstehen, vielfach versäumt, neben Zahlenwerten zur SAR auch die Mittelungsmassen und die Form der Probenvolumina anzugeben. Auf diese Weise kommt es auch immer wieder zu unzulässigen Vergleichen mit Grenzwerten aus Schutzbestimmungen, die eine völlig falsche Interpretation der tatsächlich vorliegenden Exposition zur Folge haben.

Prinzipiell wäre es zunächst denkbar, im Terahertzbereich in Anbetracht der kleinen Wellenlängen und der geringen Eindringtiefen eine Dosimetrie auf SAR-Basis mit sehr kleinen Bezugsvolumina (bzw. -massen) einzuführen. Es ist dabei aber zu bedenken, dass es zum einen für die dann resultierenden SAR-Werte keine Referenzangaben, wie im Fall des Personenschutzes, geben würde und dass zum anderen die SAR als Quelle induzierter thermischer Effekte lediglich die lokale initiale Veränderung eines sich erst einstellenden Temperaturfeldes darstellt, das deutlich größere räumliche Ausmaße im biologischen System annimmt als die kleinräumig definierte SAR.

Nur der Vollständigkeit halber erwähnt sei hier der bei gepulsten Feldern mit bestimmten Pulsparametern auftretende „Mikrowellen-Höreffekt“, der sich durch Geräusche in Form von Klicken, Klopfen oder Summen äußert und zu dessen Vermeidung für den Frequenzbereich 300 MHz - 10 GHz Basisgrenzwerte der lokalen Spezifische Absorption SA_{10g}^{head} im Kopf angegeben werden. Die Empfehlungen und Vorschriften in [95] und [97] sind allerdings nicht ganz konsistent mit der Literatur, weil auch über Wahrnehmungen durch Mikrowellenhören für niedrigere Frequenzen zwischen 2,4 und 170 MHz [104], für deutlich längere Pulsdauern als 30 μ s [105] sowie für Spezifische Energieabsorptionen unterhalb der Grenzwerte berichtet wurde. Da die Bedeutung des Effekts aus derzeitiger Sicht für den Terahertzbereich unbedeutend erscheint, sind die entsprechenden Grenzwerte nicht in Abbildung 40 übernommen worden.

1.6.3 Basisgröße Leistungsdichte

Wegen der geringen Eindringtiefe der Feldenergie in den Körper wird in den Schutzbestimmungen bereits für Frequenzen zwischen 10 und 300 GHz die Spezifische Absorptionsrate ersetzt durch die Leistungsdichte S des Immissionsfeldes als die geeignetere Basisgröße. Es handelt sich um die einzi-

ge extrakorporal definierte Basisgröße, die somit im Gegensatz zu allen anderen relativ einfach gemessen werden kann. Ihre Grenzwerte (vgl. Abbildung 40) von 10 W/m^2 (Exposition der Bevölkerung) bzw. 50 W/m^2 (berufliche Exposition) sollen eine unzulässige Erwärmung des Gewebes im Bereich der Körperoberfläche verhindern. Sie ist räumlich über jeweils 20 cm^2 der exponierten Fläche (das entspricht etwa einem kreisförmigen Bereich mit 5 cm Durchmesser) und zeitlich über $68/(f/\text{GHz})^{1,05}$ Minuten (entsprechend 10 s bei 300 GHz bis 6 min bei 10 GHz) zu mitteln. Außerdem darf ihr lokales Maximum, gemittelt über jedes Flächenelement von 1 cm^2 , 200 W/m^2 (Exposition der Bevölkerung) bzw. 1 kW/m^2 (berufliche Exposition) nicht überschreiten.

Wie die SAR käme auch die Leistungsdichte S als dosimetrische Größe für den Terahertz-Frequenzbereich nur dann in Frage, wenn durch umfangreiche Vorexperimente, wie sie zum Personenschutz im kommerziell genutzten Mikrowellenbereich vorliegen, bei dem die Felder tiefer in den Körper eindringen, gesicherte Zusammenhänge zwischen dieser Basisgröße und ihren Wärmewirkungen bzw. eventuellen anderen biologischen Effekten erarbeitet würden.

Damit ist die Frequenzobergrenze der bisher diskutierten Personen- und Arbeitsschutzregelungen von 300 GHz erreicht, bis zu der bereits ein Teil des eingangs definierten Terahertz-Frequenzbereichs überlappt. Somit liegen auch erste Anhaltspunkte für zulässige Leistungsdichten im unteren Terahertzbereich vor. In [106] wird aber zu Recht darauf hingewiesen, dass die Festlegung der Basisgrenzwerte oberhalb von 100 GHz im Wesentlichen durch Extrapolationen von Erkenntnissen aus dem niedrigeren Mikrowellenbereich erfolgte, weil keine technischen Anwendungen nahe 300 GHz vorlagen.

Verfolgt man die Grafik in Abbildung 40 weiter, so findet man auch für den höheren Frequenzbereich Grenzwerte für die Leistungsdichte S , die für Frequenzen oberhalb von 300 GHz in verschiedenen europäischen und internationalen Regelwerken zum Schutz der Augen und der Haut vor künstlicher optischer Strahlung inkohärenter oder kohärenter Quellen (Laser) festgelegt sind (dort mit E statt S bezeichnet). Während eine entsprechende EU-Richtlinie [107] auf die Sicherheit und Gesundheit von Arbeitnehmern abzielt, wird in den Empfehlungen der ICNIRP [108], [109] keine formale Unterscheidung zwischen allgemeiner und werktätiger Bevölkerung vorgenommen. Die Richtlinien berücksichtigen nicht nur die hier interessierenden Frequenzen bis 10 THz, sondern geben Grenzwerte bis in den Ultraviolettbereich bei $1,67 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ an und enthalten auch konkrete Anweisungen, wie in Abhängigkeit von der Einwirkungsdauer und Pulsung optischer Strahlung, von der Strahldivergenz und von der Größe A_S der bestrahlten Körperfläche die Grenzwerte anzupassen sind. In Abbildung 40 sind davon nur die Leistungsdichte-Grenzwerte für nicht-gepulste Dauerbestrahlung der Haut (bis zu 8 h) von 100 W/m^2 (bei $A_S \geq 0,1 \text{ m}^2$) und von 1000 W/m^2 (bei $A_S = 0,01 \text{ m}^2$ bzw. im beruflichen Laserschutz) im so genannten IR-C-Band von 300 GHz bis 100 THz (entsprechend Freiraum-Wellenlängen zwischen 1 mm und $3 \mu\text{m}$) eingetragen, das nach der Einteilung der International Commission on Illumination (CIE) [110] den Bereich vom mittleren bis zum fernen Infrarot abdeckt. Die Grenzwerte beziehen sich ausschließlich auf mögliche Schädigungen thermischen Ursprungs, wobei Effekte auf das Auge allenfalls die Außenschichten der Hornhaut (Cornea) betreffen.

Zusammenfassend liegt in Bezug auf den Strahlenschutz im Terahertzbereich zwischen 100 GHz und 10 THz nach den obigen Erläuterungen nun die Situation vor, dass bis 300 GHz extrapolierte Grenzwerte aus der klassischen Mikrowellenregion vorliegen und oberhalb von 300 GHz aus dem Bereich der Infrarot-(Laser-)Optik, mit einem Unterschied in den zur Vermeidung schädlicher thermischer Effekte empfohlenen zulässigen Leistungsdichten von mindestens einer Größenordnung bei der Übergangsfrequenz 300 GHz. Derartige Diskrepanzen sind nicht akzeptabel, wenn der Terahertzbereich zukünftig tatsächlich für breitere Anwendungen erschlossen werden sollte. Die Diskussion darüber, wie die Grenzwerte für Terahertzfrequenzen zuverlässig aus oberflächennahen Wärmeeffekten abzuschätzen sind oder ob man andere, nicht-thermische biologische Wirkungen in Betracht ziehen muss, steht in der Wissenschaftsgemeinde erst am Anfang.

1.7 Vorliegende Erfahrungen zur Simulation der Ausbreitung von Wellen und ihrer Absorption in biologischem Gewebe (Stichwort: „Numerische Dosimetrie“)

In der bisher recherchierten Literatur konnten nur in wenigen Einzelfällen Ansätze zu dosimetrischen Charakterisierungen bei der Terahertz-Exposition biologischer Targets gefunden werden, wie sie in niedrigeren Frequenzbereichen, vornehmlich auf dem Gebiet des Mobilfunks zwischen 400 und 2500 MHz seit vielen Jahren unverzichtbarer Standard sind. Meist begnügen sich die Autoren mit Angaben zur Leistungsdichte des Immissionsfeldes oder sogar nur zur Leistung der Quelle, in einer Arbeit wurde eine Dosimetrie-Abschätzung anhand analytischer Formeln durchgeführt, es gibt aber auch wenige Beispiele numerischer Simulationsrechnung zur Bestimmung der SAR oder des Temperaturverlaufs.

Abgesehen von den frequenz- und ortsabhängigen Materialparametern des exponierten biologischen Systems (Permittivität, Leitfähigkeit, Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit etc.) und von den zeitlichen und räumlichen Spektraleigenschaften des Immissionsfeldes (CW/gepulst, kohärent/inkohärent, ebene/gekrümmte Wellenfronten) sind die physikalischen Eigenschaften der Wellenausbreitung prinzipiell für alle elektromagnetischen Wellen vergleichbar und mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen beschreibbar. Die analytische Formulierung der Wellenfelder und auch die Anwendung geeigneter numerischer Verfahren (z.B. FDTD) funktioniert bei vergleichbaren Verhältnissen von Strukturabmessungen zur Wellenlänge beispielsweise sowohl in der Hochfrequenztechnik als auch im optischen Bereich.

Im Folgenden soll auf drei der Arbeiten näher eingegangen werden, in denen Simulationsverfahren zur Bestimmung des Verhaltens elektromagnetischer Felder im Terahertz-Bereich benutzt wurden.

1.7.1 Exposition eines Probencontainers mit Kulturmedium bei 100 GHz

Als Beispiel für eine im Terahertz-Frequenzbereich durchgeführte Exposition biologischen Materials soll hier der technische Aufbau zum BfS-Vorhaben „Gentoxische Effekte von THz-Strahlung in vitro“ (s. auch Abschnitt 1.8) herangezogen werden, der von der PTB erstellt und auch numerisch simuliert wurde [111], [112]. Da während einer Projektbesprechung beim Auftraggeber BfS unter Beteiligung der technischen Arbeitsgruppen der PTB und der BUW kurzzeitig Zweifel an einigen dosimetrischen Ergebnissen aufkamen, wurden an der BUW unter Verwendung der von der PTB bereit gestellten

Informationen über Material- und Strukturdaten des Probencontainer-Modells eigene Feld- und SAR-Berechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse sich in allen wesentlichen Teilen mit den Angaben in [111], [112] decken. Lediglich dem von der PTB in [111], [112] durchgeführten direkten Vergleich der über 1 mg gemittelten Spezifischen Absorptionsrate in der Probenflüssigkeit von 66,3 W/kg (bei $S = 100 \text{ W/m}^2$) mit dem lokalen 10 g-Grenzwert $\text{SAR}_{\text{Kopf/Rumpf}} = 2 \text{ W/kg}$ aus den Personenschutzbestimmungen mit dem Ziel, die Temperaturentwicklung abzuschätzen, kann von dieser Seite nicht zugestimmt werden (vgl. Abschnitt 1.6).

Abbildung 41 zeigt das Originalbild 5 aus [111] mit der SAR-Verteilung im Probencontainer des Herstellers ibidi GmbH, Martinsried in der vom verwendeten Software-Paket Microwave Studio® der CST GmbH, Darmstadt angebotenen Darstellungsart „All Transparent“. Dabei wird die in einer Schnittebene berechnete Verteilung (hier die lokale SAR) überlagert durch in und hinter der Schnittebene liegende Strukturmerkmale (hier die Begrenzungen zwischen Kulturmedium, Luft, Container-Schale, -Deckel und -Bodenfolie sowie die optisch spiegelnd angedeuteten konkaven Wandoberflächen von Schale und Deckel). Diese Darstellung hat in der oben erwähnten Projektbesprechung zu Missverständnissen geführt und sollte in wissenschaftlichen Arbeiten bei der Analyse von numerischen Ergebnissen nicht verwendet werden. Es konnte vor Ort nicht geklärt werden, dass die SAR-Beiträge allein durch die regenbogenfarbenen Bereiche am Containerboden und durch die hellblauen Flecken am oberen Rand des Kulturmediums und in der Mitte des Deckels repräsentiert werden. Das links vom Zentrum liegende orangefarbene Viereck beispielsweise macht lediglich einen weit hinter der Darstellungsebene liegenden Zentrierstift des Deckels sichtbar, der für die SAR-Darstellung in dieser Ebene keine Relevanz hat.

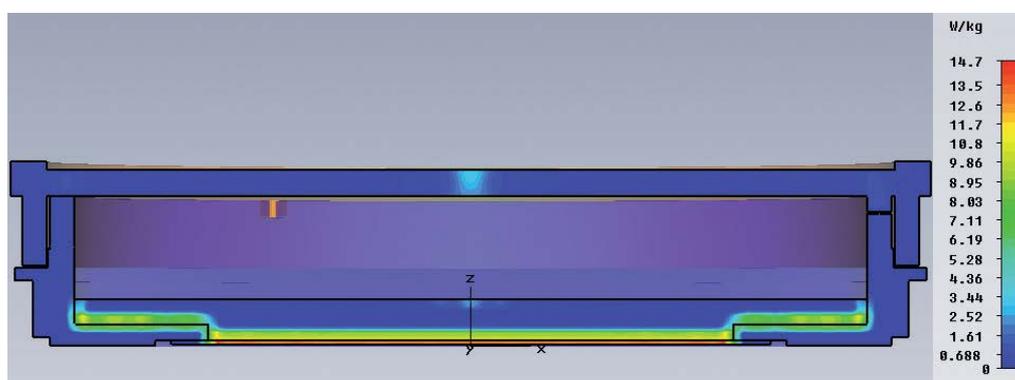


Abbildung 41: Originalbild aus [111] mit der über 1 mg gemittelten SAR in einem xz-Schnitt durch die Symmetrieachse des Probencontainers bei der Frequenz 100 GHz und einer Leistungsdichte der von unten einfallenden homogenen ebenen Welle von 20 W/m^2 .

Im Folgenden werden einige der eigenen Ergebnisse gezeigt. Dabei werden numerische Berechnungen bei 100 GHz jeweils Resultaten gegenübergestellt, die an derselben Struktur bei der Frequenz 2 GHz erzielt wurden, die im Anwendungsbereich des Mobilfunks liegt, für den in der Vergangenheit tausende von dosimetrischen Berechnungen durchgeführt wurden. Die Parameter der im Aufbau verwendeten Materialien (Permittivität ϵ und Verlustfaktor $\tan \delta$ bzw. Leitfähigkeit κ) wurden für die Simulation bei 100 GHz in Übereinstimmung mit den Angaben in [111], [112] gemäß Tabelle 5 gewählt und durch selbst ermittelte Werte für das spezifische Gewicht ρ ergänzt.

Polystyrol-Schale	$\epsilon = 2,28$; $\tan \delta = 0,0001$; $\kappa = 0,001268$ S/m; $\rho = 1050$ kg/m ³
Polystyrol-Bodenfolie	$\epsilon = 2,34$; $\tan \delta = 0,005$; $\kappa = 0,065089$ S/m; $\rho = 1050$ kg/m ³
Polystyrol-Deckel	$\epsilon = 3,00$; $\tan \delta = 0,01$; $\kappa = 0,166898$ S/m; $\rho = 1050$ kg/m ³
Kulturmedium DMEM (Dulbecco's Modified Eagle Medium)	$\epsilon = 5,98$; $\tan \delta = 1,83$; $\kappa = 60,880873$ S/m; $\rho = 1100$ kg/m ³

Tabelle 5: Materialdaten von Probencontainer und Kulturmedium bei $f = 100$ GHz

Da sich die Materialdaten ϵ und $\tan \delta$ bei 2 GHz nur marginal verändern, wurden dafür dieselben Werte wie bei 100 GHz eingesetzt, um die allein durch die Frequenzänderung verursachten Unterschiede bei der Feldexposition herauszustellen.

Abbildung 42 zeigt im Teil a) die SAR-Verteilung bei 100 GHz in der gleichen Ebene wie Abbildung 41, allerdings in einer reinen Schnittdarstellung und mit logarithmischer statt linearer Skalierung, wodurch die Bereiche niedrigerer SAR etwas hervorgehoben werden. Die Werteskala wurde hier - wie auch in den folgenden Farbdarstellungen - weggelassen, um die qualitativen Merkmale zu betonen. Rottöne bedeuten hohe, Grün- und Blautöne niedrige Zahlenwerte. Es ergibt sich - für eine Einstellung von 8 Gitterlinien pro Wellenlänge (6,5 Mio. Gitterzellen, 20 Stunden Rechenzeit) - eine maximale 1 mg-SAR von 13,7 W/kg bei 20 W/m², die innerhalb der Zellschicht auftritt, und somit fast genau der Wert, den auch die Autoren von [111], [112] nennen. Bei feinerer Auflösung von 14 Linien pro Wellenlänge (76 Mio. meshcells, 160 Stunden runtime) errechnet die CST-Software bei ansonsten gleichen Bedingungen 15,43 W/kg, woraus ein Wert von 77,15 W/kg bei 100 W/m² gefolgert werden kann. Die SAR im luftgefüllten Bereich des Containers ist natürlich identisch Null.

Mehr als die absoluten Zahlenwerte interessieren hier aber die räumlichen Verteilungen im Probencontainer. Die sich bereits in Abbildung 41 andeutenden SAR-Beiträge an der Oberfläche des Kulturmediums und im Deckel werden durch Abbildung 42 a) verifiziert; ihr Zustandekommen soll weiter unten erläutert werden. Erwartungsgemäß klingt die SAR unmittelbar nach Eindringen des Feldes in das Medium nach oben hin rasch ab. Ein völlig anderes Verhalten ergibt sich für die Mikrowellenfrequenz 2 GHz, deren SAR-Verteilung Abbildung 42 b) zeigt (Farbskalierung unterschiedlich zu a)). Die Feldenergie durchdringt wegen der deutlich kleineren Frequenz- und

Leitfähigkeitswerte des Kulturmedium vollständig, wobei ein entsprechend kleiner Anteil absorbiert wird, was die maximale 1 mg-SAR von nur 1,03 W/kg belegt.

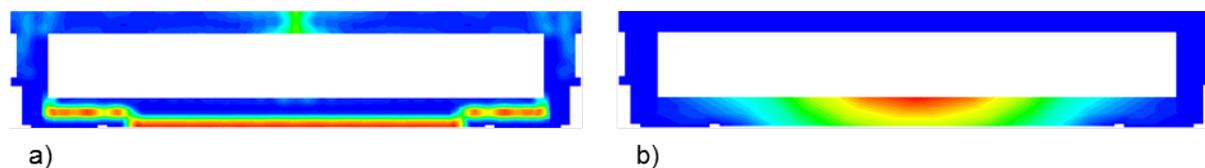


Abbildung 42: SAR-Verteilung in einem xz-Schnitt durch die Symmetrieachse des Probencontainers bei einer von unten einfallenden homogenen ebenen Welle
 a) mit der Frequenz 100 GHz
 b) mit der Frequenz 2 GHz.

Abbildung 43 stellt die zu den SAR-Verteilungen in Abbildung 42 gehörenden elektrischen Feldverteilungen dar. Während das Feld bei 2 GHz (b) räumlich nur wenig und auf relativ niedrigem Niveau variiert, stellen sich bei 100 GHz (a) deutliche Maxima, insbesondere in der Mitte des Deckels ein, die auch die SAR-Überhöhung dort erklären. Außerdem lässt sich an der Feldstruktur innerhalb der Wände des Probencontainers erahnen, auf welche Weise die Feldenergie in den Deckel gelangt.

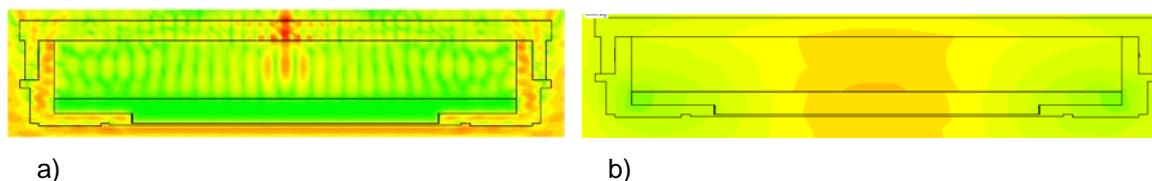


Abbildung 43: Zu Abbildung 42 gehörende elektrische Feldverteilung (Betrag)
 a) bei der Frequenz 100 GHz; b) bei der Frequenz 2 GHz.

Noch klarer wird dies in Abbildung 44, in der die zugehörigen Leistungsflussdichten veranschaulicht werden. Bei 100 GHz wird die über den Boden in die Wände des Probencontainers eingekoppelte Leistung wie in einer dielektrischen Wellenleitung nach oben geführt (a1) und innerhalb des Deckels von allen Seiten radial zur Mitte umgeleitet und dort konzentriert (a2). Bei 2 GHz wird die ankommende Welle durch Reflexion und Beugung verzerrt und durch den Container, der global wie eine Linse wirkt, zu einer schwach ausgeprägten Keule geformt.

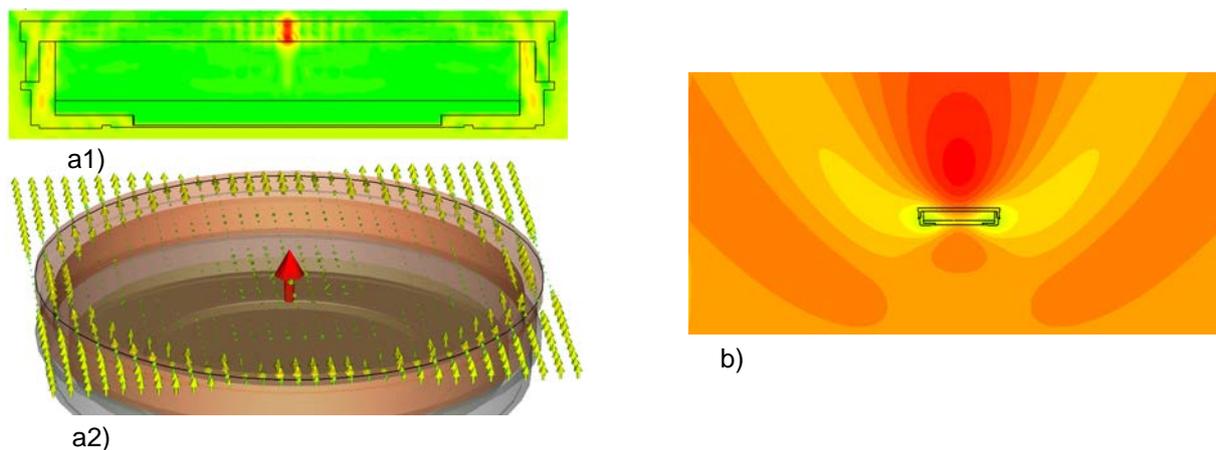


Abbildung 44: Zu Abbildung 42 gehörende Leistungsdichteverteilung:
a) bei der Frequenz 100 GHz; b) bei der Frequenz 2 GHz.

Eine letzte Abbildung 45 zeigt die Anordnung ohne den Deckel, sodass die Feldkonzentration auf der Achse nicht zustande kommen kann und die Energie am oberen Rand der Schale nach oben abgestrahlt wird. Sehr gut ist die Energieführung in der Wand zu beobachten, die sich wegen des fehlenden Deckels in den nur $d = 1,5 \text{ mm}$ dicken oberen Teil „hineinschlängeln“ muss. Daran und an der normierten Frequenz der dielektrischen Leitung $V = (2\pi d/\lambda_0)(\epsilon_{\text{Schale}} - \epsilon_{\text{Umgebung}})^{1/2} \approx 3,5$ ist auch erkennbar, dass die transportierte Leistung auf mehrere Moden der Wellenleitung verteilt ist.

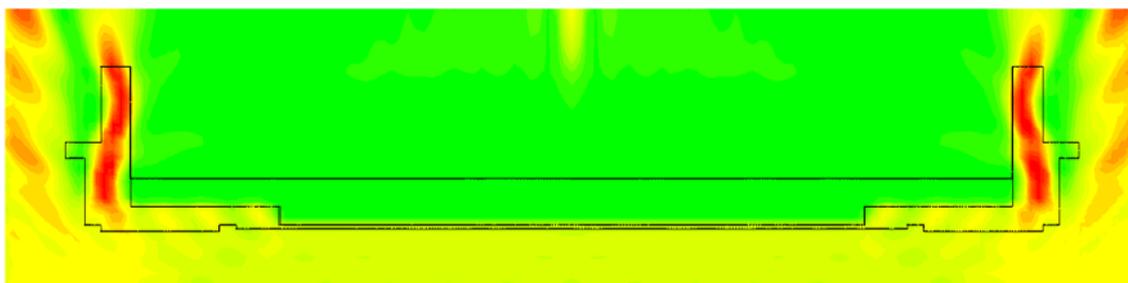


Abbildung 45: Leistungsdichteverteilung bei 100 GHz in der Struktur wie in Abbildung 44 a1), jedoch mit abgenommenem Deckel

Der direkte Vergleich macht deutlich, dass bei der hohen Frequenz „quasi-optische“ Effekte mit Wellenführungs-Effekten in den Wänden der Petrischale in den Vordergrund treten, während die Struktur bei 2 GHz im Wesentlichen eine lokale Störung des Einfallsfeldes darstellt.

1.7.2 Modelle zur Beschreibung menschlicher Haut im THz-Frequenzbereich

In der Literatur werden mehrere Modelle zur numerischen Untersuchung der menschlichen Haut im THz-Frequenzbereich beschrieben. Im Folgenden sollen die Modelle von Bennett et al. [113] für ein geschichtetes Hautmodell und von Feldmann et al. [115] für ein Hautmodell unter Berücksichtigung von Schweißdrüsen dargestellt werden. Letzteres wurde von der Arbeitsgruppe um Sharifstein et al. [116] erneut aufgegriffen und für die Berechnung von SAR-Verteilungen modifiziert.

1.7.2.1 Geschichtetes Hautmodell nach Bennett et al. [113]

Das Ziel der Arbeitsgruppe um Bennett bestand in der Modellierung von menschlicher Haut, aufgebaut aus 2 μm dicken Schichten, mit denen die Reflexion einer einfallenden Welle nach Betrag und Phase simuliert werden kann. Dazu wurden die Bestandteile der Haut unterteilt in Wasser und „biologisches Hintergrundmaterial“. Da die physikalischen Eigenschaften von Wasser hinreichend bekannt sind und zum Beispiel durch die „double-Debye-Gleichung“ (vgl. Abschnitt 1.10) beschrieben werden können, mussten nur noch die Eigenschaften des Hintergrundmaterials mittels Messung an getrockneten Hautproben ermittelt werden. Um anschließend beide Materialien zu einem effektiven Medium zusammenzusetzen, wurde für drei Bereiche (Stratum corneum, Epidermis, Dermis), in die die Haut in dieser Arbeit unterteilt wurde, ein Hydrationsprofil angenommen. Dieses stückweise lineare Profil wird in Abbildung 46 gezeigt.

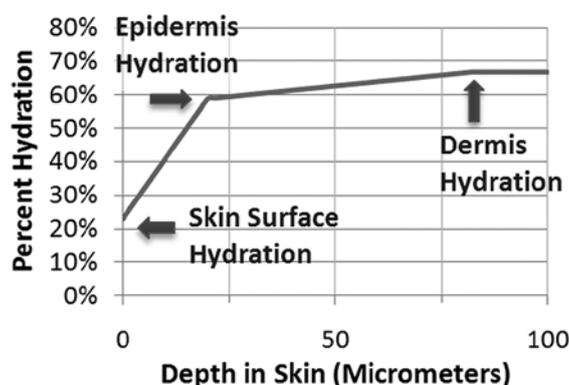


Abbildung 46: Angenommener prozentualer Wasseranteil in verschiedenen Hautbereichen [113]

Verletzungen der Haut, bei denen tiefere Hautschichten direkten Kontakt zur Umwelt haben, können nun durch Veränderung des Hydrationsprofils dargestellt werden. Ein Großteil der Reflexion einer einfallenden Welle im Terahertzbereich wird sich bis zur Epidermis ereignen, da die Eindringtiefe einer Welle bereits in der Epidermis erreicht ist. Im Frequenzbereich von 300 bis 900 GHz wurde eine deutlich sichtbare Veränderung der Reflexion, vgl. Abbildung 47, bedingt durch den variierenden Wasseranteil in der Epidermis beobachtet.

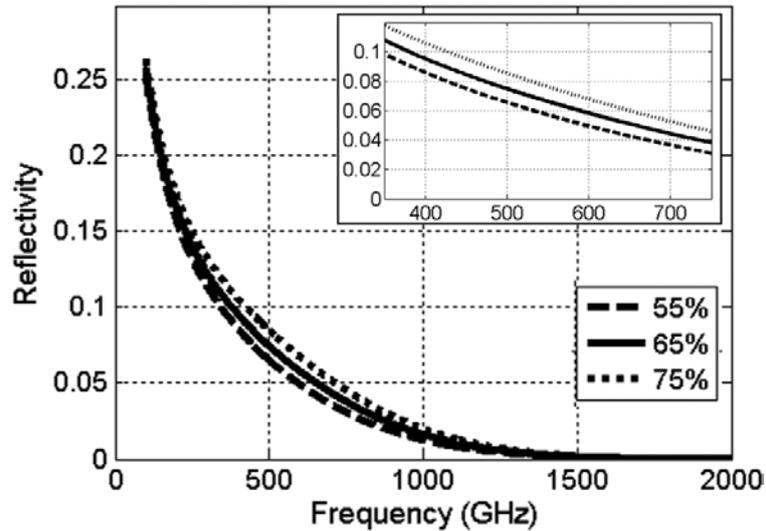


Abbildung 47: Frequenzabhängiger Reflexionsgrad der Leistung im THz-Bereich mit prozentualem Wasseranteil der Epidermis als Parameter im Hautmodell aus [113]

1.7.2.2 Geschichtetes Hautmodell mit Schweißdrüsen nach Feldmann et al. [115]

Die menschliche Haut besteht, wie in Abbildung 48 a) gezeigt, aus mehreren Schichten, in denen unter anderem Schweißdrüsen und -kanäle liegen. Feldmann et al. konstruierten ein dreischichtiges Hautmodell, bestehend aus Stratum corneum, Epidermis und Dermis (vgl. Abbildung 48 c)). In die Schicht der Epidermis wurden zusätzlich acht Schweißdrüsenkanäle, Abbildung 48 b), eingefügt. Über der Hautoberfläche wurde als Feldquelle im Abstand von 5 mm der Ausgang einer Rechteckhohlleitung definiert (Waveguide-Port).

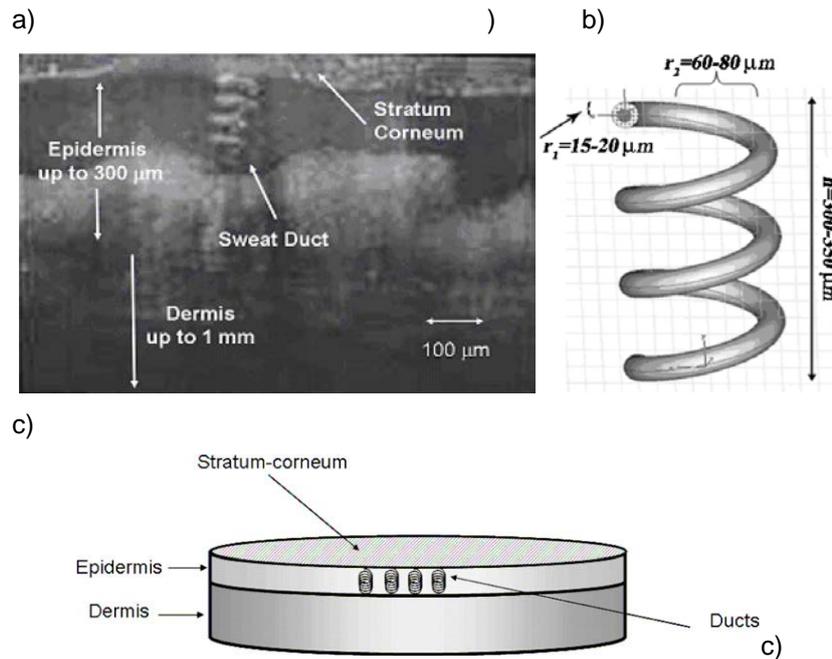


Abbildung 48: Hautmodell nach Feldmann et al. [115]
 a) Fotografie eines Schweißkanals in der Epidermis,
 b) Modell eines einzelnen Schweißkanals
 c) Dreischichtiges Hautmodell mit acht Schweißkanälen

Das Modell wurde mit CST Microwave Studio[®] modelliert. Die idealisierten Schweißkanäle wurden als spiralförmig gedrehte Kanäle, die mit einem Elektrolyt gefüllt sind, angenähert. Die Leitfähigkeit der Kanäle wurde in Simulationen zwischen 500 und 20000 S/m angesetzt. Diese für Körpergewebe sehr hohe Leitfähigkeit begründen die Autoren mit dem Effekt des Proton Hopping [114].

Für die Untersuchung wurde mit einem Netzwerkanalysator der Reflexionskoeffizient R an der Handfläche einer in Ruhe befindlichen Person in einem Frequenzbereich von 75 – 110 GHz gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 49 a) durch die drei oberen Kurven dargestellt. Nach einem intensiven Lauf der Person von 20 Minuten Dauer wurden die Messungen zu verschiedenen Zeitpunkten wiederholt (untere Kurven). Der Pfeil zeigt in Richtung steigender Erholungsdauer. Hierbei ändert sich der Reflexionskoeffizient mit größer werdendem Zeitabstand von der sportlichen Belastung immer mehr in Richtung der Ruhekurve.

Die Simulationen am Modell wurden in dem gleichen Frequenzbereich durchgeführt. Dabei wurde die Leitfähigkeit, wie in Abbildung 49 b) dargestellt, variiert. Beide Abbildungen zeigen einen ähnlichen Verlauf und Amplituden der Reflexion über der Frequenz mit einem Minimum zwischen 90 und 100 GHz.

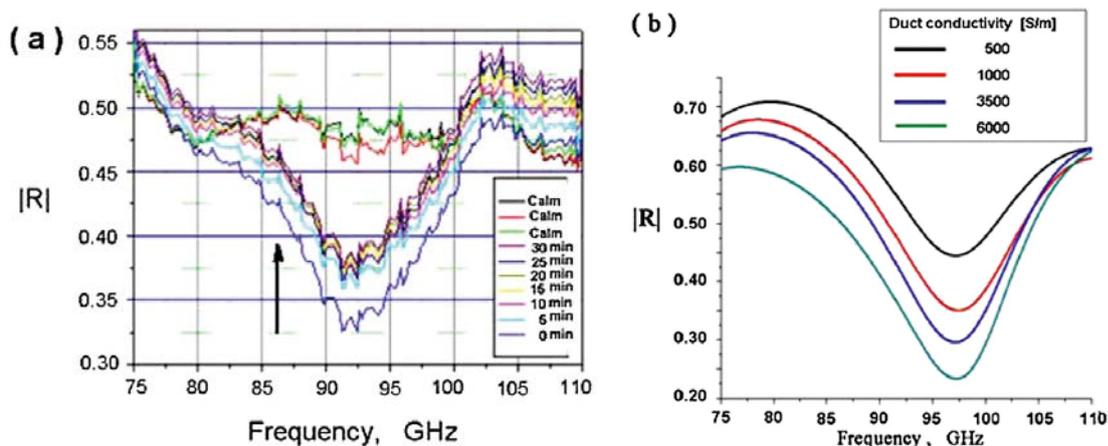


Abbildung 49: a) Messungen des Reflexionskoeffizienten R an der Handfläche eines Probanden in Ruhe bzw. zu verschiedenen Zeitpunkten nach einem 20 minütigen Lauf
b) Ergebnisse der Simulationen für verschiedene Leitfähigkeiten der Schweißkanäle [115]

Die Autoren schlussfolgern, dass einzelne Schweißkanäle als „low-Q helical antenna“ angesehen werden können. Für Hautgebiete mit einer Vielzahl von Schweißdrüsen können diese als „2D“ Antennenanordnung im Sub-Terahertz-Bereich interpretiert werden. Die „spectral response“ ist dabei abhängig von dem Zustand des Schweißdrüsen systems.

1.7.2.3 Geschichtetes Hautmodell mit Schweißdrüsen nach Sharifstein et al [116]

Die Arbeitsgruppe baute auf den Messungen und Annahmen von Feldmann et al. [115] auf und untersuchte die Effekte von Schweißdrüsen auf die SAR und die Temperaturverteilung in der Haut. Das Modell von Feldmann et al. wurde leicht verändert. Statt der von Feldmann verwendeten 8 Kanäle wurden hier nur 5 Kanäle verwendet, die äquidistant mit 0,37 mm Abstand angeordnet wurden. Die zur Exposition verwendete Rechteckhohlleitung wurde um 4,98 mm verschoben und befindet sich nun in einem Abstand von 0,02 mm von dem Hautmodell. Durch den geringeren Abstand konnte die Hautfläche verkleinert werden. Das Modell wurde mit einem Durchmesser von 8 mm erstellt. Einer der signifikantesten Unterschiede ist jedoch die Leitfähigkeit der Schweißdrüsen, die auf einen Wert von 83 S/m reduziert wurde (vgl. die Leitfähigkeit der Schweißdrüsen des Modells nach Feldmann in Abbildung 49 b))

Durch die Hohlleitung wurde eine transversale elektrische Welle bei einer Frequenz von 94 GHz geführt. Für die Simulation des in Abbildung 50 gezeigten Modells wurde SEMCAD X verwendet.

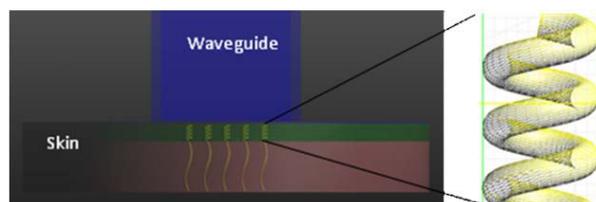


Abbildung 50: Darstellung des Hautmodells von Sharifstein et al. in SEMCAD X [116]

Die Ergebnisse der Untersuchung sind als SAR-Verteilung in Abbildung 51 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Berücksichtigung von Schweißkanälen zu einem Anstieg der SAR-Werte führt. Daraus resultiert insgesamt jedoch nur eine leichte Erhöhung der Gesamt-Temperatur und eine Verlagerung des Temperaturmaximums in Richtung der Epidermis. Die Autoren schließen aus den Ergebnissen ihrer Modellsimulationen, dass in dem betrachteten Frequenzbereich Schweißkanäle eine besonders ausgeprägte Absorption aufweisen.

Aus Sicht des Auftragnehmers war dieser Effekt schon durch die immer noch sehr hoch angenommenen Leitfähigkeiten der Schweißkanäle zu erwarten. Eine quantitative Bewertung der dosimetrischen Ergebnisse ist aufgrund von lückenhaften Angaben des Autors (z.B. nicht genannte Mittelungsmassen für die SAR) nicht durchführbar.

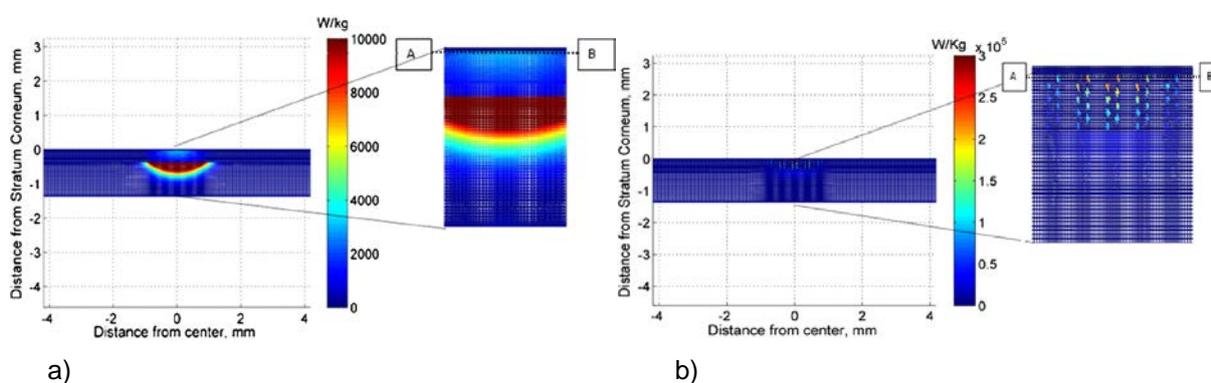


Abbildung 51: SAR-Verteilung ohne (a) und mit (b) Berücksichtigung von Schweißkanälen bei einer Exposition mit 94 GHz [116].

1.8 Bekannte biologische Wirkungen von Terahertz-Strahlung

Der hier betrachtete Frequenzbereich zwischen 0,1 und 10 THz wird oftmals mit „THz gap“ bezeichnet. Da erst seit wenigen Jahren technische Anwendungen in diesem Frequenzbereich realisiert werden, z.B. die in der Medizintechnik genutzte Terahertz-Spektroskopie, sind die in der Literatur diskutierten nicht-thermischen biologischen Effekte noch nicht in einem ausreichenden Umfang untersucht ([117], [118]) und liefern teils widersprüchliche Ergebnisse. Unumstritten ist die thermische Wirkung von THz-Strahlung auf Wasser und somit auch auf biologische Systeme [119]. Auch konzentrieren sich, wie bereits in Abschnitt 1.6 erwähnt, die existierenden Bestimmungen zum Mikrowellen-Strahlenschutz mit 300 GHz als Obergrenze und zum Laser-Strahlenschutz mit 300 GHz als Untergrenze im Wesentlichen auf die Vermeidung nachteiliger thermischer Effekte. Eine Übersicht bekannter Effekte auf biologische Systeme bei rein thermischer Einwirkung (ohne elektromagnetische Exposition) wird in Abbildung 52 gegeben.

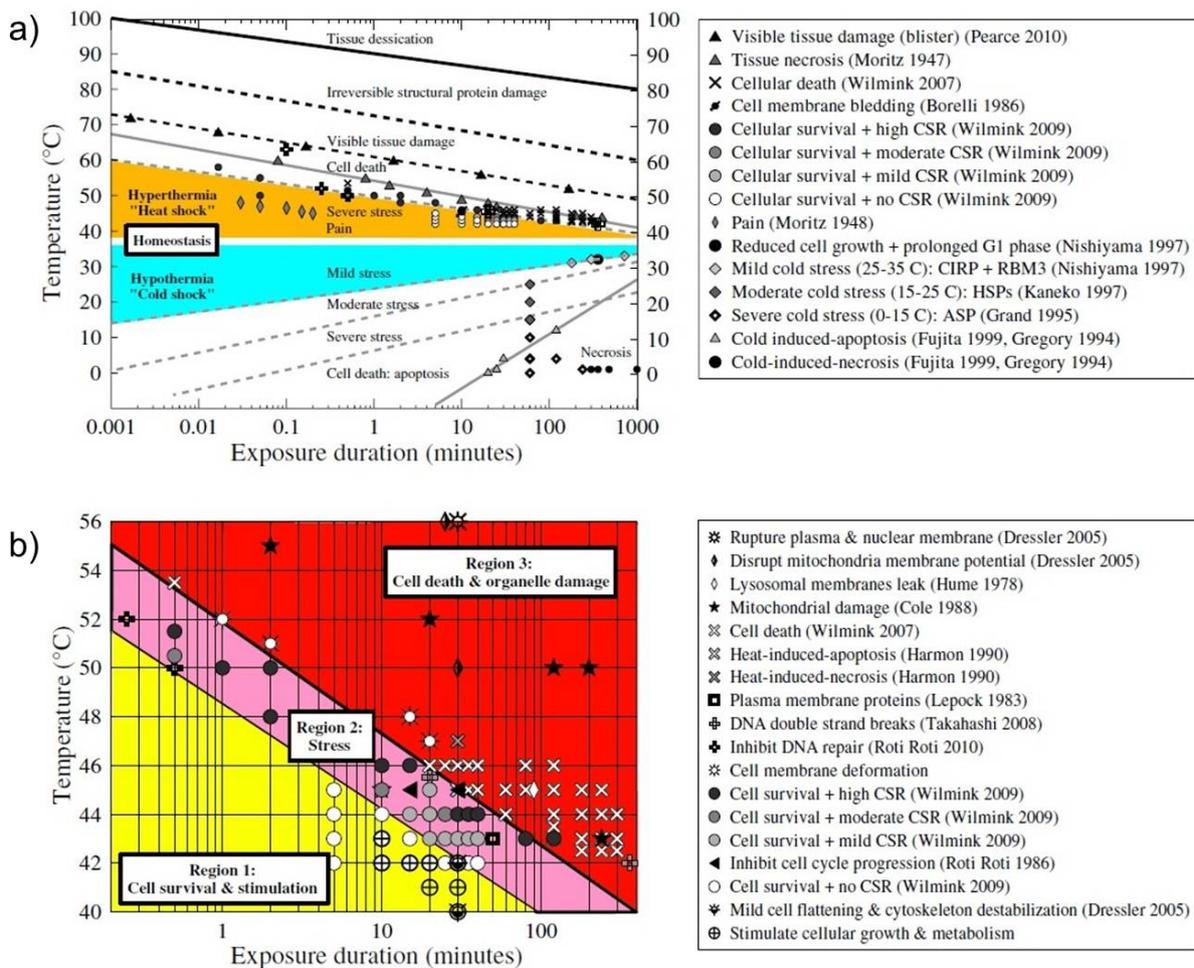


Abbildung 52: Zusammenfassung thermischer Effekte (ohne elektromagnetische Exposition) a) auf Gewebe; b) auf Zellen, Organellen und Moleküle in Abhängigkeit von Temperatur und Expositionsdauer [119]. Die Zitate in der Legende entsprechen den in [119] genannten Quellen.

1.8.1 EU-Projekt THz-BRIDGE

Die nach dem Kenntnisstand von Juli 2011 bis dato umfangreichste Untersuchung des Einflusses von THz-Strahlung auf biologisches Gewebe wurde 2004 im Rahmen des EU-Projekts „Tera-Hertz radiati-
on in Biological Research, Investigation on Diagnostics and study on potential Genotoxic Effects“
(kurz: THz-BRIDGE) [120] durchgeführt. Ziel der Untersuchung war das Aufspüren von kritischen Fre-
quenzen für Strahlung in einem Frequenzbereich von 0,1 bis 20 THz in Bezug auf Schäden an biolo-
gischen Systemen, sowie die Abschätzung von potenziellen Schäden an biologischen Mechanismen
bedingt durch die Exposition von Zellmembranen, Zellen und der DNA.

Folgende Effekte wurden in dem Projekt untersucht:

- Genotoxische Effekte auf humane periphere Leukozyten
- Genotoxische Effekte auf humane Lymphozyten-Kulturen
- Effekte auf die Membrandurchlässigkeit
- Biologische Effekte auf das Epithel
- Biologische Effekte auf DNA-Basen

Die Ergebnisse der in THz-BRIDGE untersuchten Effekte werden im Folgenden dargestellt und, so-
weit vorhanden, mit Ergebnissen weiterer Arbeitsgruppen verglichen:

1.8.1.1 Genotoxische Effekte auf humane periphere Leukozyten [120]

Zur Exposition der Leukozyten *in vitro* wurde ein „Freier Elektronen Laser“ (FEL) verwendet, um kohä-
rente Strahlung in einem Frequenzbereich zwischen 90 und 150 GHz zu erzeugen. Das erzeugte
Pulsmuster bestand aus Pulsen der Länge 50 ps, die in einem Abstand von 330 ps wiederholt wurden.
Das gesamte Pulsmuster hatte eine Dauer von 4 μ s und wurde mit einer Wiederholrate von bis zu 7
Hz generiert werden. Die Expositionsdauer betrug in allen Experimenten 20 Minuten. Für die Expositi-
on wurden 6 Rahmenbedingungen ausgewählt, die in Tabelle 6 [120] dargestellt sind.

Frequenz [GHz]	Pulswiederholrate [Hz]	Mittlere elektrische Feldstärke [V/m]
120	2	19
130	2	15
130	5	35
130	7	42
130	7	152 ^f
130	7	245 ^f

Tabelle 6: Bedingungen für 20 minütige Expositionen; f: fokussierter Strahl

Die sechs genannten Expositionsbedingungen führten weder zu einem direkten Schaden an der DNA
der Leukozyten noch zu Langzeitschäden der Lymphozyten. Die Autoren gehen davon aus, dass bei

den gewählten Expositionsbedingungen keine genotoxischen Schäden, bedingt durch DNA-Schädigung, auftreten [120].

In [121] wurden 2007 durch Zeni et al. ebenfalls biologische Effekte von THz-Strahlung auf Lymphozyten untersucht. Als Quelle wurde ein FEL Laser bei Frequenzen von 120 und 130 GHz verwendet. Die durchschnittliche Leistung lag zwischen 0,6 und 5 mW. Wie auch in der THz-BRIDGE-Studie konnte keine Änderung gegenüber den Kontrollproben erkannt werden.

1.8.1.2 Genotoxische Effekte auf humane Lymphozyten-Kulturen [120]

Für diese Versuchsreihe wurde ein Probengefäß mit einer Grundfläche von $4,5 \times 2 \text{ cm}^2$ ausgewählt. Der Boden des Gefäßes wurde mit Lymphozyten-Kulturen (spezielle Form der weißen Blutkörperchen zur Herstellung von Antikörpern) bedeckt und innerhalb eines Inkubators bei einer Temperatur von 37°C exponiert. Für die Bestrahlung des Gefäßes von unten wurde ein Gauß-Strahl mit einem Durchmesser von 12 cm bei einer Frequenz von 100 GHz (CW) verwendet. Die Leistungsdichte an der Gefäßunterseite betrug $0,43 \text{ W/m}^2$ die, nach Angaben der Autoren, eine Spezifische Absorptionsrate von $3,2 \text{ W/kg}$ erzeugte, wobei deren Ermittlung nicht erläutert wurde. Es wurden Expositionszeiten von 1, 2 und 24 Stunden gewählt.

Genotoxische Effekte sowie epigenetische Veränderungen wurden hierbei von den Autoren bei einer Exposition von über einer Stunde beobachtet. Vor allem die 2-stündige Exposition führte zu einer Beeinflussung der Zentromere der Chromosomen 11 und 17. Zusätzliche Untersuchungen zu den dosisabhängigen Effekten werden von den Autoren als notwendig erachtet [120].

Die gleiche Arbeitsgruppe um Korenstein-Ilan hat im Anschluss 2008 eine ausführlichere Arbeit zu Ihrer THz-BRIDGE-Untersuchung veröffentlicht [122]. Darin werden auch die Angaben zur Leistungsdichte und zur Spezifischen Absorptionsrate näher erläutert und richtig gestellt: Aufgrund von Reflexionsverlusten an der Unterseite der Zellsuspension reduziert sich die Leistungsdichte von $0,43$ auf $0,31 \text{ W/m}^2$. Eine analytische, von den Autoren allerdings als numerisch bezeichnete Dosimetrie auf der Basis der Ausbreitung Gauß'scher Strahlwellen (Grundmode) schätzt die SAR in der als Wasser angenommenen Zellsuspension mit $2,4 \text{ W/kg}$ ab, gemittelt über das Strahlprofil und über eine Eindringtiefe. Die Autoren behaupten, dass geringe Leistungsdichten bei $0,1 \text{ THz}$ Veränderungen der Chromosomen hervorrufen können und die beobachteten Effekte, sofern sie bestätigt werden, auf ein erhöhtes Krebsrisiko hindeuten könnten.

1.8.1.3 Effekte auf die Membrandurchlässigkeit [120]

Um das Verständnis der Wirkung von elektromagnetischer Strahlung auf Zellmembranen besser zu verstehen, werden von einigen Forschungsgruppen Liposommodelle verwendet. In der vorliegenden Untersuchung wurden Liposome verwendet, die das Enzym Carbonanhydrase (CA, Zink-haltiges Enzym) umschließen. Liposome, die mit CA „gefüllt“ sind, können als einfache Modelle für Erythrozyten verwendet werden.

Untersucht wurde nun, ob die Lipiddoppelschichten unter dem Einfluss von Terahertzstrahlung ihre Durchlässigkeit verändern. Hierzu wurde die Kinetik der CA unter verschiedenen Expositionseinstellungen untersucht. Die Autoren sind der Auffassung, dass bei einer Exposition von über 2 Minuten durch ein gepulstes Feld bei 130 GHz mit einer Puls-Wiederholrate von 7 Hz und einer Leistungsdichte von 78 W/m^2 die Durchlässigkeit der Lipiddoppelschicht messbar anstieg.

Weitere Experimente wurden bei einer von 130 auf 3 GHz veränderten Trägerfrequenz sowie bei 150 GHz CW durchgeführt. Für die letzten Konfigurationen konnten keine Effekte nachgewiesen werden.

2007 wurden von Ramundo-Orlando et al. [123] ebenfalls Zellmembranen in Gegenwart eines gepulsten 130 GHz-Feldes bei Wiederholraten von 5, 7 und 10 Hz untersucht. Die Pulsdauer lag bei 50 ps mit Abständen von $330 \mu\text{s}$ zwischen den Einzelpulsen. Als höchste Leistungsdichte wurde 180 W/m^2 verwendet. Wie auch bei THz-BRIDGE wurde ein Vergleich mit einer 150 GHz CW-Quelle bei einer Leistungsdichte von 170 W/m^2 durchgeführt. Die Expositionsdauer war 2-3 Minuten. Nur für das gepulste Feld konnte ein Anstieg der Membrandurchlässigkeit gefunden werden. Der Autor geht davon aus, dass es sich bei der Änderung der Permeabilität um Resonanzeffekte handeln könnte, die bereits in einer Untersuchung zu magnetischen Feldern bei 7 Hz beobachtet wurden ([123], [119]). Diese Einschätzung ist jedoch kritisch zu betrachten, da gepulste HF-Felder mit Frequenzen im THz-Bereich und Wiederholraten im Bereich weniger Hertz andere physikalische Eigenschaften als niederfrequente magnetische Felder von wenigen Hertz aufweisen.

1.8.1.4 Biologische Effekte auf das Epithel [120]

Für die Untersuchungen von Keratinozyten wurden zwei verschiedene THz-Quellen mit unterschiedlichen Ausgangsleistungen verwendet. Beide Quellen liegen in einem Frequenzbereich zwischen 1 und 3 THz. Für eine 30-minütige Exposition wurde mit einer Flächenenergiedichte von 0,15, 0,3 und 0,45 J/cm^2 (Quelle 1) oder 0,15, 0,3 und 0,45 mJ/cm^2 (Quelle 2) exponiert.

In keiner der Untersuchungen konnte eine Abweichung der exponierten Zellstrukturen im Vergleich zu den Kontrollen gefunden werden.

1.8.1.5 Biologische Effekte auf DNA-Basen [120]

Für die Beurteilung von möglichen Schäden an den DNA-Basen wurden dünne Schichten von DNA-Proben bei einer Frequenz von 130 GHz, einer Leistungsdichte von 50 W/m^2 und einer Expositionszeit von 20 Minuten mit einem „Freien Elektronen Laser“ bestrahlt.

Die gefundenen Schäden an den DNA-Basen wurden ausschließlich auf thermische Effekte zurückgeführt. Es wurden keine photochemischen Effekte nachgewiesen.

1.8.2 Weitere Untersuchungen zu biologischen Effekten in Gegenwart von THz-Strahlung

Neben den im THz-BRIDGE-Projekt durchgeführten Untersuchungen wurden von einer in den letzten Jahren steigenden Anzahl an Gruppen ebenfalls Forschungen zu biologischen Effekten in Gegenwart von THz-Strahlung betrieben. Einige der in der Literatur beschriebenen Untersuchungen werden im Folgenden vorgestellt.

1.8.2.1 ‚In vitro‘- Exposition von Haut-Fibroblasten bei 2,52 THz-Strahlung [124]

Diese Arbeit von Wilmink et al. aus dem Jahr 2011 hatte das Ziel der Untersuchung der zellularen und molekularen Reaktion von Haut-Fibroblasten auf eine Exposition durch 2,52 THz-Strahlung bei einer Leistungsdichte von 848 W/m^2 . Bei einer geregelten Umgebungstemperatur mit einem konstanten Sollwert von 37°C betrug die Expositionsdauer 5, 10, 20, 40 und 80 Minuten.

Ab einer Expositionsdauer von 5 Minuten stiegen bei allen oben genannten Expositionsbedingungen die zellulären Temperaturen in den Proben um 3°C . Die hyperthermischen Kontrollgruppen zeigten die gleiche Überlebensfähigkeit ($> 90\%$) und den gleichen Anstieg von „heatschock“-Protein-Expression um einen Faktor von etwa 3,5 wie die THz-exponierten Proben.

Die Autoren schließen aus den Ergebnissen, dass primär thermische Effekte durch die Bestrahlung mit 2,52 THz entstehen und die klassischen Modelle thermischer Schäden ausreichend sind, um die entstehenden biologischen Effekte hinreichend genau zu bestimmen. Welche klassischen Modelle damit jedoch gemeint sind, wird vom Autor nicht erwähnt. Ferner ist anzumerken, dass das in Fig. 6 des Artikels dargestellte Balkendiagramm zur Normungssituation mehrere Fehler enthält (vgl. Abschnitt 1.6).

1.8.2.2 Keratinozyten Differenzierbarkeit und Lebensfähigkeit [125]

In der 2003 von Clothier et al. zur Exposition der Keratinozyten publizierten Arbeit wurden zwei verschiedene THz-Quellen verwendet. Zum einen ein Titan:Saphire-Laser in Verbindung mit einem „elektro-optischen Photokonverter“, dessen Pulsdauer 20 bis 30 ps betrug bei einer Pulswiederholrate von etwa 80 MHz. In einem Frequenzbereich von 0,2 bis 3 THz war die mittlere Ausgangsleistung ca. $1 \mu\text{W}$. Zum anderen wurde eine optische Anregung durch eine Gallium-Arsenid „wide aperture antenna“ realisiert. Diese wurde ebenfalls durch einen Titan:Saphire-Laser angeregt, der Pulse der Dauer 250 fs bei einer Wellenlänge von 800 nm emittierte. Die Pulswiederholrate lag bei 250 kHz. Hierdurch ergab sich ein nutzbarer Frequenzbereich von 0,1 bis 2,7 THz bei einer durchschnittlich deutlich höheren Leistung von 1 mW.

Damit ergab sich eine Exposition von $0,15 \text{ mJ/cm}^2$, $0,3 \text{ mJ/cm}^2$ und $0,45 \text{ mJ/cm}^2$ beziehungsweise von $0,15 \text{ J/cm}^2$, $0,3 \text{ J/cm}^2$ und $0,45 \text{ J/cm}^2$. Die Exposition wurde bei Raumtemperatur für eine Dauer von 10, 20 und 30 Minuten durchgeführt.

Für die oben genannten Expositionsparameter konnte im Vergleich zu den Kontrollproben kein signifikanter Unterschied der Zellaktivitäten beobachtet werden, lediglich die Inkorporation von Fluorescein-Cadaverin war zwischen den Tagen 3 und 8 nach der Exposition bei allen Leistungsdichten im Vergleich zu „normalen“ Keratinozyten erhöht.

1.8.2.3 Störung des Spindelapparats in Mensch-Hamster-Hybrid-Zellen [126]

Ziel der Untersuchung aus dem Jahr 2011 von Hintzsche et al. war die Analyse von Störungen im Spindelapparat während der Ana- und Telophase in Mensch-Hamster-Hybrid-Zellen. Für die Anregung der Zellproben in einem Inkubator bei 36°C wurde ein Gauß-Strahl bei einer Frequenz von 106 GHz (CW) gewählt. Die Expositionszeit betrug 30 Minuten bei Leistungsdichten zwischen 0,43 und 43

W/m^2 . Bei einer Leistungsdichte von $43 W/m^2$ wurde ein Temperaturanstieg von $1,4^\circ C$ beobachtet. Für Leistungsdichten unter $8,6 W/m^2$ lag die Änderung der Temperatur unterhalb der Temperaturschwankung des Inkubators von $0,3^\circ C$.

Bei der Auswertung von über 6000 Zellen haben die Autoren eine Störung des Spindelapparats während der Ana- und Telophase bei den Leistungsdichten $4,3$ und $43 W/m^2$ festgestellt. Die Autoren weisen darauf hin, dass durch die Störung des Spindelapparats nicht zwangsweise eine Erkrankung entstehen muss.

1.8.2.4 Veränderungen von Säugetier-Stammzellen durch Terahertz-Bestrahlung [127]

Die Studie von Bock et al. aus dem Jahr 2010 untersucht die Wirkung einer bis zu 9-stündigen Exposition von Zellstrukturen durch ein breitbandiges Terahertz-Spektrum.

Stammzellen von Mäusen wurden für 2 und 6 Stunden durch ein gepulstes breitbandiges Terahertz-Signal (zentriert bei etwa 10 THz) bei einer mittleren Leistungsdichte von $10 W/m^2$ exponiert. Die Pulse hatten eine Dauer von 35 fs und eine Wiederholrate von 1 kHz. Als Spitzenleistung eines Pulses wurde 1 MW angegeben.

Nach einer sechsstündigen Exposition wurden tropfenförmige Fett-Einschlüsse im Zytoplasma festgestellt. Die Anzahl der Einschlüsse bei einer Expositionsdauer von 2 Stunden war wesentlich geringer. Die neunstündige Exposition führte zu Veränderungen in Zusammenhang mit der RNA-Transkription. Dabei blieben 89% der Gene von der Exposition unbeeinflusst, 6% verdoppelten und 5% halbierten die RNA-Transkription.

1.8.2.5 Chromosomale und genomische Effekte an menschlichen Hautzellen [118]

Für die von Jastrow im Jahr 2011 beschriebenen *in vitro* Untersuchungen wurden zwei Typen von Hautzellen ausgewählt. Zum einen wurden HaCaT-Zellen, zum anderen Fibroblasten verwendet. Die verwendeten Leistungsdichten und Expositionsdauern sind in Tabelle 7 aufgeführt.

	W/m^2	<i>HaCaT</i>		<i>Fibroblasten</i>	
		2 Stunden	8 Stunden	2 Stunden	8 Stunden
106 GHz	0,00	X	X	X	X
	0,40	X		X	
	4,00	X		X	
	9,00	X	X	X	X
380 GHz	0,00	X	X	X	X
	0,30	X		X	
	3,00	X		X	
	6,00	X	X	X	X
2520 GHz	0,00	X	X	X	X
	0,40	X		X	
	1,00	X		X	
	2,00	X	X	X	X
	4,00	X		X	
	9,00	X		X	

Tabelle 7: Expositionsbedingungen für zwei verschiedene Zelltypen

Für die Auswertung der Proben wurden die Standardverfahren „Comet Assay“ und der „Mikrokerntest“ verwendet. Weder chromosomale noch genomische DNA-Schäden wurden durch die Exposition induziert.

1.8.2.6 Änderungen der Enzym-Aktivitäten [128], [129]

Die Studie [128] aus dem Jahr 1991 von Govurun et al. beschäftigt sich mit der Wirkung von 3,33 THz-Strahlung auf die Aktivität und „secondary structure“ verschiedener Biomoleküle wie Albumin, Alkoholdehydrogenase, Peroxidase und Trypsin. Für die Bestrahlung wurde ein gepulster „Far-IR-Laser“ mit einer Wellenlänge von 90 μm (entsprechend 3,33 THz) verwendet. Die Energie eines einzelnen Pulses lag bei 5 mJ. Insgesamt wurden zwischen 40 und 600 Pulse, damit folglich zwischen 0,2 und 3 J, pro Pulszug emittiert. Die Wiederholrate der Pulszüge wurde nicht genannt. Es wurde eine nicht lineare Dosisabhängigkeit der Enzymaktivität beobachtet. Strukturelle Änderungen wurden im Albumin an der Alpha-Helixstruktur beobachtet.

In der Studie [129] von Homenko et al. aus dem Jahr 2009 wurden biologische Effekte einer Exposition von 100 GHz (CW) auf zwei molekulare Wechselwirkungen untersucht. Zum einen wurde die Interaktion zwischen gelösten sowie immobilisierten alkalischen Phosphaten und dem Substrat P-Nitrophenylphosphat untersucht, zum anderen die Wechselwirkung von einem Antikörper („mouse monoclonal anti-DNP“) mit dem zugehörigen Antigen DNP.

Die Untersuchung der alkalischen Phosphate wurde in einem Inkubator bei einer Temperatur von 25°C für die Dauer von einer und zwei Stunden durchgeführt. Die von unten applizierte Leistungsdichte hatte hierbei nach Angaben der Autoren unterhalb der Grundfläche des Probengefäßes von etwa

12,6 cm² einen Wert von 0,08 W/m². Die Enzymaktivität wurde bei den nicht immobilisierten Enzymen geringfügig verringert. Ein Unterschied der Enzymaktivität bei immobilisierten Enzymen konnte nicht festgestellt werden.

Bei der Untersuchung der Interaktionsfähigkeit von Antigen und Antikörper bei einer Expositionsdauer von 1,5 Stunden und ansonsten identischen Bedingungen wie im ersten Teil der Versuchsreihe konnte keine Veränderung festgestellt werden.

Die Autoren gehen davon aus, dass durch die Exposition im tiefen THz-Bereich von 100 GHz kleine, aber signifikante Veränderungen in den untersuchten molekularen Wechselwirkungen auftreten können.

1.8.2.7 „DNA breathing dynamics“ unter der Einwirkung von THz-Strahlung [130]

Für die Studie aus dem Jahr 2010 von Alexandrov et al. wurde das „Peyrard-Bishop-Dauxios“ Computermodell eines DNA-Doppelstranges mit 64 Basen verwendet. Der Einfluss von elektromagnetischen Feldern im THz-Bereich auf die Stabilität der DNA-Struktur wurde bei Frequenzen bis etwa 2,5 THz ausgewertet.

Die Autoren gehen davon aus, dass der Haupteinfluss von THz-Strahlung aus linearen und nichtlinearen Resonanzeffekten in dem DNA-System besteht. Im Modell wurde gezeigt dass sich die DNA-Doppelstränge unter den genannten Bedingungen voneinander ablösen können. Ob dieser Effekt experimentell nachgewiesen werden kann, bleibt bislang offen [131].

1.8.2.8 Einfluss von THz Laser-Radiation auf die Spektralcharakteristik und Funktionalität von Albumin [132]

Die im Jahr 2009 von Cherkasova et al. veröffentlichte Studie untersuchte den Effekt von Strahlung bei einer Frequenz von 3,6 THz (CW) auf „Bovine Serum Albumin“. Hierfür wurde ein Submillimeter-Laser mit einer Wellenlänge von 81,5 µm und einer Leistung von 10 mW verwendet. Die Expositionsdauer war 60 Minuten.

Die Autoren fanden durch die Exposition verursachte statistisch signifikante Veränderungen bei der UV-Absorption und im „circular dichroism“-Spektrum von Albumin. Die Änderungen waren dosisabhängig und deuteten auf Konformationsänderungen der Protein-Moleküle sowie Änderungen der funktionalen Eigenschaften hin.

1.8.3 Invited Review Article: Current State of Research on Biological Effects of Terahertz Radiation

Anfang Juni 2011 veröffentlichten Wilkink und Grundt den, nach derzeitigem Kenntnisstand, momentan aktuellsten und umfangreichsten Übersichtsartikel über die Beeinflussung von biologischen Strukturen bedingt durch die Exposition mit THz-Strahlung [119].

Als Datenbasis wurden 46 empirische Studien aus den Jahren 1968 bis 2011 ausgewählt und zur „historischen“ Einordnung chronologisch ausgewertet. Die betrachteten Arbeiten wurden nach Größe des Versuchsobjektes in zwei Themengebiete unterteilt.

1. Übersicht von THz-Studien an:
 - a. Menschen
 - b. Nagern
 - c. Insekten
 - d. Pflanzen
 - e. Zellkulturen
2. Übersicht von *in vitro* THz-Studien an:
 - a. Zellen
 - b. Biomolekülen
 - c. Enzymen
 - d. Hämoglobin

Die Ergebnisse der 46 Untersuchungen, von denen einige bereits in Abschnitt 1.8.2 präsentiert wurden, sind in den folgenden aus dem Review übernommenen und ergänzten Tabelle 8 und Tabelle 10 zusammengefasst.

STUDY TYPE Model	THz source	THz frequency	CW or Pulse	Duration (Minutes)	Φ (mW/cm ²)	ΔT rise (°C)	Behavioral effects	Systemic, Tissue, Cellular effects	Citation: (Author year), [#]	Kommentar (lt. Autor, [119])
HUMAN										
<i>in vivo</i> human subjects	Electronic (Gunn)	0.15	CW	15,30	0.02–0.03	(≤ 0.1)	*	+ epithelialization, + microbial dissemination	(Ostrovskiy <i>et al.</i> 2005) , [151]	medizinische Anwendung
RAT										
<i>in vivo</i> white rats	Electronic (Gunn)	0.129	CW	5–30	0.1	(≤ 0.1)	*	+ coagulation & fibrinolysis	(Kirichuk and Tsymal 2010) , [155]	medizinische Anwendung
<i>in vivo</i> male albino rats	Electronic (Gunn)	0.15	CW	15–60	3.0	(~ 0.1)	+ depression	+ platelet aggregation	(Kirichuk 2009) , [153]	Effekt unklar
<i>in vivo</i> male albino rats	Electronic (Gunn)	0.15	CW	15,30	0.2	(≤ 0.1)	*	+ lipoperoxidation & antioxidants	(Kirichuk and Tsymal 2009) , [154]	Effekt bedingt durch NO Absorption
<i>in vivo</i> male & female albino rats	Electronic (Gunn)	0.15	CW	15,30	0.2	(~ 0.1)	*	+ platelet aggregation: \uparrow in females	(Kirichuk <i>et al.</i> 2008) , [152]	nicht thermischer Effekt
MOUSE										
<i>in vivo</i> male mice (C57B1/6 J)	FIR	3.6	CW	15–30	23.6	(2.0)	+ anxiety	*	(Bondar <i>et al.</i> 2008) , [156]	Ursache des Effektes unklar
FRUIT FLY										
<i>in vivo</i> <i>D.melanogaster</i> (fruit fly)	FIR	2.5 & 6.69	CW	90–150	3.18 & 0.95	(≤ 0.5)	*	+ induction of protein expression	(Hu 1987) , [158]	
<i>in vivo</i> <i>D.melanogaster</i> (fruit fly)	FIR	3.68	CW	60	30	(~ 1.25)	*	+ affect on somatic mutations induced by γ -radiation	(Federov 2001) , [159]	
PLANTS										
<i>in vivo</i> paddy rice	FIR	2.5 & 6.69	CW	10,20,30	3.18 & 0.95	(≤ 0.5)	*	+ stimulation of growth	(Xiong and Shaomin 1986) , [160]	
<i>in vivo</i> black beans	FIR	2.5 & 6.69	CW	15,30,45	3.18 & 0.95	(≤ 0.6)	*	+ stimulation of growth	(Peng 1987) , [160]	
<i>in vivo</i> wheat	FIR	2.5	CW	30	1.0	(≤ 0.1)	*	+ stimulation of growth & esterase activity	(Xu and Xiong 1988) , [162]	
<i>in vivo</i> paddy rice	FIR	2.5 & 6.69	CW	10,20,30	3.18 & 0.95	(≤ 0.5)	*	+ induction of chlorophyll mutations	(He and Su 1988) , [163]	
TISSUES										
Chamois cloth	FEL (JLabs)	0.1–1.0	CW	0.033	2000–14000	35	*	+ tissue damage threshold	(ED50) = 7160 mW/cm ² (Dalzell <i>et al.</i> 2010) , [122]	thermischer Effekt
Excised porcine skin & egg whites	FIR	1.89	CW	60	181.9	10–12	*	+ visible coagulation observed on several samples	(Dalzell <i>et al.</i> 2010) , [122]	
<i>in vitro</i> human blood with isoket	Electronic (Gunn)	0.24	CW	15	1.0	(~ 0.1)	*	+ reduced blood viscosity & +erythrocyte deformability	(Kirichuk <i>et al.</i> 2008) , [164]	medizinische Anwendung

Legende: Nicht durchgeführte Messungen sind mit einem * gekennzeichnet. Temperaturwerte in Klammern sind über computergestützte dosimetrische Simulation in [124] berechnet worden. CW, „continuous wave“; FIR, „Far infrared or optically-pumped THz source“; JLabs, „Jefferson Laboratory“ Die Nummerierungen der Zitate innerhalb der Tabelle entsprechen den Quellen in [119]

Bemerkung: Die Leistungsdichte Φ (mW/cm²) wurde in [119] irrtümlich mit der Einheit mW/cm² angegeben.

67 Tabelle 8: Übersicht von THz-Studien an Menschen, Nagern, Insekten, Pflanzen und Zellkulturen [119]

Biological system	THz Source	Frequency (THz)	CW or Pulsed	Duration (Minutes)	Φ (mWcm ⁻²)	Exposure Temp.(°C)	ΔT rise (°C)	Cell death (%)	Growth, migration, morphology, adhesion	Lipid membrane	Protein expression, conformation, or recognition	DNA	Citation: (Author year), [#]	Kommentar (lt. Autor, [119])
Cellular														
<i>E.coli</i> cells	Klystron	0.136	CW	30–240	0.22	25	<1	Not lethal	↓ growth	*	*	*	(Webb and Dodds 1968), [165]	Effekte von THz-Strahlung auf DNA / Zellmembranen, kein Effekt auf Wachstum (vgl. Webb)
Hela, Hep2, RH	FIR (HCN)	0.89	CW	15	1.0	25	<1	observed	+ morphology	destruction	↓ immune res.	*	(Zalyubovskaya <i>et al.</i> 1970), [167]	
<i>E.coli</i> cells	Klystron	0.136	CW	30–240	0.22	25	(≤1)	*	NS	*	*	*	(Blackman <i>et al.</i> 1975), [184]	kein Effekt auf Membran (vgl. Zalyubovskaya)
PTK2	FEL (UCSB)	1.50	0.5 Hz	1–10	0.5–4.0 kW/p	22	2.96	7%	*	*	*	↓ synthesis	(Bems and Bewley 1987), [142]	
CHO	FEL (UCSB)	1.50	0.5 Hz	5	1.3 kW/p	22	2.96	*	*	NS	*	↓ synthesis	(Bems <i>et al.</i> 1990), [140]	nicht thermischer Effekt
Rat spleen cells	FIR (HCN)	0.89	CW	15	0.4	25	<1	*	*	*	↑ IgG production	*	(Kiselev 1991), [168]	
CHO,PTK2	FEL (UCSB)	1.50	0.5 Hz	5	5 1.3 kW/p	18	2.96	*	*	NS	*	↓ synthesis	(Bems <i>et al.</i> 1994), [141]	Mechanismus unklar
Rat spleen cells	FIR (HCN)	0.89	CW	15	0.13–0.25	25	<1	*	↑ migration	*	↓ immune res.	*	(Makolins 1996), [169]	
Yeast cells	BWO	0.34	CW	30–150	5.8	25	2–3	*	↑	*	*	*	(Hadjiloucas <i>et al.</i> 2002), [170]	wegen THz-Strahlung + Kälte
NHK cells	TiS (PC Ant.)	1.0–2.7	80 MHz	10, 20,30	10	25	(≤1.0)	NS	↑ proliferation	NS	*	*	(Clothier and Boume 2003), [19]	
Red blood cells	FIR: NH ₃	3.68	CW	30	20.0	25	(≤1.5)	*	↑ proliferation	↓ osmotic res.	*	*	(Federov 2007), [170]	keine Effekte (vgl. Bourne 2003)
Lymphocytes	FIR: NH ₃	3.68	CW	90	20.0	25	(≤1.5)	38%	↑ proliferation	*	*	↑ synthesis	(Federov 2007), [170]	
NHK/C, ND7/23	TiS (PC Ant.)	0.14–0.15	80 MHz	10–1440	62 (peak)	22	(≤1.0)	NS	NS	NS	NS	*	(Bourne <i>et al.</i> 2008), [172]	Mechanismus unklar
Neurons	FEL (NOVO)	0.7, 2.5, 3.49	CW	1	0.3–30.0	22	(≤2)	*	All observed	disruption	morphological	*	(Olshevskaya <i>et al.</i> 2008), [20]	
Fibroblasts	FIR (CH ₃ OH)	2.52	CW	80	81.5	37	3.0	10%	NS	NS	↑ stress proteins	NS	(Wilmink <i>et al.</i> 2010), [119]	THz-Strahlungs-Effekt ist photothermisch
Jurkats	FIR (CH ₃ OH)	2.52	CW	40	227.0	37	6.0	62%	↓	*	*	*	(Wilmink <i>et al.</i> 2010), [120]	
Fibroblasts	FIR (CH ₃ OH)	2.52	CW	80	227.0	37	6.0	apoptosis	*	*	↑ stress proteins	↑ DNA repair	(Wilmink <i>et al.</i> 2010), [121]	THz-Strahlungs-Effekt ist photothermisch
Mouse stem cells	Freq-double	Broad, ~10	1 kHz	120–540	1	26.3	0.3	*	NS	Lipid droplets	↑ PPARG	*	(Bock <i>et al.</i> 2010), [106]	
Fibroblasts	FIR: NH ₃	3.68	CW	30–90	20.0	25	(≤1.5)	NS	*	*	NS	*	(Federov 2011), [173]	keine Effekte
Organelle														

Tabelle 9 (1. Teil): Übersicht von in vitro THz-Studien an Zellen, Biomolekülen, Enzymen und Hämoglobin [119]

Liposomes	cFEL	0.13	2, 5, 7 Hz	2-3	5-17.0	22	0.03	*	*	↑ permeability	*	*	(Ramundo-Orlando <i>et al.</i> 2007), [18]
Liposomes	IMPATT	0.15	CW	2-3	6.2	22	0.05	*	*	NS	*	*	(Ramundo-Orlando <i>et al.</i> 2007), [18]
Liposomes	cFEL	0.15	2, 5, 7 Hz	2-3	1-3 kV/cm	22	0.05	*	*	↑ permeability	*	*	(Ramundo-Orlando 2009), [176]
Fibroblasts	FIR (CH ₃ OH)	2.52	CW	0.2	227.0	37	6.0	apoptosis	*	↑ permeability	↑ stress proteins	↑ DNA repair	(Wilmink <i>et al.</i> 2010), [121]
Biomolecules													
DNA													
Lymphocytes	FEL (ENEAE)	0.12-0.13	2 Hz	20	1.0	25	(≤0.5)	NS	NS	NS	*	*	(Scarfi <i>et al.</i> 2003), [17]
Lymphocytes	FEL (ENEAE)	0.12-0.13	2, 5, 7 Hz	20	0.05-0.23	23	0.35	*	NS	NS	*	NS	(Zeni <i>et al.</i> 2007), [16]
Lymphocytes	Electronic	0.10	CW	1440	0.031	37	0.3	*	+ replication	*	*	Aneuploidy	(Korenstein-Ilan <i>et al.</i> 2008), [15]
Lymphocytes	FIR (NH ₃)	3.68	CW	10, 30, 60	20.0	25	(≤1.5)	*	*	*	*	Conformation	(Federov 2011), [173]
Enzymes													
Peroxidase, Albumin, OHD	FIR (NH ₃)	3.33	Pulsed	*	0.6 J/pulse	(≤0.5)	*	*	*	↓ enzymatic act.	*	*	(Govorun <i>et al.</i> 1991), [180]
Trypsin					0.2-3 J					structural changes			
										↓ enzymatic act.			
Phosphatase	Electronic	0.1	CW	60-120	0.08	25	(≤0.5)	*	*	*	↓ recognition	*	(Homenko <i>et al.</i> 2009), [14]
Albumin (BSA)													
BSA	FIR (NH ₃)	3.60	CW	60	10.0	25	(≤0.5)	*	*	*	conformation	*	(Cherkasova <i>et al.</i> 2009), [22]
BSA	TiS (PC Ant.)	0.12-13	80 MHz	30	10.6 μJ/pulse	25	(≤0.5)	*	*	*	conformation	*	(Fedorov 2009), [181]
Hemoglobin (Hg)													
Hg bonds	BWO	2.65 & 3.33	CW	240	3.0	25	(≤0.5)	*	*	*	Strength Hg bond	*	(Il'ina 1979), [136]

Effekt bedingt durch Resonanz

geringe Probenanzahl

dosisabhängig

bedingt durch lineare und nicht lineare Resonanzeffekte

Legende: Nicht durchgeführte Messungen sind mit einem * gekennzeichnet; Werte mit nicht signifikanten Veränderungen sind mit NS gekennzeichnet; Temperaturwerte in Klammern sind über computer-gestützte dosimetrische Simulation in [124] berechnet worden; BSA, „bovine serum albumin“; cFEL, „compact free electron laser“; CW, „continuous wave“; ENEAE, „Research Center in Frascati, Italy“; FEL, „free electron laser“; FIR „Far infrared or optically-pumped THz source“; freq-double, „frequency doubling“; IMPATT, „impact ionization avalanche transit-time devices“; JLABs, „Jefferson Laboratory“; NO-VO, „Novosibirsk“; Pulsed¹ – parameters of laser radiation see in Batanov et al. International Journal of Infrared and Millimeter Waves 1990, v.11, p.435-442; TiS PC Ant, „Titanium sapphire excitation of photoconductive antenna“; PPARG, „peroxisome proliferator-activated receptor gamma“; UCSB, „University of California at Santa Clara“; Die Nummerierungen der Zitate innerhalb der Tabelle entsprechen den Quellen in [119].

Tabelle 10 (Fortsetzung): Übersicht von in vitro THz-Studien an Zellen, Biomolekülen, Enzymen und Hämoglobin [119]

1.8.4 Fazit

Der im Jahr 2004 veröffentlichte Abschlussbericht zum THz-BRIDGE Projekt weist für zwei der in Abschnitt 1.8.1 beschriebenen Untersuchungen nicht thermische biologische Effekte in Gegenwart von THz-Strahlung aus, nämlich in Bezug auf die Chromosomen-Beeinflussung humaner Lymphozyten bei einer Leistungsdichte des Immissionsfeldes von $0,31 \text{ W/m}^2$ an der Unterseite der Zellschicht und auf die Durchlässigkeit gepulst exponierter Lipidmembranen bei 78 W/m^2 , kann aber keine Mechanismen aufzeigen, die diese im unteren Terahertzbereich beobachteten Effekte vollständig erklären würden. Zwei weitere Arbeiten zum Epithel und zu Leukozyten zeigten keine und eine Untersuchung bei 50 W/m^2 zur Schädigung von DNA-Basen ausschließlich thermische Wirkungen der Expositionen.

Weitere Arbeiten bzw. der Review verschiedener Untersuchungen durch Wilmink und Grundt 2011 zeigen, dass die jetzige Datenlage diffus bleibt und weitere Studien nötig sind, um beobachtete Effekte systematisch zu untersuchen und abzusichern oder zu widerlegen. Die Tatsache, dass die Autoren Wilmink und Grundt explizit fordern, dass bei zukünftigen Publikationen besonderer Wert auf Angaben über THz-Quellen und -Detektoren, Expositionskammern und dosimetrische Werkzeuge gelegt werden sollte, dass es Positiv- und Negativ-Kontrollen sowie Scheinexpositionen geben sollte, dass eine ausreichende Populationsgröße der Proben gewährleistet sein muss und dass in vitro-Experimente ausschließlich in Inkubatoren durchgeführt werden sollten, lässt erkennen, dass diese in der Wissenschaftsgemeinde eigentlich selbstverständlichen Regeln offensichtlich häufig missachtet werden.

Bei Untersuchungen im Bereich der Mobilfunkfrequenzen, für den in den letzten 15 Jahren wohl die meisten Veröffentlichungen zu bio-elektromagnetischen Fragestellungen und der damit verbundenen Dosimetrie erschienen sind, würde eine derartige Verletzung guter Wissenschaftspraxis eine Publikation meist schon im ersten Review-Prozess scheitern lassen.

Die tabellarische Zusammenfassung der Untersuchungsparameter in Abschnitt 1.8.3 ermöglicht eine Unterteilung der dargestellten Arbeiten in drei Kategorien: Es gibt zum einen die Gruppe von Arbeiten, in denen ohne den Einfluss thermischer Effekte ($\Delta T < 1^\circ\text{C}$) Veränderungen an biologischen Systemen gefunden wurden (z.B. Korenstein-Ilan et al.), deren Ergebnisse aber bislang nicht durch unabhängige Arbeitsgruppen bestätigt wurden. In der zweiten Gruppe von Untersuchungen sind die Ergebnisse nicht eindeutig ohne den Einfluss von thermischen Effekten entstanden ($\Delta T \approx 1 - 3^\circ\text{C}$). Bei der letzten Gruppe ist es äußerst unwahrscheinlich, dass der gefundene Effekt ohne den Einfluss des Temperaturanstiegs entstanden sein kann ($\Delta T \geq 3^\circ\text{C}$).

Somit bleibt zunächst als gesicherter Effekt die thermische Belastung des Gewebes durch elektromagnetische Feldeinwirkung bestehen.

Abbildung 53 (a-b) zeigt eine Einordnung einiger Studien im THz-Frequenzbereich im Hinblick auf bekannte pathologische thermische Zellveränderungen; diese Darstellung wurde durch den Auftragnehmer um die Arbeiten von Hintzsche et al. [126] und Jastrow et al. [118] erweitert. Sie soll bei der Bewertung von beobachteten biologischen Effekten in Gegenwart von THz-Strahlung helfen, eine mögliche thermische Beeinflussung unmittelbar zu erkennen.

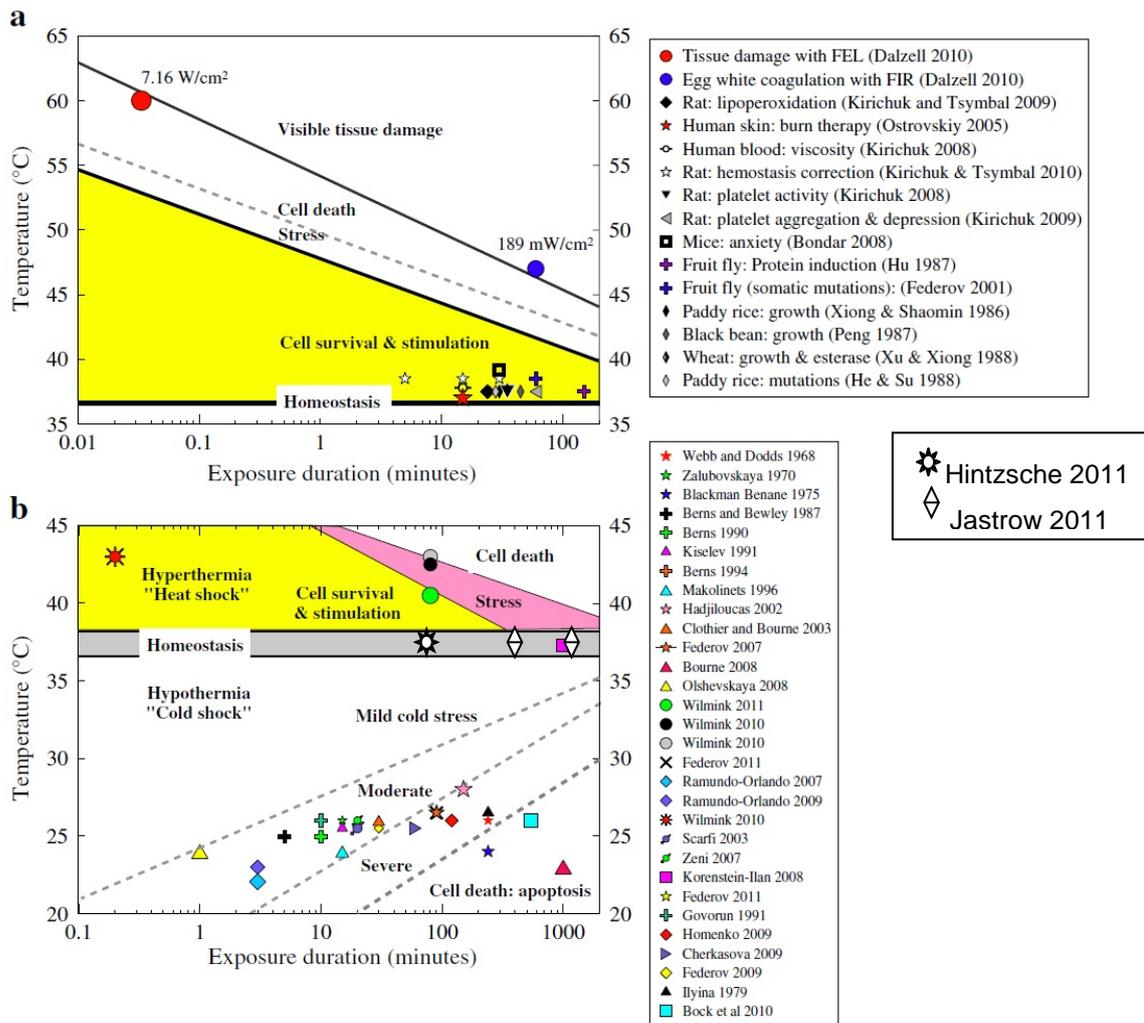


Abbildung 53: Einordnung von THz-Studien in bekannte pathologische Bereiche thermischer Effekte [119]

Die Zitate innerhalb der Abbildung entsprechen den Quellen in [119], mit Ausnahme von Hintzsche et al. [126] und Jastrow [118].

Es ist offensichtlich, dass ein Großteil der Studien in Temperaturbereichen durchgeführt wurde, in denen thermische Effekte auf die biologischen Systeme nicht auszuschließen waren.

1.9 Durchgeführte aktuelle Beratungen in einschlägigen nationalen und internationalen Gremien

Zu diesem Thema enthält bereits Abschnitt 1.6 etliche Bemerkungen. In Bezug auf Entwicklungen hinsichtlich der Normungsarbeit für den Terahertz-Frequenzbereich sind keine neuen Informationen bekannt geworden. Auch die Kontaktaufnahme mit einigen dem Auftragnehmer aus früheren Kooperationen bekannten Experten, die regelmäßig Gremientätigkeiten wahrnehmen, erbrachten keine aktuell verwertbaren Erkenntnisse.

1.10 Verfügbare Daten zu den Materialeigenschaften biologischer Gewebe

1.10.1 Frequenzabhängige dielektrische Eigenschaften

Die Ladungsverteilung von Molekülen und Atomen eines Dielektrikums erlaubt die Kategorisierung in die Gruppen der polaren oder nichtpolaren Substanzen [133]. Das bekannteste Beispiel für polare Moleküle ist das Wasser. Im Gegensatz zu nichtpolaren Molekülen sind ihre positiven und negativen Ladungsschwerpunkte räumlich voneinander getrennt, sodass ihnen ein Dipolmoment \vec{p} zugeordnet werden kann, das definitionsgemäß vom negativen zum positiven Ladungsschwerpunkt zeigt. In Gegenwart von elektrischen Feldern wirkt auf die Dipole ein Drehmoment $\vec{N} = \vec{p} \times \vec{E}$, sodass die Moleküle (abhängig von ihrer Bewegungsfähigkeit) versuchen, ihre Dipolmomente parallel zur auf sie wirkenden elektrischen Feldstärke auszurichten.

Auch Moleküle bzw. Atome, die im feldfreien Raum nichtpolare Ladungsverteilungen haben, können in Gegenwart von elektrischen Feldern Dipolmomente ausbilden, deren Dipolfelder sich dem ursprünglichen Feld überlagern. Im Folgenden sollen die vier Mechanismen dieser so genannten „Polarisierbarkeit“ kurz erklärt werden:

1. Elektronenpolarisation χ_{El}
2. Ionenpolarisation χ_{Ion}
3. Orientierungspolarisation χ_{Or}
4. Raumladungspolarisation χ_{RL}

Die elektrische Suszeptibilität $\chi_e = \underline{\epsilon} - 1 = \chi_{El} + \chi_{Ion} + \chi_{Or} + \chi_{RL}$, also die Fähigkeit der Polarisierung eines Materials in einem elektrischen Feld, setzt sich aus den vier genannten Mechanismen additiv zusammen. Die Suszeptibilität ist eine vom Material abhängige Größe, die häufig insbesondere einer ausgeprägten Frequenz- und Temperaturcharakteristik unterliegt. Daher treten die genannten Phänomene nicht in jedem Material und nicht immer zugleich auf.

1.10.1.1 Elektronenpolarisation χ_{El}

Unter der Elektronenpolarisation versteht man die Auslenkung von Elektronen infolge der Coulomb-Kräfte in Gegenwart eines elektrischen Feldes und damit die Deformierung und Verschiebung der Elektronenbahnen um den Atomkern, der aufgrund seiner größeren Masse und der starken Bindungskräfte des Gitters nur eine vernachlässigbar kleinere Auslenkung im Vergleich zu den Elektronen erfährt.

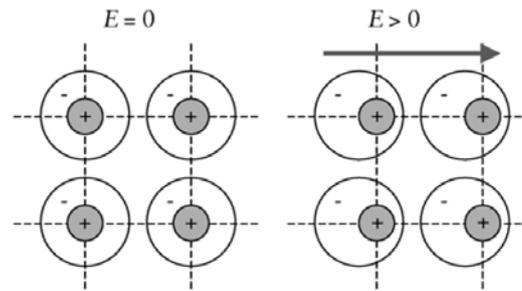


Abbildung 54: Elektronenpolarisation [133]

Abbildung 54 zeigt die Verschiebung der Elektronenhülle aufgrund eines äußeren elektrischen Feldes. Dieser Effekt ist aufgrund der geringen Masse der Elektronen bis zu Frequenzen in der Größenordnung von $\sim 10^{15}$ Hz beobachtbar.

1.10.1.2 Ionenpolarisation χ_{Ion}

Die Ionenpolarisation (auch Atompolarisation) beschreibt bei Stoffen, die aus Verbindungen positiver und negativer Ionen aufgebaut sind (Beispiel: Na^+Cl^-), die Verschiebung von Ionen unter Einwirkung eines externen elektrischen Feldes (vgl.

Abbildung 55). Diese haben eine größere Masse als Elektronen, wodurch die Polarisation bei Richtungsänderungen des angelegten Feldes träger als bei der Elektronenpolarisation verläuft. Infolgedessen tritt dieser Effekt nur bei Frequenzen bis zu einer Größenordnung von etwa $\sim 10^{13}$ Hz auf.

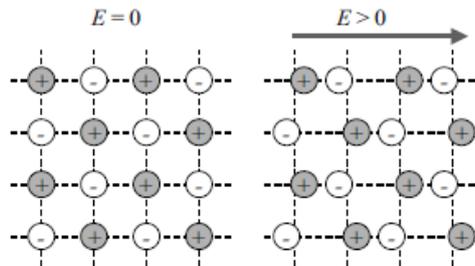


Abbildung 55: Ionenpolarisation [133]

1.10.1.3 Orientierungspolarisation χ_{Or}

Bei der Orientierungspolarisation (auch Dipolpolarisation) werden polare Moleküle, also solche mit einem permanenten Dipolmoment, durch ein externes Feld ausgerichtet.

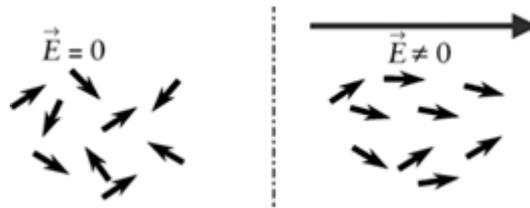


Abbildung 56: Orientierungspolarisation [133]

Abbildung 56 zeigt die Ausrichtung der Dipole durch das elektrische Feld \vec{E} . Sie ist hier als nicht vollständig dargestellt, um anzudeuten, dass der Ausrichtung der Dipole die Temperaturbewegung entgegenwirken kann. Eine Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der relativen Permittivität wird in Abschnitt 1.10.3 am Beispiel Wasser gezeigt.

1.10.1.4 Raumladungspolarisation χ_{RL}

Raumladungspolarisation kann in größeren Strukturen auftreten und liegt dann vor, wenn durch äußere Felder in leitfähigen Teilen, die von weniger leitfähigem Material umgeben sind, Influenz (Trennung freier Ladungsträger) stattfindet und sich „makroskopische“ Dipole ausbilden. Ein Beispiel hierfür sind die Körner eines kristallinen Werkstoffs, die eine höhere Leitfähigkeit haben als die Korngrenzen, die als Isolator fungieren. Beim menschlichen Körper spielt Raumladungspolarisation in Einzelorganen bei niedrigen Frequenzen eine Rolle. Der Effekt wird in Abbildung 57 prinzipiell verdeutlicht.

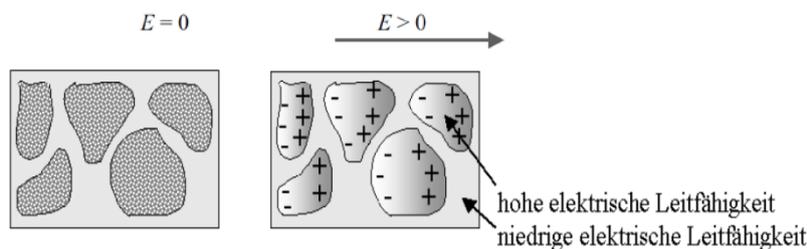


Abbildung 57: Raumladungspolarisation [133]

1.10.1.5 Frequenzabhängigkeit

Die einzelnen Effekte unterliegen, wie bereits erwähnt, einer ausgeprägten Frequenzabhängigkeit, deren grundsätzliches Verhalten in Abbildung 58 dargestellt ist.

Im Frequenzgang von ϵ' , dem so genannten Dispersionsspektrum, werden zwei verschiedene Übergangsmechanismen deutlich. Zum einen handelt es sich an der Obergrenze der Ionen- und Elektronenpolarisation um Resonanzen, erkennbar an den positiven und negativen Überschwingern, während beim Abklingen der Raumladungs- und Orientierungspolarisation Relaxationen auftreten, deren charakteristische Zeitkonstanten mit τ bezeichnet werden.

Der darunter dargestellte frequenzabhängige Verlauf von ϵ'' wird als Verlustspektrum bezeichnet. Wird ein Dielektrikum einem externen Wechselfeld ausgesetzt, so eilt oberhalb bestimmter Frequenzen die

Orientierung der Dipole dem externen Wechselfeld nach, weil die unter 1.10.1 beschriebenen Dipole bei der Umorientierung innerhalb der Gitterstruktur Reibung erfahren. Steigt die Frequenz des externen Wechselfeldes weiter, so steigen auch die mit der Reibung verbundenen Wärmeverluste, die sich als lokale Maxima im Verlustspektrum ϵ'' zeigen. Die Verluste der einzelnen Polarisationsmechanismen werden mit steigender Frequenz so hoch, dass eine Umorientierung nicht mehr stattfinden kann. Damit verliert der betrachtete Polarisationsmechanismus seine Wirksamkeit. Die Maxima treten somit an den jeweiligen Frequenz-Obergrenzen der Polarisationsmechanismen auf.

Mathematisch fasst man die Permittivität ϵ' und die dielektrischen Verluste ϵ'' zu einer komplexen Dielektrizitätszahl $\underline{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ zusammen (anders als in den Ingenieurwissenschaften wird in der Physik der Imaginärteil auch oft positiv geschrieben, weil dort die imaginäre Einheit über $i = -(-1)^{1/2} = -j$ definiert wird).

Für die Elektronenpolarisation kann der Atomkern als ruhend angenommen werden, während die Elektronenhülle Schwingungen unterliegt. Im elektrischen Ersatzschaltbild kann das System also als Schwingkreis mit der Resonanzfrequenz ω_0 beschrieben werden. Für Wasser liegt die Resonanzkreisfrequenz bei $\omega_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$, entsprechend einer Frequenz von $f \approx 7958 \text{ THz}$. Auch der Mechanismus bei der Ionenpolarisation lässt sich durch einen elektrischen Schwingkreis modellieren.

Da bei der Orientierungs- und Raumladungspolarisation eine räumliche Umorientierung der Ladungen stattfindet, die an der jeweiligen Frequenzobergrenze nicht mehr vollständig ausgeführt wird, muss man hier im Ersatzschaltbild statt eines Schwingkreises ein Tiefpassfilter ansetzen.

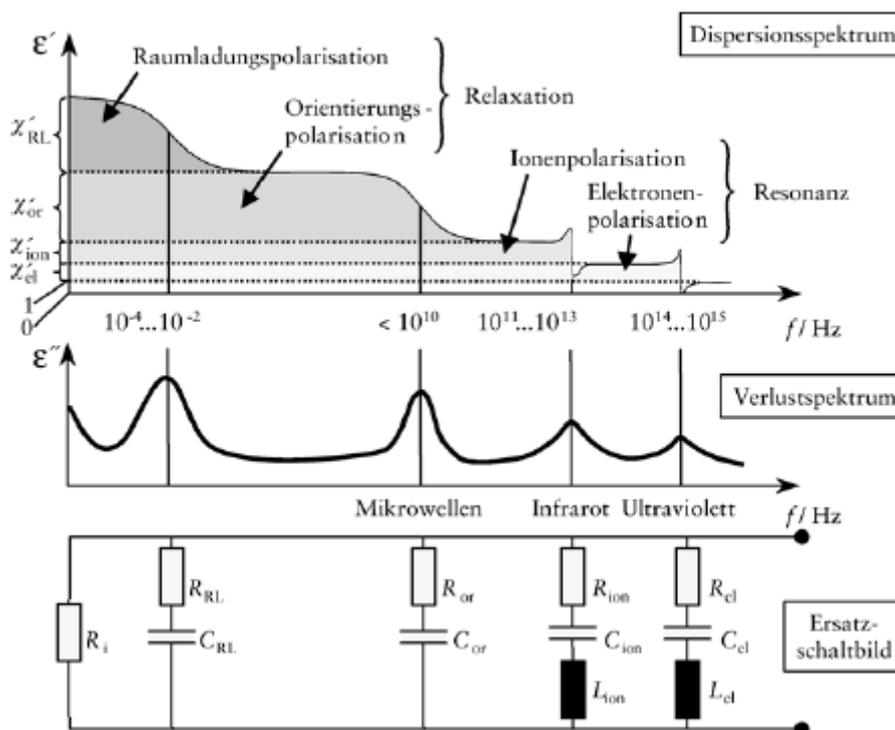


Abbildung 58: Frequenzabhängigkeit von ϵ' und ϵ'' aufgrund verschiedener Polarisationsmechanismen [133]

1.10.2 Gabriel et al.: The dielectric properties of biological tissues

Die wohl am häufigsten in der Literatur auftretenden Zitate zu dielektrischen Eigenschaften biologischer Gewebe im menschlichen Körper betreffen die diversen Artikel von Gabriel et al. (z.B. [134], [135], [136]) und die mit über 50 verschiedenen Gewebetypen in einem Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 GHz öffentlich verfügbare Datenbank [137]. Da im Rahmen dieses Projektes Frequenzen unterhalb von 100 GHz nicht betrachtet werden, sind in Tabelle 11 nur die von Gabriel ermittelten dielektrischen Eigenschaften biologischer Gewebe bei 100 GHz gezeigt.

1.10.3 Temperaturabhängigkeit der komplexen relativen Permittivität in flüssigem Wasser in einem Frequenzbereich von 0,1 bis 2 THz

Ein Großteil des menschlichen Körpers besteht aus Wasser. Beispielsweise hat das Blutplasma einen Wasseranteil von bis zu 95 %. Für die Betrachtung der Wirkung von THz-Strahlung auf biologische Gewebe ist daher die Kenntnis der Mechanismen, die die dielektrischen Eigenschaften von Wasser verändern, wichtig.

In der Veröffentlichung von Ronne et al. [138] aus dem Jahr 1997 wurde die Temperaturabhängigkeit der komplexen relativen Permittivität von Wasser mittels THz „reflection spectroscopy“ in einem Frequenzbereich von 0,1 bis 2 THz gemessen. Der Temperaturbereich lag zwischen -2,05 und 93,5°C.

Die gefundenen Messwerte für $\underline{\varepsilon}(\omega)$ können mit der „double Debye-Gleichung“ (Gl. 1.1)

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_2}{1 + j\omega\tau_1} + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau_2} \quad 1.1$$

beschrieben werden.

<i>Tissue Name</i>	<i>Conductivity [S/m]</i>	<i>Relative permittivity</i>	<i>Loss tangent</i>	<i>Wavelength [m]</i>	<i>Penetration depth [m]</i>
Air	0,000	1,000	0,0000	0,0029980	N/A
Aorta	43,020	6,864	1,1270	0,0010220	0,0003619
Bladder	17,370	3,652	0,8551	0,0014580	0,0006284
Blood	63,360	8,299	1,3730	0,0008960	0,0002803
BloodVessel	43,020	6,864	1,1270	0,0010220	0,0003619
BodyFluid	77,390	7,001	1,9870	0,0008923	0,0002305
BoneCancellous	16,040	4,102	0,7029	0,0014040	0,0007066
BoneCortical	8,655	3,297	0,4718	0,0016090	0,0011430
BoneMarrow	3,559	2,890	0,2214	0,0017530	0,0025510
BrainGreyMatter	53,250	7,756	1,2340	0,0009462	0,0003159
BrainWhiteMatter	38,010	6,713	1,0180	0,0010500	0,0003986
BreastFat	1,836	2,589	0,1275	0,0018590	0,0046620
Cartilage	31,720	6,297	0,9054	0,0011020	0,0004552
Cerebellum	48,190	7,377	1,1740	0,0009790	0,0003373
CerebroSpinalFluid	76,560	9,294	1,4810	0,0008331	0,0002495
Cervix	52,570	7,689	1,2290	0,0009511	0,0003183
Colon	59,210	8,178	1,3020	0,0009122	0,0002946
Cornea	57,040	7,993	1,2830	0,0009253	0,0003015
Duodenum	70,000	8,918	1,4110	0,0008594	0,0002646
Dura	47,580	8,215	1,0410	0,0009463	0,0003535
EyeSclera	58,590	8,105	1,2990	0,0009166	0,0002963
Fat	3,562	2,889	0,2216	0,0017530	0,0025480
GallBladder	64,830	7,509	1,5520	0,0009171	0,0002677
GallBladderBile	78,120	8,211	1,7100	0,0008570	0,0002377
Gland	64,070	8,505	1,3540	0,0008875	0,0002799
Heart	59,910	8,237	1,3070	0,0009082	0,0002925
Kidney	57,090	8,037	1,2770	0,0009236	0,0003018
Lens	48,910	7,437	1,1820	0,0009739	0,0003341
Liver	42,940	6,873	1,1230	0,0010220	0,0003626
LungDeflated	52,900	7,732	1,2300	0,0009483	0,0003173
LungInflated	21,380	4,003	0,9604	0,0013720	0,0005425
Lymph	64,070	8,505	1,3540	0,0008875	0,0002799
MucousMembrane	46,120	7,245	1,1440	0,0009923	0,0003478
Muscle	62,500	8,631	1,3020	0,0008880	0,0002868
Nail	8,655	3,297	0,4718	0,0016090	0,0011430
Nerve	30,910	6,181	0,8988	0,0011140	0,0004624
Oesophagus	70,000	8,918	1,4110	0,0008594	0,0002646
Ovary	46,430	7,946	1,0500	0,0009608	0,0003568
Pancreas	64,070	8,505	1,3540	0,0008875	0,0002799
Prostate	64,400	8,517	1,3590	0,0008862	0,0002789
Retina	58,590	8,105	1,2990	0,0009166	0,0002963
SkinDry	39,430	5,599	1,2660	0,0011080	0,0003641
SkinWet	46,120	7,245	1,1440	0,0009923	0,0003478
SmallIntestine	60,490	8,184	1,3290	0,0009082	0,0002897
SpinalChord	30,910	6,181	0,8988	0,0011140	0,0004624
Spleen	57,350	8,034	1,2830	0,0009229	0,0003007
Stomach	70,000	8,918	1,4110	0,0008594	0,0002646
Tendon	34,890	5,979	1,0490	0,0011080	0,0004117
Testis	64,400	8,517	1,3590	0,0008862	0,0002789
Thymus	64,070	8,505	1,3540	0,0008875	0,0002799
Thyroid	64,070	8,505	1,3540	0,0008875	0,0002799
Tongue	58,360	8,105	1,2940	0,0009173	0,0002973
Tooth	8,655	3,297	0,4718	0,0016090	0,0011430
Trachea	44,580	5,639	1,4210	0,0010790	0,0003308
Uterus	64,610	8,534	1,3610	0,0008851	0,0002783
Vacuum	0,000	1,000	0,0000	0,0029980	N/A
VitreousHumor	77,390	7,001	1,9870	0,0008923	0,0002305

Tabelle 11: Dielektrische Eigenschaften von humanen Körpergeweben bei 100 GHz [137]

Dabei ist ε_s die statische Dielektrizitätskonstante, ε_∞ der begrenzende Wert für hohe Frequenzen und ε_2 ein zusätzliches Frequenzlimit [139]. Die Debye-Theorie verknüpft die Dipoldichte oder Polarisation $\vec{P} = d\vec{p} / dV$ mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} über die Zeitkonstante τ (vgl. Abschnitt 1.10.1) und eine Kopplung γ nach Gl. 1.2:

$$\vec{P} + \tau \frac{d\vec{P}}{dt} = \gamma \vec{E} \quad 1.2$$

Die Relaxation beginnt mit dem Aufbrechen von Wasserstoffbrückenbindungen (langsamer Prozess mit der Zeitkonstante τ_1) und schließt ab mit der deutlich schnelleren Wiederanordnung der einzelnen Wassermoleküle zu verketteten Molekülstrukturen, die mit der Zeitkonstante τ_2 beschrieben wird [139]. Die Temperaturabhängigkeit von ε_s kann nach [138] mit der Gleichung

$$\varepsilon_s(T) = 87,91e^{-0,004587T[^\circ\text{C}]} \quad 1.3$$

beschrieben werden. Abbildung 59 zeigt die Auswertung von ε' und $-\varepsilon''$ der „double Debye-Gleichung“ mit den Parametern aus Tabelle 12 bei sechs ausgewählten Temperaturen über einen Frequenzbereich von 0,1 bis 2 THz. Für Temperaturen oberhalb von 51°C wurde ε_∞ mit 1 angenommen.

Temperatur [°C]	ε_2	ε_∞	τ_1 [ps]	τ_2 [fs]
- 2,05	4,99	3,8	15,7	220
5,65	5,40	3,7	13,1	260
15,35	5,25	3,4	9,67	180
19,15	5,20	3,3	8,50	170
30,05	5,40	3,4	7,00	200
41,85	4,76	2,1	5,25	77
50,95	4,76	1,6	4,48	72
57,95	4,50	...	3,83	50
70,25	4,50	...	3,26	36
81,05	4,56	...	2,85	51
93,55	4,10	...	2,33	32

Tabelle 12: Parameter für die „double Debye-Gleichung“ verschiedener Temperaturen [138]

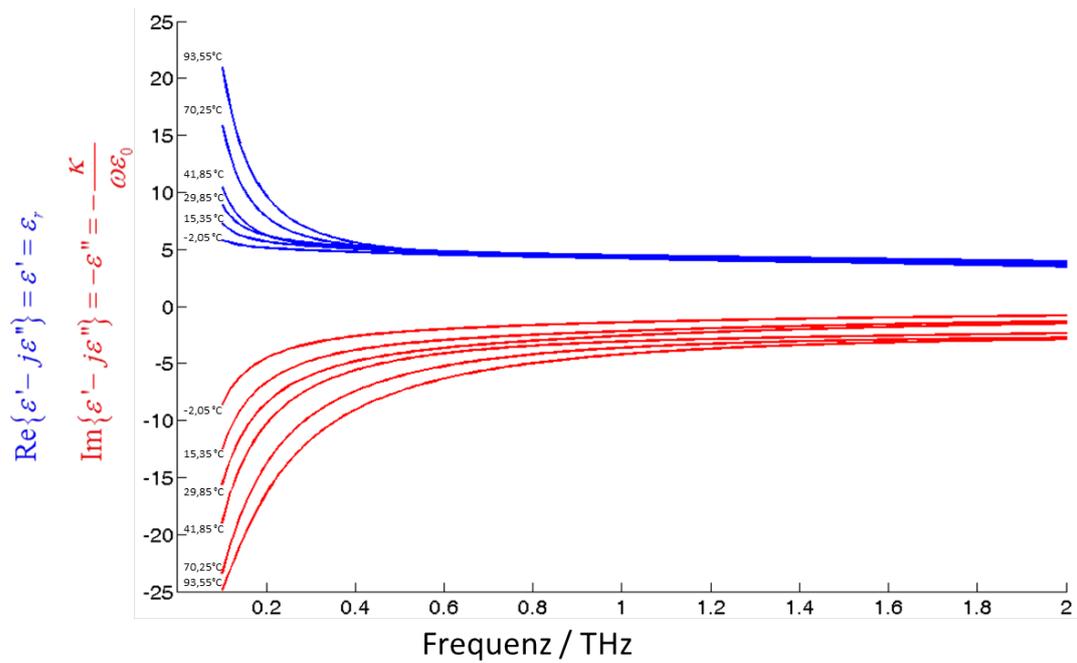


Abbildung 59: ϵ' und $-\epsilon''$ von Wasser als Funktion der Frequenz bei verschiedenen Temperaturen

Die Ergebnisse der Messungen von Ronne et al. zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zu den Ergebnissen für ϵ' und $-\epsilon''$ von Wasser in Kindt et. al. [140] und Pickwell et. al. [139]. Zusätzlich wurde von Pickwell die Haut des Unterarms untersucht. Die Parameter der „double Debye-Gleichung“ sind in Tabelle 13 dargestellt und in Abbildung 60 als Funktion der Frequenz aufgetragen.

Autor	Temperatur	Medium	ϵ_s	ϵ_2	ϵ_∞	$\tau_1 [ps]$	$\tau_2 [ps]$
Ronne et al. [138]	18,85°C	Wasser	80,2	5,2	3,3	8,5	0,17
Kindt [140]	24,85°C	Wasser	78,4	4,9	3,5	8,2	0,18
Pickwell [139]	24,85°C	Wasser	78,8	6,6	4,1	10,6	0,18
Pickwell [139]	24,85°C	Haut	60,0	3,6	3,0	10,0	0,20

Tabelle 13: Parameter der „double Debye-Gleichung“ verschiedener Arbeitsgruppen

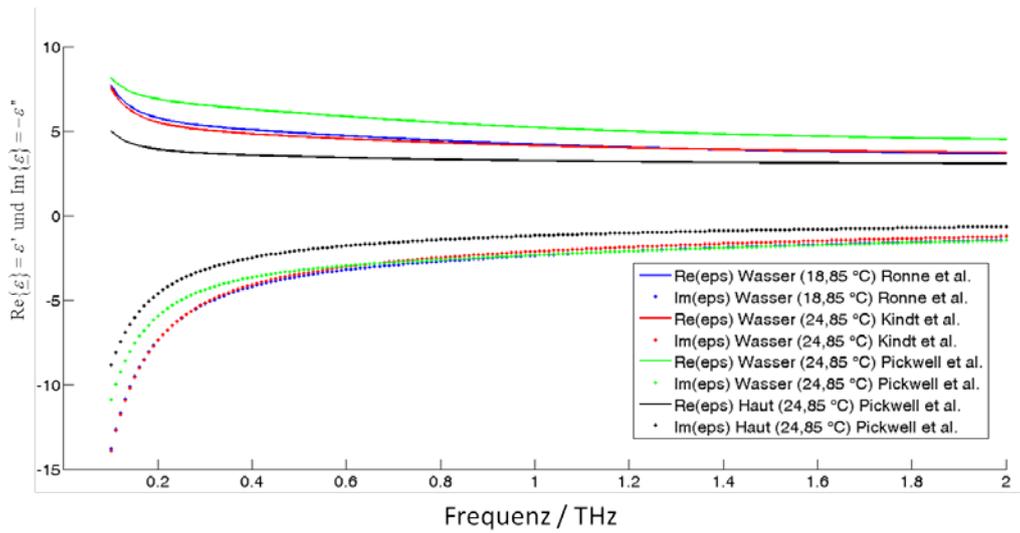


Abbildung 60: ϵ' und $-\epsilon''$ von Wasser bzw. Haut als Funktion der Frequenz als Vergleich von Ergebnissen verschiedener Arbeitsgruppen

2 Arbeitspaket 2: Messverfahren

2.1 Analyse und Klassifikation von Terahertzquellen

2.1.1 Systemeigenschaften bei aktuellen und geplanten technischen Anwendungen

Im Folgenden werden realistische Szenarien untersucht, wie sie für die Exposition der allgemeinen Bevölkerung relevant sind. Im Abschnitt 1.3 wurden aktuelle und geplante technische Anwendungen, wie bildgebende (2D/3D), Spektroskopie-, Sensorik- und Datenkommunikations-Anwendungen, beschrieben. Im Hinblick auf die Frage nach der Exposition der allgemeinen Bevölkerung erscheinen insbesondere die Anwendungen als relevant, die mit Sicherheitskontrolle und Datenkommunikation verknüpft sind.

Dies sind in erster Linie aktive 2D/3D bildgebende Systeme, die z.B. in Form von Körperscannern an sicherheitskritischen Orten (wie z.B. Flughäfen) zum Einsatz kommen (vgl. Abschnitte 1.3.4 und 1.3.5). Bisher nutzen diese Systeme elektronische THz-Quellen (wie Schottky-Dioden oder Silizium-Germanium-Transistoren) mit einer Ausgangsleistung von einigen Milliwatt im unteren THz-Band (vgl. Abschnitt 1.3.5). Für die nahe Zukunft ist jedoch auch der Einsatz von Quantenkaskadenlasern (QCL) im mittleren THz-Bereich denkbar, da notwendige Kühlungsanlagen heutzutage schon recht kompakt sein können. In [141] wurde eine solche kompakte QCL-THz-Quelle charakterisiert: ihre maximale Ausgangsleistung beträgt 8 Milliwatt bei 3,1 THz.

Durch spektrale Analyse im THz-Bereich können sicherheitsrelevante Substanzen, wie z.B. Sprengstoffe oder Drogen, direkt auf Basis ihrer charakteristischen Absorptionsspektren entdeckt und klassifiziert werden. Diese Technik ist insbesondere für am Körper getragene Sprengstoffgürtel und bei der Entdeckung von großvolumigen Sprengstoffmengen im Straßenuntergrund von hohem Interesse [142].

Die heutzutage bekannten spektroskopischen Systeme basieren ausschließlich auf THz-Photonischen Verfahren, die im Gegensatz zu THz-Elektronischen Verfahren eine deutlich höhere Bandbreite abdecken können. Wie in Abschnitt 1.3.6 erläutert, unterteilen sich die photonischen THz-Systeme in gepulste und Dauerstrich-(CW-)Systeme.

Bei gepulsten Systemen generiert ein Femtosekunden-Laserpuls in einer photoleitenden THz-Antenne einen kurzen Stromfluss, der zur Abstrahlung des THz-Pulses führt. Die gepulsten Systeme werden überwiegend bei der Zeitbereichsspektroskopie eingesetzt und erlauben eine brauchbare spektrale Auflösung im 10 GHz-Bereich [143] bei spektraler Abdeckung von bis zu 5 THz [19].

Bei CW-Photomischern werden zwei CW-Halbleiterlaser benutzt, die bei unterschiedlicher Frequenz betrieben werden. Deren Strahlung wird auf einen vorgespannten Photoleiter fokussiert, dessen Photostrom mit der Differenzfrequenz der beiden Laser moduliert wird. Der Photostrom wird in eine Antenne eingekoppelt, die THz-Strahlung emittiert [22]. Die Photomischer werden überwiegend für THz-

Frequenzbereichs-Spektroskopie eingesetzt, da sie höhere Frequenzauflösung im 1 THz-Bereich bieten und eine Bandbreite bis zu 2 THz abdecken können [143].

Ein signifikanter Nachteil von CW-Photomischern ist die geringe Ausgangsleistung von lediglich einigen Mikrowatt im Bereich unter 1,0 THz. Die mittlere Leistung von gepulsten Systemen liegt mindestens 100 Mal höher [143]. Die neuesten gepulsten THz-Quellen basieren nicht nur auf dem reinen Niedrigtemperatur-GaAs-Substrat, sondern auch auf seiner Abwandlung, dem s.g. Erbiumarsenid Insel-haltigem GaAs (ErAs-GaAs). Die in [144] charakterisierte THz-Pulsquelle auf ErAs-GaAs-Basis liefert mittlere Ausgangsleistungen von ca. 300 Mikrowatt und ca. 3 Watt Peak-Leistung bei einer Pulswiederholfrequenz von 46 MHz. Im Unterschied zu GaAs-basierten gepulsten THz-Quellen (vgl. [19]) reicht jedoch das resultierende Frequenz-Spektrum nur bis maximal 1,0 THz.

Aufgrund der relativ geringen Ausgangsleistung von spektroskopischen THz-Systemen ist ihr Einsatz in der Sicherheitskontrolle eher in kurzer Distanz zum untersuchten Objekt denkbar. In einem vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Projekt namens HANDHELD wurde ein Handheld-THz-Spektrometer zur Detektion von explosiven Flüssiggefahrstoffen entwickelt. Das System besteht aus einer Steuereinheit mit Femtosekunden-Puls laser und Auswertelektronik und einem THz-Detektionskopf, der ähnlich einem Handmetall detektor in unmittelbarer Nähe des zu untersuchenden Objekts benutzt werden kann (vgl. Abbildung 61).

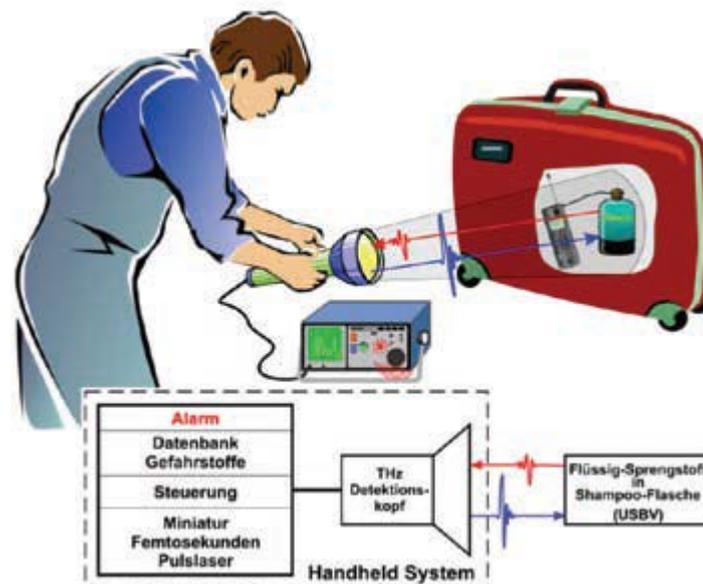


Abbildung 61: Handheld-THz-Spektrometer zur Detektion von Flüssiggefahrstoffen in verschlossenen Gefäßen (HANDHELD) [145].

Einen weiteren Anwendungsbereich, der mit Exposition der allgemeinen Bevölkerung verbunden ist, stellt Datenkommunikation bei THz-Frequenzen dar (vgl. Abschnitt 1.3.2). In [146] wird zwischen drei Anwendungstypen für Kommunikation im THz-Band unterschieden: Langstrecken-, Kurzstrecken und Nahbereichskommunikation. THz-Langstreckenkommunikation scheint von hohem Interesse zu sein, insbesondere für solche Anwendungen wie nicht-komprimierte Videoübertragung vom Aufnahmeort

zur Ausstrahlungsstation, kurzfristiger Ersatz für gestörte Datenkommunikation über Glasfaser (z.B. nach Naturkatastrophen), oder Mobilfunk-Zubringernetze (engl.: backhaul) der nächsten Generation. THz-Kurzstreckenkommunikation soll im Hausbereich für ultra-breitbandige Video- und Netzwerkübertragungen Anwendung finden, und Nahbereichskommunikation im THz-Frequenzbereich soll insbesondere zur schnellen Kommunikation zwischen mobilen Geräten und Multimedia-Download-Stationen im Freien oder zwischen mobilen Geräten untereinander genutzt werden. Tabelle 14 gibt einen Überblick über die Beispielspezifikationen der beschriebenen Anwendungstypen für Kommunikation im THz-Band.

Anwendungstyp	Lang	Kurz	Nah
Frequenz (GHz)	120	300	500
Ausgangsleistung (mW)	100	10	1
Datenrate (Gbit/s)	25	40	100
TX & RX Antennengewinn (dBi)	50	25	15
Übertragungsdistanz (m)	5.000	5	0,05

Tabelle 14: Beispielspezifikationen von drei Anwendungstypen für Kommunikation im THz-Band [146]

Aus dieser Auflistung wird ersichtlich, dass die für die allgemeine Bevölkerung relevanten THz-Kommunikationstypen, wie Kurzstrecken- und Nahbereichsdatenkommunikation, mit einer Ausgangsleistung im Bereich zwischen 1 und 10 Milliwatt im unteren THz-Band verbunden wäre.

Die bisher höchste veröffentlichte Übertragungsrate im THz-Frequenzbereich beträgt 10 Gbps bei 120 GHz und einer Ausgangsleistung von 10 Milliwatt unter Ausnutzung von UTC-Photodioden [53]. Ein voll-elektronisches Kommunikationssystem für das 120-GHz-Band auf Basis von InP HEMT-Technologie, ausgelegt für 10 Gbps mit einer Ausgangsleistung von 10 Milliwatt, wird in [147] präsentiert. In [148] ist ein 8-Gbps-Kurzstrecken-Kommunikationssystem vorgestellt worden, das auf einer UTC-Photodiode im Sender und einer Schottky-Barrieren-Diode im Empfänger basiert und bei 250 GHz betrieben wird; die Ausgangsleistung der UTC-Photodiode beträgt ca. 200 Mikrowatt.

2.1.2 Für die Exposition relevante Systemparameter

Wie in Abschnitten 1.3.4 und 1.3.5 dargestellt, unterteilen sich die 2D/3D-abbildenden Systeme in zwei Klassen: die einen arbeiten mit fokussierender Optik und tasten das Objekt mit einem schmalen THz-Strahl ab, und die anderen nutzen diffuse Objektbestrahlung und nehmen das Bild entweder direkt mit einer Multi-Pixel-Matrix auf (wo jedes Pixel die anfallende Leistung aus einem sehr schmalen Winkelausschnitt detektiert) oder erzeugen das fokussierte Bild durch softwareseitige Synthese (wie dies z.B. bei Synthetischer-Apertur-Radar- oder Phasengesteuerter-Antennen-Technik üblich ist).

In Tabelle 15 sind relevante Expositionsparameter, wie Entfernung zum Sender, mittlere Ausgangsleistung, Richtcharakteristik, Polarisierung, Betriebsfrequenz, Bandbreite und Tastverhältnis, aufgelistet. Aus Gl. 2.1 lässt sich die resultierende Strahlungsleistungsdichte S am Expositionsort bestimmen:

$$S = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2}, \quad 2.1$$

mit P_t als Ausgangsleistung der Quelle, G_t als Antennengewinn der Quelle und R als Abstand zwischen der Quelle und der Messposition. Die Leistungsdichte stellt die zur Expositionsrechnung wichtige Immissionsgröße dar. Dabei ist festzustellen, dass die Anwendung von Gl. 2.1 für die Immissionswerte der Leistungsdichte eine direkte Freiraumverbindung ohne Reflexions- oder Beugungseffekte voraussetzt. Bei der messtechnischen Erfassung der Leistungsdichte würden prinzipiell auch Umgebungseinflüsse, z.B. Reflexionen an ortsfesten und/oder beweglichen Objekten (z.B. anderen Personen), die Veränderungen des Immissionsfeldes bewirken könnten, realistisch in die Messergebnisse einfließen, wenn sie bei bekannten Standardszenarien entsprechend sorgfältig nachgestellt werden; allerdings ist derzeit eine solche Berücksichtigung von Störobjekten wegen der geringen Ausgangsleistungen der verfügbaren Quellen und der meist relativ guten Strahlbündelung nicht sinnvoll.

Die später am Körper einer exponierten Person entstehenden Reflexionen, die von den Eigenschaften der Anregung (Frequenz, Intensitätsverteilung, Einfallswinkel, Polarisierung) und des menschlichen Körpers (geometrische Struktur, frequenzabhängige elektrische Materialparameter) abhängen, finden demgegenüber in den in Kapitel 3 beschriebenen numerischen Feldberechnungen Berücksichtigung, weil die Anregungsfläche mit der Leistungsdichte-Verteilung des einfallenden Immissionsfeldes immer vor der Oberfläche des Körpermodells platziert wird.

Bezüglich der Polarisierung lässt sich feststellen, dass in 3D-Abbildungssystemen und Kommunikationssystemen überwiegend linear polarisierte (nicht-breitbandige) Antennen verwendet werden. Spektroskopische Systeme benötigen dagegen breitbandige Antennen, wie unter anderem Spiralantennen, die zirkular (elliptisch) polarisiert sind [151].

Parameter	3D-Abbildungssystem mit diffuser Objekt- Beleuchtung [65], [66]	3D-Abbildungssystem mit fokussierter Objekt- Beleuchtung [67]	Spektroskopisches ge- pulstes System [144] / [19], [145], [149]	Spektroskopisches Dauerstrich-System [149], [150]	Kurzstrecken- Kommunikationssystem [146], [149]
Entfernung zum Sender (m)	0,2 - 1,0	4	ca. 0,1	ca. 0,1	5
Mittlere Ausgangsleistung	2 mW	0,1 mW	ca. 300 μ W/ ca. 100 μ W	ca. 1 μ W	10 mW
Öffnungswinkel Richtcharakteristik Strahlweite	80° ca. 6 dBi [64]	4 mm-Strahl- weite @ 4 m ca. 70 dBi	ca. (10 – 15) dBi	ca. (10 – 15) dBi	(15 – 25) dBi
Mittlere Strahlungsleistungs- dichte (W/m^2)	$0,63 \cdot 10^{-3}$ – $15,84 \cdot 10^{-3}$	ca. 1,23 @ 4 m	$8 \cdot 10^{-3}$ – $75 \cdot 10^{-3}$	$80 \cdot 10^{-6}$ – $250 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-3}$ – $10 \cdot 10^{-3}$
Polarisation	Linear	Linear	Linear [152]	Lin. / zirk. (ellipt.) [152]	Linear
Betriebsfrequenz (GHz)	77	600	entspricht der Bandbr.	bis 2.000	300
Bandbreite (GHz)	8	29	bis 1000/ bis 5000	unter 1	40
Tastverhältnis	fast 100%	fast 100%	1/10000	100%	bis 100%

Tabelle 15: Realistischer Wertebereich relevanter Systemparameter

2.2 Analyse und Klassifikation von Terahertzdetektoren (messtechnische Mittel)

2.2.1 Auswahl geeigneter messtechnischer Mittel

Die THz-Leistungsdetektoren unterteilen sich in folgende zwei Kategorien: die einen Detektoren beinhalten eine technische Möglichkeit der Selbstkalibrierung, und die anderen müssen einmalig ab Werk gegen einen Referenz-Detektor kalibriert werden.

Zu den selbst kalibrierenden THz-Detektoren zählen das Erickson-Kalorimeter (vgl. Abschnitt 1.4.2) und die Thomas Keating-Membran (vgl. Abschnitt 1.4.3). Die Rückführung der detektierten THz-Leistung auf SI-Einheiten erfolgt durch eine DC-Rückführungsmethode, bei der vor der eigentlichen Messung ein bekannter Spannungs- bzw. Strombetrag an dem jeweiligen Detektor angelegt und die in Wärme umgesetzte Gleichstromleistung gemessen und als Referenz für die THz-Leistungsmessung verwendet wird. Somit liefern diese THz-Detektoren absolute Messergebnisse. Zusätzlich muss der Frequenzgang des THz-Detektors angegeben werden (da normalerweise nicht flach), und bei jeder Leistungsmessung muss die Arbeitsfrequenz der Quelle für die Ermittlung des Korrekturfaktors bekannt sein.

Alle anderen THz-Detektoren ohne Selbstkalibrierung müssen einmalig ab Werk gegen einen selbst kalibrierten Referenz-Detektor kalibriert werden. Dabei werden der Richtfaktor und das Ansprechvermögen des jeweiligen THz-Leistungsdetektors messtechnisch ermittelt.

Basierend auf den in Abschnitten 1.1.6, 1.2.2 und 1.4 gewonnenen Erkenntnissen werden an dieser Stelle relevante Randbedingungen für messtechnische Mittel zur Erfassung der THz-Leistung zusammengefasst. Für einen THz-Leistungsdetektor sind dies in erster Linie die abgedeckte THz-Bandbreite, dynamischer Messbereich und Messgenauigkeit, Aperturgröße, Richtfaktor und Polarisationsabhängigkeit, Messdauer, Notwendigkeit der externen Strahlmodulation und natürlich die Praxistauglichkeit des jeweiligen THz-Detektors.

Tabelle 16 zeigt eine Gegenüberstellung der THz-Leistungsdetektoren in Bezug auf diese relevanten Randbedingungen. An dieser Stelle werden nur THz-Direktdetektoren berücksichtigt, da die Heterodyn-Detektoren zwar eine deutlich höhere Empfindlichkeit aufweisen, jedoch auf Zuführung von Lokaloszillatorleistung zum Mischen angewiesen sind. Das Erzeugen der Lokaloszillatorleistung genügend hohen Pegels im Terahertz-Bereich ist heutzutage nur sehr bedingt möglich. Die Bandbreite der Heterodyn-Detektoren ist im Allgemeinen deutlich geringer, als dies bei den Direktdetektoren der Fall ist (vgl. Abschnitt 1.3.5: Das Abbildungssystem QPASS hat 8 GHz Bandbreite bei einer Mittenfrequenz von 77 GHz, was knapp über 10% ausmacht). Ebenso ist das Aufbauen von größeren Matrizen aus Heterodyn-Detektoren aufgrund des hohen Leistungsverbrauchs heute noch nicht möglich.

Es ist davon auszugehen, dass das Verwenden eines Direktdetektors zur Ermittlung lokaler Expositionsspitzenwerte (vgl. Abschnitt 2.4.2) in einem Signal-zu-Rausch-Abstand von über 25 dB resultieren sollte. Dies wäre für die Schätzung des Leistungsdichteprofiles völlig ausreichend, und somit würde

eine Messung mit einem THz-Heterodyn-Detektor im Rahmen dieses Vorhabens keinen substantiellen Informationsgewinn bringen.

Randbedingung / THz-Detektor	Erickson-Kalorimeter	TK-Membran	Golay-Zelle	Pyroelektrischer Detektor	THz-CMOS-Direkt-detektor ⁷⁾
THz-Bandbreite (THz)	0,11 - 2,0	0,03 - 3,0	0,0375 - 20	0,1 - 30	0,6 - 1,0
Dynamischer Messbereich	100 nW - 200 mW	ca. 30 μ W ¹⁾ - 500 mW	ca. 0,5 nW ⁵⁾ - 10 μ W ³⁾	450 nW ⁶⁾ - 200 mW	ca. 0,6 nW ⁸⁾ - 1000 mW ⁹⁾
Messgenauigkeit	+/-5%	+/-10% ²⁾	nicht spezif.	Kalibrationsungenaugigkeit +/-4%	abh. von der Kalibrationsungenaugigkeit
Aperturgröße	ca. 1 cm	30 mm	mind. 6 mm ³⁾	2 mm	ca. 100 μ m ¹⁰⁾
Richtfaktor	ca. 25 dBi	Brewster-Winkel von 55,5° muss eingehalten werden	abh. vom verwendeten Fenstermaterial	keine Richtungsabhängigkeit	ca. 6 dBi ¹¹⁾ - 40 dBi ¹²⁾ , abh. von der verwendeten Antenne
Polarisationsabhängigkeit	vorhanden, wegen der Hornantenne	vorhanden	keine	keine	abh. von der verwendeten Antenne ¹⁴⁾
Messdauer	mehrere Sekunden	ca. 1 Minute ²⁾	ca. 1 Sek. ⁴⁾	ca. 1 Sek. ²⁾	Bandbreite liegt im GHz-Bereich
Externe Strahlmodulation	nicht notwendig	notwendig, 30 Hz	notwendig, 15 Hz	notwendig, 10 Hz	nicht notwendig ¹³⁾
Praxistauglichkeit	gegeben	gegeben	begrenzt (da anfällig für mech. Vibr.)	gegeben	gegeben
Besonderheit	selbstkalibrierend	selbstkalibrierend	hohe Empfindlichkeit, geringer dynamischer Bereich	sehr kleine Apertur, geringe Empfindlichkeit im unteren THz-Bereich	kein mech. Choppen notwendig, sehr hohe Messbandbreite, pro THz-Frequenzband ist ein separater Detektor notwendig

Tabelle 16: Relevante Randbedingungen für messtechnische Mittel zur Erfassung der THz-Leistung.

- 1) Ergibt sich aus NEP von $5 \mu\text{W}/\text{Hz}^{1/2}$, integriert über eine Bandbreite von 30 Hz.
- 2) Erfahrungswert aus eigenen Messungen.
- 3) Golay-Zelle GC-1P mit Polyethylen-Fenster von der Firma Tydex [86].
- 4) Mittelung über 15 Messwerte bei empfohlener Modulationsfrequenz von 15 Hz.
- 5) Ergibt sich aus NEP von $140 \text{ pW}/\text{Hz}^{1/2}$, integriert über eine Bandbreite von 15 Hz.
- 6) Ermittelt durch eigene Messung bei 650 GHz.
- 7) 0,6-1 THz CMOS-Detektor mit NEP von $66 \text{ pW}/\text{Hz}^{1/2}$ [46].
- 8) Ergibt sich aus NEP von $66 \text{ pW}/\text{Hz}^{1/2}$, integriert über eine Bandbreite von 100 Hz.
- 9) Der Wert der maximal zulässigen THz-Leistung wurde durch eine vereinfachte Überschlagsrechnung unter Zuhilfenahme des maximal erlaubten Transistorstroms und des bekannten Ansprechvermögens des CMOS-Direktdetektors ermittelt.
- 10) Die Abmessungen der Patch-Antenne des 650-GHz-Detektors betragen $87 \times 100 \mu\text{m}^2$ [153].
- 11) 6 dBi wurden für die 650-GHz-Patch-Antenne in [153] ermittelt.
- 12) 40 dBi wurden für die 1k-Pixel-THz-CMOS-Kamera mit 15 mm-Siliziumlinse in [154] ermittelt.
- 13) Um die Empfindlichkeit des CMOS-Direktdetektors zu erhöhen, kann internes Choppen im Detektor selbst durch Steuerung der Gate-Spannung elektronisch realisiert werden.
- 14) Alle bis heute am Lehrstuhl für Hochfrequenzsysteme in der Kommunikationstechnik (IHCT) der Bergischen Universität Wuppertal implementierten CMOS-Direktdetektoren sind mit linear-polarisierten Antennen ausgestattet. Um die THz-Leistung in zwei Polarisationen zu detektieren, müssen zwei THz-Detektoren verwendet werden. An einer Lösung zur Integration von zwei Direktdetektoren in einer Antenne mit zwei separaten Toren (zum Trennen der vertikal und horizontal polarisierten THz-Strahlungskomponenten) wird am Lehrstuhl IHCT geforscht.

Aus der Gegenüberstellung in Tabelle 16 wird ersichtlich, dass alle aufgelisteten THz-Leistungsdetektoren gewisse physikalische Grenzen aufweisen, die bei dem Konzept eines Messverfahrens zur Ermittlung der Exposition berücksichtigt werden müssen. Im Folgenden werden diese Grenzen zusammengefasst.

Erickson-Kalorimeter:

- Die Zeitkonstante des Detektors liegt im Bereich mehrerer Sekunden (bei maximaler Empfindlichkeit sogar 40 Sekunden), wodurch ein schnelles Abscannen eines Raumbereichs unmöglich wird.
- Es muss eine Hornantenne zur Detektion der THz-Strahlungsleistung im Freiraum verwendet werden. Die Apertur der Hornantenne liegt in der Größenordnung von einem Zentimeter. Dadurch kann ein THz-Strahlungsprofil nicht mit einer gewünschten Auflösung im Sub-Millimeter-Bereich durch unmittelbares Abscannen mit dem Detektor bestimmt werden.
- Polarisationsabhängigkeit ist wegen der Verwendung einer Hornantenne gegeben.

TK-Membrane:

- Die 30 mm-Fensteröffnung der Membran eignet sich nur, um die gesamte Strahlleistung zu detektieren.
- NEP dieser Membrane ist vergleichsweise sehr hoch. Die resultierende Messdauer beträgt deshalb ca. 1 Minute (Erfahrungswert).
- Wenn die THz-Quelle nicht intern elektronisch gepulst werden kann, so muss der einfallende THz-Strahl mit einem Drehrad mechanisch gepulst werden. Die daraus resultierenden Luftvibrationen können Messergebnisse beeinflussen, da ein Mikrofon-ähnlicher Detektor in der Luftkapsel verwendet wird.
- Die Messergebnisse können in Abhängigkeit von dem eingestellten Einfallswinkel des THz-Strahls relativ stark variieren (aus Erfahrung bis zu 30%). Der Brewster-Winkel von $55,5^\circ$ (vom Hersteller vorgeschrieben) ist in der Praxis nicht einfach einzustellen.

Golay-Zelle:

- Die Golay-Zelle ist sehr anfällig für mechanische Vibrationen, was ihren Einsatz im Zusammenhang mit mechanischer Scanbewegung ausschließt.
- Das Detektor-Fenster von mindestens 6 mm-Durchmesser ist zu groß, um das Strahlprofil mit befriedigender Ortsauflösung abzuscannen.
- Mechanisches Choppen des einfallenden Strahls notwendig.

Pyroelektrischer Detektor:

- Der getestete pyroelektrische Detektor der Firma Gentec-EO (vgl. [89]) weist eine relativ geringe Empfindlichkeit auf.

- Die Messdauer liegt im Sekundenbereich (Mittelung über 10-20 Messwerte notwendig wegen der relativ hohen Varianz der Messwerte), wodurch kein schnelles Abscannen eines Raumbereichs möglich wird.
- Die minimale Apertur von 2 mm kann schon zu groß sein, um das Strahlprofil mit hoher Ortsauflösung abzuscanen.
- Mechanisches Choppfen des einfallenden Strahls notwendig.

THz-CMOS-Direkt-detektor:

- Pro THz-Frequenzband ist ein separater Detektor notwendig. Die maximale THz-Bandbreite liegt bei den bis heute veröffentlichten Ergebnissen bei ca. 50% der Mittenfrequenz (0,6 - 1,1 THz in [154]), und die maximal detektierbare Frequenz beträgt 1,1 THz.
- Alle bis heute am Lehrstuhl IHCT implementierten THz-CMOS-Direkt-detektoren sind mit linear-polarisierten Antennen ausgestattet. Um die THz-Leistung in zwei Polarisierungen zu detektieren, müssen zwei THz-Detektoren verwendet werden. An einer Lösung zur Integration von zwei Direkt-detektoren in einer Antenne mit zwei separaten Toren (zum Trennen der vertikal und horizontal polarisierten THz-Strahlungskomponenten) wird momentan am Lehrstuhl IHCT geforscht.

In der Literatur werden die THz-CMOS Direkt-detektoren manchmal auch als Plasma-Wellen Detektoren bezeichnet [155]. Die Eignung dieser THz-Detektoren zur Ermittlung von lokalen Expositionsspitzenwerten wird in Abschnitt 2.4.2 untersucht.

2.2.2 Beurteilung der Praxistauglichkeit der Messmittel

An dieser Stelle werden die Praxistauglichkeit der in Abschnitt 2.2.1 verglichenen THz-Leistungsdetektoren hinsichtlich Auswerteelektronik, Signalverarbeitung, Detektorgröße, Kühlung und Kalibrierung beurteilt. Für diesen Vergleich wird die Golay-Zelle nicht herangezogen, da ihre Anfälligkeit für mechanische Vibrationen ihren praktischen Einsatz ausschließt (vgl. Abschnitt 2.2.1). Tabelle 17 stellt wichtige Randbedingungen für den Praxiseinsatz der ausgewählten THz-Leistungsdetektoren dar.

Randbedingung / THz-Detektor	Erickson-Kalorimeter	TK-Membran	Pyroelektrischer Detektor	THz-CMOS-Direktdetektor
Detektorgröße	kompakter Messkopf	noch handliche Größe	kompakter Messkopf	sehr kompakter Messkopf
Auswertelektronik	kompakte Auswertungseinheit, analoge Integration des Messsignals	digitale Integration des Messsignals	digitale Integration des Messsignals	analoge/ digitale Integration des Messsignals
Kühlung	nicht notwendig	nicht notwendig	nicht notwendig	nicht notwendig
Kalibrierung	intern/ selbstkalibrierend	intern/ selbstkalibrierend	ab Werk mithilfe eines selbstkalibrierenden Referenzdetektors	ab Werk mithilfe eines selbstkalibrierenden Referenzdetektors

Tabelle 17: Relevante Randbedingungen für den Praxiseinsatz der ausgewählten THz-Leistungsdetektoren.

Die aufgeführte Tabelle zeigt, dass zum heutigen Zeitpunkt schon einige etablierte Methoden zur Leistungsmessung im THz-Bereich existieren, deren Praxiseinsatz ohne besondere Einschränkungen erfolgen kann. Alle aufgeführten THz-Leistungsdetektoren benötigen keine Kühlung, sind recht kompakt und können entweder autonom oder unter Zuhilfenahme von Referenzdetektoren auf SI-Einheiten kalibriert werden. Allen hier zu berücksichtigenden THz-Leistungsdetektoren ist gemeinsam, dass die Arbeitsfrequenz der Quelle bekannt sein muss, da der Frequenzgang bei keinem der THz-Detektoren gänzlich flach ist.

Da es sich bei den ausgewählten THz-Leistungsdetektoren ausschließlich um Direktdetektoren handelt, ist die Notwendigkeit der externen Strahlmodulation entweder zur Erhöhung der Empfindlichkeit oder aufgrund anderer technischer Randbedingungen gegeben. Wenn die zu untersuchende THz-Quelle keinen speziellen Testmodus bietet, in dem sie intern (elektronisch) 100% amplitudenmoduliert werden kann, so muss für die meisten Detektoren der anfallende THz-Strahl mechanisch (z.B. mit einem Drehrad) gepulst werden. Dieser Umstand stellt eine gewisse Einschränkung im Hinblick auf die Flexibilität und Einfachheit der Handhabung dieser Detektoren dar. Einzig der THz-CMOS-Direktdetektor bietet prinzipiell die Möglichkeit eines internen elektronischen Choppens. Dazu kann die durch den CMOS-Transistor in Form von Gleichspannung detektierte THz-Leistung durch Steuerung der Gate-Spannung dieses Transistors intern elektronisch gepulst werden, so dass kein mechani-

sches Choppfen des THz-Strahls notwendig ist. Eine Art des internen elektronischen Choppens wurde bereits in der 1k-Pixel-THz-CMOS-Kamera implementiert [154].

Die Möglichkeit des internen Choppens bei dem THz-CMOS-Direkt-detektor stellt einen bedeutenden Vorteil für seinen Einsatz in der Praxis dar. Wie in Abschnitt 2.2.1 aufgeführt, sind seine hohe Empfindlichkeit (sehr geringes NEP), der sehr große dynamische Messbereich (zwischen ca. 0,6 nW und 1000 mW) und vor allem seine Apertur im 100 µm-Bereich optimale Voraussetzungen für seinen Einsatz zur Bestimmung der Immissionen im THz-Bereich mit hoher Genauigkeit und Ortsauflösung.

Einzig die Polarisationsabhängigkeit der bis heute vom Lehrstuhl IHCT veröffentlichten THz-CMOS-Direkt-detektoren stellt noch eine gewisse Hürde dar. Zum Lösen dieses Problems wird momentan ein Konzept favorisiert, bei dem zwei THz-Detektoren verwendet werden, um die THz-Leistung in zwei Polarisierungen detektieren zu können. An einer Lösung zur Integration von zwei THz-CMOS-Direkt-detektoren in einer Antenne mit zwei separaten Toren (zum Trennen der vertikal und horizontal polarisierten THz-Strahlungskomponenten) wird momentan am Lehrstuhl IHCT geforscht.

Ebenfalls muss gesondert erwähnt werden, dass die maximale THz-Bandbreite bei den bis heute veröffentlichten Ergebnissen bei ca. 50% der Mittenfrequenz (0,6 - 1,1 THz in [154]) und die maximal detektierbare Frequenz entsprechend bei 1,1 THz liegt. Somit wird für jedes THz-Frequenzband ein separater Detektor notwendig sein. Da aber die Silizium-CMOS-Technologie günstige Fertigungskosten bei hohen Stückzahlen bietet, kann man von relativ geringen Detektor-Kosten in naher Zukunft ausgehen.

Aufgrund der erläuterten Vorteile für einen Praxiseinsatz der THz-CMOS-Leistungsdetektoren zur Bestimmung von Immissionen im THz-Bereich fokussieren sich die folgenden Abschnitte hauptsächlich auf die Verwendung dieser Detektorart zum Erreichen der Projektziele. Für die zurzeit noch zu überwindenden technischen Einschränkungen bei den THz-CMOS-Direkt-detektoren liegen bereits, wie oben geschildert, erste Lösungsansätze vor.

2.2.3 Berücksichtigung notwendiger Messantennen und deren Einfluss auf die Kalibrierung

Unter den in Tabelle 16 verglichenen Messmitteln beinhalten nur der THz-CMOS-Direkt-detektoren und das Erickson-Kalorimeter eine Antenne. In dieser Tabelle ist der Richtfaktor für diese Detektoren in dBi angegeben.

Der Erickson-Kalorimeter ist selbst-kalibrierend; man muss lediglich den Antennengewinn aus den Herstellerangaben übernehmen. Die Verluste in den Zuleitungen werden mithilfe der Substitutionsmethode gemessen; dabei wird dem Detektor die Leistung einmal direkt und einmal über die Hohlleitung zugeführt (vgl. Abbildung 30).

Beim THz-CMOS-Direkt-detektor ist die Antenne unmittelbar mit dem Silizium-Detektor als eine Einheit verkoppelt. Deshalb kann die Antenne nicht separat charakterisiert werden. Dies ist bei dem THz-CMOS-Direkt-detektor auch nicht zwingend notwendig, da die Charakterisierung des gesamten Detektors als eine Komplett-einheit erfolgen kann. Es wird der winkelabhängige Richtfaktor sowie das An-

sprechvermögen des Detektors messtechnisch ermittelt. Diese Werte beinhalten schon den Antennengewinn, die Antennenbandbreite sowie andere Antennencharakteristika, die z.B. bei den separat erhältlichen Hornantennen einzeln spezifiziert werden können.

2.3 Vorschlag für praxistaugliche messtechnische Verfahren zur Bestimmung der Immission

2.3.1 Beurteilung des ausgewählten messtechnischen Verfahrens

Nach dem aktuellen Erkenntnisstand muss ein praxistaugliches Konzept zur Bestimmung der Exposition mindestens zwei Arten von Detektionsverfahren einschließen: Das eine Verfahren muss dem Prüfenden helfen, den THz-Hotspot oder den Fokuspunkt eines THz-Abbildungssystems zu lokalisieren, und das zweite Verfahren soll das räumliche Abscannen des lokalisierten Fokuspunkts ermöglichen.

Als Lösung für das erste Problem wird die am Lehrstuhl entwickelte THz-Kamera auf Silizium-CMOS-Basis vorgeschlagen [154]. Der momentan verfügbare Kamera-CMOS-Chip ist eine 32x32-Direktdetektor-Pixel-Matrix, die THz-Strahlung im Frequenz-Bereich zwischen 700 GHz und 1,1 THz detektiert. Die Videorate beträgt 500 Bilder pro Sekunde. Die Kamera ist sehr kompakt ($5 \times 5 \times 3 \text{ cm}^3$), arbeitet bei Zimmertemperatur, braucht kein mechanisches Choppen der anfallenden THz-Strahlung und kann mit Batterie betrieben werden. Der Kamera-Chip ist mit einer 15 mm-Siliziumlinse (42 dBi Gewinn) kombiniert. Die Linse bewerkstelligt zum einen eine deutliche Steigerung der Detektorempfindlichkeit (durch den Linsengewinn), und zum anderen kann die Richtung der anfallenden THz-Strahlung mittels der 2D-Detektor-Matrix ermittelt werden. Die Kamera hat einen Betrachtungswinkel von $\pm 23^\circ$ in beiden Schwenkrichtungen; jeder Kamerapixel detektiert somit die Leistung der einfallenden THz-Strahlung aus einem Raumwinkel von ca. $1,5^\circ \times 1,5^\circ$. Die Detektor-Pixel-Empfindlichkeit bei dieser Kamera liegt zwischen 10 und 20 nW (bei 500 Bildern pro Sekunde).

Es wird vorgeschlagen, dass die THz-Kamera zunächst in die Mitte des abzuscannenden Raums bzw. an den Ort des vermeintlichen THz-Hotspots positioniert werden sollte, um dort eine maximale Winkelabdeckung zu gewährleisten. Die Linse der THz-Kamera sollte in Richtung der vermeintlichen THz-Quelle ausgerichtet werden. Generell wäre jedoch ein kompletter 2D-Scan des Raums mit der THz-Kamera sinnvoll, um ein Gesamtbild von den womöglich vorhandenen THz-Quellen und ihrer Ausrichtung zu erhalten. Dabei sollte die Kameralinse stets senkrecht zu der Scanrichtung positioniert bleiben. Nachdem die Einfallsrichtung der THz-Strahlung detektiert werden konnte, kann die THz-Kamera entlang der Strahlrichtung bewegt werden. Anhand der detektierten THz-Leistung lässt sich somit die Position bestimmen, wo die Leistung einen maximalen Wert einnimmt, also die Hotspot-Position.

Nachdem der THz-Hotspot lokalisiert wurde, muss die räumliche Inhomogenität der Leistungsverteilung geschätzt werden. Wie im Abschnitt 1.4 untersucht, stehen dafür zwei Möglichkeiten zur Auswahl, die quantitativ gleichwertige Ergebnisse liefern. Entweder wird das Strahlprofil mit einer Detektorapertur abgetastet, die deutlich kleiner als der Durchmesser des THz-Strahls ist. Alternativ kann das in der Optik sehr bekannte Knife-Edge-Verfahren angewendet werden, bei dem ein THz-Detektor mit einer Apertur in der Größenordnung des Strahldurchmessers verwendet werden kann.

Die Vorteile des pyroelektrischen THz-Detektors liegen in erster Linie in seiner extrem hohen THz-Bandbreite von fast 30 THz, der polarisationsunabhängigen thermosensitiven Apertur und der Möglichkeit, die mittlere Leistung auch bei gepulsten THz-Quellen (vgl. Abschnitt 1.3.6) zuverlässig zu detektieren, da die Pulsleistung genauso wie die CW-Leistung in der thermosensitiven Detektorfläche in Wärme umgewandelt wird. Seine Nachteile liegen in der relativ geringen Empfindlichkeit (die minimal detektierbare THz-Leistung liegt bei 50 nW), in der Notwendigkeit der externen (mechanischen) THz-Strahlmodulation und der kleinsten Apertur von 2 mm, die schon zu groß sein kann, um ein Strahlprofil mit hoher Ortsauflösung abzuscannen. Die Bandbreite des erwähnten pyroelektrischen Detektors erstreckt sich von 100 GHz bis 30 THz.

Bei dem THz-CMOS-Direktdetektor liegen die klaren Vorteile in seiner sehr hohen Empfindlichkeit (bis zu 0,6 nW), dem extrem hohen linearen Dynamikbereich, der sehr kleinen Antennenapertur von 100 μm (bei dem 650 GHz-Patch-Antennen-Detektor, vgl. [153]), und der Möglichkeit des internen elektronischen Choppens. Ebenso kann die sehr hohe IF-Bandbreite (geschätzt im GHz-Bereich) zur Messung der zeitlichen Spitzenwerte (mit zeitlicher Ausdehnung, die durch diese IF-Bandbreite abgedeckt wird) genutzt werden.

Zu den Nachteilen zählen zum einen die im Vergleich zu dem pyroelektrischen Detektor deutlich geringere THz-Bandbreite bzw. die niedrigere maximal detektierbare Frequenz (heutzutage bei 1,1 THz). Pro THz-Frequenzband ist ein separater THz-CMOS-Direktdetektor notwendig. Die maximale THz-Bandbreite liegt bei den bis heute veröffentlichten Ergebnissen bei ca. 50% der Mittenfrequenz (0,6 - 1,1 THz), und die maximal detektierbare Frequenz beträgt 1,1 THz. Es ist auch möglich, einen THz-CMOS-Direktdetektor bei tieferen Frequenzen (auch ab 100 GHz aufwärts) zu realisieren, eine deutlich größere Detektorantenne müsste jedoch in Kauf genommen werden. Ebenso die Unabhängigkeit von der Polarisationsrichtung der einfallenden THz-Strahlung des heutzutage verfügbaren THz-CMOS-Direktdetektors muss noch umgesetzt werden. Ergänzend muss bei dem THz-CMOS-Direktdetektor die Möglichkeit untersucht werden, die mittlere Leistung bei gepulsten THz-Quellen mit einer Pulsdauer im sub-Pikosekunden-Bereich zuverlässig detektieren zu können.

Somit müssen im Einzelfall die Vor- und Nachteile dieser beiden THz-Leistungsdetektoren zum Ab-scannen eines THz-Strahlprofils gegeneinander aufgewogen und einer ausgewählt werden. Für den Test des vorgeschlagenen Verfahrens wird der THz-CMOS-Direktdetektor mit der Patch-Antenne (entworfen zum Detektieren der THz-Leistung bei 650 GHz) favorisiert, da zum einen die sehr kleine Antennenapertur von ca. 100 μm sehr hohe örtliche Auflösung ermöglicht und zum anderen die Zeitkonstante des pyroelektrischen THz-Detektors bei ca. 1 Sekunde liegt (vgl. Abschnitt 2.2.1), was ein schnelles mechanisches Ab-scannen mit hoher Anzahl an Messpunkten verhindert.

Wenn eine kleine Detektorapertur nicht zur Verfügung steht, kann, wie oben angedeutet, das Strahlprofil alternativ durch das Ausmessen der Kantenstreuung entlang einer Achse und ihre anschließende Ableitung geschätzt werden (auch als Knife-Edge-Methode bekannt). Dazu wird eine scharfe Schneidekante sukzessive in das Strahlprofil geschoben und die Abschwächungsmessung hinter der

Schneidekante mit einem Detektor bewerkstelligt. Dabei ist es wichtig, dass die gesamte Strahlleistung, die hinter der Schneidekante noch verfügbar ist, vom Detektor aufgenommen wird.

Für die Knife-Edge-Methode wird ein THz-CMOS-Direktdetektor mit einer Linsenantenne favorisiert, um die gesamte Leistung hinter der Schneidekante aufzunehmen, weil zum einen durch Kombination der On-Chip-Antenne mit einer zusätzlichen Linse vom Durchmesser im Millimeter-Bereich eine genügend große Antennenapertur erzielt wird und zum anderen die daraus resultierende hohe Detektorempfindlichkeit kurze Scanzeiten erlaubt.

2.3.2 Diskussion der Aussagefähigkeit der Verfahren

Wie in Abschnitt 2.3.1 untersucht, eignet sich die am Lehrstuhl IHCT entwickelte THz-CMOS-Kamera dafür, dem Prüfenden zu helfen, den THz-Spot oder den Fokuspunkt eines THz-Abbildungssystems zu lokalisieren. Durch die Kombination einer 2D-Detektor-Matrix mit einer Linse deckt jeder Detektor-Pixel einen bestimmten Raumwinkel ab. Die Richtdiagramme der einzelnen Detektor-Pixel dieser THz-Kamera sind weitgehend nicht-überlappend, und die einfallende THz-Strahlung kann aus einem Blickwinkel von $\pm 23^\circ$ detektiert werden [156]. Somit beträgt der durch einen Detektor-Pixel abgedeckte Raumwinkel $1,44^\circ$ (ergibt sich aus dem komplettem Blickwinkel von 46° dividiert durch die Anzahl der Detektor-Pixel von 32).

Zum unmittelbaren Abscannen eines THz-Fokuspunktes wurde in Abschnitt 2.3.1 ein THz-CMOS-Direktdetektor mit einer sehr kleinen Antennenapertur (von ca. $100 \mu\text{m}$) vorgeschlagen. Da die Antennenwirkfläche des THz-Detektors deutlich kleiner als der Durchmesser des THz-Strahls ist, können das Strahlprofil näherungsweise „abgetastet“ werden und die anliegende Leistungsdichte S_r aus der detektierten Leistung P_E und der bekannten Antennenwirkfläche A_w mit

$$S_r = P_E / A_w \quad 2.2$$

geschätzt werden. Bei dieser vereinfachten Rechnung wird von rechteckförmiger räumlicher Verteilung der Antennenwirkflächenfunktion und homogener Leistungsdichteverteilung ausgegangen.

Um das Messergebnis auf die SI-Einheiten zurückzuführen, muss der THz-CMOS-Direktdetektor einmalig gegen einen selbstkalibrierten Referenz-Detektor kalibriert werden. Dabei werden der Richtfaktor und das Ansprechvermögen des Detektors messtechnisch ermittelt. Alternativ kann das gemessene Leistungsprofil als relative Messung betrachtet werden. Ergänzend muss die gesamte Strahlleistung mit einem selbstkalibrierenden THz-Leistungsdetektor erfasst werden. Danach kann aus der gemessenen Gesamtleistung und der relativen Ortsverteilung der Leistungsdichte auf die tatsächliche Leistungsdichte zurückgeschlossen werden.

2.3.2.1 Beurteilung hinsichtlich der Ermittlung von lokalen und zeitlichen Spitzenwerten

In diesem Abschnitt werden Aspekte, die im Zusammenhang mit der Ermittlung von lokalen und zeitlichen Spitzenwerten wichtig erscheinen, diskutiert. Die Grenzwerte für zeitlich gemittelte Expositionen werden in Abschnitt 2.2.1, speziell in Tabelle 16 unter der Bezeichnung „Dynamischer Messbereich“, behandelt.

Wie in Abschnitt 2.2.1 untersucht, existieren THz-Leistungsdetektoren mit Apertur-Dimensionen im Bereich zwischen 100 μm und 30 mm. Zur Ermittlung von lokalen Spitzenwerten eignen sich Detektoren mit einer möglichst kleinen Apertur, wie z.B. der THz-CMOS-Direktdetektor oder der pyroelektrische Detektor (vgl. Abschnitt 2.3.1). Um den Durchschnittswert der THz-Leistung über eine Fläche zu ermitteln, würde sich insbesondere die TK-Membran eignen (vgl. Abschnitt 1.4.3).

Die notwendige Messdauer bei den meisten THz-Leistungsdetektoren liegt im Sekunden-Bereich (vgl. Tabelle 16), womit lediglich die Erfassung von zeitlichen Durchschnittswerten möglich ist. Soll ergänzend der zeitliche Verlauf der detektierten THz-Leistung (oder gar die zeitlichen Spitzenwerte) ermittelt werden, so spielt die IF-Bandbreite des einzusetzenden THz-Detektors die entscheidende Rolle. Wie in den Abschnitten 1.4.6 und 2.2.1 untersucht, besitzen lediglich die elektronischen THz-Leistungsdetektoren (wie z.B. die Schottky-Dioden oder CMOS-Transistoren) eine sehr hohe IF-Bandbreite im Gigahertz-Bereich.

Dies würde theoretisch bedeuten, dass die Messzeitkonstante im sub-Nanosekundenbereich liegen würde. Aufgrund dieser hohen IF-Bandbreite würde aber die Detektorempfindlichkeit drastisch sinken, und eine zuverlässige Leistungsdetektion wäre damit praktisch unmöglich. Deshalb ist man in der Praxis gezwungen, eine an die Anwendung angepasste minimale IF-Bandbreite des Detektors zu wählen. Es ist aber davon auszugehen, dass eine auf Basis der genannten Aspekte ausgewählte Detektor-IF-Bandbreite und Detektor-Empfindlichkeit ausreichend sein wird, um den zeitaufgelösten Leistungsverlauf aller in Abschnitt 0 untersuchten technischen Anwendungen zu ermitteln, die im (quasi-) CW-Modus arbeiten.

An dieser Stelle muss die Ermittlung der zeitlichen Spitzenwerte bei den spektroskopischen THz-Systemen gesondert betrachtet werden. Die gepulsten spektroskopischen THz-Systeme (vgl. Abschnitt 1.3.6) erzeugen Pulse im sub-Pikosekunden-Bereich mit einer Bandbreite von mehreren Terahertz und können mit den heutzutage verfügbaren elektronischen THz-Detektoren aus den oben genannten Gründen nicht zeitlich aufgelöst werden. Um den zeitlichen Spitzenwert noch schätzen zu können, müssten der zeitliche Verlauf des Pulses sowie die Pulswiederholfrequenz bekannt sein. Diese Parameter könnten theoretisch durch spektrale Analyse geschätzt werden. Da dies in der Praxis heutzutage sehr schwer umzusetzen ist, wäre man auf die Herstellerangaben angewiesen. Unter Zuhilfenahme dieser Parameter könnte man aus der Messung der zeitlich gemittelten Pulsleistung (z.B. mithilfe der TK-Membran) auf den zeitlichen Verlauf der Leistung und somit auf den Leistungsspitzenwert zurückschließen.

2.3.2.2 Bewertung der Genauigkeit (Unsicherheiten) für die Bestimmung der Einhaltung von Grenzwerten und ihrer prozentualen Ausschöpfungen

In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit für die Bestimmung der Einhaltung von Grenzwerten und ihrer prozentualen Ausschöpfungen behandelt. Es geht vorrangig darum, die möglichen Kalibrationsfehler abzuschätzen. Im Zuge der Kalibration muss die Leistungsdichte bekannt sein, die auf die Detektorfläche bzw. Detektorantenne trifft. Somit muss als erstes die Ausgangsleistung der verwendeten THz-Quelle bestimmt werden.

Das Ansprechvermögen des THz-CMOS-Direktdetektors R_v ist das Verhältnis zwischen der Detektorausgangsspannung V_o und der tatsächlich verfügbaren THz-Leistung P_{in} , die von der Detektorantenne aufgenommen wird:

$$R_v = V_o / P_{in}. \quad 2.3$$

Die tatsächlich verfügbare THz-Leistung P_{in} ist definiert als:

$$P_{in} = \frac{P_{TX} G_{TX}}{4\pi R^2} A_w, \quad 2.4$$

mit P_{TX} als Ausgangsleistung der THz-Quelle, G_{TX} als Gewinn der Sendeantenne und R als Abstand zwischen Sende- und Detektor-Antennen. Die Antennenwirkfläche A_w des Detektors wird anhand des ermittelten Antennenrichtfaktors D_{RX} berechnet:

$$A_w = \frac{D_{RX} \lambda^2}{4\pi}, \quad 2.5$$

mit λ als Wellenlänge.

Wie man sieht, sind größtenteils der Messwert der Ausgangsleistung der THz-Quelle P_{TX} und der Mess- bzw. Schätzwert der Antennenwirkfläche A_w des Detektors für die Ungenauigkeit der detektierten THz-Leistung verantwortlich.

Um einen möglichen Fehler bei der Ermittlung der Ausgangsleistung der THz-Quelle schätzen zu können, wurde die Leistung der für dieses Vorhaben ausgewählten elektronischen VDI-THz-CW-Quelle (vgl. Abschnitt 1.1.1) mit der TK-Membran gemessen. Das Messergebnis ist in Abbildung 68 dargestellt. Es folgt, dass die Abweichung bei dieser Messung $\pm 6,4\%$ beträgt. Ein Grund dafür könnte eine über die Zeit schwankende Ausgangsleistung der THz-Quelle sein. Ein deutlich kleinerer Messfehler

wäre auf die Rauschleistung der TK-Membran von ca. 5 μW zurückzuführen, was $\pm 0,4\%$ entsprechen würde.

Die Antennenwirkfläche A_w des Detektors wird anhand des ermittelten Antennenrichtfaktors D_{RX} mit Gl. 2.5 berechnet. Zur Ermittlung des Antennenrichtfaktors D_{RX} wird die Antennenrichtcharakteristik vermessen, und durch Bestimmung ihrer Halbwertsbreite in den horizontalen und vertikalen Polarisations Ebenen wird gemäß [157] auf D_{RX} zurückgeschlossen. Aus bisherigen Erfahrungswerten kann geschätzt werden, dass sich die Werte des simulierten und des gemessenen Antennenrichtfaktors um maximal 2 dB unterscheiden können. Dies würde bedeuten, dass die effektive Antennenfläche aus der Messung um bis zu 37% kleiner als der simulierte Wert geschätzt werden kann.

Für eine erste Schätzung des gesamten Messfehlers bei der Erfassung der THz-Leistung $P_{in,err}$ muss man entsprechend dem Fehlerfortpflanzungsgesetz eines (Potenz-) Produktes die geometrische Summe der Relativfehler berechnen [158]:

$$P_{in,err} = \sqrt{(6,4\%)^2 + (37\%)^2} = 37,5\% . \quad 2.6$$

Aus Tabelle 16 wird ersichtlich, dass sich der dynamische Bereich bei dem THz-CMOS-Direkt-detektor von ca. 0,6 nW bis zu den theoretischen 1000 mW erstreckt. Wird der Detektor mit einer 100 μm -Patch-Antenne verwendet, so liegt die detektierbare Leistungsdichte zwischen 60 mW/m² und den theoretischen 100 MW/m².

Wenn der Detektor mit einer Silizium-Linse mit einem Durchmesser von 3 mm verwendet werden sollte, so würde die Detektorempfindlichkeit aufgrund des hohen Antennenrichtfaktors von 23,6 dBi (vgl. [159]) steigen und die effektive Antennenfläche würde 3,9 μm^2 betragen. Dies würde einer detektierbaren Leistungsdichte zwischen 0,15 mW/m² und den theoretischen 260 kW/m² entsprechen.

Würde der THz-CMOS-Direkt-detektor mit einer Silizium-Linse mit einem Durchmesser von 15 mm verwendet werden, so würde die effektive Antennenfläche bei 178 μm^2 liegen und der Antennenrichtfaktor würde 40,2 dBi betragen (vgl. [154]). Dies würde einer detektierbaren Leistungsdichte zwischen 3,4 $\mu\text{W}/\text{m}^2$ und den theoretischen 5,6 kW/m² entsprechen.

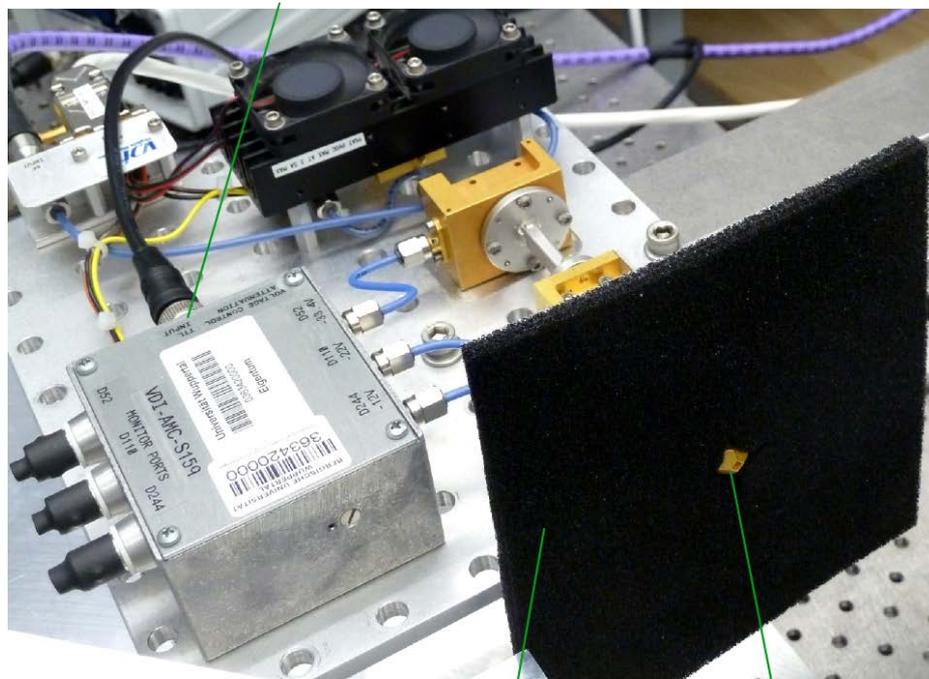
2.4 Test der vorgeschlagenen Verfahren an ausgewählten Quellen

Sinnvoll erscheint derzeit die Wahl von THz-Quellen im unteren THz-Frequenzbereich (0,1 - 1 THz). Diese Frequenzen sind praxisrelevanter und ermöglichen die Nachahmung unterschiedlicher Geräte (Dauerstrichquellen (CW), gepulste/modulierte Quellen). Die in Abschnitt 2.3.1 vorgeschlagenen Detektionsverfahren werden an der ausgewählten elektronischen THz-CW-Quelle von Virginia Diodes (VDI) getestet. Sie emittiert einen Gauß'schen Strahl über eine Hornantenne und basiert auf dem Frequenzvervielfachungsprinzip (benötigt einen externen CW-Signalgenerator). Die Arbeitsfrequenz dieser VDI-Quelle kann im Bereich zwischen 630 GHz und 670 GHz verstimmt werden und die maximale

Ausgangsleistung beträgt ca. 1,25 mW (bei 655 GHz). Über einen TTL-Eingang kann sie mit maximal 1 kHz elektronisch gepulst werden. In Abbildung 62 ist diese THz-Quelle dargestellt; es wird zusätzlich ein THz-Absorber verwendet, um Mehrfachreflexionen zu minimieren.

Aus den in Tabelle 15 in der Zeile „Mittlere Strahlungsleistungsdichte“ angegebenen Größen wird ersichtlich, dass nur die fokussierenden THz-Systeme relativ hohe Leistungsdichtewerte erreichen können. Diese Systeme arbeiten mit einem Spiegelsystem und verwenden nur eine Beleuchtungsquelle. Die diffus beleuchtenden Systeme (wie QPASS; vgl. 1.3.5) arbeiten größtenteils mit mehreren Beleuchtungsquellen, von denen aber zu jedem Zeitpunkt nur eine verwendet wird (Zeitmultiplex-Verfahren). Auf Basis dieser Überlegungen erscheint es sinnvoll, das Verfahren zur Abschätzung der lokalen Leistungsdichteverteilung an einer einzigen THz-Quelle zu testen, wobei die emittierte kohärente THz-Strahlung auf einen räumlich lokalisierten THz-Hotspot mit optischen Mitteln fokussiert wird.

Möglichkeit des elektronischen Choppens über TTL-Eingang



THz-Absorber

Hornantenne

Abbildung 62: Die VDI-THz-CW-Quelle mit einer Hornantenne wird bei 655 GHz betrieben und kann mit bis zu 1 kHz elektronisch gepulst werden; ein THz-Absorber minimiert Mehrfachreflexionen.

2.4.1 Detektion der Einfallsrichtung der THz-Strahlung.

Das erste in Abschnitt 2.3.1 angesprochene Verfahren ist das Detektieren der Einfallsrichtung der THz-Strahlung mit der THz-CMOS-1k-Pixel-Kamera. Um dieses Verfahren an der ausgewählten THz-Quelle zu testen, wurde ein Messaufbau, bestehend aus der VDI-THz-CW-Quelle, zwei elliptischen Spiegeln und der THz-Kamera zur Detektion der THz-Strahlrichtung, verwendet. Der von der Quelle

emittierte THz-CW-Strahl bei 655 GHz wird mithilfe von Spiegeln auf einen Spot fokussiert. Der beschriebene Messaufbau ist in Abbildung 63 dargestellt.

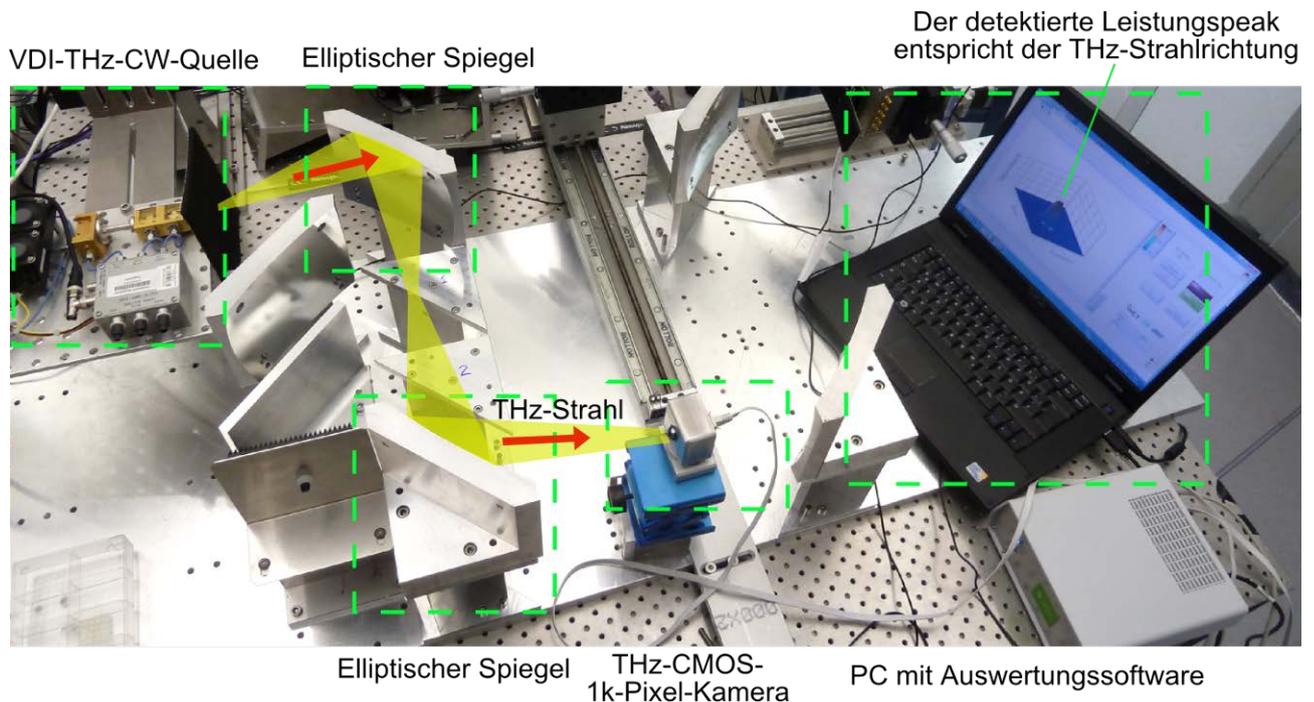
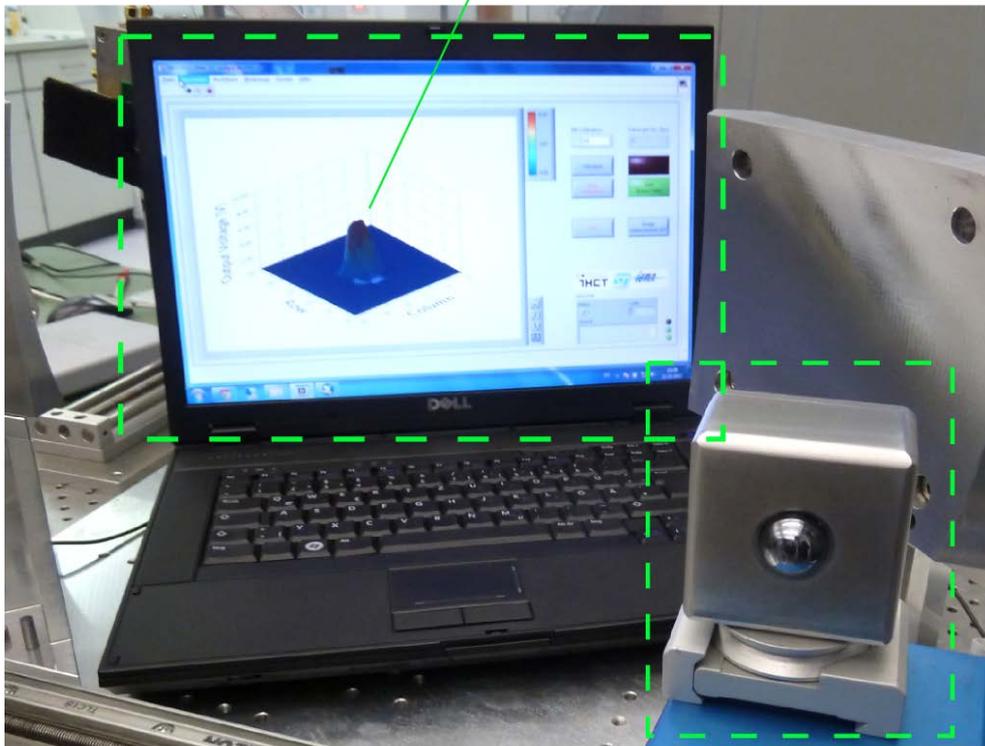


Abbildung 63: Messaufbau, bestehend aus der VDI-THz-CW-Quelle, die bei 655 GHz betrieben wird, zwei elliptischen Spiegeln und der THz-CMOS-1k-Pixel-Kamera zur Detektion der THz-Strahlrichtung.

Der momentan verfügbare Kamera-CMOS-Chip ist eine 32x32-Direktdetektor-Pixel-Matrix, die THz-Strahlung im Frequenz-Bereich zwischen 700 GHz und 1,1 THz detektiert. Die Videorate beträgt maximal 500 Bilder pro Sekunde. Die Kamera ist sehr kompakt ($5 \times 5 \times 3 \text{ cm}^3$), arbeitet bei Raumtemperatur, braucht kein mechanisches Choppen der anfallenden THz-Strahlung und kann mit Batterie betrieben werden. Der Kamera-Chip ist mit einer 15 mm-Siliziumlinse (42 dBi Gewinn) kombiniert (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Bei diesem Versuchsaufbau detektiert die THz-Kamera die Richtung der einfallenden THz-Strahlung und bildet das Messergebnis mit Videorate (25 Bilder pro Sekunde) in einer PC-Auswertungssoftware ab. Die Position des Leistungspeaks im 2D-Bild entspricht dem Einfallswinkel der THz-Wellen. Wird die THz-Kamera um ihre Achse rotiert (um maximal $\pm 23^\circ$), so wandert der detektierte Leistungspeak auf dem 2D-Bild nach oben/unten bzw. rechts/links. Die Peak-Amplitude ist proportional zu der detektierten THz-Leistung. Dies demonstriert, dass die vorgeschlagene THz-Kamera dem Prüfenden helfen kann, den THz-Hotspot oder den Fokuspunkt eines THz-Abbildungssystems zu lokalisieren. Mithilfe der vorgeschlagenen THz-Kamera lässt sich die Einfallsrichtung der THz-Strahlung sowohl bei den fokussierenden als auch bei den diffus arbeitenden Systemen ermitteln. Die THz-Kamera, die im Fokuspunkt des zweiten elliptischen Spiegels positioniert ist, ist samt der Auswertungssoftware in Abbildung 64 zu sehen.

Die Position des detektierten Leistungspeaks entspricht der Einfallsrichtung der THz-Strahlung



PC mit Auswertungssoftware

THz-CMOS-
1k-Pixel-Kamera

Abbildung 64: Die THz-CMOS-1k-Pixel-Kamera wird zur Detektion der Einfallsrichtung der THz-Strahlung verwendet. Die VDI-THz-CW-Quelle wird bei 655 GHz betrieben.

2.4.2 Unmittelbares Abscannen des Strahlprofils.

Nachdem der Fokuspunkt lokalisiert wurde, muss die räumliche Inhomogenität der Leistungsverteilung geschätzt werden. In diesem Abschnitt wird ein Messaufbau vorgestellt, bei dem das Strahlprofil unmittelbar mit einem THz-CMOS-Direkt-detektor mit einer 100 μm -Patch-Antenne abgescannt wird (vgl. Abschnitt 2.3.1). Das hier vorgeschlagene Verfahren des unmittelbaren Abscannens der im Raum herrschenden Leistungsdichte mit einem THz-Detektor kleiner Apertur lässt sich sowohl bei den fokussierenden als auch bei den diffus arbeitenden Systemen anwenden. In Abbildung 65 ist die verwendete 5x3-Pixel-CMOS-Direkt-detektor-Matrix gezeigt; zum Abscannen wurde nur ein Detektor-Pixel verwendet.

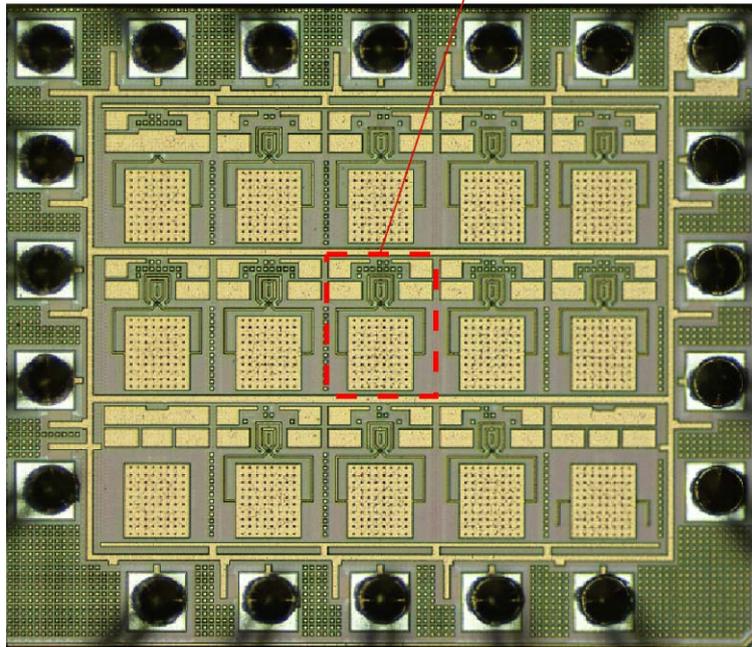
THz-CMOS-Direktdetektor
mit Patch-Antenne ($87\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$)

Abbildung 65: THz-CMOS-Direktdetektor mit Patch-Antenne ($87\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$) wird zum unmittelbaren Abscannen des THz-Strahlprofils eingesetzt.

In Abbildung 66 ist der aufgestellte Messaufbau dargestellt. Die VDI-THz-CW-Quelle wird bei 655 GHz betrieben und elektronisch mit einem 1-kHz-TTL-Signal chopped. Das Choppen der THz-Quelle wird zum Erhöhen der Detektorempfindlichkeit benötigt; der hier eingesetzte THz-CMOS-Direktdetektor beinhaltet noch keine Funktion des internen Choppens (vgl. Abschnitt 2.2.1). Mithilfe von zwei elliptischen Spiegeln wird der THz-Strahl auf einen Spot fokussiert; der Patch-Antennen-Detektor wird durch eine mechanische 2D-Scan-Einrichtung in der Ebene quer zur Ausbreitungsrichtung bewegt und das Ausgangssignal mithilfe eines Lock-In-Verstärkers aufbereitet und anschließend digitalisiert.

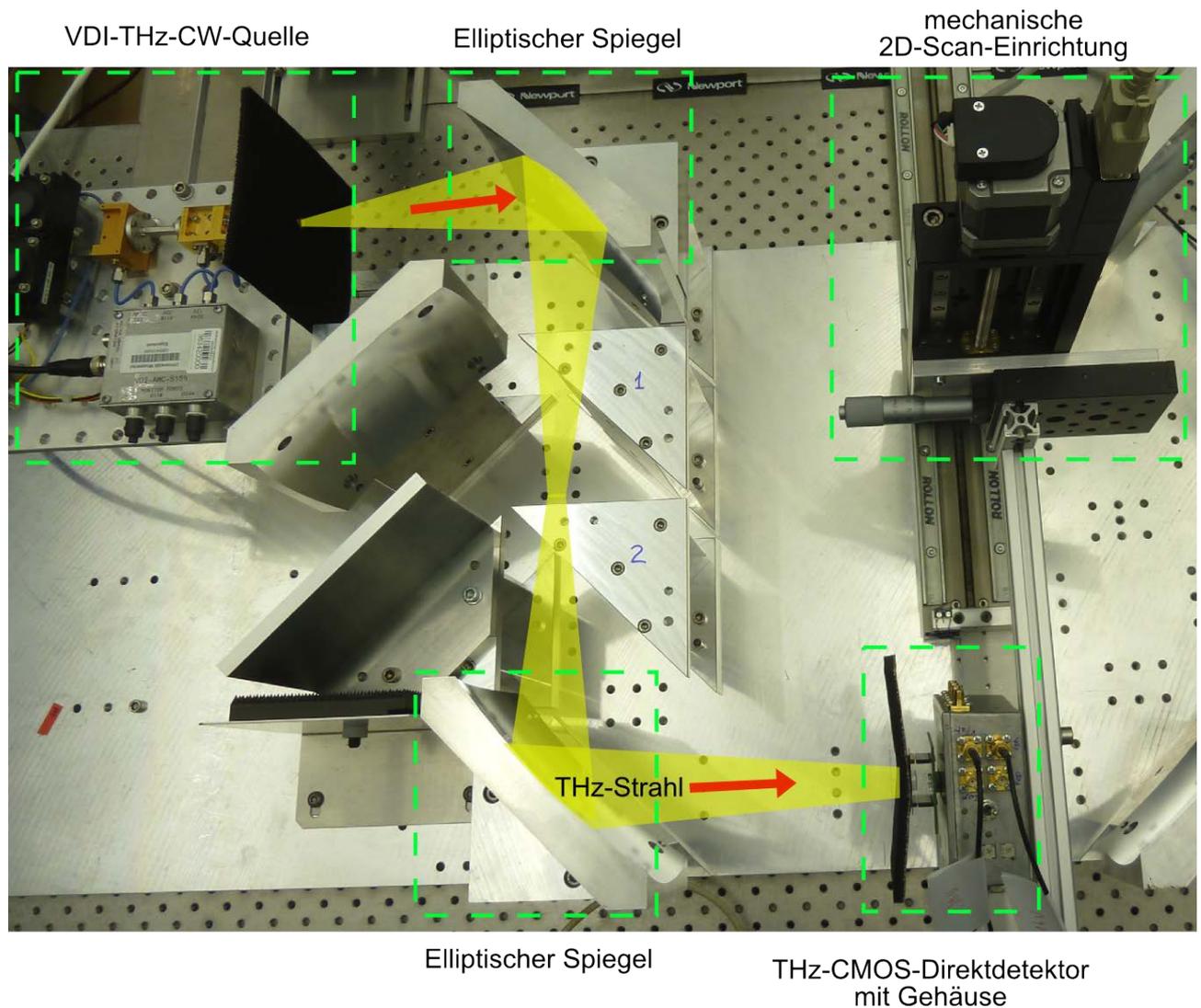
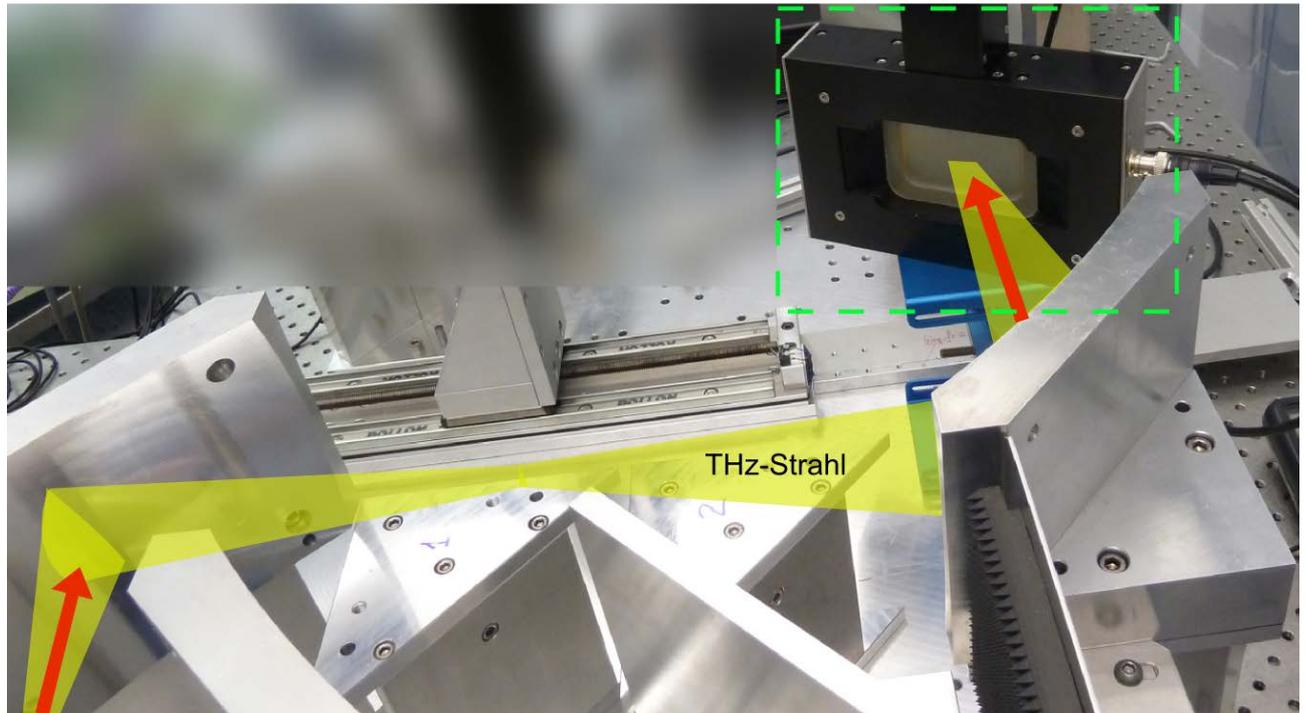


Abbildung 66: Messaufbau, bestehend aus der VDI-THz-CW-Quelle, die bei 655 GHz betrieben und elektronisch mit dem 1-kHz-TTL-Signal gepulst wird, zwei elliptischen Spiegeln und einem THz-CMOS-Direktdetektor an einer mechanischen 2D-Scan-Einrichtung zum „Abtasten“ des THz-Fokuspunktes.

Für diese Messung wird der THz-Detektor nicht explizit kalibriert, sondern es wird zunächst das relative laterale Leistungsprofil gemessen. Anschließend wird die gesamte Strahlleistung mit einem selbstkalibrierenden THz-Leistungsdetektor erfasst. Danach kann aus der gemessenen Gesamtleistung und der relativen Ortsverteilung der Leistungsdichte auf die tatsächliche Leistungsdichte zurückgeschlossen werden.

In Abbildung 67 ist der Messaufbau, bestehend aus der VDI-THz-CW-Quelle, die bei 655 GHz betrieben wird, zwei elliptischen Spiegeln und der Thomas Keating-Membran zur Messung der gesamten Leistung des einfallenden THz-Strahls zu sehen. Die THz-Quelle wird elektronisch mit einem 30-Hz-TTL-Signal gepulst; dies ist für den softwaremäßig implementierten Lock-In-Verstärker der Thomas Keating-Membran notwendig. Entsprechend den Herstellervorgaben muss die Membran im Brewster-Winkel zur Einfallsrichtung des THz-Strahls positioniert werden (vgl. 1.4.3).

Thomas Keating - Membran



THz-Quelle
nicht im Bild

Abbildung 67: Messaufbau, bestehend aus der VDI-THz-CW-Quelle, die bei 655 GHz betrieben und elektronisch mit dem 30-Hz-TTL-Signal gechoppt wird, zwei elliptischen Spiegeln und der Thomas Keating-Membran zur Messung der gesamten Leistung des einfallenden THz-Strahls.

Das Messergebnis, bei dem die gesamte Leistung des einfallenden THz-Strahls (im Fokuspunkt des zweiten elliptischen Spiegels) mit der Thomas Keating-Membran gemessen wurde, ist in Abbildung 68 dargestellt. Die Detektor-Zeitkonstante beträgt 1 Sekunde und die Messdauer ist ca. 1 Minute. Der detektierte Leistungswert schwankt zwischen 1,17 mW und 1,33 mW, was einem Durchschnittswert von 1,25 mW mit einer Variation von $\pm 6,4\%$ entspricht. Ein Grund für diese Schwankung könnte eine über die Zeit variierende Ausgangsleistung der THz-Quelle sein. Ein deutlich kleinerer Messfehler wäre auf die Rauschleistung der TK-Membran von $4,3 \mu\text{W}$ zurückzuführen, was $\pm 0,35\%$ entsprechen würde.

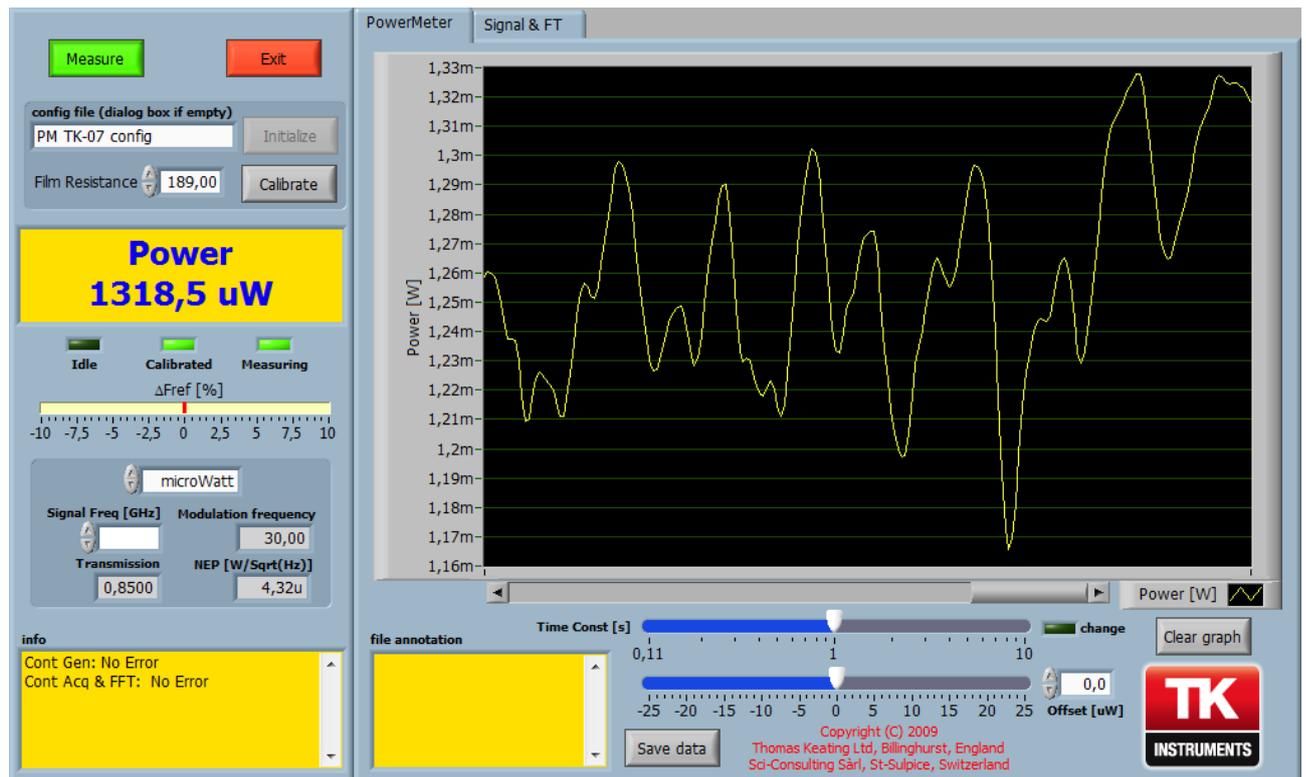


Abbildung 68: Ergebnis der Messung der gesamten Leistung des einfallenden THz-Strahls mit der Thomas Keating-Membran; Detektor-Zeitkonstante beträgt 1 Sekunde, Messdauer ist ca. 1 Minute.

Nachdem die Gesamtleistung erfasst wurde, wurde das relative laterale Profil der Leistungsdichteverteilung mithilfe des THz-CMOS-Direktdetektors mit 100 μm -Patch-Antenne im Rasterverfahren vermessen. Es wurde eine Fläche von 10 mm X 10 mm mit 200 Zeilen (in Y-Richtung) abgetastet. Die Abtastauflösung in X-Richtung beträgt 10 μm und in Y-Richtung 50 μm . Die Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers wurde auf 30 Millisekunden gesetzt und die Dauer des kompletten Scans betrug ca. 20 Minuten (abhängig von der eingestellten Motorgeschwindigkeit).

In Abbildung 69 ist das Ergebnis der Messung des THz-Strahlprofils im Fokuspunkt des zweiten elliptischen Spiegels mithilfe des THz-CMOS-Direktdetektors mit 100 μm -Patch-Antenne gezeigt. Das zweidimensionale relative laterale Profil der Leistungsdichteverteilung ist normiert in dB dargestellt. Wie man erkennt, beträgt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei dieser Messung knapp über 25 dB. Bei den nachfolgenden Berechnungen auf Basis dieser Messdaten wird ein Signal-Dynamikbereich von 25 dB zugrunde gelegt, d.h. dass Messwerte unterhalb dieser Schwelle unberücksichtigt bleiben.

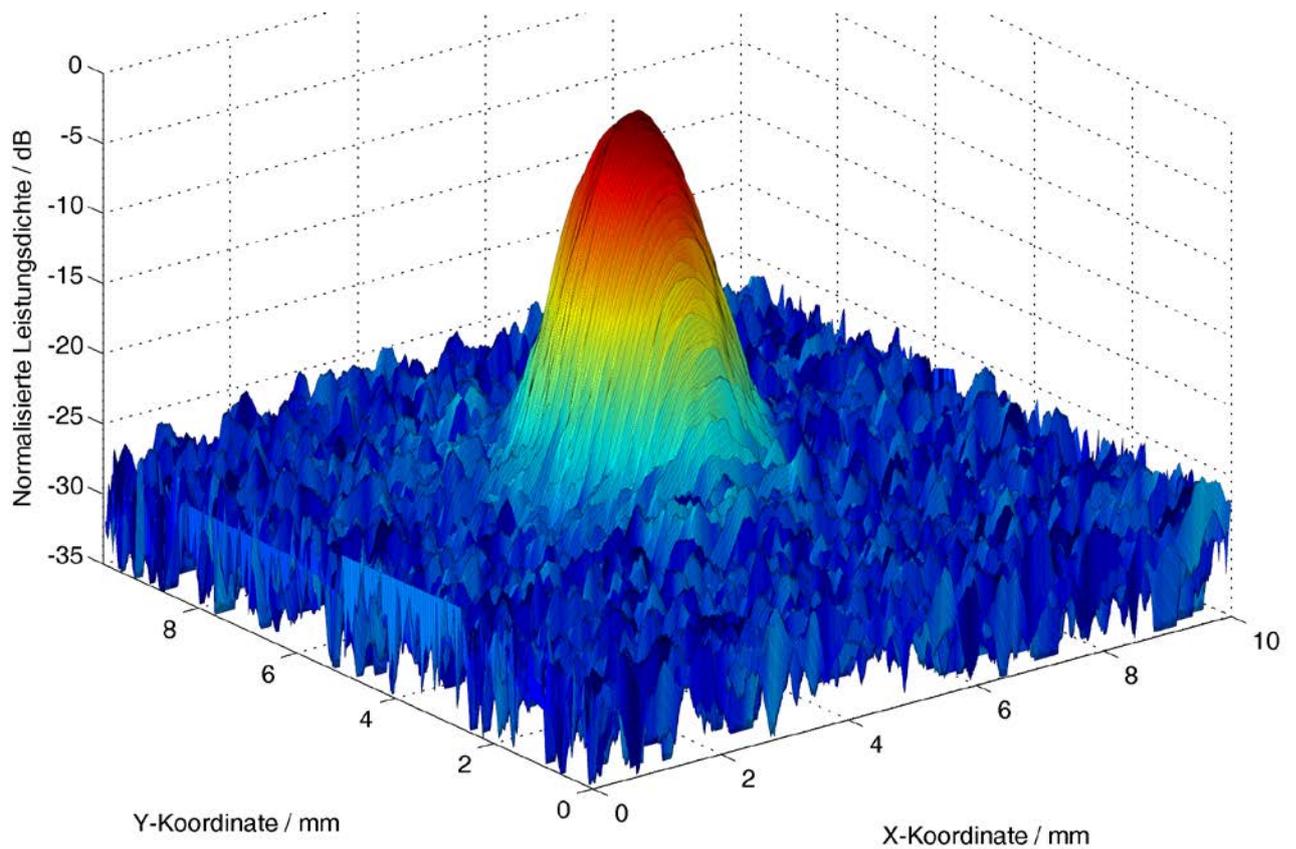


Abbildung 69: Ergebnis der Messung des THz-Strahlprofils im Fokuspunkt mithilfe des THz-CMOS-Direktdetektors mit 100 μm -Patch-Antenne; gezeigt ist das zweidimensionale normierte relative laterale Profil der Leistungsdichteverteilung in dB.

Anschließend wird unter Zuhilfenahme der mit der TK-Membran gemessenen Gesamtleistung des THz-Strahls von 1,25 mW auf die tatsächliche Leistungsdichte zurückgeschlossen: das unter der zweidimensionalen „Peak-Glocke“ eingeschlossene Volumen muss der gemessenen Gesamtleistung entsprechen.

In Abbildung 70 ist die somit geschätzte laterale Verteilung der Leistungsdichte dargestellt. Die resultierende maximale Leistungsdichte entspricht ca. 560 W/m^2 , wenn ein Dynamikbereich von 25 dB bei den zu berücksichtigenden Messwerten zugrunde gelegt wird.

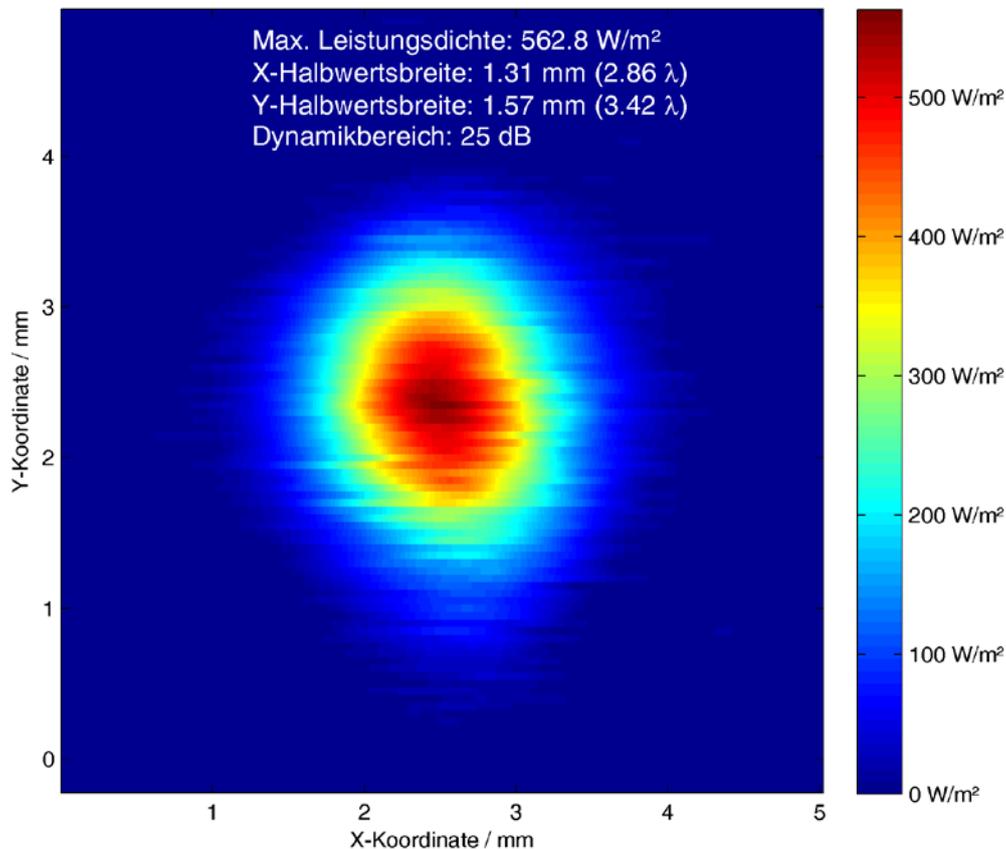


Abbildung 70: Ergebnis der Messung des THz-Strahlprofils im Fokuspunkt mithilfe des THz-CMOS-Direktdetektors mit $100 \mu\text{m}$ -Patch-Antenne; gezeigt ist das zweidimensionale laterale Profil der Leistungsdichteverteilung in W/m^2 .

In Abbildung 71 ist explizit die X-Schnittebene am Ort des Leistungsdichtemaximums quer zur Ausbreitungsrichtung (entlang der horizontalen Koordinate) dargestellt: die geschätzte X-Halbwertsbreite beträgt 1,31 mm. Abbildung 72 zeigt die Y-Schnittebene am Ort des Leistungsdichtemaximums quer zur Ausbreitungsrichtung (entlang der vertikalen Koordinate): die geschätzte Y-Halbwertsbreite beträgt 1,57 mm.

Die Kurve der Y-Schnittebene ist nicht so glatt wie die der X-Schnittebene, weil hier die Variation der Ausgangsleistung der VDI-THz-Quelle deutlicher sichtbar wird. Der THz-CMOS-Detektor wird in X-Richtung (zeilenweise) kontinuierlich bewegt, und der Zeitunterschied zwischen zwei in Y-Richtung aufgenommenen Werten beträgt ca. 20 Sekunden, da sie in zwei benachbarten Zeilen an derselben X-Position liegen. In dieser Zwischenzeit hat sich dann die Ausgangsleistung der VDI-THz-Quelle etwas verändert, was die Kurve der Y-Schnittebene nicht glatt erscheinen lässt.

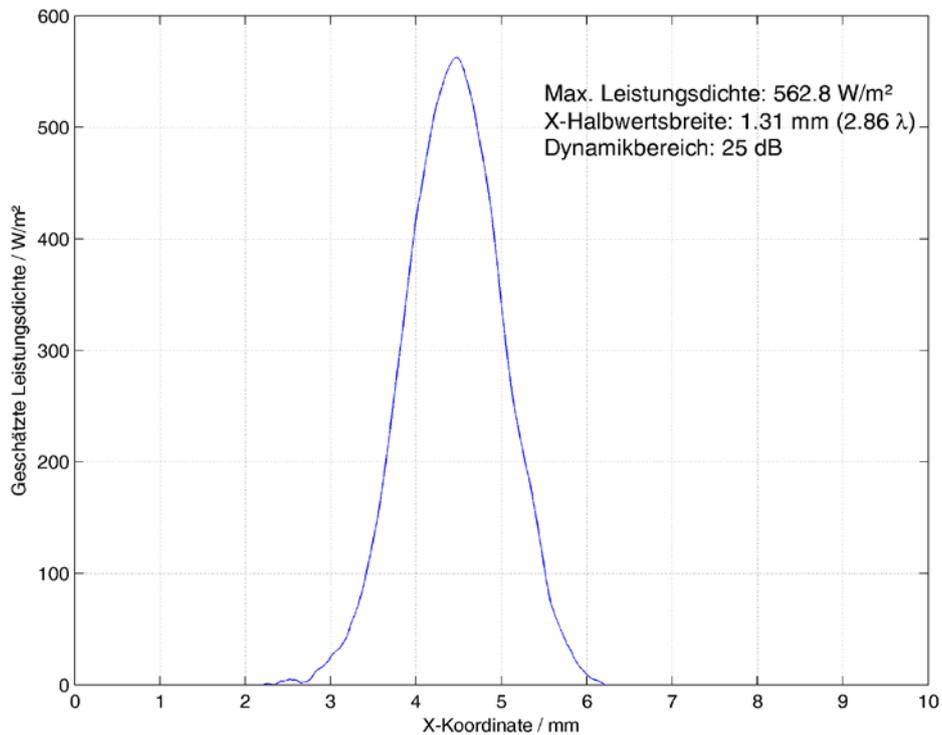


Abbildung 71: Ergebnis der Messung des THz-Strahlprofils im Fokuspunkt mithilfe des THz-CMOS-Direktdetektors mit 100 μm -Patch-Antenne; gezeigt ist die X-Schnittebene quer zur Ausbreitungsrichtung (entlang der horizontalen Koordinate) am Ort des Leistungsdichtemaximums; die geschätzte X-Halbwertsbreite beträgt 1,31 mm.

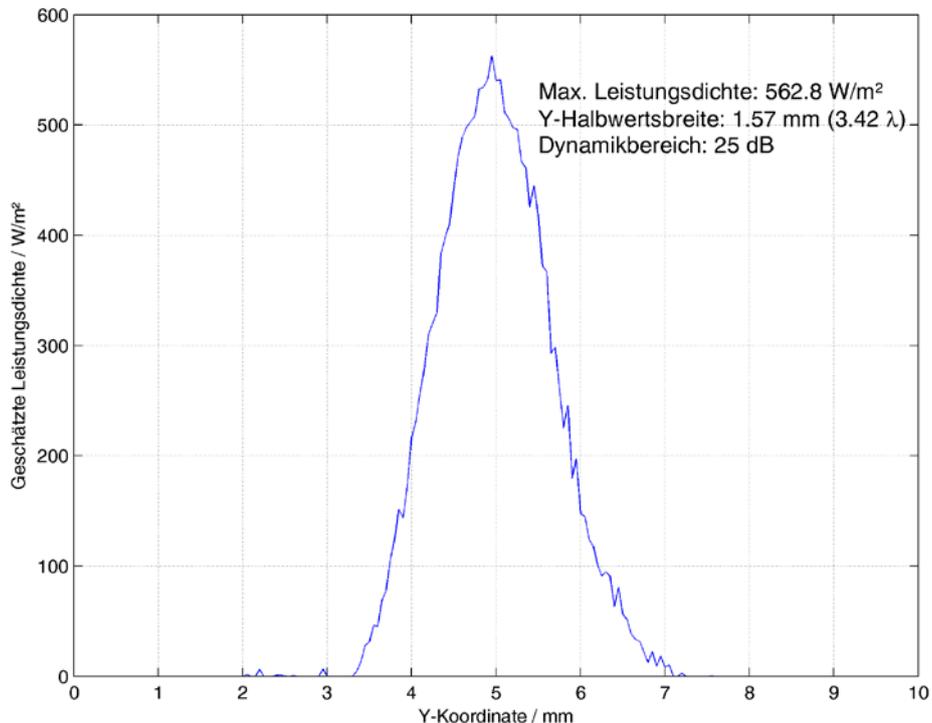


Abbildung 72: Ergebnis der Messung des THz-Strahlprofils im Fokuspunkt mithilfe des THz-CMOS-Direktdetektors mit 100 μm -Patch-Antenne; gezeigt ist die Y-Schnittebene quer zur Ausbreitungsrichtung (entlang der vertikalen Koordinate) am Ort des Leistungsdichtemaximums; die geschätzte Y-Halbwertsbreite beträgt 1,57 mm.

2.4.3 Schätzung des Strahlprofils anhand der Knife-Edge-Methode.

Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, kann zur Schätzung des THz-Strahlprofils auch das aus der Optik sehr bekannte Knife-Edge-Verfahren angewendet werden. Bei der Knife-Edge-Methode wird das Strahlprofil mithilfe einer undurchlässigen Blende mit einer geraden Schneidekante bestimmt, die transversal in den Strahl eingeführt wird, wobei der die Blende passierende Anteil der Leistung als Funktion der Kantenposition mit einem Leistungsdetektor gemessen wird. Durch Ableitung der gemessenen Leistungszuwachsfunktion kann die Leistungsdichteverteilung in der gemessenen Richtung geschätzt werden. Dabei ist es wichtig, dass der hindurchgelassene Leistungsanteil komplett von der Apertur des eingesetzten Leistungsdetektors aufgenommen werden kann. Das Verfahren zur Schätzung des Strahlprofils anhand der Knife-Edge-Methode eignet sich nur für die fokussierenden Systeme.

In Abbildung 73 ist die beim Knife-Edge-Verfahren verwendete Teppichmesser Klinge mit aufgeklebtem THz-Absorber gezeigt. Sie wird mithilfe eines motorisierten Lineartisches sukzessive in den THz-Strahl hereingeführt, einmal in horizontaler und einmal in vertikaler Richtung.

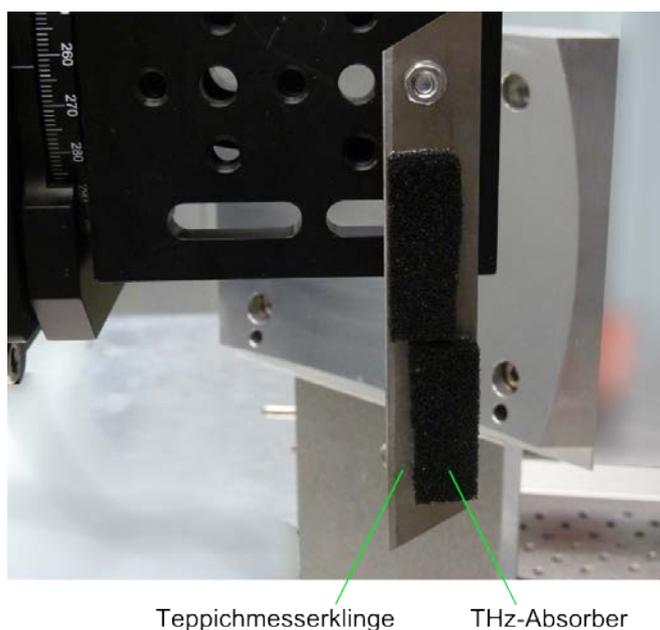


Abbildung 73: Beim Knife-Edge-Verfahren verwendete Teppichmesser Klinge mit aufgeklebtem THz-Absorber. Der THz-CMOS-Direkt-detektor mit einer 3 mm-Linse zum Detektieren der transmittierten THz-Leistung ist nicht im Bild sichtbar.

In Abbildung 74 ist der gesamte Knife-Edge-Messaufbau zu sehen. Der von der VDI-THz-CW-Quelle, die bei 655 GHz betrieben und elektronisch mit einem 1-kHz-TTL-Signal gepulst wird, generierte THz-Strahl wird durch zwei elliptische Spiegel auf einen Spot fokussiert. Die als Blende verwendete Teppichmesser Klinge mit aufgeklebtem THz-Absorber wird im THz-Fokuspunkt platziert und durch einem motorisierten Lineartisch transversal in den Strahl eingeführt. Der die Blende passierende Anteil der THz-Leistung wird, geleitet von zwei weiteren elliptischen Spiegeln, von einem THz-CMOS-Direkt-detektor mit 3 mm-Linsenantenne hinter dem vierten Spiegel detektiert.

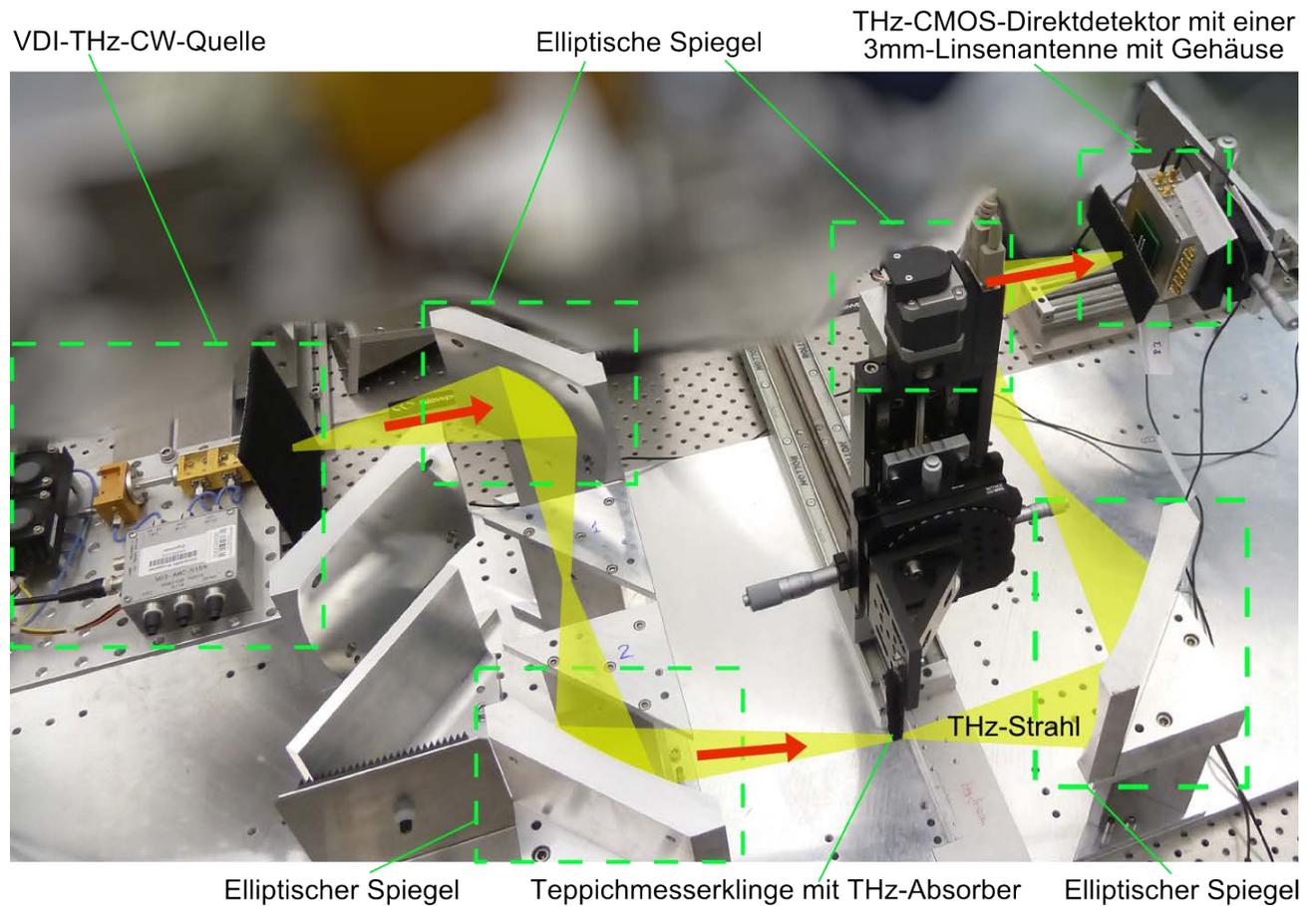


Abbildung 74: Knive-Edge-Messaufbau bestehend aus der VDI-THz-CW-Quelle, vier elliptischen Spiegeln, einer Teppichmesser Klinge mit aufgeklebtem THz-Absorber, platziert im THz-Fokuspunkt und bewegt durch einem motorisierten Lineartisch, und einem THz-CMOS-Direkt-detektor mit 3 mm-Linsenantenne.

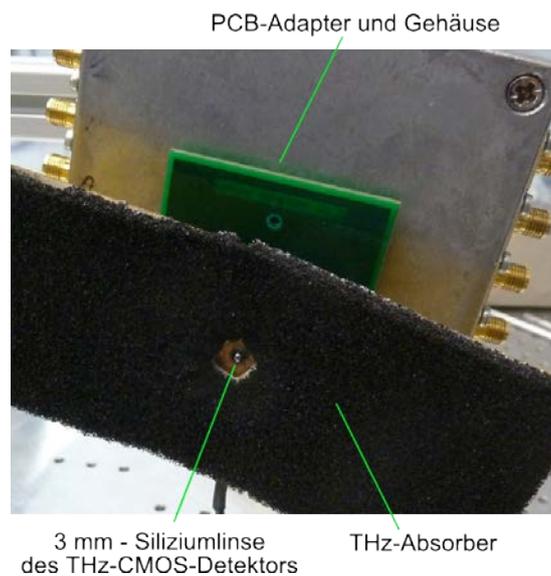


Abbildung 75: Beim Knive-Edge-Verfahren wird der dargestellte THz-CMOS-Direkt-detektor mit einer 3 mm-Siliziumlinse zum Detektieren der von der Blende transmittierten THz-Leistung verwendet.

In Abbildung 75 ist der bei dem Knife-Edge-Verfahren verwendete THz-CMOS-Direktdetektor mit einer 3 mm-Siliziumlinse gezeigt. Durch das Choppfen der VDI-THz-CW-Quelle wird die Detektorempfindlichkeit erhöht; der hier eingesetzte THz-CMOS-Direktdetektor beinhaltet noch keine Funktion des internen Choppens (vgl. Abschnitt 2.2.1). Das Detektorausgangssignal wird daher mithilfe eines Lock-In-Verstärkers aufbereitet und anschließend digitalisiert.

Durch Ableitung der gemessenen Leistungszuwachsfunktion kann die Leistungsdichteverteilung in der gemessenen Richtung geschätzt werden. Es werden zwei Leistungszuwachsfunktionsmessungen am Ort des THz-Spots bewerkstelligt: einmal in der X- und einmal in der Y-Schnittebene quer zur Strahleinfallsrichtung. Um das zweidimensionale laterale Profil der relativen Leistungsdichteverteilung zu schätzen, kann eine Rekonstruktion aus beiden resultierenden eindimensionalen Leistungsdichteverteilungen vorgenommen werden.

In Abbildung 76 ist die mit dem Knife-Edge-Verfahren aufgenommene Leistungszuwachsfunktion in der X-Schnittebene dargestellt. Die Messerklinge wurde im Fokuspunkt des zweiten elliptischen Spiegels mit der scharfen Kante voran in den THz-Strahl eingeführt. Um die Qualität der numerischen Ableitung der Leistungszuwachsfunktion zu verbessern, wurde zunächst ein Polynom-Fit über die gemessene Kurve gelegt, der ebenfalls in Abbildung 76 gezeigt ist. Abbildung 77 stellt die mit dem Knife-Edge-Verfahren aufgenommene Leistungszuwachsfunktion in der Y-Schnittebene mit dem entsprechenden Polynom-Fit dar.

In Abbildung 78 sind die durch Ableitung des Polynom-Fits der jeweiligen gemessenen Leistungszuwachsfunktion gewonnenen Leistungsdichteverteilungen in der X- bzw. Y-Schnittebene angegeben. Die mit der Knife-Edge-Methode geschätzte X-Halbwertsbreite beträgt 1,12 mm, und die Y-Halbwertsbreite liegt bei 1,35 mm.

Im Vergleich zu den in Abschnitt 2.4.2 durch unmittelbares Abscannen des THz-Strahlprofils mit dem Patch-Antennen-Detektor gewonnenen Ergebnissen wird durch das Knife-Edge-Verfahren eine um ca. 15 bis 20% schmalere Strahl-Halbwertsbreite geschätzt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass das Abtasten des THz-Strahls mit der 100 μm -Patch-Antenne einer Faltung des tatsächlichen Strahlprofils mit einer (in erster Näherung) Rechteckfunktion der 100 μm -Breite entspricht. Da diese „Abtastfunktion“ keine Dirac-Funktion ist, sondern eine laterale Ausdehnung von 100 μm aufweist, fallen das somit gemessene Strahlprofil breiter und die resultierende maximale Leistungsdichte geringer aus.

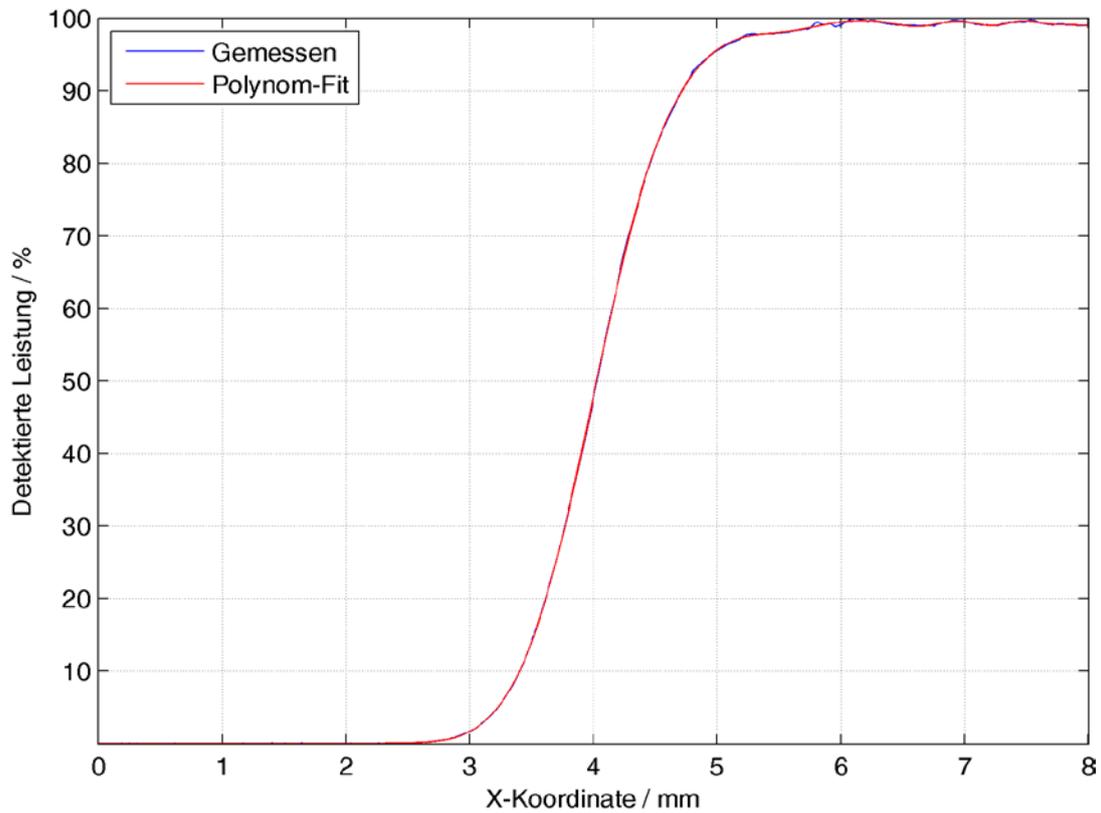


Abbildung 76: Bei dem Knife-Edge-Verfahren mit einem THz-CMOS-Direkt-detektor aufgenommene Leistungszuwachsfunktion in der X-Schnittebene und entsprechender Polynom-Fit.

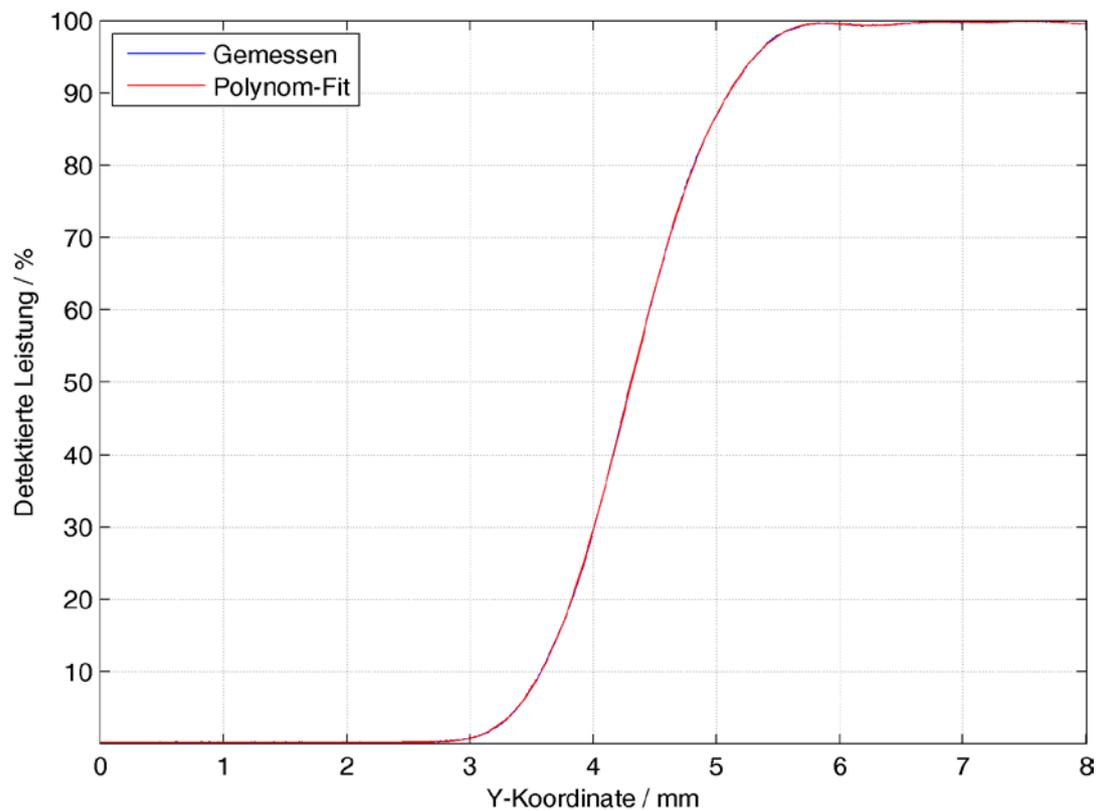


Abbildung 77: Bei dem Knife-Edge-Verfahren mit einem THz-CMOS-Direkt-detektor aufgenommene Leistungszuwachsfunktion in der Y-Schnittebene und entsprechender Polynom-Fit.

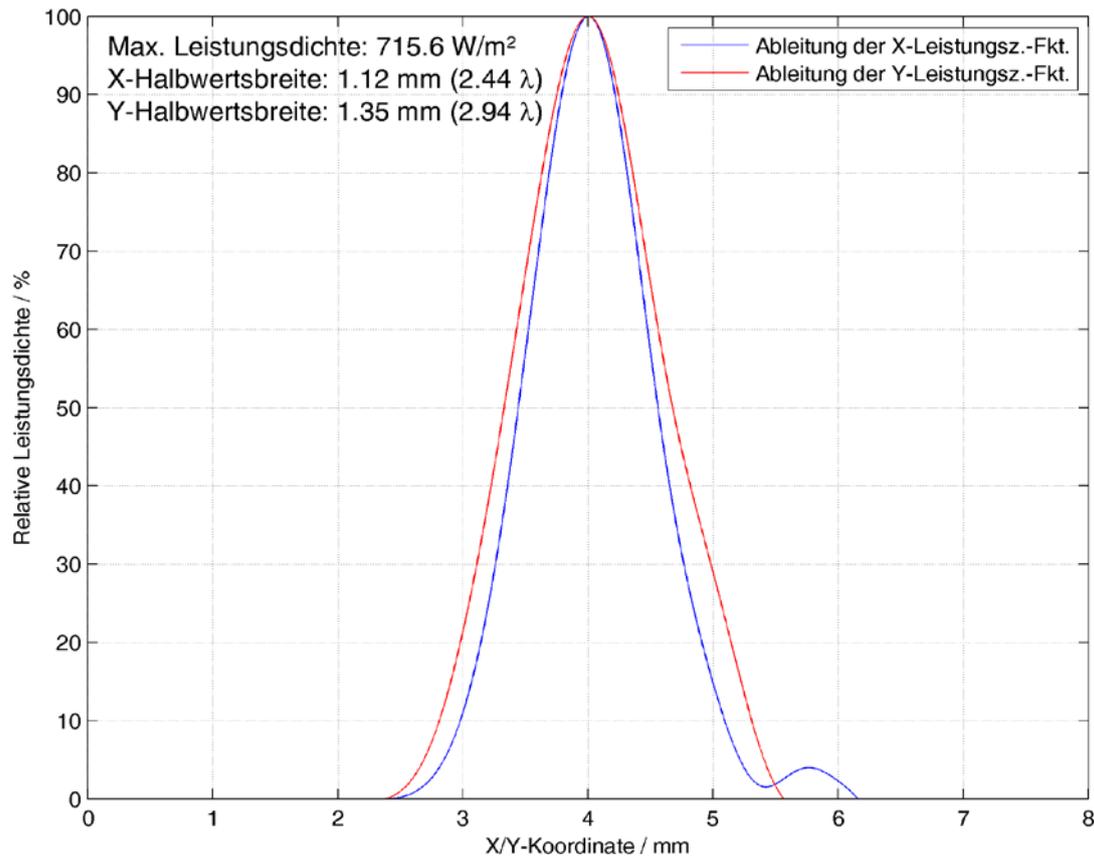


Abbildung 78: Beim Knife-Edge-Verfahren als Ableitung der gemessenen Leistungszuwachsfunktion gewonnene Leistungsdichteverteilungen in den X- und Y-Schnittebenen; die geschätzte X-Halbwertsbreite beträgt 1,12 mm, und die Y-Halbwertsbreite liegt bei 1,35 mm.

Anschließend wird das zweidimensionale laterale Profil der relativen Leistungsdichteverteilung am Ort des THz-Spots geschätzt, indem eine Rekonstruktion aus beiden gewonnenen eindimensionalen Leistungsdichteverteilungen in der X- und Y-Schnittebene vorgenommen wird.

Unter Zuhilfenahme der mit der TK-Membran gemessenen Gesamtleistung des THz-Strahls von 1,25 mW wird auf die tatsächliche Leistungsdichte zurückgeschlossen: das unter der zweidimensionalen „Peak-Glocke“ eingeschlossene Volumen muss der gemessenen Gesamtleistung entsprechen. In Abbildung 79 ist die somit geschätzte laterale Verteilung der Leistungsdichte dargestellt. Die resultierende maximale Leistungsdichte entspricht ca. 716 W/m².

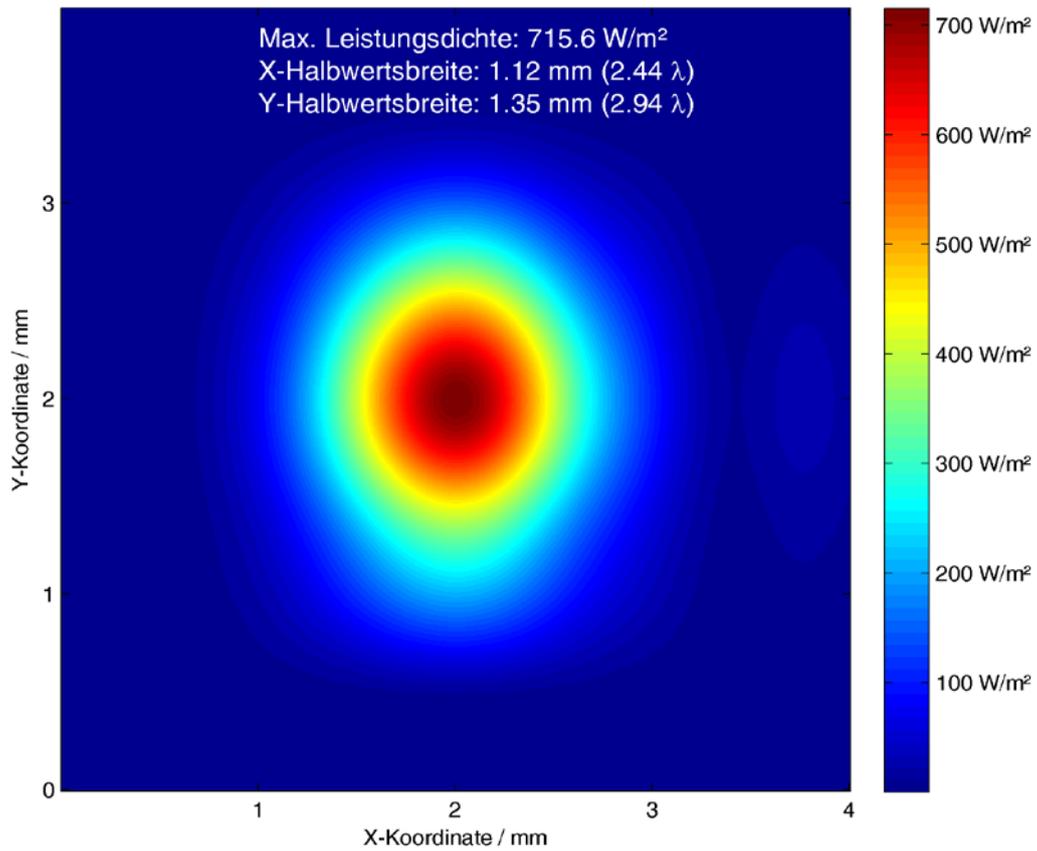


Abbildung 79: Ergebnis der Rekonstruktion des zweidimensionalen lateralen Profils der Leistungsdichteverteilung aus zwei eindimensionalen Leistungsdichteverteilungen in der X- und Y-Schnittebene; die gesamte THz-Leistung beträgt 1,25 mW, und die mit dem Knife-Edge-Verfahren geschätzte maximale Leistungsdichte liegt bei ca. 716 W/m².

2.5 Empfehlung für praxistaugliche messtechnische Verfahren zur Bestimmung der Immissionen

Wie in den Abschnitten 2.1.1 und 0 untersucht wurde, erscheinen im Hinblick auf die Frage nach der Exposition der allgemeinen Bevölkerung insbesondere die Anwendungen, die mit Sicherheitskontrolle und Datenkommunikation verknüpft sind, als wichtig. Bei diesen Anwendungen kann die THz-Strahlung entweder auf einen Spot im Raum fokussiert werden oder das System arbeitet mit diffuser Objektbestrahlung.

Wie in Abschnitt 2.3.1 untersucht, sind insgesamt zwei Arten von Messverfahren zur Bestimmung der Immissionen notwendig: das eine Verfahren muss dem Prüfenden helfen, den auf das Target treffenden THz-Spot zu lokalisieren bzw. die Einfallsrichtung der THz-Strahlung zu detektieren, und das zweite Verfahren soll die Verteilung des Immissions-Feldes durch räumliches Abscannen mit einem möglichst „punktförmigen“ Detektor ermitteln.

Zum Bestimmen der Einfallsrichtung der THz-Strahlung oder zum Lokalisieren des THz-Spots wird die Verwendung der am Lehrstuhl IHCT entwickelten THz-Kamera auf Silizium-CMOS-Basis vorgeschlagen [154]. Der momentan verfügbare Kamera-CMOS-Chip ist eine 32x32-Direktdetektor-Pixel-Matrix, die THz-Strahlung im Frequenz-Bereich zwischen 700 GHz und 1,1 THz detektiert. Die Kombination des Kamera-Chips mit einer 15 mm-Siliziumlinse ermöglicht die Detektion der Richtung der einfallenden THz-Strahlung.

Diese THz-Kamera kann sowohl bei den 2D/3D-abbildenden Systemen wie auch bei Datenkommunikationssystemen eingesetzt werden, da diese Systeme überwiegend auf elektronischen THz-Quellen basieren und deshalb im unteren THz-Bereich arbeiten. Den THz-CMOS-Direktdetektoren ist gemeinsam, dass pro THz-Frequenzband ein separater Detektor notwendig ist, weil die maximale THz-Bandbreite bei ca. 50% der Mittenfrequenz liegt. Ebenso ist zu beachten, dass die zum heutigen Zeitpunkt maximal detektierbare Frequenz 1,1 THz beträgt; die THz-CMOS-Direktdetektoren wurden mit Quellen höherer Arbeitsfrequenz bisher nicht erprobt. Deshalb ist es nicht bekannt, ob diese Detektoren und damit auch die Kamera-Matrix im Zusammenhang mit spektroskopischen THz-Systemen eingesetzt werden können, da deren Arbeitsfrequenz bis zu 5 THz betragen kann (vgl. 0).

Zur Bestimmung der räumlichen Immissionsinhomogenität wurden in Abschnitt 2.3.1 zwei Möglichkeiten besprochen: unmittelbares Abscannen des Raumes mit einem THz-Leistungsdetektor mit sehr kleiner Apertur oder das aus der Optik bekannte Knife-Edge-Verfahren. Für das räumliche mechanisierte Abscannen werden zwei THz-Leistungsdetektoren favorisiert: ein pyroelektrischer Detektor mit der heutzutage kleinstverfügbaren Apertur von 2 mm (vgl. [89]) und ein THz-CMOS-Direktdetektor mit einer Patch-Antennenapertur von 100 μm (vgl. [153]).

Die Vorteile des pyroelektrischen THz-Detektors liegen in erster Linie in seiner extrem hohen THz-Bandbreite von fast 30 THz, der polarisationsunabhängigen thermosensitiven Apertur und der Möglichkeit, gemittelte Leistungen auch bei gepulsten THz-Quellen (vgl. Abschnitt 1.3.6) zuverlässig zu detektieren. Mit diesem Detektor kann die mittlere THz-Leistung, die von der 2 mm X 2 mm-Detektorapertur absorbiert wird, im Prinzip für alle in Abschnitt 0 vorgestellten relevanten THz-

Anwendungen bestimmt werden. Problematisch könnten sich in Praxis seine relativ geringe Empfindlichkeit (die minimal detektierbare THz-Leistung liegt bei 50 nW), die Notwendigkeit des externen (mechanischen) THz-Strahl-Choppens und die Abmessungen der kleinsten Apertur von 2 mm erweisen, da diese Apertur schon zu groß sein kann, um hohe Ortsauflösung und damit hohe Präzision bei der Schätzung der Immissionswerte zu gewährleisten.

Bei dem THz-CMOS-Direkt-detektor liegen die klaren Vorteile in seiner sehr hohen Empfindlichkeit (bis zu 0,6 nW), dem extrem hohen linearen Dynamikbereich, der sehr kleinen Antennenapertur von 100 μm (vgl. [153]), und der Möglichkeit des internen elektronischen Choppens. Ebenso kann die sehr hohe IF-Bandbreite (geschätzt im GHz-Bereich) zur Messung der zeitlichen Spitzenwerte (mit zeitlicher Ausdehnung, die durch diese IF-Bandbreite abgedeckt wird) genutzt werden. Entsprechend den Überlegungen, die oben bei dem Einsatz der THz-CMOS-Kamera angestellt wurden, ist es zu beachten, dass die zum heutigen Zeitpunkt maximal detektierbare Frequenz des THz-CMOS-Direkt-detektors 1,1 THz beträgt. Deshalb ist es nicht bekannt, ob dieser Detektor im Zusammenhang mit spektroskopischen THz-Systemen eingesetzt werden kann.

Alternativ zu dem unmittelbaren Abscannen des THz-Strahls mit einem Detektor kleiner Apertur kann das in Abschnitt 2.4.3 demonstrierte Knife-Edge-Verfahren angewendet werden. Dies erscheint insbesondere bei Abbildungssystemen mit fokussierender Optik sinnvoll, da hier die THz-Strahlung auf einen räumlich gut definierten Spot mit Gauß-ähnlicher Leistungsdichteverteilung fokussiert wird. Wie oben demonstriert, liefert die Knife-Edge-Methode eine noch genauere Schätzung des Strahlleistungsdichteprofiles und somit auch der maximalen Leistungsdichte, als das unmittelbare Abscannen des Strahls mit einem Leistungsdetektor, da die Detektorapertur nicht unendlich klein sein kann. Bei diesem Verfahren muss der eingesetzte THz-Leistungsdetektor eine Apertur in der Größenordnung des Durchmessers besitzen, den der THz-Strahl hinter der Messerschneide aufweist: somit können THz-Leistungsdetektoren mit relativ großer Apertur (wie z.B. die TK-Membran oder das Erickson-Kalorimeter) eingesetzt werden.

Allen THz-Detektoren ist gemeinsam, dass die Arbeitsfrequenz der zu vermessenden Quelle für die Ermittlung des internen Korrekturfaktors bekannt sein muss, da der Frequenzgang aller im Rahmen dieses Vorhabens untersuchten THz-Detektoren nicht flach ist.

Um die Unsicherheiten der Verfahren abschätzen zu können, muss man in erster Linie zwei Aspekte unterscheiden: dies ist zum einen das Bestimmen der THz-Leistung und zum anderen das Schätzen der Leistungsdichte, das mit der Schätzung der Antennenwirkfläche des jeweiligen THz-Leistungsdetektors einhergeht. Bei der Leistungsdetektion spielt die Rauschleistung des THz-Leistungsdetektors eine entscheidende Rolle. Ebenso ist der Einstellwinkel, unter dem der Detektor zu der Richtung des einfallenden THz-Strahls positioniert wird, sehr wichtig, da hiervon der Anteil der reflektierten Leistung deutlich abhängig sein kann (vgl. Abschnitt 1.4.3). Bezüglich der Unsicherheit bei der Schätzung der Antennenwirkfläche des Detektors wurden in Abschnitt 2.3.2.2 erste Abschätzungen aufgestellt, denen zufolge der Antennengewinn um höchstens 2 dB falsch geschätzt werden kann, was zur Folge hätte, dass die Antennenwirkfläche um ca. 37% falsch bestimmt werden würde.

Um den zeitlichen Aufwand einer Immissionswertschätzung im Raum berechnen zu können, müssen die Detektor-Zeitkonstante, der räumliche Abstand zwischen zwei Messpunkten und gegebenenfalls die laterale Geschwindigkeit, mit der der Detektor bewegt wird, berücksichtigt werden. Bei dem im Rahmen dieses Vorhabens untersuchten pyroelektrischen THz-Detektor liegt die aus der Praxis notwendigste Zeitkonstante bei mindestens einer Sekunde (vgl. Abschnitt 2.2.1), wodurch kein schnelles Abscannen eines Raumbereichs möglich sein wird. Im Gegensatz dazu kann die Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers bei Verwendung des THz-CMOS-Direktdetektors sehr kurz gewählt werden: bei der in Abschnitt 2.4.2 präsentierten Messung wurde die Lock-In-Zeitkonstante auf 30 Millisekunden gesetzt. Dies ist aufgrund der sehr hohen IF-Bandbreite (geschätzt im GHz-Bereich, vgl. Abschnitt 2.3.1) dieses Detektors möglich.

Steht bei einem Rasterscan-Verfahren die Translationsgeschwindigkeit des Detektors fest, dann ist die Zeitkonstante des Detektors so zu wählen, dass möglichst keine Interferenz zwischen benachbarten Messwerten auftritt. Bekanntlich aber definiert die Zeitkonstante die Rauschleistung und somit die Empfindlichkeit des Detektors. Wenn also die Zeitkonstante des Detektors frei gewählt werden kann, so muss dabei ein Kompromiss zwischen der Scangeschwindigkeit und dem resultierenden Signal-zu-Rauschverhältnis bei der Messung getroffen werden.

Um das Knife-Edge-Verfahren bei einem fokussierenden System anwenden zu können, muss die Strahlrichtung für die Messdauer unverändert bleiben. Dies bedeutet, dass der Hersteller einen entsprechenden Testmodus bei seinem System bereitstellen sollte.

Bei den oben angeführten Betrachtungen geht es um die Erfassung von orts aufgelösten zeitlichen Durchschnittswerten der THz-Leistung. Dies erscheint vor dem Hintergrund der Zeitkonstanten der meisten THz-Leistungsdetektoren, die im Sekunden-Bereich liegt (vgl. Tabelle 16), sinnvoll. Soll ergänzend der zeitliche Verlauf der detektierten THz-Leistung (oder gar die zeitlichen Spitzenwerte) ermittelt werden, so spielt die IF-Bandbreite des einzusetzenden THz-Detektors die entscheidende Rolle. Wie in Abschnitten 1.4.6 und 2.2.1 untersucht, besitzen lediglich die elektronischen THz-Leistungsdetektoren (wie z.B. die Schottky-Dioden oder CMOS-Transistoren) eine sehr hohe IF-Bandbreite im Gigahertz-Bereich.

Dies würde theoretisch bedeuten, dass die Zeitkonstante des THz-CMOS-Direktdetektors im sub-Nanosekundenbereich liegen könnte. Aufgrund dieser hohen IF-Bandbreite würde aber die Detektorempfindlichkeit drastisch sinken, und eine zuverlässige Leistungsdetektion würde deshalb praktisch unmöglich sein. Deshalb ist man in der Praxis gezwungen, eine an die Anwendung angepasste minimale IF-Bandbreite des Detektors zu wählen. Es ist aber davon auszugehen, dass eine auf Basis der genannten Überlegungen ausgewählte IF-Bandbreite und die daraus resultierende Empfindlichkeit des THz-CMOS-Direktdetektors ausreichend sein wird, um den zeitlichen Leistungsverlauf aller in Abschnitt 0 untersuchten technischen Anwendungen, die im (quasi-)CW-Modus arbeiten, zu ermitteln.

An dieser Stelle muss die Ermittlung der zeitlichen Spitzenwerte bei den spektroskopischen THz-Systemen gesondert betrachtet werden. Die gepulsten spektroskopischen THz-Systeme (vgl. Abschnitt 1.3.6) erzeugen Pulse im sub-Pikosekunden-Bereich mit einer Bandbreite von mehreren Tera-

hertz und können mit den heutzutage verfügbaren elektronischen THz-Detektoren aus den oben genannten Gründen nicht zeitlich aufgelöst werden. Um den zeitlichen Spitzenwert noch schätzen zu können, müssten der zeitlich aufgelöste Pulsverlauf sowie die Pulswiederholfrequenz bekannt sein. Diese Parameter könnten theoretisch durch spektrale Analyse geschätzt werden. Da dies in der Praxis heutzutage sehr schwer umzusetzen ist, wäre man auf die Herstellerangaben angewiesen. Unter Zuhilfenahme dieser Parameter und der Messung der zeitlich gemittelten Pulsleistung (z.B. mithilfe der TK-Membran) könnte man den zeitlichen Verlauf der Leistung und somit auch den Leistungsspitzenwert schätzen.

3 Arbeitspaket 3: Numerische Dosimetrie

3.1 Entwicklung eines Konzepts zur Erstellung von elektromagnetischen (Teil-)Körpermodellen für Untersuchungen im THz-Bereich

3.1.1 Einige grundsätzliche Überlegungen

Für die Berechnung von Feldern im Menschen, erzeugt durch Komponenten und Systeme aus dem Bereich der Mobilfunktechnik, wurden in den letzten Jahren von verschiedenen Gruppen hoch aufgelöste, so genannte „anatomisch korrekte“ Menschmodelle erstellt. Dazu wurden die geometrischen Parameter der Modelle meist durch MRI-Aufnahmen ermittelt, wobei Auflösungen im Bereich von einigen 1/10 mm erzielt wurden. Die Werte für die dielektrischen Parameter der so dargestellten Gewebegeometrien können im Internet veröffentlichten einschlägigen Datensammlungen entnommen werden (Frequenzbereich: 10 Hz bis 100 GHz).

Es ist offensichtlich, dass für Untersuchungen im THz-Bereich die oben genannten Auflösungen nicht ausreichen, da, wie z.B. in [160] beschrieben, für die numerische Feldanalyse die geometrische Auflösung möglichst besser als 1/10 der Wellenlänge im Material sein sollte. Für Untersuchungen bei 10 THz sollte die Auflösung also im Bereich von einigen Mikrometern liegen.

Im Abschnitt 1.7 dieses Abschlussberichts wurde am Beispiel eines Probencontainers mit Nährlösung die geringe Eindringtiefe der elektrischen Feldstärke in ein verlustbehaftetes Medium bei einer Anregung durch eine homogene ebene Welle der Frequenz 100 GHz diskutiert. Auch für biologisches Gewebe ist davon auszugehen, dass die Eindringtiefe für elektromagnetische Felder im THz-Bereich weit kleiner als 1 mm ist. Zusammen mit der Freiraumwellenlänge von etwa 30 μm bei 10 THz ist es offensichtlich, dass Ganzkörpermodelle nicht benötigt werden, sondern nur Bereiche des Körpers nahe der Oberfläche durch Modelle erfasst werden müssen. Für die numerische Dosimetrie werden daher hoch aufgelöste Teilkörpermodelle des menschlichen Auges und verschiedener Hautpartien benötigt, die durch unterschiedliche Quellen angeregt werden.

Die geometrischen Abmessungen der Strukturen sind mit der geforderten Auflösung im μm -Bereich durch Mikroskop-Aufnahmen bekannt und in entsprechenden medizinischen Fachbüchern dargestellt. Ihre detailgetreue Umsetzung in Computermodelle ist prinzipiell möglich, aber – wie man von der Erstellung der Ganzkörpermodelle her weiß – sehr aufwändig und im Rahmen der vorliegenden Studie nicht durchführbar, aber auch nicht notwendig. Es werden deshalb Computermodelle auf der Basis von einfachen geometrischen Strukturen entwickelt, die für die Analyse im unteren THz-Frequenzbereich, d.h. bei größeren Wellenlängen, weiter vereinfacht werden.

Die oben bereits erwähnten Datensammlungen zu Materialparametern enthalten zuverlässige Angaben nur bis 100 GHz, wie bereits im AP 1 ausführlich diskutiert wurde. Oberhalb dieser Frequenz sind nur wenige experimentelle Daten veröffentlicht, z.B. in [161] und [162]. Da deren Verwendung für die hier durchzuführenden Berechnungen als absolut unzureichend eingestuft werden musste, wurde am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik neben den Arbeiten im Rahmen des Vorhabens eine neue Vorgehensweise zur Ermittlung der dielektrischen Eigenschaften der in den jeweiligen Modellen benötigten Materialien unter Verwendung der „Grundbestandteile“ biologischen Materials – Wasser, Elek-

trolyte, Makromoleküle und Fette – entwickelt. Ausgangspunkt der Überlegungen war, dass die elektrischen Charakteristika dieser Grundbestandteile auch im THz-Bereich recht zuverlässig bestimmbar sind. Um die entsprechenden Daten unmittelbar verwenden zu können, müsste man ein geometrisches Modell auf molekularer Ebene verwenden, was offensichtlich nicht praktikabel und auch nicht zielführend wäre. Das feinste in der vorliegenden Untersuchung verwendete geometrische Modell für die Berechnungen im oberen THz-Bereich wurde auf Zellebene erstellt. Die zugehörigen Materialparameter wurden mit Hilfe von Mischungsformeln aus den dielektrischen Eigenschaften der Grundbestandteile und aus Geometriedaten errechnet. Solche Mischungsformeln sind immer dann anwendbar, wenn die Abmessungen der inneren Strukturen eines inhomogenen Materials viel kleiner als die Wellenlänge sind und das Material deshalb als elektrisch homogen angesehen und mit einer „effektiven“ Dielektrizitätszahl beschrieben werden kann. Die Vorgehensweise wird deshalb als „effective medium theory“ bezeichnet.

Mit der gerade beschriebenen Vorgehensweise können systematisch die Materialdaten für ein Modell mit einer gewünschten geometrischen Auflösung und für die gewünschte Berechnungsfrequenz bereitgestellt werden. Eine ausführliche Darstellung der „effective medium theory“ einschließlich der Beschreibung einer „Mixing Toolbox“ für ihre bequeme Anwendung erfolgt im Abschnitt 3.1.3. Anschließend werden die für die numerischen Untersuchungen erstellten Augenmodelle (Abschnitt 3.1.4) und die Hautmodelle (Abschnitt 3.1.5) vorgestellt.

Zu Beginn der Bearbeitung von AP 3 wurde die Feldverteilung in einem Augenmodell berechnet, die von einer senkrecht auf das Auge einfallenden homogenen ebenen Welle bei 100 GHz erzeugt wird, um erste Erfahrungen zu sammeln und einen Einblick in die zu erwartenden Probleme zu erhalten. Das verwendete Modell und die Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt 3.1.2 dargestellt.

3.1.2 Grundsätzliche Untersuchung eines anatomischen Teilkörpermodells

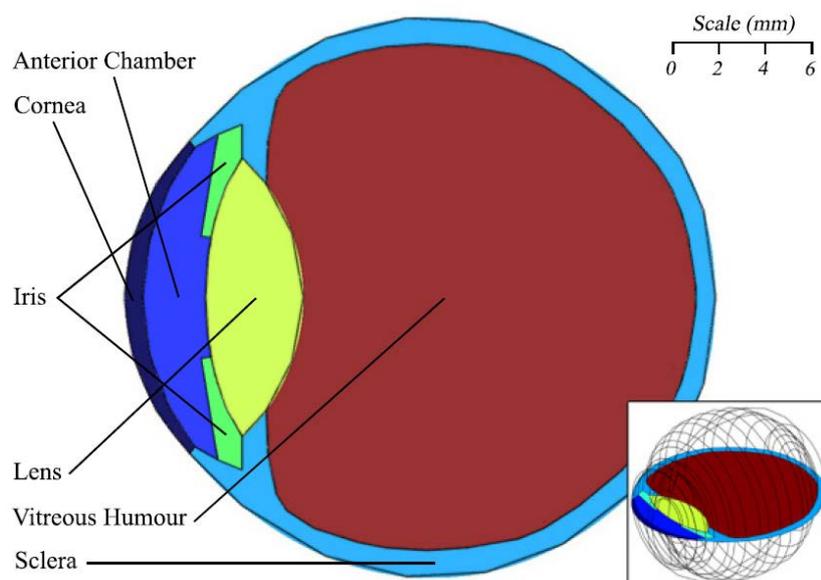


Abbildung 80: Querschnitt durch ein Computermodell zur Berechnung der Temperaturverteilung im menschlichen Auge [163]

Die Abbildung 80 zeigt ein von Prof. T. Samaras, Aristotle University of Thessaloniki, Griechenland freundlicherweise für dieses Forschungsvorhaben zur Verfügung gestelltes dreidimensionales COMSOL-Multiphysics®-Modell zur Berechnung des Wärmetransportes im menschlichen Auge unter Berücksichtigung der Bewegung des Kammerwassers in der vorderen Augenkammer [163]. In Anlehnung an dieses Teilkörpermodell sowie anhand von anatomischen Skizzen aus der Literatur, wie beispielhaft in Abbildung 81a [164] gezeigt, wurde ein für die elektromagnetische Feldberechnung geeignetes Modell erstellt. In Abbildung 81b ist ein Computermodell des Auges dargestellt, das für die Verwendung mit dem kommerziellen Software-Paket SEMCAD™, basierend auf der Methode der Finiten Differenzen im Zeitbereich (FDTD), geeignet ist. Es ähnelt der Gestalt einer Kugel mit einem Durchmesser von etwa 24 mm [165]. Für die Simulation wurde das Modell mit insgesamt 12 verschiedenen Gewebetypen segmentiert und mit einer Augenhöhle, in der Abbildung gelb dargestellt, umfasst.

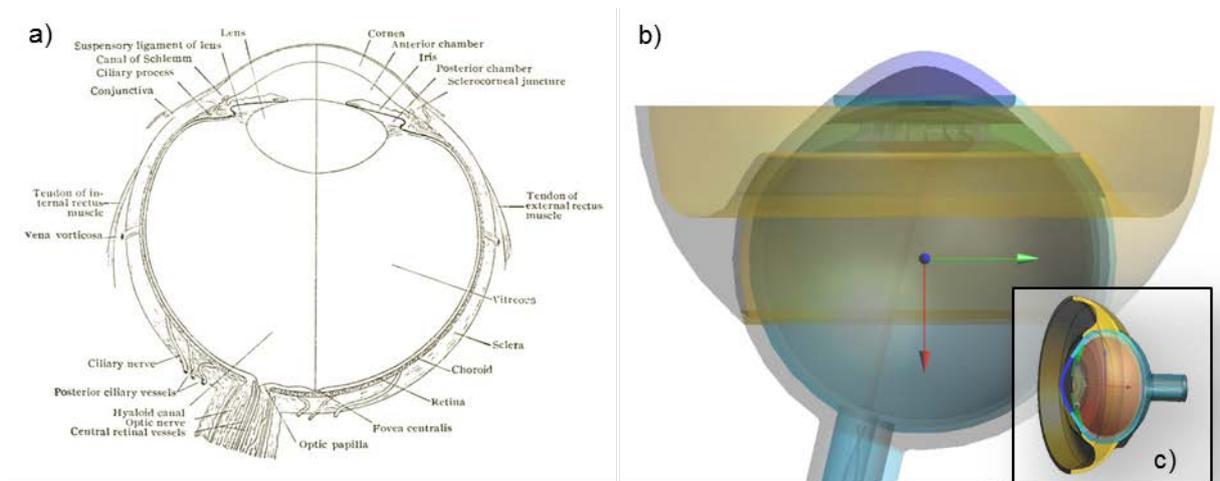


Abbildung 81: Anatomie eines Augapfels, a) als Zeichnung [164] und b) als Computermodell im Querschnitt durch die Symmetrieebene sowie c) perspektivisch mit angrenzender Augenhöhle dargestellt

Das Computermodell wurde mit 160 Millionen „mesh“-Zellen diskretisiert. In einer ersten Simulation wurde eine senkrecht auf das Auge einfallende homogene ebene Welle mit der Frequenz 100 GHz und einer Leistungsdichte von 1 W/m^2 gewählt. Hierbei wird im besonderen Maße die Cornea als äußerste Schicht, in Abbildung 81b dunkelblau dargestellt, exponiert, die im Außenraum durch Vakuum und im Innenraum des Modells durch die mit Kammerwasser gefüllte vordere Augenkammer begrenzt ist. Als dielektrische Materialparameter wurden nach [136] für die Cornea die relative Permittivität $\epsilon_r = 8$ und die elektrische Leitfähigkeit $\sigma = 57,04 \text{ S/m}$ und für das Kammerwasser $\epsilon_r = 7$ und $\sigma = 77,39 \text{ S/m}$ angenommen.

Abbildung 82a zeigt die logarithmische, auf das Maximum der im Cornea-Querschnitt errechneten elektrischen Feldstärke von $11,8 \text{ V/m}$ bezogene Darstellung der elektrischen Feldverteilung innerhalb der Cornea. Die Felder außerhalb der Cornea sind der Übersichtlichkeit halber ausgeblendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass der in das Gewebe transmittierte Anteil der einfallenden Welle bereits durch die Cornea fast vollständig absorbiert wird. Zur genaueren Analyse der Eindringtiefe wurde zusätzlich entlang der optischen Achse innerhalb der Cornea eine Auswertelinie gelegt, die in Abbildung

82b gezeigt ist. Der die Eindringtiefe definierende $1/e$ -Abfall der Feldstärke in Bezug zum o.g. Maximalwert, dies entspricht $-8,69$ dB, ist für die betrachtete Frequenz von 100 GHz bereits nach $300 \mu\text{m}$ erreicht. Für Simulationen bei höheren Frequenzen ist es daher notwendig, die Strukturen oberflächennaher Körpergewebe noch detaillierter aufzulösen.

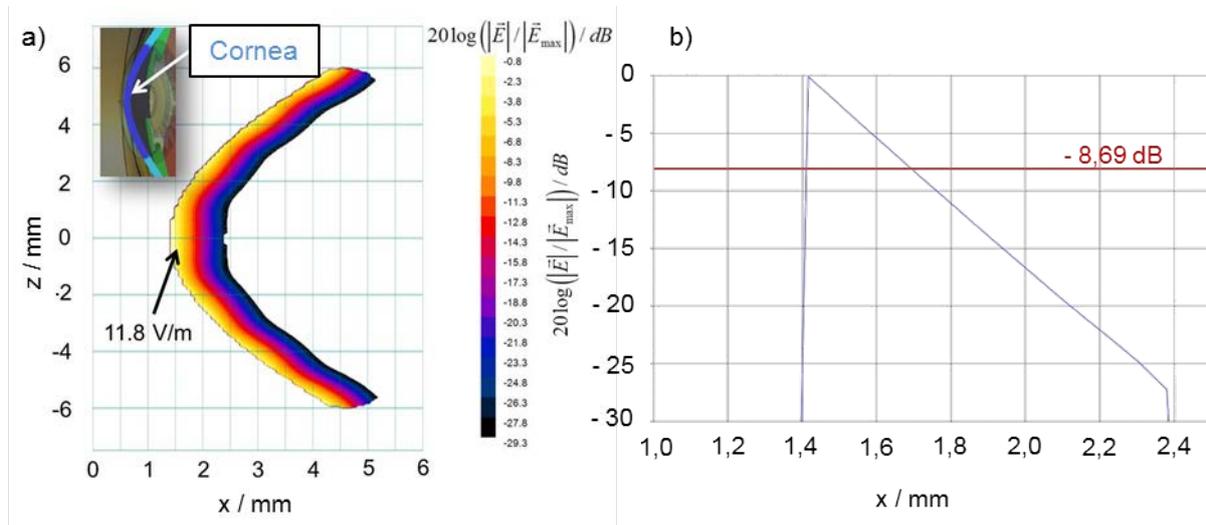


Abbildung 82: Logarithmische Darstellung a) der elektrischen Feldverteilung in einem Medianschnitt ($y = 0$) durch die Cornea und b) der elektrischen Feldstärke entlang der x-Achse bei Exposition durch eine senkrecht einfallende homogene ebene Welle mit der Frequenz 100 GHz und einer Leistungsdichte von 1 W/m^2 . Bezugswert ist jeweils die maximale elektrische Feldstärke in der betrachteten Querschnittsebene $y = 0$.

3.1.3 Diskussion der frequenzabhängigen dielektrischen Materialdaten

Einsatz der „effective medium theory“ zur Bestimmung von dielektrischen Materialparametern im THz-Frequenzbereich

Zur Bestimmung der für die numerische Dosimetrie im THz-Bereich zwingend benötigten dielektrischen Materialeigenschaften potentiell exponierter Gewebe bzw. ihrer Unterstrukturen wurde das Konzept der „effective medium theory“ verwendet [166], [167]. Hierbei werden mittels algebraischer Formeln die effektiven elektrischen Materialeigenschaften eines Mediums als Funktion der komplexwertigen Permittivitäten seiner Grundbestandteile unter Berücksichtigung von Volumenanteilen und Geometrien der Mikrostruktur bestimmt. Somit wird aus der inhomogenen Verteilung elementarer Komponenten eines komplex aufgebauten Mediums ein homogenisiertes Materialmodell. Die Nutzbarkeit von solchen „Mischformeln“ wurde unter anderem in [168], [169], [170] demonstriert und bietet vor allem trotz fehlender Kenntnis über experimentelle dielektrische Materialparameter die Möglichkeit, Computersimulationen durchzuführen und Aussagen über das elektrische Verhalten des Mediums, insbesondere hinsichtlich Reflexion und Absorption von Terahertz-Strahlung, zu gewinnen. Eine schematische Darstellung des Arbeitsablaufes zur Mischung von Materialien ist in Abbildung 83 dargestellt. Ausgehend von zwei oder mehr Grundbestandteilen eines Mediums, deren dielektrische Materialparameter bekannt sind, wird durch die Verwendung einer Mischmethode ein Material mit neuen Parametern definiert. Hierbei gehen in die Mischmethode zunächst neben den dielektrischen Parametern der bekannten Grundbestandteile deren Volumenverhältnisse zueinander ein. Durch die Auswahl einer speziellen Mischmethode hingegen wird die Geometrie, z.B. kugelförmige Einschlüsse in einem

Hintergrundmaterial, bei der Mischung berücksichtigt. Das durch die 1. Mischung entstehende homogene Material oder effektive Medium kann nun in einer weiteren Mischung in Kombination mit weiteren Grundbestandteilen verwendet werden. Mit jeder Anwendung einer Mischmethode wird somit die Mikrostruktur eines Mediums schrittweise homogenisiert. Der maximal zulässige Grad der Homogenisierung wird vom Kontrast eines Einschlusses zu dessen Hintergrundmaterial bestimmt. Hierbei ist der Kontrast abhängig vom Unterschied der verwendeten dielektrischen Parameter und von der geometrischen Größe einer Struktur im Vergleich zur betrachteten Wellenlänge.

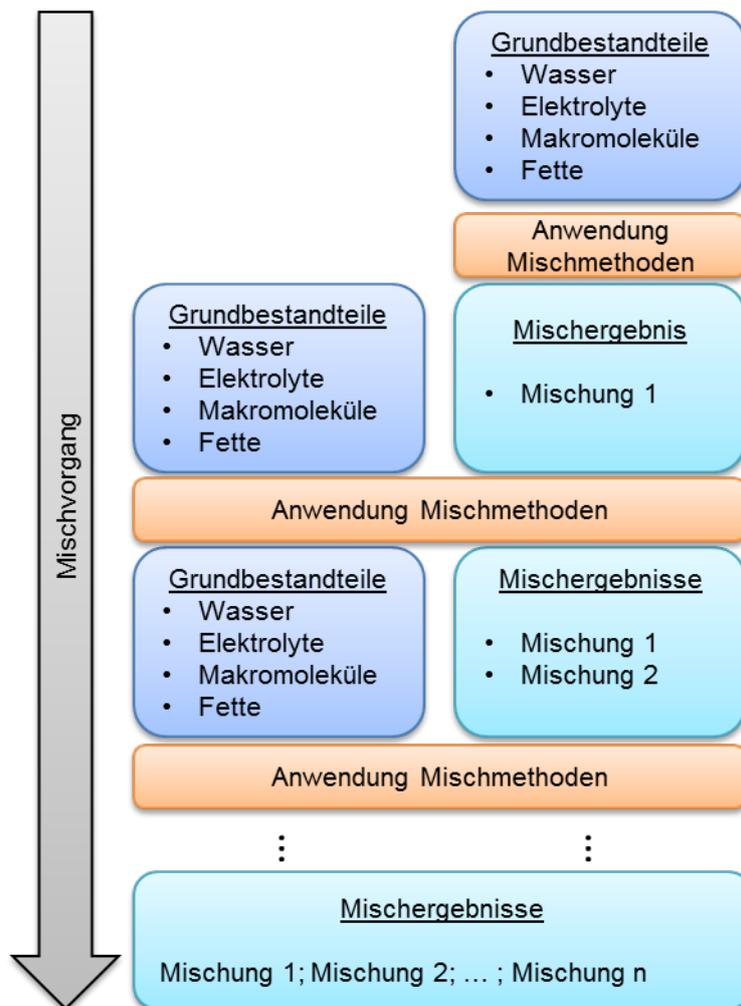


Abbildung 83: Darstellung des Mischschemas

Im Folgenden werden die dielektrischen Grundbestandteile der Mischungen sowie die verwendeten Mischmethoden beschrieben.

3.1.3.1 Dielektrische Grundbestandteile einer Mischung

a) Dielektrische Eigenschaften von reinem Wasser ($\underline{\epsilon}_{\text{Wasser}}(\omega)$)

Ein Hauptbestandteil der meisten biologischen Gewebe ist Wasser mit einem Anteil von 20 - 80%. Durch dessen hohe Permittivität, sowohl im Real- als auch im Imaginärteil, übernimmt Wasser eine dominante Größe bei der Nachbildung von dielektrischen Gewebeeigenschaften im THz-Frequenzbereich [169]. Bereits im Bericht zum AP 1 wurden in Abschnitt 1.10.8 die dielektrischen Eigenschaften von Wasser mittels der „double Debye-Gleichung“ (Gl. 1.1), wie sie unter anderem in [138] veröffentlicht ist, für Frequenzen zwischen 0,1 und 2 THz sowie für Temperaturen von $-2,05^{\circ}\text{C}$ bis $93,5^{\circ}\text{C}$ beschrieben. Weitere Arbeiten, wie z.B. [171], [172] erweitern diese Bereiche auf Frequenzen zwischen 0 Hz und 30 THz sowie auf Temperaturen bis 100°C .

Für eine Temperatur von 37°C sind in Abbildung 84 exemplarisch die Verläufe des Realteils der relativen Permittivität und der elektrischen Leitfähigkeit κ in S m^{-1} dargestellt, die mittels der in [171] angegebenen Approximationsformel berechnet wurden. Aufgrund der Komplexität der Gleichung, die sich mit den benötigten Parametern über mehrere Seiten erstreckt, wird an dieser Stelle von der Darstellung der Gleichung abgesehen und auf die oben genannte Originalarbeit verwiesen.

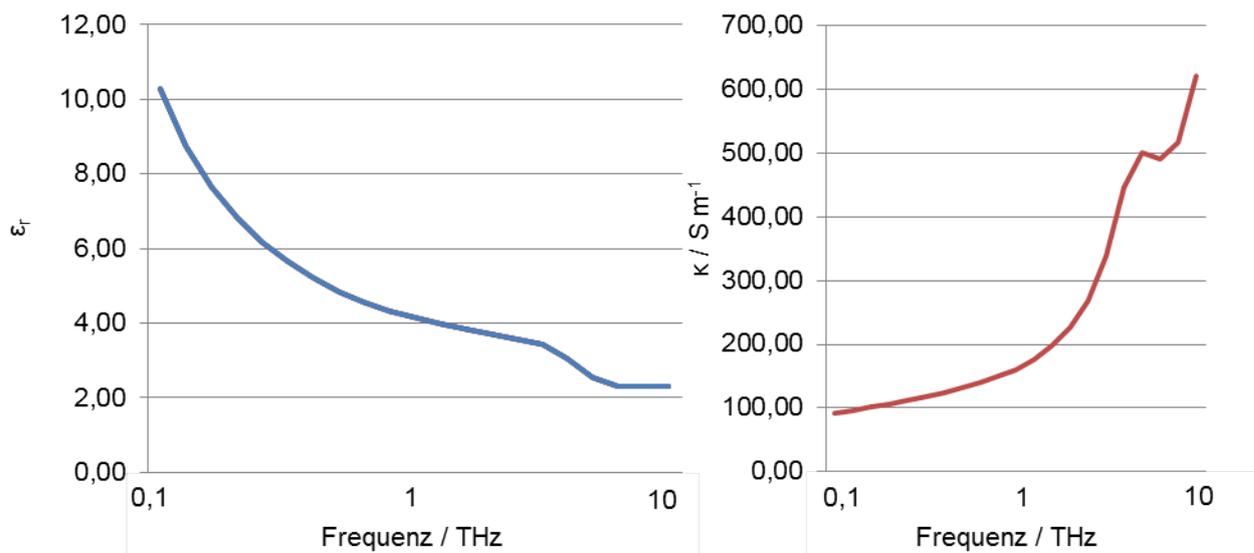


Abbildung 84: Dielektrische Eigenschaften von reinem Wasser bei 37°C für den Frequenzbereich von 100 GHz bis 10 THz

b) Dielektrische Eigenschaften von Elektrolyten ($\underline{\epsilon}_{\text{Elektrolyt}}(\omega)$)

Physiologische Flüssigkeiten, wie beispielsweise das menschliche Blut, enthalten Salze. Gibt man Salze, wie z.B. NaCl oder LiCl, in reines Wasser, so spricht man von einem Elektrolyt, der eine elektrische Leitfähigkeit auf Basis der Ionenleitung aufweist. Das Verhalten von salzhaltigen Flüssigkeiten im Hoch- und Mikrowellen-Frequenzbereich wurde beispielsweise in [173], [174] beschrieben.

Der Effekt von Salzen auf die komplexe Permittivität kann durch experimentell in [175], [176] gefundene Koeffizienten dargestellt werden. Für die in biologischen Geweben oder Flüssigkeiten vorkommen-

den Konzentrationen beeinflusst der Salzanteil hauptsächlich die Ionenleitfähigkeit, der Effekt auf den Realteil der komplexen Permittivität wird eher als vernachlässigbar angesehen [175]; [177]. Ausgehend von dieser Annahme wird für die Modellbildung von Elektrolyten ein konstanter Leitfähigkeitsterm auf das Modell der komplexen Permittivität, wie in Gleichung 3.1 gezeigt, aufaddiert [178].

$$\underline{\epsilon}_{\text{Elektrolyt}}(\omega) = \underline{\epsilon}_{\text{Wasser}}(\omega) + \frac{\kappa_{\text{Ionisch}}}{j\omega\epsilon_0} \quad 3.1$$

In den Materialgleichungen wird üblicherweise die Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ (in 1/s) verwendet. Die elektrische Leitfähigkeit wird in [168] mit $\kappa_{\text{Ionisch}} = 1,2 \text{ S/m}$ für Frequenzen f (in Hz) zwischen 1 und 100 MHz angegeben.

Für den Terahertz-Frequenzbereich wurde durch Messungen an LiCl- und NaCl-Lösungen [177] gezeigt, dass der ionische Anteil der komplexen Permittivität für biologische Elektrolyte als klein angesehen werden kann. Unter Berücksichtigung dieser geringen Auswirkung der Salze auf die gesamte Permittivität einer biologischen Lösung steigt die Bedeutung von Makromolekülen in diesem Frequenzbereich.

c) Dielektrische Eigenschaften von Proteinen und Makromolekülen (ϵ_M)

Die meisten Studien zu den Eigenschaften von Proteinen bis zu einer Frequenz von einigen THz basieren auf getrockneten und in Pellets gepressten Pudern oder ihrer Lösung [179].

Verfügbare experimentelle Daten deuten auf vernachlässigbar kleine Verlustfaktoren im Vergleich zu Wasser im THz-Bereich für die meisten Makromoleküle hin [169].

Dieser dominante Einfluss von Wasser auf das dielektrische Verhalten von biologischen Parametern im THz-Frequenzbereich ist bezüglich der zu erwartenden Genauigkeit der Mischergebnisse sehr günstig, da es die Sensitivität hinsichtlich der exakten Eingabeparameter, wie der Permittivität von Makromolekülen verringert.

In der Literatur ist es daher angewandte Praxis, für den Mikrowellenfrequenzbereich [180] und bis hin zu Frequenzen von 2 THz [169] den Effekt der Makromoleküle in Wasser bzw. wässrigen Lösungen durch ein über die Frequenz konstantes, reales ϵ_M unter Zuhilfenahme von Mischmethoden zu berücksichtigen. In der Regel wird dazu ein Wert von ϵ_M zwischen 2 und 3 angenommen [169].

d) Dielektrische Eigenschaften von Fetten ($\epsilon_F(\omega)$)

Materialdaten zu Lipiden oder Fetten sind häufig für zellulären oder interzellulären Bi-Lipid Membranen untersucht worden. Große Fetttröpfchen können in adipösem Gewebe gefunden werden, in denen die Zellen zur Ansammlung von Fetten dienen. Die Absorptionseigenschaften und die Brechungsindizes von Ölen und Lipiden wurden in [181] für den Frequenzbereich zwischen 0,1 – 2 THz gemessen und durch einen „double Debye“-Fit dargestellt. Eine gute Übereinstimmung wurde hierbei zwischen Messwerten und berechneten Werten laut Reid für Frequenzen oberhalb von 0,6 THz gefunden. Für diesen Abschlussbericht wurde der in Abbildung 85 dargestellte Frequenzverlauf der dielektrischen Parameter von Fett aus der Arbeit [181] verwendet.

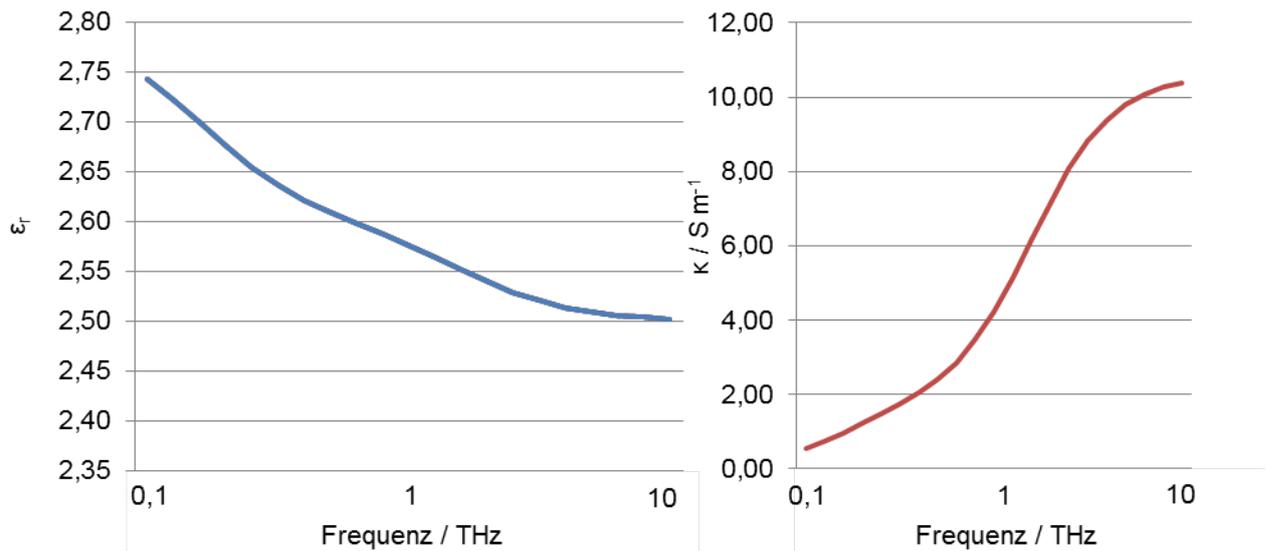


Abbildung 85: Dielektrische Eigenschaften von Fetten für den Frequenzbereich von 0,1 bis 10 THz

3.1.3.2 Mischmethoden

a) Maxwell-Garnett-Methode

Die einfache Version der Maxwell-Garnett-Formel (MG) [166] nimmt einen Materialeinschluss (Index E in Gl. 3.2) in einem Hintergrundmaterial (Index H) an. Diese am weitesten verbreitete Mischmethode ist besonders für kleine Volumenanteile v der Einschlüsse nutzbar [168]. Für die Berücksichtigung von kugelförmigen Einschlüssen in einem Hintergrundmaterial, wie z.B. Proteinen in einer Hintergrundflüssigkeit, wie sie als Skizze in Abbildung 86 dargestellt sind, kann Gl. 3.2 verwendet werden.

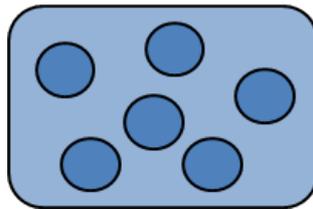


Abbildung 86: Skizze des Anwendungsgebietes der Maxwell-Garnett-Methode

$$\underline{\varepsilon}_{MG3D}(\omega) = \underline{\varepsilon}_H(\omega) + 3v_E \underline{\varepsilon}_H(\omega) \frac{\underline{\varepsilon}_E(\omega) - \underline{\varepsilon}_H(\omega)}{\underline{\varepsilon}_E(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_H(\omega) - v_E(\underline{\varepsilon}_E(\omega) - \underline{\varepsilon}_H(\omega))} \quad 3.2$$

Dabei nimmt Gl. 3.2 an den Intervallgrenzen für den Volumenanteil die Werte an:

$$v_E = 0 \Rightarrow \underline{\varepsilon}_{MG3D}(\omega) = \underline{\varepsilon}_H(\omega)$$

und

$$v_E = 1 \Rightarrow \underline{\varepsilon}_{MG3D}(\omega) = \underline{\varepsilon}_E(\omega), \quad 3.3$$

wobei $v_E = 1$ einem Volumenanteil des Einschlusses von 100% entspricht.

Eine weitere Variante der Maxwell-Garnett-Methode, dargestellt in Gl. 3.4, beschreibt hingegen das dielektrische Verhalten von unendlich langen, parallel verlaufenden zylinderförmigen Einschlüssen für den Fall, dass das betrachtete elektrische Feld senkrecht zur Zylinderachse polarisiert ist.

$$\underline{\varepsilon}_{MG2D}(\omega) = \underline{\varepsilon}_H(\omega) + 2v_E \underline{\varepsilon}_H(\omega) \frac{\underline{\varepsilon}_H(\omega) - \underline{\varepsilon}_E(\omega)}{\underline{\varepsilon}_H(\omega) + \underline{\varepsilon}_E(\omega) + v_E (\underline{\varepsilon}_H(\omega) - \underline{\varepsilon}_E(\omega))} \quad 3.4$$

An den Intervallgrenzen für den Volumenanteil gilt auch hier Gl. 3.3.

b) „double-layer“-Methode

Für die unter a) vorgestellten Mischmethoden wurde stets ein Einschluss mit einer homogenen Materialverteilung in einem Hintergrundmaterial angenommen. Bei Einschlüssen mit inhomogenen Materialverteilungen ist diese Annahme jedoch ungünstig [166]. Die durch Gln. 3.5 und 3.6 beschriebene „double-layer“-Methode kann verwendet werden, wenn die Geometrie des Einschlusses durch eine doppelwandige Kugel approximiert werden kann. Dabei wird der Volumenanteil der Kugeln wieder mit v_E bezeichnet. Der Parameter $w = (b/a)^3$ stellt das Volumenverhältnis zwischen der inneren und der äußeren Kugel dar. Die Permittivität des kugelförmigen Kerns wird in Gl. 3.6 durch den Index K, die der umhüllenden Hohlkugel durch den Index S gekennzeichnet.

$$\underline{\varepsilon}_{DL}(\omega) = \underline{\varepsilon}_H(\omega) \frac{1 + 2A(\omega)}{1 - A(\omega)} \quad 3.5$$

mit

$$A(\omega) = v_E \frac{(\underline{\varepsilon}_S(\omega) - \underline{\varepsilon}_H(\omega))(\underline{\varepsilon}_K(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_S(\omega)) + w(\underline{\varepsilon}_K(\omega) - \underline{\varepsilon}_S(\omega))(\underline{\varepsilon}_H(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_S(\omega))}{(\underline{\varepsilon}_K(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_S(\omega))(\underline{\varepsilon}_S(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_H(\omega)) + 2w(\underline{\varepsilon}_K(\omega) - \underline{\varepsilon}_S(\omega))(\underline{\varepsilon}_S(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_H(\omega))} \quad 3.6$$

c) „Bruggeman“-Methode

Für biologische Gewebe, die aus N Komponenten bestehen, welche unabhängig von Ihrer Geometrie, jedoch unter Beachtung ihrer Volumenverhältnisse, homogenisiert werden sollen, kann die Bruggeman-Mischmethode gemäß Gl. 3.7 angewendet werden [169].

$$\sum_{n=1}^N v_n \left(\frac{\underline{\varepsilon}_{Br}(\omega) - \underline{\varepsilon}_n(\omega)}{\underline{\varepsilon}_n(\omega) + 2\underline{\varepsilon}_{Br}(\omega)} \right) = 0 \quad 3.7$$

Darin kennzeichnet v_n den Volumenanteil der n-ten Materialkomponente am Gesamtvolumen.

Um die komplexe Permittivität der Mischung zu erhalten, muss die aus Gl. 3.7 entstehende Polynomgleichung bezüglich $\underline{\varepsilon}_{Br}(\omega)$ gelöst werden.

d) „Lineare“ Methode

Diese Mischmethode berücksichtigt volumengewichtete Mittelungen der vorgegebenen Permittivitäten [166] für Fälle, in denen die Polarisation des elektrischen Feldes parallel zu den ebenen Grenzflächen aller Materialien eines Schichtenmodells verläuft. Die lineare Mittelung gemäß Gl. 3.8 enthält wieder den Volumenanteil v_n , wie unter c) definiert:

$$\underline{\varepsilon}_L(\omega) = \sum_{n=1}^N v_n \underline{\varepsilon}_n(\omega) \quad 3.8$$

e) „Invers-Lineare“ Methode

Materialien mit parallel zueinander angeordneten Grenzflächen, zu denen der elektrische Feldvektor senkrecht ausgerichtet ist, können mit der „Invers-Linearen“-Mischmethode nach Gl. 3.9 homogenisiert werden.

$$\frac{1}{\underline{\varepsilon}_{IL}(\omega)} = \sum_{n=1}^N \frac{v_n}{\underline{\varepsilon}_n(\omega)} \quad 3.9$$

3.1.3.3 Einsatz einer „Mixing Toolbox“

Zur Bestimmung der effektiven dielektrischen Materialeigenschaften eines Mediums aus den in Abschnitt 3.1.2.1 beschriebenen Grundkomponenten und mit den in 3.1.2.2 dargestellten Mischmethoden wurde in der mathematischen Programmumgebung MATLAB® an der Bergischen Universität in Zusammenarbeit mit der University of Tehran, Iran eine so genannte „Mixing Toolbox“ [182] entwickelt, die im Rahmen dieses Forschungsvorhabens eingesetzt werden konnte, um die in der Literatur nur sehr dürftige Datenlage für dielektrische Materialeigenschaften bei Frequenzen oberhalb von 100 GHz um die für die hier zu untersuchenden Simulationsmodelle benötigten Daten zu erweitern und eine signifikante Steigerung der Genauigkeit der resultierenden Ergebnisse zu erlangen.

Ausgehend von einem frei definierbaren Frequenzbereich werden die dielektrischen Eigenschaften von reinem Wasser bei einer wählbaren Temperatur auf Basis der in [172], [171] angegebenen Approximationsformel berechnet und um den in 3.1.2.1 b) erläuterten Term zur Berücksichtigung von Salzen erweitert. Ebenfalls werden die dielektrischen Eigenschaften von Fetten für den gewählten Frequenzbereich nach [181] bestimmt. Materialien, deren dielektrische Eigenschaften als konstant über der Frequenz anzusehen sind, können ebenfalls definiert werden.

Mit den Parametern dieser Grundmaterialien können die verschiedenen Mischmethoden verwendet werden, um aus den Grundmaterial-Anteilen der Mikrostruktur eines Mediums ein homogenes Materialmodell zu erzeugen. Die so definierten Materialien können nun ebenfalls als Eingangsgrößen für weitere Schritte der Homogenisierung verwendet werden. Die Vorgehensweise folgt somit streng dem in Abbildung 83 gezeigten Mischschema.

Es soll an dieser Stelle explizit darauf hingewiesen werden, dass es für wünschenswert gehalten wird, wenn die auf Basis der „effective medium theory“ ermittelten Materialparameter mit an Teilstrukturen des Körpers direkt gemessenen dielektrischen Daten für den hier behandelten Frequenzbereich verglichen werden könnten. Dadurch ließe sich die Modellbildung zusätzlich absichern. Es ist offensichtlich, dass dazu aufwändige Messaktionen mit den entsprechenden spektralen Parameterfits erforderlich wären, wie sie beispielsweise von der Gruppe um Gabriel in den 1990er Jahren für Frequenzen bis 100 GHz durchgeführt worden sind. Diese wären jetzt an geometrischen Strukturen im μm -Bereich bei Wellenlängen ebenfalls im sub-mm-Bereich zu bewältigen. Entsprechende Aktivitäten für den Terahertzbereich werden in der Literatur immer wieder eingefordert, sind momentan aber nicht erkennbar.

3.1.4 Augenmodelle für die Felddosimetrie im THz-Frequenzbereich

3.1.4.1 Anatomischer Aufbau des menschlichen Auges

Bereits bei der grundsätzlichen Untersuchung eines anatomischen Teilkörpermodells in Abschnitt 3.1.1 wurde gezeigt, dass eine auf das Auge einfallende homogene ebene Welle bei der in diesem Forschungsvorhaben verwendeten niedrigsten Frequenz von 100 GHz fast vollständig in der äußersten Schicht des Auges, der Cornea, absorbiert wird. Da davon auszugehen ist, dass die Eindringtiefen mit steigender Frequenz immer kleiner werden, ist für elektromagnetische Berechnungen dieses Gewebe folglich besonders genau zu untersuchen.

Die Cornea ist ein lebendes Gewebe und hat eine Dicke von etwa 0,6 mm. Sie unterteilt sich zunächst grob in 5 erkennbare Schichten, die in Abbildung 87 dargestellt sind. Von außen nach innen sind dies das Epithelium, die Bowman's Membrane, das Stroma, die Descement's Membrane und das Endothelium. Im Augenninneren angrenzend liegt die mit Kammerwasser gefüllte vordere Augenkammer.

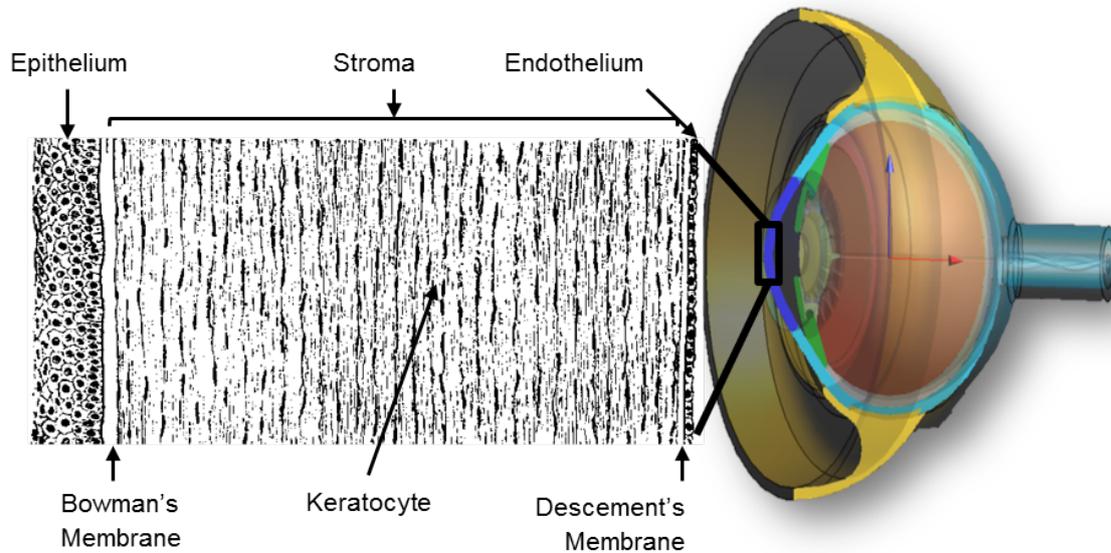


Abbildung 87: Anatomischer Aufbau der menschlichen Cornea [164]

Epithelium und Endothelium setzen sich aus dicht gepackten Zellen zusammen. Das aus 6 Zellschichten bestehende Epithelium hat eine Dicke von ungefähr $50\ \mu\text{m}$, während das Endothelium mit nur einer einzigen Zellschicht eine Stärke von etwa $5\ \mu\text{m}$ aufweist [183]; [184]. Die Bowman's und Descemet's Membranen sind sehr dünne Schichten, in der Größenordnung von $10\ \mu\text{m}$ mit einem hohem Collagenanteil [185]. Umgeben von diesen Membranen liegt das Stroma, das mit einer Ausdehnung von etwa $500\ \mu\text{m}$ über 80% der Gesamtdicke der Cornea ausmacht und somit für die folgenden Betrachtungen von besonderer Wichtigkeit ist.

Das Stroma der Cornea ist ein mechanisch stabiles und zur gleichen Zeit optisch transparentes Gewebe. Hierbei spielt der Volumenanteil ($12,4\%$ [186]) sowie die Anordnung des Collagens im Stroma eine wichtige Rolle. Die in Abbildung 88 abgebildete Mikrostruktur des Stromas zeigt Fasern, die aus gebündelten Collagen-Molekülen bestehen, deren Orientierung innerhalb einer Lamelle stets gleich ist [187]. Benachbarte Lamellen unterscheiden sich dabei ausschließlich durch die unterschiedliche Orientierung dieser Collagenfasern. Die gegenseitige Orientierung, die in [188] untersucht wurde, variiert, zeigt aber eine bevorzugte orthogonale Ausrichtung im Zentrum der Cornea. Insgesamt besteht das $500\ \mu\text{m}$ dicke Stroma aus etwa 200, sich teils überlagernden Lamellen. Die Ausdehnung einzelner Lamellen ist dabei nicht konstant und kann beispielsweise von den äußeren zu den inneren Schichten variieren.

Zwischen den Lamellen befinden sich zudem noch einzelne Zellen, Keratinozyten, die mittels Zellfortsätzen verbunden sind und somit ein Netzwerk im Stroma bilden. Die Keratinozyten nehmen einen Gesamtanteil am Stroma von 2% ein. Ihre Zellkörper haben einen Durchmesser von etwa $30,9\ \mu\text{m}$ und eine Dicke von ca. $1,34\ \mu\text{m}$ [189].

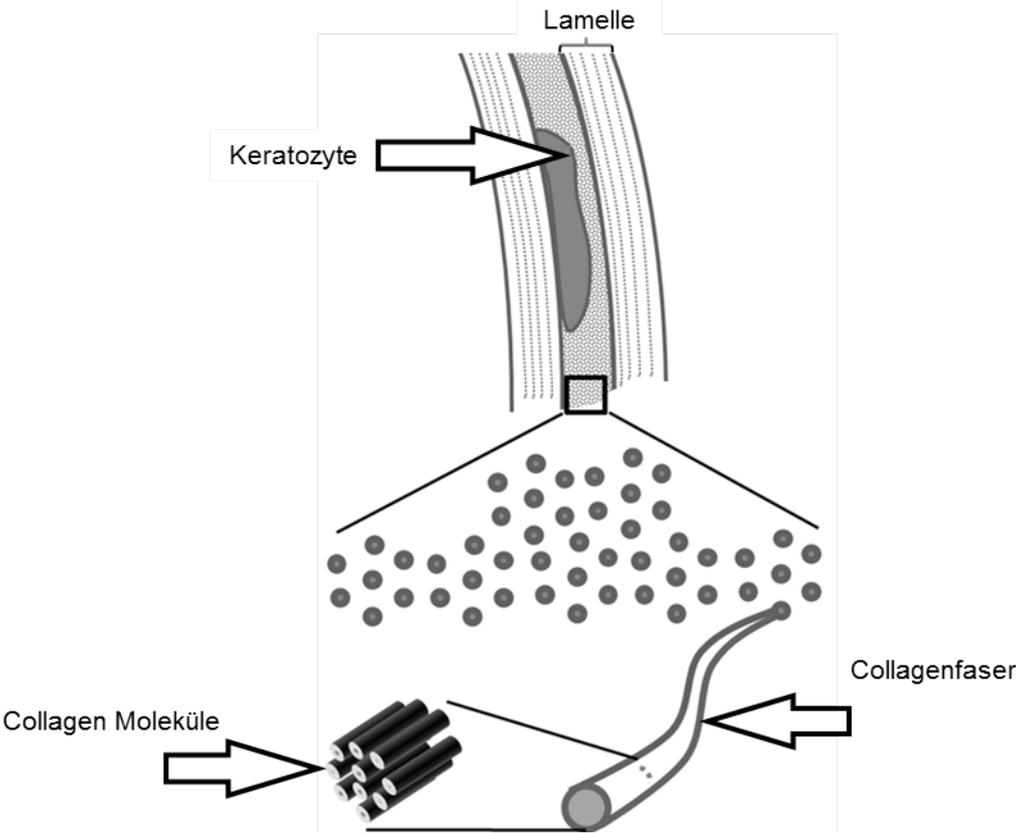


Abbildung 88: Anatomie der Mikrostruktur des Stromas in der menschlichen Cornea

3.1.4.2 Modellierung von Augenmodellen

In Anlehnung an den in Abschnitt 3.1.4.1 behandelten anatomischen Aufbau der menschlichen Cornea wurden, abhängig von der je nach Frequenz notwendigen Detailgenauigkeit, zwei verschiedene Teilkörpermodelle erstellt, die in Abschnitt 3.3.1.2 für dosimetrische Berechnungen in der Simulationssoftware CST Microwave Studio Suite 2012™ zum Einsatz kommen.

Dabei wurden die benötigten Materialparameter unter Verwendung der in 3.1.2 beschriebenen Mischmethoden definiert.

a) Modellbildung für den Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz

Für die dosimetrischen Berechnungen im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz wird ein 4-schichtiges, planares Modell der Cornea mit der angrenzenden vorderen Augenkammer verwendet. Das in Abbildung 89 gezeigte Modell hat einen quadratischen Querschnitt mit der Kantenlänge $141 \mu\text{m}$ und eine Tiefe von 1 mm . Die Dicken der einzelnen Schichten sind Abbildung 89b) entnehmbar.

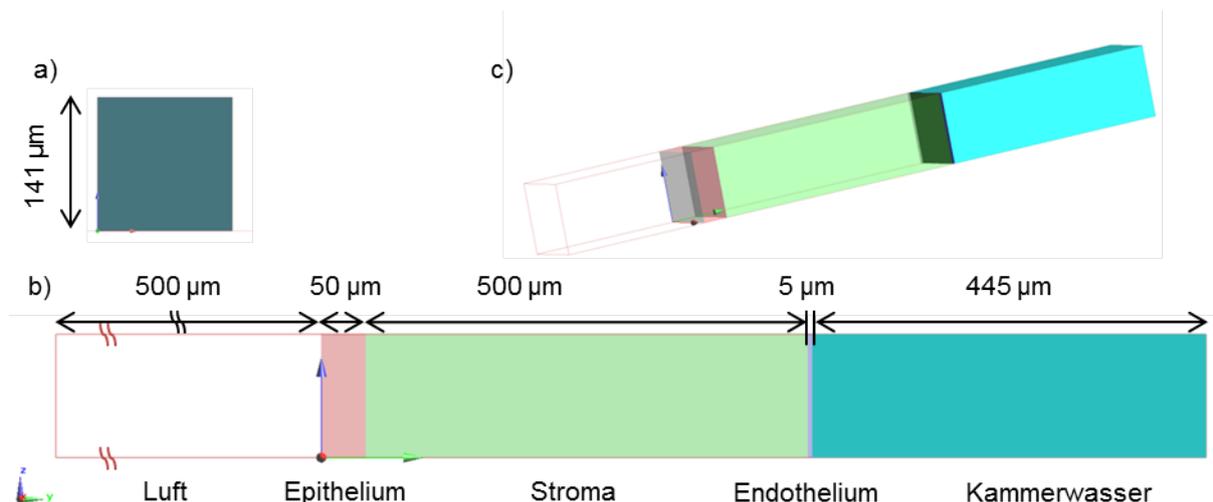


Abbildung 89: Planares Schichtenmodell der Cornea für den Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz, a) im Querschnitt, b) im Längsschnitt und c) perspektivisch dargestellt

Zur Bestimmung der dielektrischen Materialparameter kamen die in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Methoden zum Einsatz. Zunächst wurde die komplexe Permittivität von reinem Wasser auf Basis der z.B. in [172] gezeigten „double-Debye“-Gleichung für die Frequenzen 0,1, 0,65, 1,0, 1,5 und 2,0 THz bei einer Temperatur von $34,25^\circ\text{C}$ berechnet und um eine ionische Leitfähigkeit von $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S/m}$ nach Gl. 3.1 erweitert. Diese ionische Leitfähigkeit unterscheidet sich leicht von der in [168], liefert jedoch etwas bessere Ergebnisse im Vergleich zu experimentellen Daten. Für die Berechnung eines physiologischen Basismaterials geht das so erhaltene $\underline{\epsilon}_{\text{Elektrolyt}}(\omega)$ als Hintergrundmaterial in die Maxwell-Garnett-Methode (3D) ein. Diese Methode wird - wie in Abschnitt 3.1.3.2a erläutert - verwendet, um Proteine und Mineralien, die als kugelförmige Einschlüsse angesehen werden können, in dem homogenisierten Materialmodell des physiologischen Basismaterials ($\underline{\epsilon}_{\text{Basis}}(\omega)$) zu berücksichtigen.

Der Anteil dieser Einschlüsse geht mit 10,4% [186] und einem über die Frequenz konstanten $\epsilon_{r,Protein} = 3$ in die Mischung ein.

Die so aus dem homogenisierten Materialmodell erhaltenen dielektrischen Materialparameter werden für die Beschreibung der elektrischen Eigenschaften des Epitheliums $\underline{\epsilon}_{Epi}(\omega)$, des Endotheliums $\underline{\epsilon}_{End}(\omega)$ und des Hauptbestandteils $\underline{\epsilon}_{Basis}(\omega)$ der Keratinozyten eingesetzt.

Wie in Abschnitt 3.1.4.1 gezeigt, ist das Stroma von Collagenfasern unterschiedlicher Orientierung durchsetzt. Dabei wird Collagen mit einem über die Frequenz konstanten $\epsilon_{r,Collagen} = 2,4$ [190] und einem Anteil von 12,4% des Gesamtvolumens im Stroma berücksichtigt. Für das Zentrum der Cornea kann davon ausgegangen werden, dass die Orientierung der Collagenfasern in benachbarten Lamellen senkrecht zueinander verläuft [188]. In der Materialmodellbildung ist somit eine Unterscheidung der Fälle zweckmäßig, dass das elektrische Feld senkrecht oder parallel zur Achse der Collagenfasern polarisiert ist. Für den senkrechten Fall ($\underline{\epsilon}_{Lamelle1}(\omega)$), im Folgenden „Lamelle Typ 1“ genannt, wird die Maxwell-Garnett-Methode (2D) (Gl. 3.4) zur Homogenisierung der Collagenfasern mit dem physiologischen Basismaterial ($\underline{\epsilon}_{Basis}(\omega)$) und dem oben genannten Volumenanteil verwendet. Die Collagenfasern, die parallel zur Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes verlaufen, werden hingegen mit der linearen Methode (Gl. 3.8) homogenisiert („Lamelle Typ 2“, $\underline{\epsilon}_{Lamelle2}(\omega)$), ihr Volumenanteil ist identisch zum Fall „Lamelle Typ 1“. In dem betrachteten Frequenzbereich ist die Ausdehnung der Lamellen mit durchschnittlich 2,5 μm so gering im Vergleich zur Wellenlänge des Expositionsfeldes, dass die dielektrischen Eigenschaften der Lamellen weiter homogenisiert werden können. Für das Materialmodell der Lamellen ($\underline{\epsilon}_{r,Lamellen}(\omega)$) können daher zu gleichen Anteilen die Lamellen vom Typ 1 und Typ 2 ebenfalls mit der linearen Methode (Gl. 3.8) homogenisiert werden.

Das so definierte $\underline{\epsilon}_{Lamellen}(\omega)$ berücksichtigt momentan noch keine Keratinozyten als Einschlüsse. Für deren Betrachtung wird die „double-layer“-Methode (Gl. 3.5) verwendet. Die Methode approximiert die Keratinozyten als doppelwandige Vollkugeln, die in das Materialmodell der Lamellen eingebettet sind, um den Effekt einer dünnen Membran mit $\epsilon_{r,Membran} = 9$ um den Zellkörper zu berücksichtigen. Dabei wird das Volumen des Kerns ($\underline{\epsilon}_{r,Basis}(\omega)$) in Bezug auf die ihn umschließende Hohlkugel ($\epsilon_{r,Membran}$) mit 99,9% angenommen. Durch Anwendung dieser Methode erhält man das homogenisierte Materialmodell des Stromas unter Berücksichtigung von Keratinozyten $\underline{\epsilon}_{Str}(\omega)$.

Für die dielektrischen Materialparameter des Kammerwassers $\underline{\epsilon}_{KW}(\omega)$ wurde erneut das Materialmodell für reines Wasser nach [172] angewendet und ebenfalls um einen ionischen Leitfähigkeitsterm nach Gl. 3.1 erweitert. Die Temperatur des Kammerwassers ist jedoch etwas höher als die der Cornea; daher werden nach [163] die Materialparameter für eine Temperatur von 35°C berechnet.

Eine schematische Zusammenfassung der obig beschriebenen Mischvorgänge ist in Abbildung 90 gezeigt, und die resultierenden Materialdaten des Modells sind in Tabelle 18 aufgelistet.

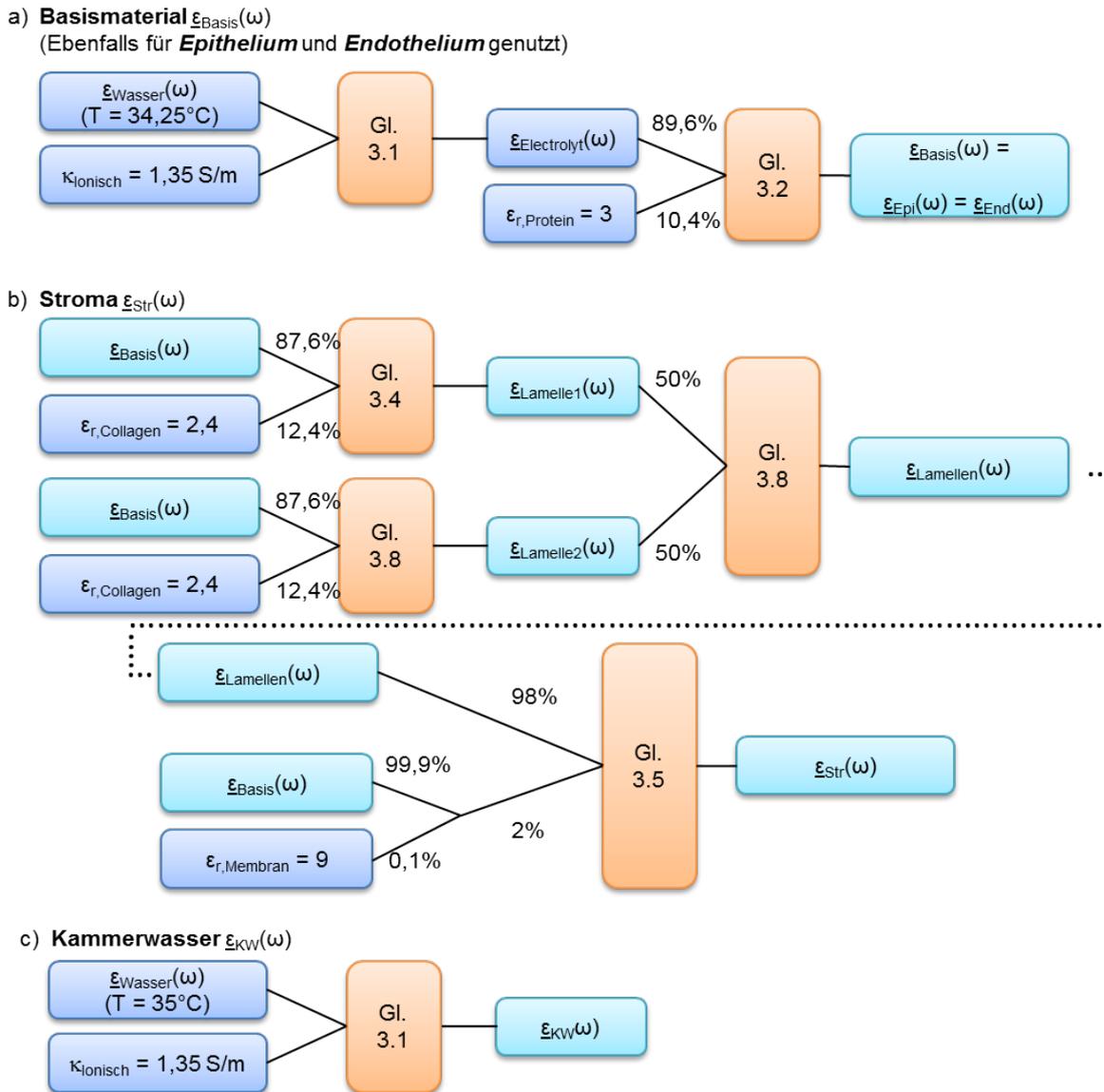


Abbildung 90: Mischvorgänge zu den in Tabelle 18 angegebenen dielektrischen Materialparametern für a) Epithelium und Endothelium b) des Stromas und c) des Kammerwassers

	Epithelium / Endothelium		Stroma mit Keratinozyten		Kammerwasser	
	$\epsilon_{\text{Epi}}(\omega) = \epsilon_{\text{End}}(\omega)$		$\epsilon_{\text{Str}}(\omega)$		$\epsilon_{\text{KW}}(\omega)$	
$\rho / (\text{kg/m}^3)$	1050		1050		1000	
f / THz	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$
0,10	8,03	75,25	7,25	62,76	8,91	91,18
0,65	4,52	99,52	4,25	84,48	4,72	117,44
1,00	4,22	112,67	3,99	95,99	4,39	131,67
1,50	3,98	124,74	3,77	106,62	4,12	145,33
2,00	3,85	131,40	3,66	112,52	3,98	152,66

Tabelle 18: Materialparameter (Dichte ρ [192], Permittivität ϵ_r , Leitfähigkeit κ) für numerische Dosimetrieberechnungen am Corneamodell bis 2 THz

In der Literatur wird nicht zwischen den einzelnen Schichten der Cornea unterschieden, so dass kein direkter Vergleich mit Literaturdaten möglich ist. Der angegebene Wert von $\epsilon_{r, \text{Cornea}}(100 \text{ GHz}) = 7,993$ und $\kappa_{\text{Cornea}}(100 \text{ GHz}) = 57,039 \text{ S/m}$ aus [136] zeigt vor allem im ϵ_r eine sehr gute Übereinstimmung zu den durch die Anwendung der Mischmethoden gefundenen dielektrischen Materialparametern.

b) Modellbildung für den Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz

Das in Abbildung 91 gezeigte Modell der Cornea mit angrenzendem Kammerwasser wurde analog zu dem in a) diskutierten Modell erstellt. Wie im vorangegangenen Modell beträgt die Kantenlänge des quadratischen Querschnitts $141 \mu\text{m}$. Die Tiefe des Modells wurde aufgrund der zu erwartenden geringeren Eindringtiefe des elektrischen Feldes um 40% auf jetzt $0,6 \text{ mm}$ verkürzt.

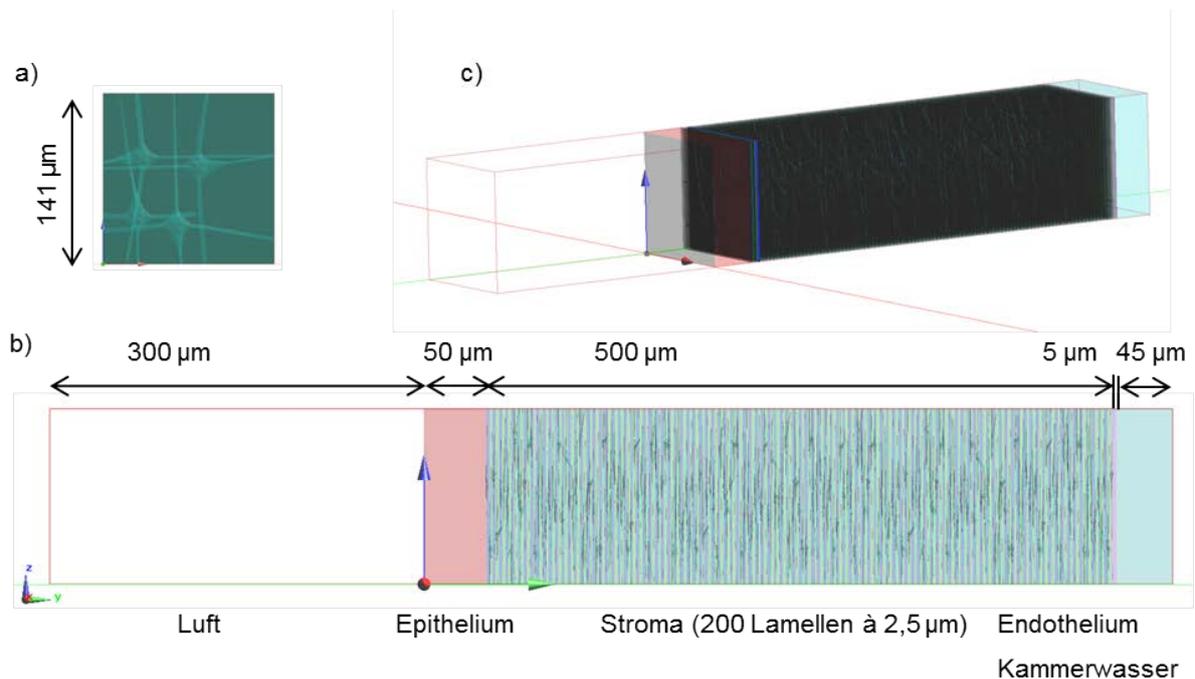


Abbildung 91: Planares Schichtenmodell der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten für den Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz; a) halbtransparent dargestellte Draufsicht der Oberfläche, b) seitliche und c) perspektivische Darstellung

Wesentliche Unterschiede des für die Frequenzen bis 10 THz eingesetzten Rechenmodells sind die Unterteilung des Stromas in 200 Lamellen, alternierend zwischen Typ 1 und Typ 2, und die Berücksichtigung von hoch aufgelösten Keratinozyten, die zwischen deren Grenzflächen eingesetzt werden. Die Keratinozyten wurden mittels eines MATLAB[®] Skriptes erzeugt und bearbeitet. Der Durchmesser des Zellkörpers wurde nach [189] mit etwa $30 \mu\text{m}$ und einer Dicke von etwa $1,3 \mu\text{m}$ gewählt. Durch die Wahl der Querschnittsfläche des gesamten Stromamodells wird der Volumenanteil der Keratinozyten im Gewebe von 2% [191] dann erreicht, wenn genau eine Zelle zwischen zwei Lamellen eingebracht wird. Abbildung 92a zeigt eine einzelne Keratinozyte mit 4 Zellfortsätzen in der Draufsicht. Es ist zu erkennen, dass die Oberfläche der Zelle unregelmäßig geformt ist und somit eine reale Zellstruktur besser als ein planares Modell nachbildet. Für das Modell des Stromas wurden 200 dieser Strukturen im Abstand von ca. $2,5 \mu\text{m}$ erzeugt, die in Abbildung 92b perspektivisch dargestellt sind.

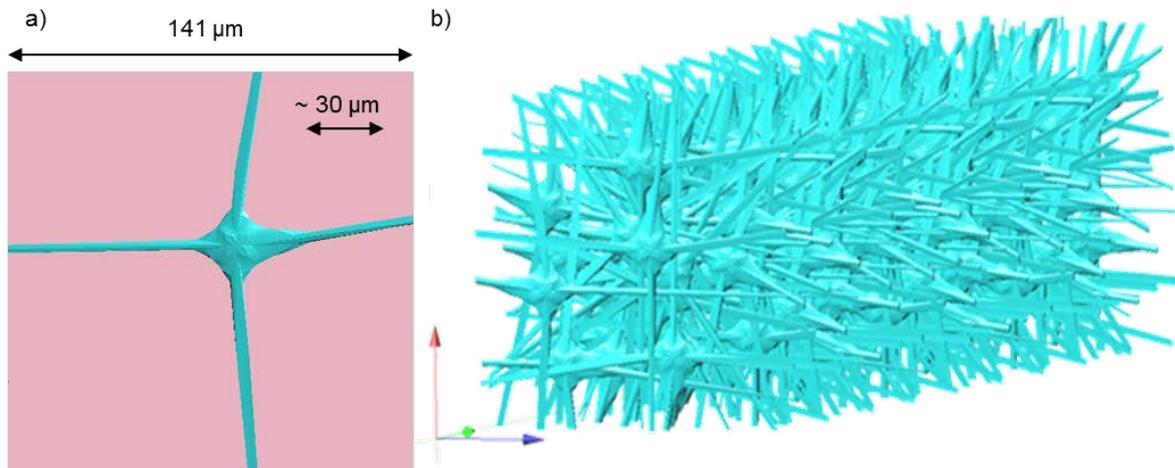


Abbildung 92: a) Modell einer Keratinozyte als Draufsicht und b) perspektivische Anordnung von 200 einzelnen Zellen

Die Bildung des Materialmodells wurde analog zu Abschnitt 3.1.4.2a durchgeführt. Da die „double-Debye“-Gleichung nach [172] nur für Frequenzen bis 2 THz die dielektrischen Materialparameter von Wasser beschreibt, wurden für die Frequenzen 2, 4, 6, 8 und 10 THz die dielektrischen Materialeigenschaften von Wasser nach [171] bei Körpertemperatur bestimmt. Aufgrund der kleineren Wellenlänge in diesem Frequenzbereich wurde auf die Homogenisierung des Materialmodells bereits auf der Ebene der Lamellen (Typ 1 & 2) sowie der Keratinozyten verzichtet. Für das Materialmodell der Keratinozyten $\underline{\epsilon}_{Ker}(\omega)$ wird der mit 0,1% gewichtete Einfluss der Membran aus Abschnitt 3.1.4.2a) vernachlässigt, wodurch das Materialmodell wie bei Epithelium und Endothelium als Basismaterial $\underline{\epsilon}_{Basis}(\omega)$ angenommen werden kann. In Tabelle 19 sind die obig beschriebenen Materialdaten des Modells aufgelistet.

	Epithelium / Endothelium / Keratinozyten $\underline{\epsilon}_{Epi}(\omega) = \underline{\epsilon}_{End}(\omega) = \underline{\epsilon}_{Ker}(\omega)$		Lamelle Typ 1 $\underline{\epsilon}_{Lamelle1}(\omega)$		Lamelle Typ 2 $\underline{\epsilon}_{Lamelle2}(\omega)$		Kammerwasser $\underline{\epsilon}_{KW}(\omega)$	
$\rho / (\text{kg/m}^3)$	1050		1050		1050		1000	
f / THz	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$
2,00	3,72	202,14	3,66	171,43	3,64	177,08	3,80	234,68
4,00	3,04	407,75	3,09	352,54	3,04	357,19	3,00	468,02
6,00	2,42	505,05	2,54	449,32	2,50	442,43	2,30	568,02
8,00	2,40	439,35	2,49	394,09	2,47	384,87	2,30	490,24
10,00	2,40	597,97	2,50	535,72	2,48	523,82	2,30	668,02

Tabelle 19: Materialparameter (Dichte ρ [192], Permittivität ϵ_r , Leitfähigkeit κ) für numerische Dosisierberechnungen am Corneamodell zwischen 2 und 10 THz

3.1.5 Hautmodelle für die Felddosimetrie im THz-Frequenzbereich

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Aufbau der menschlichen Haut sowie mit ihrer Modellierung auf Basis der gewonnenen Informationen über die Geometrie sowie die Materialeigenschaften. Die erstellten Hautmodelle kommen in der Simulationssoftware CST Microwave Studio Suite 2012™ zwecks dosimetrischer Untersuchungen im THz-Frequenzbereich zum Einsatz.

3.1.5.1 Anatomischer Aufbau der Haut

Die Dicke und die Struktur der Haut sowie der einzelnen Hautschichten können je nach Körperregion sehr stark variieren. Beispielsweise ist die Haut an den Augenlidern oder an der Nase sehr dünn, wogegen die Haut an der Fußunterseite oder an den Händen wesentlich dicker ist.

Die menschliche Haut kann grob in drei Schichten unterteilt werden:

1. Oberhaut (Epidermis)
2. Lederhaut (Dermis)
3. Unterhaut (Subcutis)

Diese drei Hautschichten lassen sich in weitere Unterschichten und Strukturen gliedern, was in Abbildung 93 dargestellt ist.

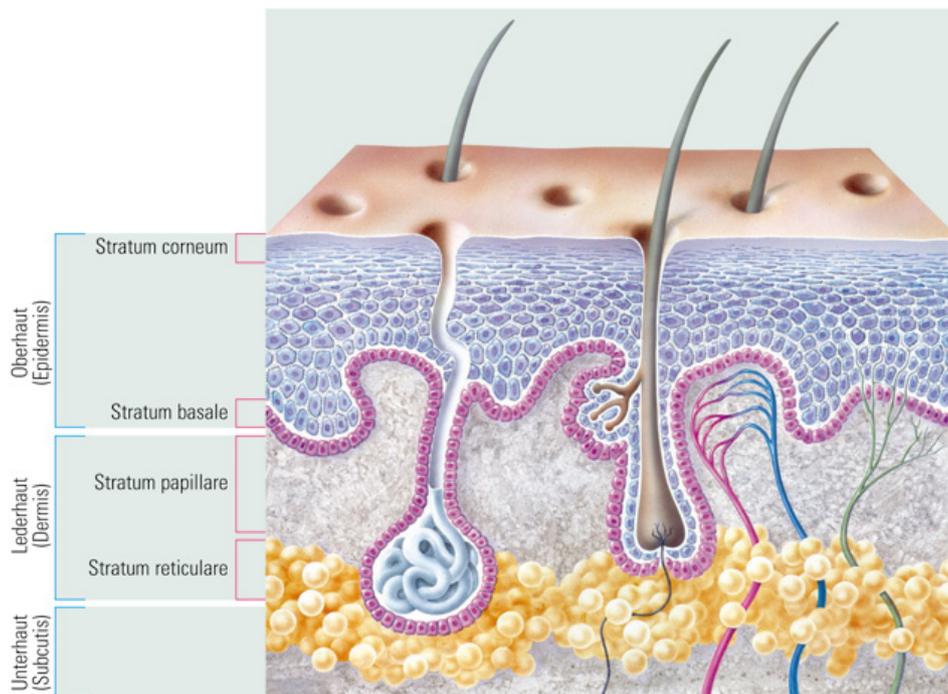


Abbildung 93: Aufbau der menschlichen Haut und Unterteilung in ihre einzelnen Schichten [193]

Die Epidermis schützt den Organismus vor mechanischen, physikalischen und chemischen Einflüssen. Von der untersten Zellschicht (Stratum Basale) aus erneuern sich die Zellen der Epidermis kontinuierlich. Die oberste Schicht der Epidermis - das Stratum Corneum - besteht nur noch aus toten Zellen, die sich nach einiger Zeit als Hornplättchen von der Hautoberfläche ablösen. Durch die Epidermis verlaufen außerdem Schweißdrüsen-Kanäle und die tiefer wurzelnden Körperhaare.

Die Dermis ist durch Papillen fest mit der Epidermis verankert. Sie besteht aus Collagenfasern und elastischen Fasern, wodurch sie sehr elastisch und reißfest ist. In der Dermis befinden sich viele Blut- und Lymphgefäße sowie Nervenfasern.

Die Subcutis besteht größtenteils aus Fettzellen, die in ein Netz aus Bindegewebe eingebettet sind. Diese Schicht dient vor allem als Kälteschutz und als Energiespeicher.

3.1.5.2 Modellierung von Hautmodellen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Hautmodelle modelliert, die die im vorigen Abschnitt beschriebene Struktur der Haut im Wesentlichen widerspiegeln. Da die Eindringtiefe der elektromagnetischen Felder in Haut bei THz-Frequenzen sehr gering ist, genügen Hautmodelle mit Schichtdicken von wenigen Millimetern (~2–3 mm). Im Weiteren werden für das Modell der Haut folgende drei Schichten unterschieden:

1. Stratum Corneum
2. Epidermis und Dermis
3. Subcutis

Da das Stratum Corneum einen wesentlich geringeren Wassergehalt aufweist als der Rest der Epidermis, besitzt es eine viel geringere elektrische Leitfähigkeit κ . Aus diesem Grund wird das Stratum Corneum als eine eigenständige Materialschicht angesehen. Den übrigen Teilen der Epidermis und der Dermis werden jeweils gleiche Materialparameter zugewiesen. Für die dritte Schicht wird Fett angenommen, da die Subcutis zum größten Teil aus Fett besteht.

Um ein erstes, vereinfachtes Modell der aufgeführten Schichtenfolge zu erhalten, wurden zuerst drei Materialschichten mit ebenen Materialübergängen und den in Abbildung 94 angegebenen Schichtdicken modelliert [168].

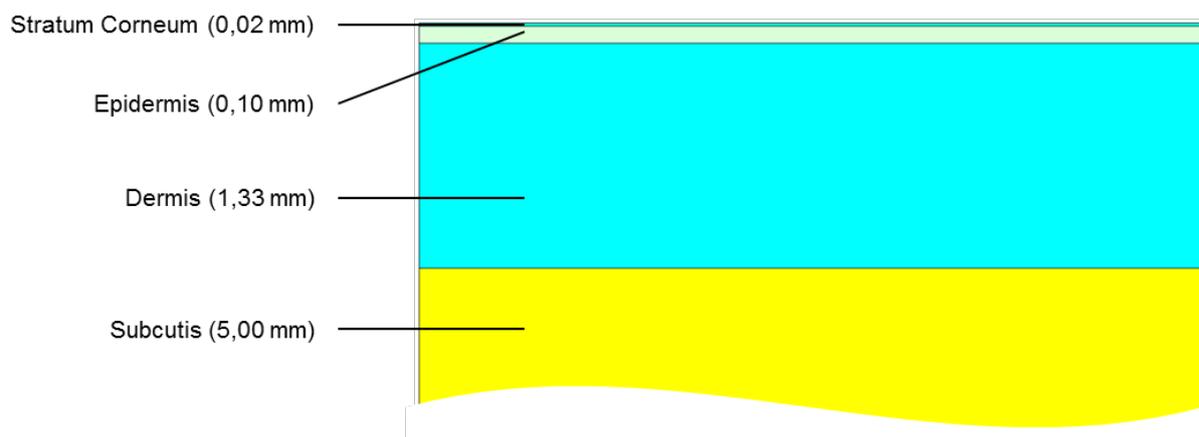


Abbildung 94: Aus drei Materialschichten bestehendes Hautmodell mit ebenen Materialübergängen [168]

Als zweites, planares Hautmodell wurde eine Hautpartie mit verhältnismäßig dickem Stratum Corneum betrachtet (Abbildung 95). Die Dicken der einzelnen Schichten wurden aus verschiedenen mikroskopisch aufgenommenen Bildern von Schnitten senkrecht zur Hautoberfläche abgeschätzt.

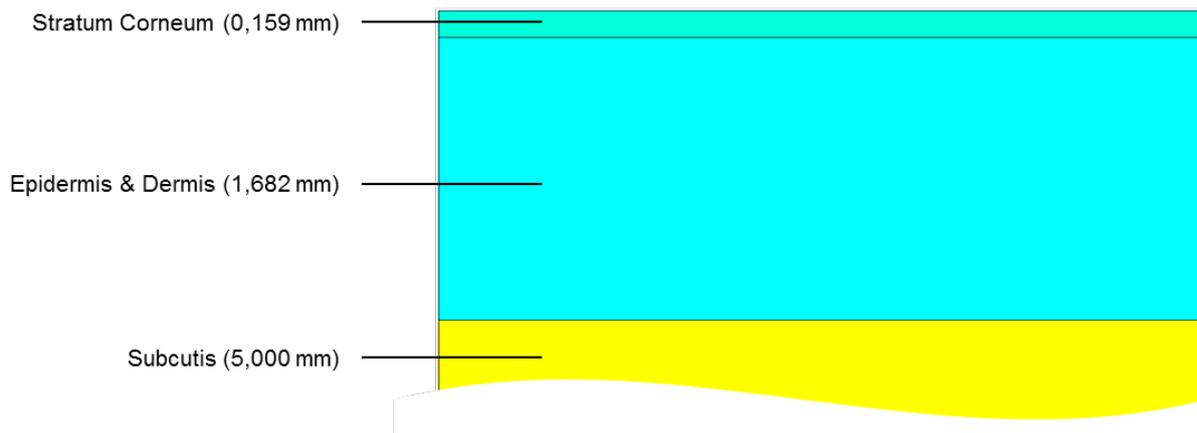


Abbildung 95: Aus drei Materialschichten bestehendes Hautmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit ebenen Materialübergängen

In Abbildung 96 ist eine solche Schnittaufnahme einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (Handflächen oder Fußsohle) wiedergegeben. Man kann erkennen, dass die Oberfläche der Haut sowie die einzelnen Grenzflächen zwischen den Hautschichten nicht eben sind, sondern eine nahezu periodische Struktur aufweisen. Dies veranlasst dazu, das Hautmodell aus Abbildung 95 in Anlehnung an diese Strukturen zu modifizieren, wobei die Schichtdicken nicht verändert werden (siehe Abbildung 97). Diese Struktur setzt sich in die Bildebene hinein kontinuierlich fort, wodurch die Hautoberfläche sowie die Materialgrenzschichten eine Rillenstruktur erhalten.

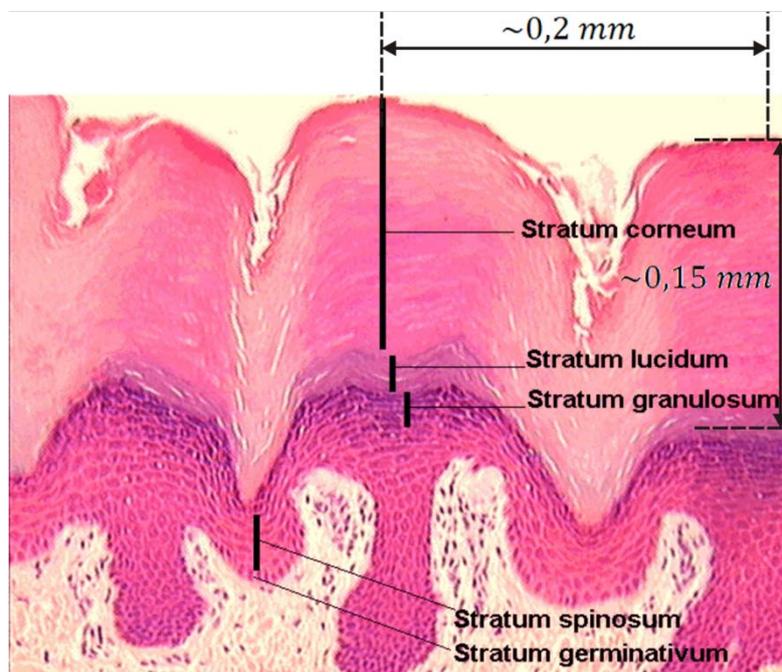


Abbildung 96: Schnittaufnahme einer verhältnismäßig dicken Hautschicht senkrecht zur Hautoberfläche [194]

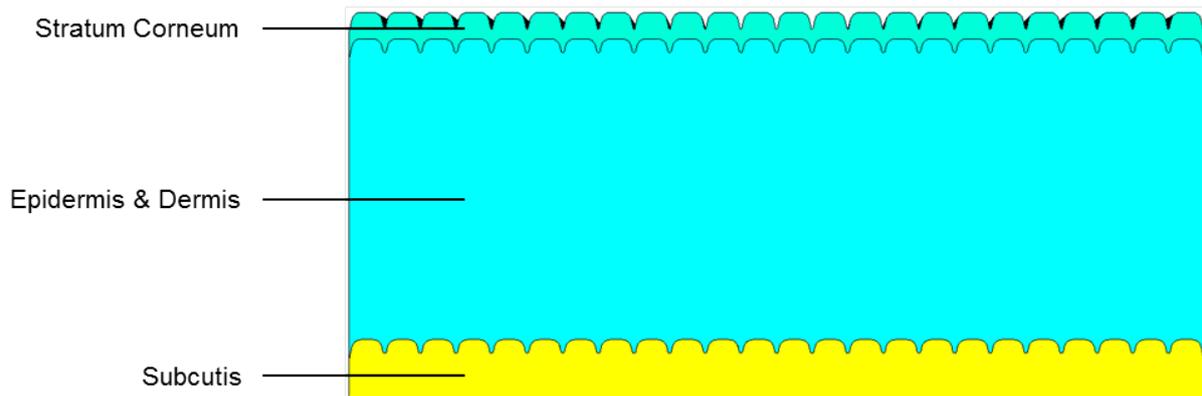


Abbildung 97: Aus drei Materialschichten bestehendes Hautmodell mit in Anlehnung an Abbildung 96 modifizierter Struktur der Materialübergänge

Zuletzt soll das in Abbildung 97 gezeigte Hautmodell durch eine Störstelle erweitert werden, indem das Modell durch ein Haar mit Wurzel ergänzt wird, welches von einer Talgschicht (Fett) umgeben ist (siehe Abbildung 98).

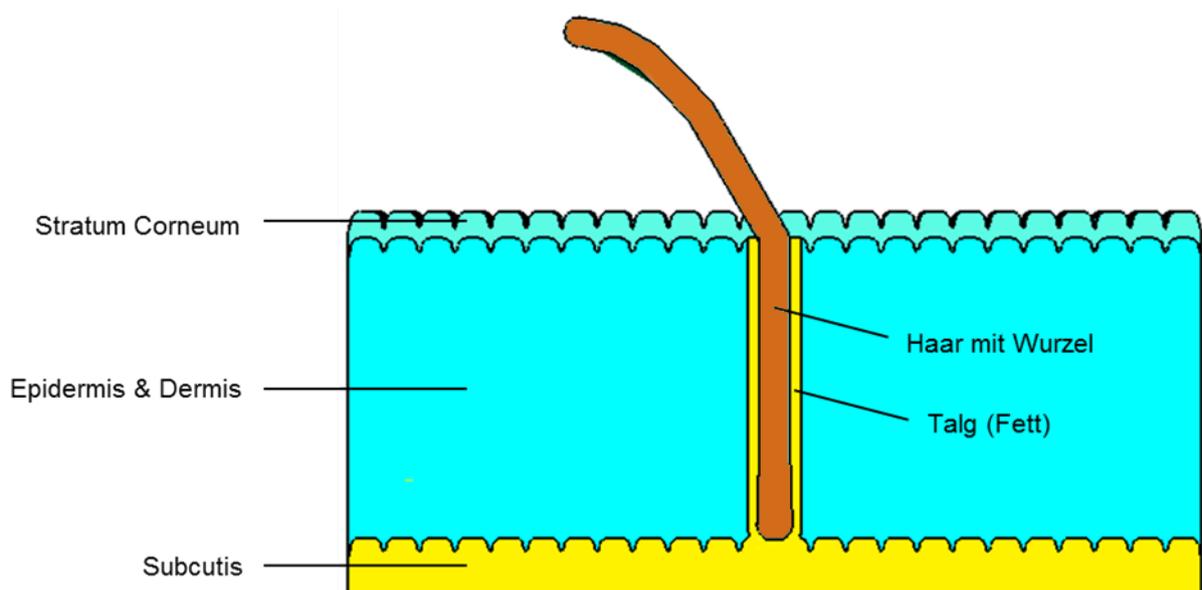


Abbildung 98: Durch ein Haar mit Wurzel und einer Talgschicht erweitertes Hautmodell aus Abbildung 97

Wie bereits bei der Modellbildung der Cornea in Abschnitt 3.1.4.2 wird auch hier die in Abschnitt 3.1.3 diskutierte „effective medium theory“ eingesetzt, um die dielektrischen Materialparameter für die Hautmodelle bei den Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2, 4, 6, 8 und 10 THz zu bestimmen.

Hierzu wird das in [171] beschriebene Modell für reines Wasser bei 37°C verwendet und nach Gl. 3.1 wieder um einen ionischen Leitfähigkeitsterm $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S/m}$ erweitert (vgl. Abschnitt 3.1.4.2a). Das so erhaltene Materialmodell $\underline{\epsilon}_{\text{Elektrolyt}}(\omega)$ wird bei der Mischmodellbildung des Stratum Corneum und der Epidermis & Dermis eingesetzt.

Zunächst wird die nur schwach hydrierte oberste Hautschicht, das in Abbildung 99 schematisch dargestellte Stratum Corneum, homogenisiert. Dazu werden zunächst die Korneozyten (kernlose Zellen,

in der Abbildung hellbraun dargestellt) mit der linearen Mischmethode (Gl. 3.8) aus 18% Elektrolyt ($\underline{\epsilon}_{\text{Elektrolyt}}(\omega)$) und 82% Makromolekülen, wie z.B. Proteinen, mit $\epsilon_{r,\text{Protein}} = 3$, zu einem Material mit $\underline{\epsilon}_{\text{Kor}}(\omega)$ gemischt [168].

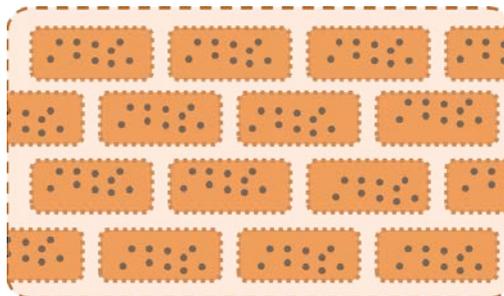


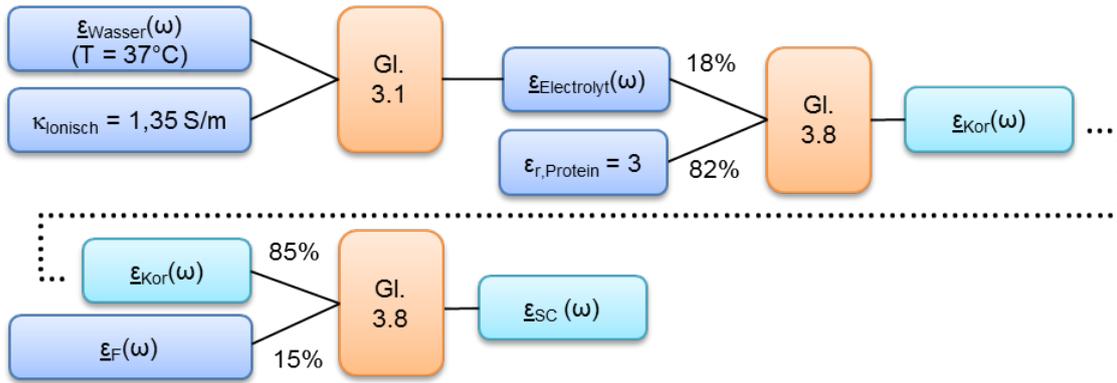
Abbildung 99: 2-dimensionale schematische Darstellung von Korneozyten (hellbraun), umgeben von Fett im Stratum Corneum

Die Korneozyten sind von einer Matrix aus Lipiden ($\underline{\epsilon}_F(\omega)$) umgeben (vgl. Abschnitt 3.1.3.1d)). Durch erneute Anwendung der linearen Mischmethode wird unter der Annahme eines 15-prozentigen Fettgehaltes das dielektrische Materialmodell mit $\underline{\epsilon}_{\text{SC}}(\omega)$ für das Stratum Corneum homogenisiert [168].

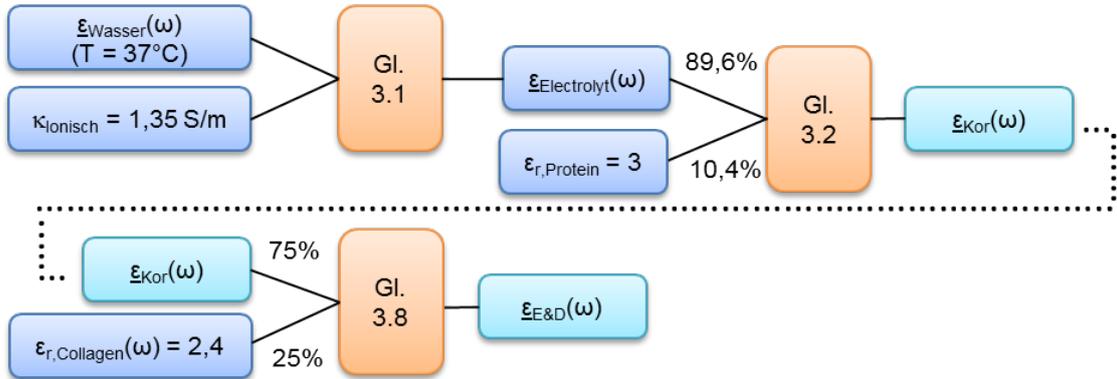
Zur Bestimmung der dielektrischen Materialparameter der Epidermis & Dermis müssen erneut Korneozyten, aber mit einem größeren Wasseranteil und anderer Geometrie als im Stratum Corneum, berücksichtigt werden. Hierzu werden mittels der Maxwell-Garnett-Gleichung (3D) kugelförmige Einschlüsse, hier z.B. Proteine mit $\epsilon_{r,\text{Protein}} = 3$ und einem Volumenanteil von 10,4%, mit dem Material $\underline{\epsilon}_{\text{Elektrolyt}}(\omega)$ (89,6%) gemischt. Das so definierte $\underline{\epsilon}_{\text{Kor}}(\omega)$ wiederum wird mit dem in der Epidermis & Dermis enthaltenen Collagen (Volumenanteil 25%) vermischt, um einen über die beiden Gewebe gemittelten Wasseranteil zwischen 65 und 70% zu erhalten [168] [195]. Das Collagen wird mit einem über der Frequenz konstanten $\epsilon_{r,\text{Collagen}} = 2,4$ [190] zu $\underline{\epsilon}_{\text{E\&D}}(\omega)$ nach Gl. 3.8 homogenisiert. Für die Abschätzung der dielektrischen Materialparameter des schwach hydrierten Haars wird das Material Elektrolyt (10%) [196] und Material von Protein (90%) durch Nutzung der linearen Mischmethode (Gl. 3.8) homogenisiert. Die Dichte wird mit 1300 kg/m^3 angenommen [197]. Da das elektromagnetische Feld bereits weit vor dem Beginn der Fettschicht fast vollständig absorbiert wird, sind für die dielektrischen Materialeigenschaften des Fetts konstante Werte $\epsilon_r = 2,89$ und $\kappa = 3,56 \text{ S/m}$ aus [136] für 100 GHz angesetzt, die Dichte wird mit 971 kg/m^3 berücksichtigt [198].

In Abbildung 100 sind die verwendeten Mischmethoden schematisch dargestellt, deren Ergebnisse in Tabelle 20 zusammengefasst sind.

a) **Stratum Corneum** $\epsilon_{SC}(\omega)$



b) **Epidermis & Dermis** $\epsilon_{E\&D}(\omega)$



c) **Haar** $\epsilon_{Ha}(\omega)$

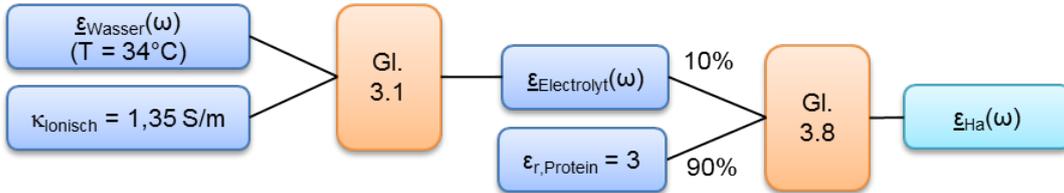


Abbildung 100: Mischvorgänge zu den in Tabelle 20 angegebenen dielektrischen Materialparametern für a) Stratum Corneum, b) der Epidermis und Dermis sowie c) dem Haar

	Epidermis¹ & Dermis²		Stratum Corneum³		Haar⁴	
	$\underline{\epsilon}_{E\&D}(\omega)$		$\underline{\epsilon}_{SC}(\omega)$		$\underline{\epsilon}_{Ha}(\omega)$	
$\rho / (\text{kg/m}^3)$	1190 ¹	1116 ²	1500 ³		1300 ⁴	
f / THz	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$
0,10	7,53	58,64	4,07	14,43	3,69	9,03
0,30	4,68	74,52	3,37	18,34	3,26	11,37
0,65	3,89	90,48	3,17	22,16	3,15	13,60
1,00	3,63	104,15	3,11	25,48	3,12	15,58
1,50	3,45	125,41	3,07	30,65	3,09	18,72
2,00	3,34	147,44	3,04	35,95	3,07	22,21
4,00	2,92	292,72	2,94	69,98	3,01	44,62
6,00	2,43	330,11	2,82	77,09	2,93	48,82
8,00	2,40	348,31	2,82	80,89	2,93	51,10
10,00	2,39	418,42	2,82	96,85	2,93	61,14

Tabelle 20: Materialparameter (Dichte ρ [198]^{1,2,3}; [197]⁴, Permittivität ϵ_r , Leitfähigkeit κ) für numerische Dosimetrieberechnungen am Hautmodell zwischen 0,1 und 10 THz, Fett wird mit den konstanten Werten $\epsilon_r = 2,89$, $\kappa = 3,56 \text{ S/m}$ [136] und $\rho = 971 \text{ kg/m}^3$ [198] berücksichtigt

Zur Überprüfung der Konsistenz des verwendeten Materialmodells werden die Materialparameter mit den aus der Literatur entnehmbaren Daten verglichen. Da in der Literatur ausschließlich Materialparameter der Haut, nicht aber ihrer Sub-Gewebe beschrieben sind, wurden in dem hier entwickelten Modell Stratum Corneum (9%) und Epidermis & Dermis (91%) (vgl. Volumenverhältnis in Abbildung 95) mit der linearen Mischmethode homogenisiert. In Abbildung 101 sind die in [136] genannten dielektrischen Materialparameter von „Skin Wet“ und „Skin Dry“ für den Frequenzbereich von 1 bis 100 GHz gezeigt und mit dem neuen, bis 10 THz reichenden Materialmodell verglichen. Hierbei zeigt sich, dass das verwendete Materialmodell bis 100 GHz den Verlauf der Permittivität sowie der elektrischen Leitfähigkeit sehr gut repräsentiert, wodurch die mit der Mischmethode berücksichtigte Struktur sowie ihre dielektrischen Eigenschaften bestätigt werden. Da für den Frequenzbereich oberhalb von 100 GHz hauptsächlich die ausgiebig untersuchten dielektrischen Eigenschaften von Wasser zur Änderung der komplexen Permittivität der Haut beitragen, ist davon auszugehen, dass das verwendete Modell ebenfalls in diesem Frequenzbereich zur Berechnung realistischer Materialparameter eingesetzt werden kann.

Ein Abgleich mit zuverlässigen Messergebnissen als weitere Absicherung ist, wie bereits erwähnt, aufgrund der unergiebigsten Datenlage in der Literatur derzeit nicht möglich.

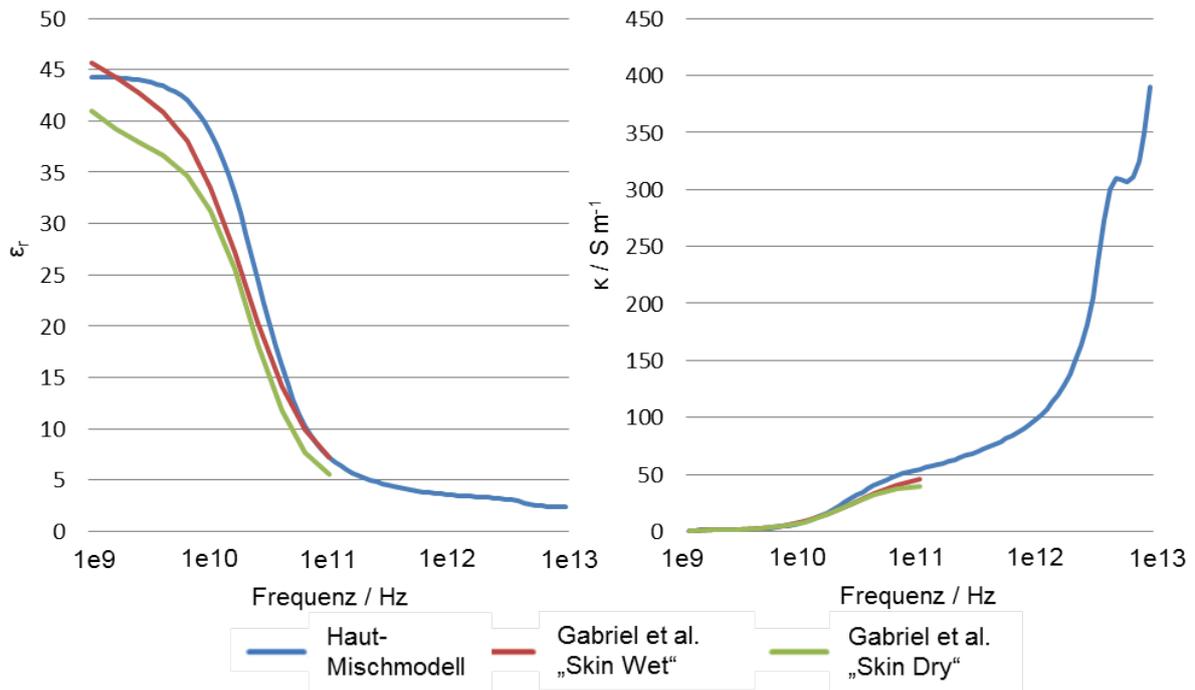


Abbildung 101: Vergleich des dielektrischen Materialmodells für die menschliche Haut mit der Literatur [136] im Frequenzbereich zwischen 1 GHz und 10 THz

3.2 Anregungsmodelle

Um die Ergebnisse der durchzuführenden dosimetrischen Untersuchungen im Rahmen weiterführender Arbeiten zur Beurteilung sehr unterschiedlicher Quellen und auch sehr unterschiedlicher Anordnungen Quelle(n) – Körperoberfläche verwenden zu können, ist es nicht zielführend, einzelne Quellen möglichst detailliert als Modell nachzubilden, sondern „kanonische“ Quellen zu verwenden.

Zu einem sehr flexiblen Konzept für den Entwurf kanonischer Quellen kommt man, wenn man als Ausgangspunkt das vektorielle Huygens'sche Prinzip (engl. ‚equivalence principle‘) wählt. Damit hat man einen sehr hohen Freiheitsgrad, technische Details einer Quelle in die Modellbildung einzubeziehen oder auch wegzulassen und dabei die Möglichkeit, die Auswirkungen der dann gewählten Vorgehensweise auf das Strahlungsfeld recht gut abschätzen zu können.

Das Strahlungsverhalten aller bisher diskutierten technischen Formen von THz-Quellen lässt sich mit dem Huygens'schen Prinzip auf das Strahlungsverhalten einer mit einer elektrischen und einer magnetischen Flächenstromdichte belegten ebenen Fläche zurückführen. Diese Umwandlung der Problemstellung ist exakt, wenn man (mit meist hohem Aufwand) die Flächenstromdichten der äquivalenten Quellen (auch „Huygens-Quellen“) exakt bestimmt. Der besondere Vorteil der Umwandlung ist, dass man oft durch geeignete physikalische Überlegungen für die Flächenstromdichten Näherungen finden kann, durch die sich die sonst sehr umfangreichen Berechnungen deutlich vereinfachen lassen. Dadurch sind oftmals erst praktikable Vorgehensweisen entwickelbar.

Im Abschnitt 3.2.1 werden die theoretischen Grundlagen zu der aufgezeigten Vorgehensweise kurz präsentiert. Anschließend werden die benötigten Gleichungen explizit angegeben. Im Abschnitt 3.2.2 wird gezeigt, wie die Umsetzung in ein Modul, angepasst an die Simulationssoftware CST Microwave Studio, erfolgte.

Das sehr einfache Modell einer TEM-Welle als Strahlungsquelle (Abschnitt 3.2.3) gestattet Untersuchungen an einem Objekt in einem Feld unter Ausschluss des Einflusses spezieller Eigenschaften der anregenden Antenne. Dabei werden zwei Fälle unterschieden: Im ersten Fall breitet sich die TEM-Welle in einem quaderförmigen Raum aus, begrenzt durch geeignete ideal elektrische und ideal magnetische Wände (idealisiertes Modell einer sogenannten Bandleitung). Dadurch erhält man ein räumlich begrenztes Modell einer homogenen ebenen Welle (HEW). Im zweiten Fall strahlt das Feld vom Ende einer TEM-Wellenleitung in den freien Raum. Die entsprechenden Untersuchungen sind hier auch deshalb von Bedeutung, weil das bei einer geometrisch-optischen Felddarstellung durch einen Strahl beschriebene Feld lokal gleich dem einer HEW ist.

Das bezüglich der Beschreibung des Strahlungsfeldes aktueller THz-Quellen wohl wichtigste Modell ist das der Gauß'schen Strahlwelle. Im Abschnitt 3.2.4 werden deshalb zunächst die wesentlichen Eigenschaften Gauß'scher Strahlwellen dargestellt. Da in den experimentellen Arbeiten (siehe AP 2, Abschnitt 2.4) eine Quelle mit einem Diagonalhorn als Antenne eingesetzt wird, werden die Aperturfelder dieses Diagonalhorns analytisch berechnet und daraus durch Vergleich rechnerisch die Parameter einer dem Strahlungsfeld der Quelle „äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle“ abgeleitet. Weiterhin werden die Parameter der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle durch Auswertung experimenteller Messungen der transversalen Strahlprofile in verschiedenen Abständen zur Apertur der diagonalen Hornantenne ermittelt. Mit den so gewonnenen Erkenntnissen wird das in Abschnitt 3.2.2 entwickelte

Verfahren so spezifiziert, dass Gauß'sche Strahlwellen, die sich unter einem beliebigen Winkel in den Raum ausbreiten, generiert werden können.

Im Abschnitt 3.2.5 schließlich werden die Gleichungen bereitgestellt, die für die Berechnung des Strahlungsfeldes einer offenen H_{10} -Rechteckhohlleitung mit dem Aperturfeldverfahren benötigt werden.

3.2.1 Aperturfeldverfahren

3.2.1.1 Anwendung des Huygens'schen Prinzips

Das Huygens'sche Prinzip besagt, dass das elektromagnetische Feld in einem Lösungsraum aus den tangentialen Komponenten der \vec{E} - und \vec{H} -Feldstärken auf der Berandung des Lösungsgebiets bestimmt werden kann. Für die Anwendung des Huygens'schen Prinzips zur Berechnung des Strahlungsfeldes von Antennen sind zwei Vorgehensweisen besonders zweckmäßig, was am Beispiel einer Hornantenne erläutert werden soll: Bei der ersten Vorgehensweise (Abbildung 102) wird eine Hüllfläche – im Folgenden „Huygensfläche“ genannt – so um die Antenne gelegt, dass sie unmittelbar auf der metallischen Außenwand der Antenne (F_1) liegt und die Öffnung der Hornantenne (F_2) überspannt.

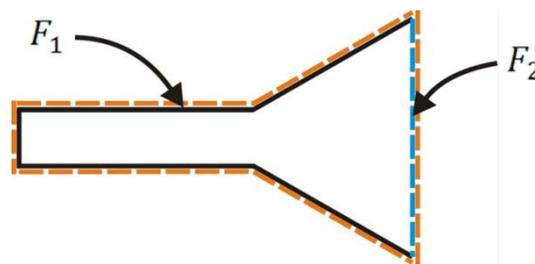


Abbildung 102: Prinzipdarstellung einer Hornantenne mit der umhüllenden Huygensfläche (orange), der metallischen Außenwand F_1 (schwarz) und der Antennenöffnung F_2 (blau)

Wenn die Antenne aus ideal leitendem Material besteht, gilt $\vec{E}_{tan} = 0$ auf F_1 . Näherungsweise kann auch $\vec{H}_{tan} = 0$ auf F_1 gesetzt werden. Zur Berechnung des Strahlungsfeldes der Hornantenne müssen folglich nur noch die Tangentialkomponenten von \vec{E} und \vec{H} in der Öffnung der Antenne, der Apertur, bekannt sein oder mit Hilfe geeigneter Näherungen bestimmt werden.

Mit äquivalenten elektrischen und magnetischen Flächenstromdichten

$$\vec{J}_S = \vec{n} \times \vec{H} \quad 3.10$$

und

$$\vec{M}_S = -\vec{n} \times \vec{E} \quad 3.11$$

erhält man eine Flächenstrombelegung auf F_2 , die in den sonst freien Raum strahlt.

Bei der zweiten Vorgehensweise (Abbildung 103) geht man davon aus, dass die Hornantenne durch eine Öffnung F_2 in einer leitenden ebenen Platte F_3 (zum Beispiel zur Abschirmung des rückwärtigen Bereichs) strahlt. Mit der Annahme, dass die leitende Platte unendlich ausgedehnt ist, wird jetzt die

Huygensfläche F_1 über die Platte und über die Öffnung gelegt und im Unendlichen über eine Halbkugelfläche geschlossen.

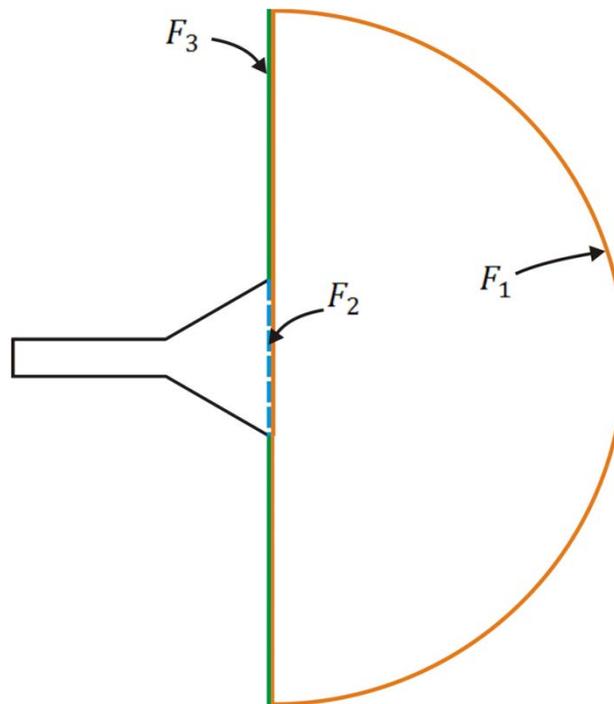


Abbildung 103: Huygensfläche F_1 (orange), die eine unendlich ausgedehnte metallische Platte F_3 (grün) und die Apertur der Hornantenne F_2 (blau) überspannt und im Unendlichen über eine Halbkugel geschlossen wird

Für die tangentialen Feldstärken auf dem ebenen Teil von F_1 gilt wieder $\vec{E}_{tan} = 0$ und $\vec{H}_{tan} \approx 0$. Auf der ebenfalls zu F_1 gehörenden Halbkugelfläche gilt wegen der Abstrahlungsbedingung $\vec{E}_{tan} = 0$ und $\vec{H}_{tan} = 0$. Somit bleibt - wie bei der ersten Vorgehensweise - auf F_2 nur die durch \vec{J}_S und \vec{M}_S gebildete Flächenstrombelegung, die jetzt nur noch in den rechten Halbraum strahlt.

3.2.1.2 Das Fernfeld einer ebenen Flächenstromverteilung

Im Folgenden werden die für die Anwendung des Aperturfeldverfahrens notwendigen Gleichungen aufgeführt, wobei vereinfachend nur das Fernfeld (nicht auch das Nahfeld) von Antennen bestimmt wird.

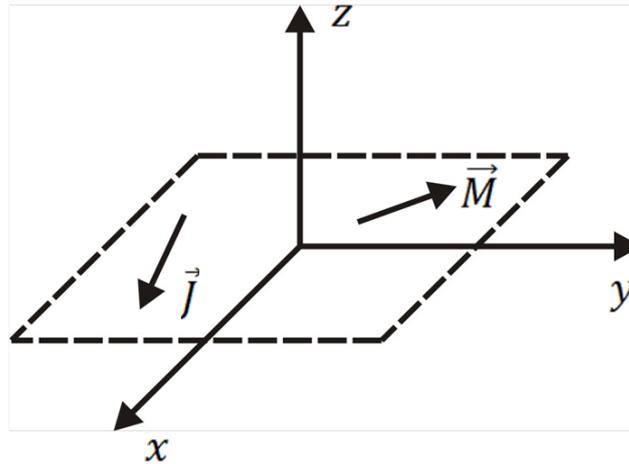
Die Lage der Flächenstromverteilung in der Ebene $z = 0$ eines kartesischen Koordinatensystems, die sich aus der elektrischen und magnetischen Stromdichteverteilung

$$\vec{J} = \vec{J}_S(x, y) = J_x(x, y)\vec{e}_x + J_y(x, y)\vec{e}_y \quad 3.12$$

und

$$\vec{M} = \vec{M}_S(x, y) = M_x(x, y)\vec{e}_x + M_y(x, y)\vec{e}_y \quad 3.13$$

ergibt, ist in Abbildung 104 dargestellt.

Abbildung 104: Flächenstromverteilung in der Ebene $z = 0$

Für das Fernfeld einer beliebigen räumlichen Stromverteilung gilt [199]

$$\vec{E} = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{E}_0(\vec{e}_r) = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} [\vec{e}_r \times (\vec{e}_r \times \vec{A}_0) Z_F + \vec{e}_r \times \vec{F}_0] \quad 3.14$$

mit

$$\vec{A}_0 = \vec{A}_0(\vec{e}_r) = \vec{A}_0(\vartheta, \varphi) = \iiint_V \vec{J}(\vec{r}') e^{-jk[|\vec{r}-\vec{r}'|-|\vec{r}'|]} dV' \quad 3.15$$

und

$$\vec{F}_0 = \vec{F}_0(\vec{e}_r) = \vec{F}_0(\vartheta, \varphi) = \iiint_V \vec{M}(\vec{r}') e^{-jk[|\vec{r}-\vec{r}'|-|\vec{r}'|]} dV'. \quad 3.16$$

Z_F ist der Feldwellenwiderstand, welcher sich zu

$$Z_F = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad 3.17$$

ergibt. Hierbei ist μ die Permeabilität und ε die Permittivität.

Da die Flächenstromverteilungen \vec{J}_S und \vec{M}_S nur Komponenten in x - und y -Richtung besitzen, gilt das auch für \vec{A}_0 und \vec{F}_0 :

$$\vec{A}_0 = A_{0x} \vec{e}_x + A_{0y} \vec{e}_y \quad 3.18$$

$$\vec{F}_0 = F_{0x} \vec{e}_x + F_{0y} \vec{e}_y \quad 3.19$$

Die Darstellung des Strahlungsfeldes einer Antenne soll zweckmäßigerweise in Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) erfolgen. Für die weiteren Berechnungen müssen also die kartesischen Einheitsvektoren \vec{e}_x und \vec{e}_y im Kugelkoordinatensystem dargestellt werden:

$$\vec{e}_x = \sin\vartheta \cos\varphi \vec{e}_r + \cos\vartheta \cos\varphi \vec{e}_\vartheta + \sin\varphi \vec{e}_\varphi \quad 3.20$$

$$\vec{e}_y = \sin\vartheta \sin\varphi \vec{e}_r + \cos\vartheta \sin\varphi \vec{e}_\vartheta + \cos\varphi \vec{e}_\varphi \quad 3.21$$

Einsetzen in die Gleichung für \vec{F}_0 ergibt

$$\begin{aligned}\vec{F}_0 &= \sin\vartheta(\cos\varphi F_{0x} + \sin\varphi F_{0y})\vec{e}_r \\ &\quad + \cos\vartheta(\cos\varphi F_{0x} + \sin\varphi F_{0y})\vec{e}_\vartheta \\ &\quad + (-\sin\varphi F_{0x} + \cos\varphi F_{0y})\vec{e}_\varphi\end{aligned}\quad 3.22$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned}\vec{e}_r \times \vec{F}_0 &= \vec{e}_r \times \vec{e}_\vartheta \cos\vartheta(\cos\varphi F_{0x} + \sin\varphi F_{0y}) \\ &\quad + \vec{e}_r \times \vec{e}_\varphi(-\sin\varphi F_{0x} + \cos\varphi F_{0y}) \\ &= \vec{e}_\varphi \cos\vartheta(\cos\varphi F_{0x} + \sin\varphi F_{0y}) \\ &\quad + \vec{e}_\vartheta(\sin\varphi F_{0x} - \cos\varphi F_{0y})\end{aligned}\quad 3.23$$

Durch Ersetzen von \vec{F}_0 durch \vec{A}_0 und nochmaliges Kreuzmultiplizieren mit \vec{e}_r ergibt sich

$$\begin{aligned}\vec{e}_r \times \vec{e}_r \times \vec{A}_0 &= -\vec{e}_\vartheta \cos\vartheta(\cos\varphi A_{0x} + \sin\varphi A_{0y}) \\ &\quad + \vec{e}_\varphi(\sin\varphi A_{0x} - \cos\varphi A_{0y})\end{aligned}\quad 3.24$$

und damit schließlich

$$\begin{aligned}\vec{E}_0(\vartheta, \varphi) &= \vec{e}_\vartheta[(F_{0x} - Z_F \cos\vartheta A_{0y})s - (F_{0y} + Z_F \cos\vartheta A_{0x})\cos\varphi] \\ &\quad + \vec{e}_\varphi[(Z_F A_{0x} + \cos\vartheta F_{0y})\sin\varphi - (Z_F A_{0y} - \cos\vartheta F_{0x})\cos\varphi]\end{aligned}\quad 3.25$$

mit

$$\begin{aligned}A_{0x} &= \iint J_x(x', y') e^{jk\vec{r}' \cdot \vec{e}_r} dx' dy' \\ &= \iint J_x(x', y') e^{jk(x' \cos\varphi \sin\vartheta + y' \sin\varphi \sin\vartheta)} dx' dy'.\end{aligned}\quad 3.26$$

Gleichung (3.26) kann man analog auch für A_{0y} , F_{0x} und F_{0y} aufstellen.

Für die weiteren Überlegungen wird davon ausgegangen, dass nur eine Komponente der Strombelegung ungleich Null ist, z.B. $J_x(x, y) \neq 0$. Für die anderen Komponenten gilt: $J_y = 0$, $M_x = 0$, $M_y = 0$.

Damit erhält man

$$\vec{E}_0(\vartheta, \varphi) = -Z_F \cos\vartheta \cos\varphi A_{0x} \vec{e}_\vartheta + Z_F \sin\varphi A_{0x} \vec{e}_\varphi. \quad 3.27$$

Für Aufpunkte in der Ebene $\varphi = 0$ spezialisiert sich dieser Ausdruck zu

$$\vec{E}_0(\vartheta, \varphi = 0) = -Z_F \cos\vartheta A_{0x} \vec{e}_\vartheta. \quad 3.28$$

Da der elektrische Feldvektor in dieser Ebene liegt, wird sie als \vec{E} -Ebene bezeichnet. Analog ergibt sich für Aufpunkte in der Ebene $\varphi = 90^\circ$

$$\vec{E}_0(\vartheta, \varphi = 90^\circ) = Z_F A_{0x} \vec{e}_\varphi. \quad 3.29$$

\vec{E} steht also senkrecht auf dieser Ebene, und da \vec{H} senkrecht auf \vec{E} steht, liegen die \vec{H} -Feldkomponenten in dieser Ebene, sie wird deshalb als \vec{H} -Ebene bezeichnet. Es werden im Folgenden nur Aufpunkte in der \vec{E} -Ebene, d.h. für $\varphi = 0$, weiter betrachtet. Aus Gl. 3.26 erhält man

$$A_{0x}(\vartheta, \varphi = 0) = \iint J_x(x', y') e^{jkx' \sin\vartheta} dx' dy'. \quad 3.30$$

In Abbildung 105 ist eine Apertur, begrenzt durch die Kurven $h_o(x')$ und $h_u(x')$ und belegt mit $J_{sx}(x', y')$, dargestellt.

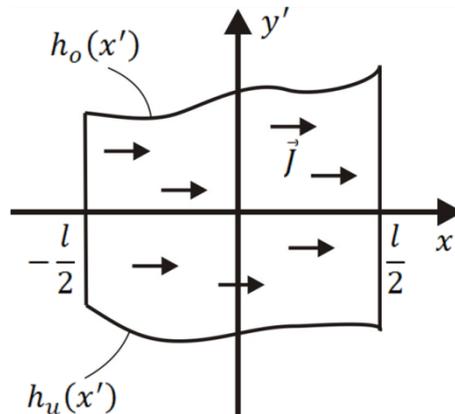


Abbildung 105: Durch die Kurven $h_o(x')$ und $h_u(x')$ begrenzte und mit einer Flächenstromverteilung \vec{J} belegte Apertur in der Ebene $z' = 0$

Damit lässt sich das Integral 3.30 folgendermaßen aufspalten:

$$A_{0x}(\vartheta, \varphi = 0) = \int_{x'=-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \int_{y'=h_u(x')}^{h_o(x')} J_x(x', y') dy' e^{jkx' \sin\vartheta} dx' \quad 3.31$$

Mit der Abkürzung

$$w(x') = \int_{y'=h_u(x')}^{h_o(x')} J_x(x', y') dy' \quad 3.32$$

und der Substitution

$$p = \frac{2x'}{l} \quad 3.33$$

$$u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin\vartheta = k \frac{l}{2} \sin\vartheta \quad 3.34$$

erhält man

$$A_{0x}(\vartheta, \varphi = 0) = \frac{l}{2} \int_{-1}^1 f(p) e^{jpu} dp = \frac{l}{2} g(-u) \quad 3.35$$

und schließlich die Gleichung

$$g(u) = \int_{-1}^1 f(p) e^{-jpu} dp. \quad 3.36$$

Damit wurde ein zentraler Satz der Antennentheorie abgeleitet: Die normierte Strahlungsfunktion $g(u)$ ist gleich der Fouriertransformierten der normierten Belegungsfunktion $f(p)$.

$$g(u) \leftrightarrow f(p) \quad 3.37$$

3.2.2 Entwicklung von Anregungsmodellen für die Software CST Microwave Studio

3.2.2.1 Grundidee

In der vorliegenden Arbeit wird die Simulationssoftware CST Microwave Studio dazu genutzt, Strahlungsfelder von Anregungsmodellen, die auf Basis des Aperturfeldverfahrens erstellt wurden, numerisch zu berechnen. Im Programmpaket der Software CST Microwave Studio gibt es kein Tool, das die Anwendung des Aperturfeldverfahrens unmittelbar ermöglicht. Im Folgenden soll dargestellt werden, wie durch das von der Software zur Verfügung gestellte Tool „Field Source“ dennoch eine Anwendung des Aperturfeldverfahrens realisiert werden kann. Das Tool ermöglicht es, ein Quader zu generieren, auf dessen sechs Berandungsflächen Felder eingepreßt werden können. Die Vorgehensweise besteht darin, auf einer der Flächen das benötigte Feld einzupreßen, und auf allen anderen Flächen das Feld zu Null zu setzen. Die von der ersten Fläche - der Anregungsfläche - erzeugten Felder können sich durch die anderen fünf Flächen ungehindert ausbreiten. Folgend soll auf die Modellierung dieser Anregungsfläche näher eingegangen werden.

Das Ende eines Aperturstrahlers (Hornantenne, Hohlleitungsende) kann durch eine Anregungsfläche ersetzt werden, auf der die tangentialen Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke aus der Aperturebene des Strahlers eingepreßt sind. Es ist aber auch möglich, Anregungsflächen zu definieren, die das tangential elektromagnetische Feld auf einer Fläche repräsentieren, die beliebig im Feld einer elektromagnetischen Welle (HEW, Gauß'sche Strahlwelle) angeordnet ist. Diese Vorgehensweise ist besonders im Hinblick auf numerische Simulationen hilfreich, da man anstelle der Modellierung einer gesamten Quelle nur eine mit einer bestimmten Feldverteilung belegte Fläche modellieren muss, die das lokale Strahlungsverhalten der Quelle beschreibt. Dadurch reduziert sich die Größe des Rechenraumes – und somit auch der numerische Aufwand – erheblich.

Zur Erstellung einer Anregungsfläche für einen bestimmten Wellentyp müssen nur die Tangentialkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärken (\vec{E}_{tan} und \vec{H}_{tan}) auf der sich an einer beliebigen Stelle im Feld der Welle befindlichen Fläche F berücksichtigt werden (Abbildung 106).

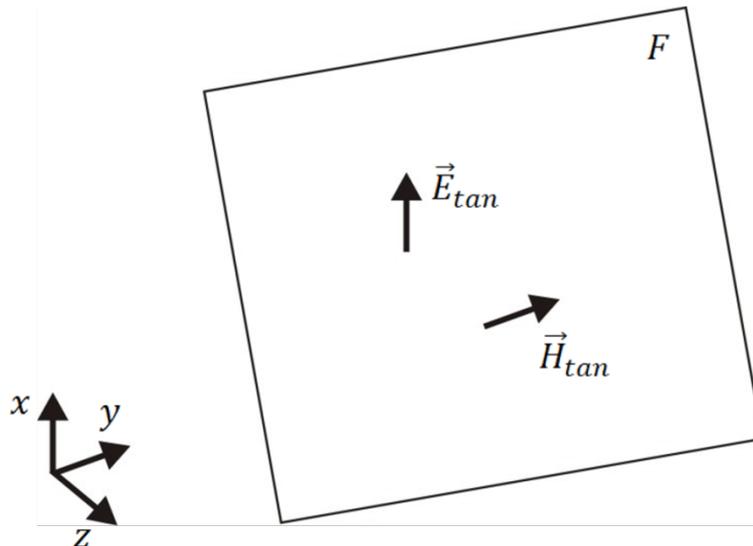


Abbildung 106: Beliebige im Raum angeordnete Anregungsfläche F , definiert durch die zu dieser Fläche tangentialen Feldkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke

Die tangente elektrische Feldstärke \vec{E}_{tan} in einem Punkt der Fläche F ergibt sich aus der Flächennormalen \vec{n} der Anregungsfläche und dem elektrischen Feldvektor \vec{E} in diesem Punkt wie folgt:

$$\vec{E}_{tan} = \vec{E} - (\vec{n} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{n} \quad 3.38$$

Der Vektor \vec{E} wird also auf die Fläche F projiziert, was Abbildung 107 verdeutlicht.

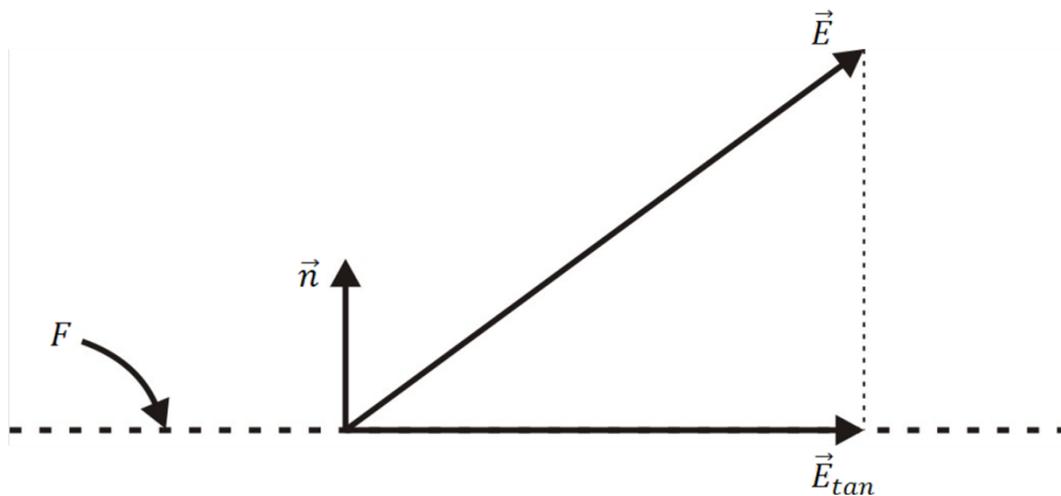


Abbildung 107: Projektion des elektrischen Feldvektors \vec{E} auf die Fläche F

Die Tangentialkomponenten der magnetischen Feldstärke \vec{H}_{tan} folgen aus den Feldkomponenten der elektrischen Feldstärke \vec{E} durch

$$\vec{H}_{tan} = \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}}{Z_F} - \left(\vec{n} \cdot \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}}{Z_F} \right) \cdot \vec{n}, \quad 3.39$$

wobei dieser Zusammenhang nur für TEM-Wellen gilt. \vec{e}_k ist dabei der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der Welle.

Über die tangentialen Feldkomponenten \vec{E}_{tan} und \vec{H}_{tan} sind schließlich auch die elektrischen und magnetischen Flächenstromdichten

$$\vec{J}_F = \vec{n} \times \vec{H}_{tan} \quad 3.40$$

und

$$\vec{M}_F = -\vec{n} \times \vec{E}_{tan} . \quad 3.41$$

auf der Fläche F definierbar.

Man erhält also eine Flächenstrombelegung, die in den umgebenen Raum strahlt (siehe Abschnitt 3.2.1.2).

Um Anregungsmodelle verschiedener Aperturfelder oder Wellentypen programmieren zu können, muss die grundlegende mathematische Charakterisierung der darzustellenden elektromagnetischen Felder bekannt sein. Die mathematischen Grundlagen für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Wellentypen (Homogene ebene Welle, Gauß'sche Strahlwelle, TE_{01} -Welle) werden in den Abschnitten 3.2.3 bis 3.2.5 behandelt. Dort wird auch die Modellierung der für die verschiedenen Wellentypen definierten Anregungsmodelle einschließlich der erzeugten Feldverteilungen erläutert. Zunächst wird im folgenden Abschnitt die Modellierung eines Anregungsmodells im allgemeinen Fall geschildert, sodass mit der erarbeiteten Vorgehensweise Anregungsmodelle jeglicher Wellentypen realisiert werden können.

3.2.2.2 Programmiertechnische Umsetzung

Zur Modellierung eines Anregungsmodells stelle man sich zunächst eine rechteckige Fläche F mit den Seitenlängen a und b vor, deren Mittelpunkt z_0 auf der z -Achse liegt, in dem auch das lokale Koordinatensystem (x', y') definiert ist (Abbildung 108). Wenn die Flächennormale \vec{n} um den Winkel α gegenüber der z -Achse verkippt wird, ergibt sich ihre Beschreibung zu

$$\vec{n} = \sin(\alpha) \vec{e}_y + \cos(\alpha) \vec{e}_z . \quad 3.42$$

Alle Punkte P' auf der Fläche F werden durch

$$P' = (x', y') = \left(m \frac{a}{2}, n \frac{b}{2} \right) \quad \text{mit} \quad -1 \leq m, n \leq 1 \quad 3.43$$

beschrieben.

Die Aufpunktvektoren \vec{P}' , die auf die Punkte P' zeigen und ihren Ursprung im globalen Koordinatensystem (x, y, z) haben, werden wie folgt bestimmt:

$$\vec{P}' = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \\ y' \cos(\alpha) \\ z_0 - y' \sin(\alpha) \end{pmatrix} \quad 3.44$$

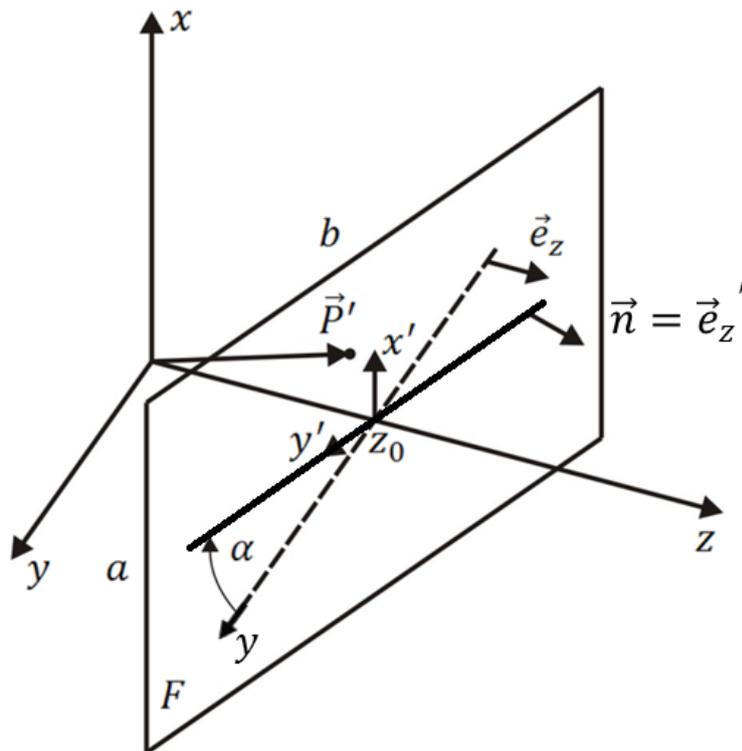


Abbildung 108: Gegenüber der z -Achse verwinkelte Fläche F mit den für die Bestimmung der elektromagnetischen Tangentialkomponenten benötigten Größen

Man kann nun die Tangentialkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke in jedem Punkt P' auf der Fläche F nach den Gln. 3.38 und 3.39 durch

$$\vec{E}_{tan}(\vec{P}') = \vec{E}(\vec{P}') - (\vec{n} \cdot \vec{E}(\vec{P}')) \cdot \vec{n} \quad 3.45$$

und

$$\vec{H}_{tan}(\vec{P}') = \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}(\vec{P}')}{Z_0} - \left(\vec{n} \cdot \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}(\vec{P}')}{Z_0} \right) \cdot \vec{n} \quad 3.46$$

berechnen.

Die im Rahmen dieses Forschungsvorhabens erstellten C++-Programme ermöglichen es, eine diskrete elektromagnetische Feldverteilung auf der Fläche F zu berechnen sowie die numerischen Daten in ein für die Software CST Microwave Studio Suite 2012TM vorgesehenes Dateiformat zu wandeln.

Vor Beginn des Programm Durchlaufs werden dem Programm folgende Konstanten übergeben:

- Frequenz f der elektromagnetischen Welle
- Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$
- Freifeld-Wellenwiderstand Z_0
- Winkel α zwischen der z -Achse und der Flächennormalen \vec{n} der Anregungsfläche F
- Seitenlängen a und b der Anregungsfläche F
- Abstand $\Delta x'$ und $\Delta y'$ zwischen den Aufpunkten P' auf der Fläche F
- Lage z_0 des Mittelpunktes der Anregungsfläche F im globalen Koordinatensystem (x, y, z)

Zu Beginn des Programmdurchlaufs werden folgende Parameter aus den zu Beginn übergebenen Konstanten berechnet:

- Freiraum-Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{f}$

- Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

- Anzahl $n_{x'}$ und $n_{y'}$ der Aufpunkte in x' - und y' -Richtung auf der Anregungsfläche F :

$$n_{x'} = \frac{a}{\Delta x'} \quad 3.47$$

$$n_{y'} = \frac{b}{\Delta y'} \quad 3.48$$

- Von der Anregungsfläche abgestrahlte Leistung P_{ab} .

Als Nächstes wird Speicherplatz für zweidimensionale Arrays alloziert, in welche die später berechneten elektrischen und magnetischen Feldwerte abgespeichert werden. Es wird also jeweils ein Array für die elektrische und die magnetische Feldstärke deklariert, in denen Speicherplatz für $(n_{x'} \times n_{y'})$ Einträge reserviert wird.

Nun werden für jeden auf der Fläche F definierten Punkt P' die auf der Fläche tangential liegenden elektrischen und magnetischen Feldstärke-Momentanwerte $\vec{E}_{tan}(\vec{P}', t = 0)$ und $\vec{H}_{tan}(\vec{P}', t = 0)$ berechnet. Zwei ineinander verschachtelte „for“-Schleifen variieren die Werte $-\frac{a}{2} < x' < \frac{a}{2}$ (bzw. $-\frac{b}{2} < y' < \frac{b}{2}$) mit der Schrittweite $\Delta x'$ (bzw. $\Delta y'$). Innerhalb dieser verschachtelten Schleife wird zuerst für jeden Punkt P' der Aufpunktvektor \vec{P}' im globalen Koordinatensystem (x, y, z) berechnet. Nun wird für jeden Punkt die tangentiale elektrische Feldstärke $\vec{E}_{tan}(\vec{P}')$ nach Gl. 3.45 sowie die tangentiale magnetische Feldstärke $\vec{H}_{tan}(\vec{P}')$ nach Gl. 3.46 bestimmt.

Zuletzt müssen die berechneten Felddaten in ein spezielles Dateiformat (NFD-Format) geschrieben werden, welches den Felddaten-Import in die Simulationsumgebung der Software CST Microwave Studio Suite 2012™ ermöglicht. In diesem Dateiformat können die tangentialen elektromagnetischen Feldkomponenten auf den sechs Seiten eines Quaders definiert werden. Dieser Quader fungiert dann als Feldquelle („Field Source“) für eine numerische elektromagnetische Simulation. Da die vorliegende Problemstellung lediglich die Belegung einer Fläche erfordert, die Software jedoch kein entsprechendes Tool für dieses Erfordernis bietet, werden hier die Felder aller anderen fünf Flächen des Quaders zu Null gesetzt. Der Aufbau der NFD-Datei ist in Abbildung 109 dargestellt. Die hier neu eingeführten Größen n_z und Δz weisen dem Quader eine Tiefe zu, die aber für die hier angestellten Betrachtungen keine Relevanz hat.

```

cell_number 777 499 5
              nx' ny' nz
              Δy' in m
cell_size 1e-005 1e-005 0.0001 Δz in m
Δx' in m
box_min 0.000000e+000 0.000000e+000 0.000000e+000
data
{
  frequency 6.45e+011 ← Frequenz f in Hz
  Xlower
  {
    0 0 0 0 0 0 0 0
    ...
    .
    .
  }
  Xupper
  {
    0 0 0 0 0 0 0 0
    ...
    .
    .
  }
  Ylower
  {
    0 0 0 0 0 0 0 0
    ...
    .
    .
  }
  Yupper
  {
    0 0 0 0 0 0 0 0
    ...
    .
    .
  }
  Zlower
  {
    0 0 0 0 0 0 0 0
    ...
    .
    .
  }
  Zupper
  {
    real(E_x) imag(E_x) 0 0 0 0 0 0
    ...
    .
    .
    Re{E_tan(P')} Im{E_tan(P')}
    real(H_y) imag(H_y)
    ...
    .
    .
    Re{H_tan(P')} Im{H_tan(P')}
  }
}

```

Abbildung 109: Aufbau der NFD-Datei zum Import der Felddaten in CST Microwave Studio 2012™

3.2.3 Anregungsmodelle für TEM-Wellen

3.2.3.1 Homogene ebene Wellen (HEW)

Bei homogenen ebenen Wellen handelt es sich um transversal-elektromagnetische Wellen (TEM-Wellen), sie besitzen also keine Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung. Die Richtung des elektrischen Feldes und die des magnetischen Feldes und die Ausbreitungsrichtung beschreiben ein Rechtssystem. Der Quotient aus den Amplituden der elektrischen und der magnetischen Feldstärke ist gleich dem Feldwellenwiderstand Z_F (Gl. 3.17).

Die Ausbreitungsrichtung der TEM-Welle wird durch den Wellenvektor

$$\vec{k} = k\vec{e}_k = \sqrt{\mu\varepsilon}\vec{e}_k \quad 3.49$$

bestimmt.

Damit lassen sich die Gleichungen für elektrische und magnetische Feldstärke einer sich in einem verlustfreien Medium in z -Richtung ausbreitenden Welle mit $\vec{e}_k = \vec{e}_z$ in folgender Form schreiben:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\vec{r}} = \vec{E}_0 e^{-jkz} \quad 3.50$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{e}_z \times \vec{E}_0}{Z_F} e^{-jkz} \quad 3.51$$

3.2.3.2 Erstellung von Anregungsmodellen für TEM-Wellen

Im Weiteren werden Anregungsflächen betrachtet, die die tangential elektromagnetische Feldverteilung auf einer beliebig im Feld einer homogenen ebenen Welle angeordneten ebenen Fläche beschreiben. In Abbildung 110 ist die Verteilung der tangentialen elektrischen Feldstärke (Betrag des Momentanwertes zum Zeitpunkt $t = 0$) auf einer Fläche dargestellt, die orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der homogenen ebenen Welle angeordnet ist. Die Feldstärkeverteilung auf dieser Fläche ist homogen, da es sich um eine Fläche konstanter Phase handelt. Die Phasenfronten der Welle sind ebenfalls in Abbildung 110 angedeutet.

Die gleiche Betrachtung wird durchgeführt für eine im Feld der homogenen ebenen Welle schräg angeordnete ebene Fläche (Abbildung 111). Anhand der Feldverteilung auf dieser Fläche kann man erkennen, dass die Fläche mehrere Phasenfronten der homogenen ebenen Welle schneidet, man erhält also eine Phasenbelegung auf dieser Fläche.

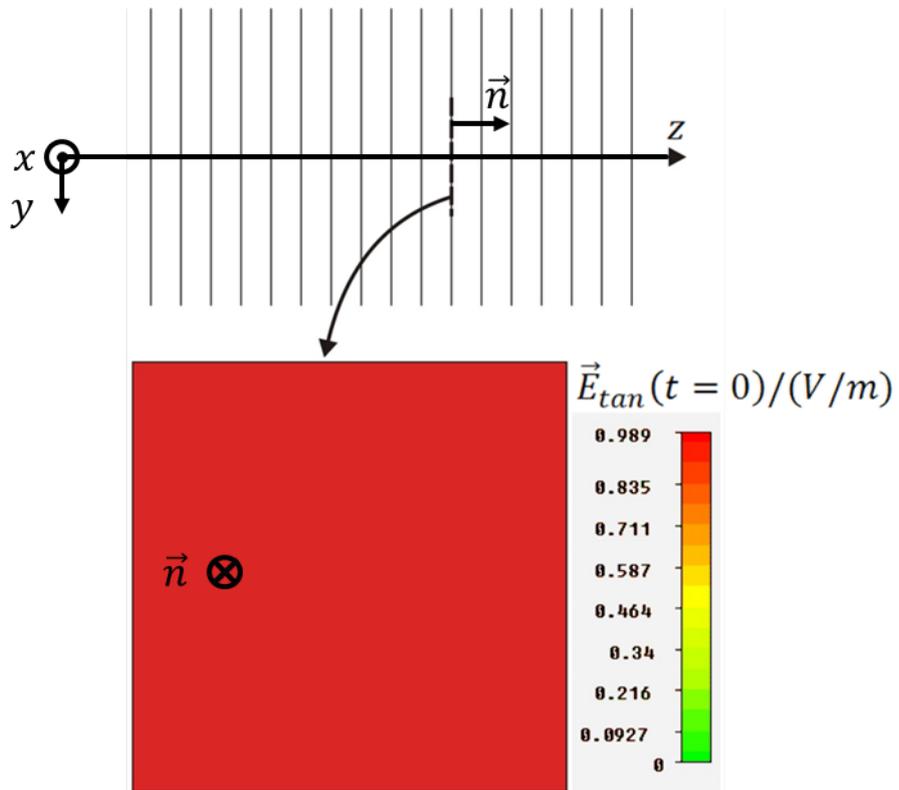


Abbildung 110: Tangentiale elektrische Feldverteilung auf einer im Feld einer homogenen ebenen Welle orthogonal zur Ausbreitungsrichtung liegenden ebenen Fläche

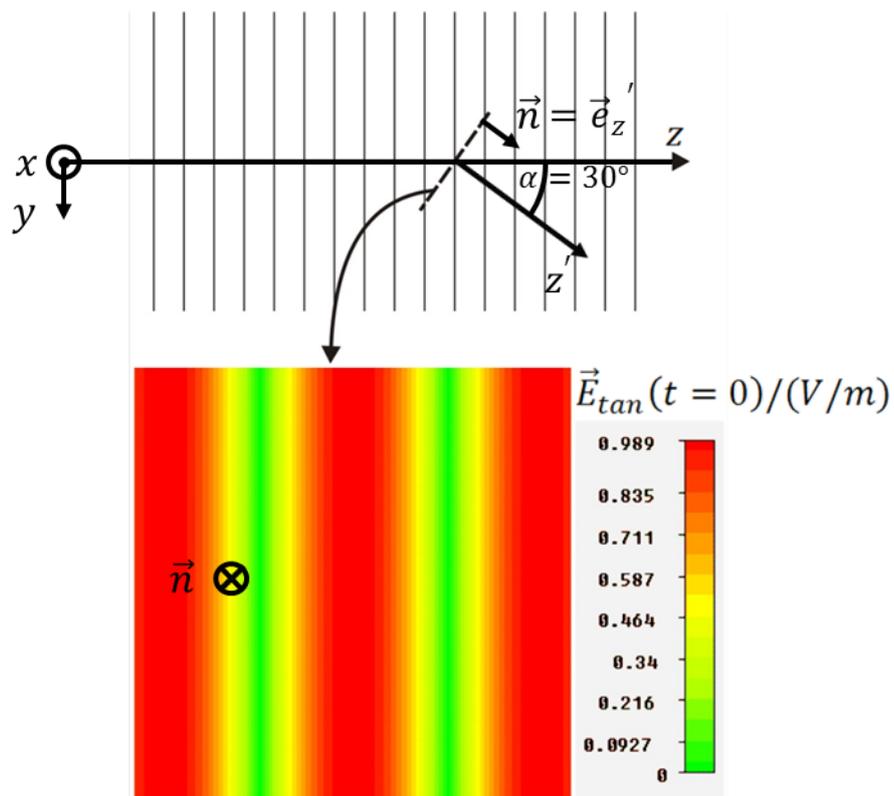


Abbildung 111: Momentane tangentielle elektrische Feldverteilung auf einer im Feld einer homogenen ebenen Welle schräg zur Ausbreitungsrichtung angeordneten ebenen Fläche („Phasenbelegung“)

3.2.3.3 Berechnung der erzeugten Nah- und Fernfelder

a) Randbedingungen

Bevor die eigentliche Feldberechnung behandelt wird, ist zu klären, welche Randbedingungen für die hier betrachteten Modellierungen von Rechenräumen mit verschiedenen Anregungsmodellen gewählt werden müssen. Die einfachste Form der Anregung ist die homogene Belegung, wie sie bereits im vorigen Abschnitt aufgeführt wurde. Sie kann als ein Flächenausschnitt der Phasenfront einer homogenen ebenen Welle angesehen werden. Eine homogene ebene Welle besitzt unendlich ausgedehnte, ebene Phasenfronten und tritt in der physikalischen Realität nicht auf. Häufig lassen sich jedoch Strahlungsfelder von Feldquellen durch das Feld einer homogenen ebenen Welle näherungsweise beschreiben. Die von einer homogen belegten und seitlich begrenzten Anregungsfläche angeregte Welle würde bei der Ausbreitung im freien Raum divergieren, was auf den physikalischen Effekt der Beugung zurückzuführen ist. Durch geeignete Wahl der Randbedingungen des numerischen Rechenraumes, die die Anregungsfläche seitlich umschließen, kann dies jedoch vermieden werden, was zur Simulation bestimmter Anwendungen wünschenswert ist. Dafür werden auf den parallel zum \vec{E} -Feldvektor und parallel zum \vec{k} -Vektor liegenden Raumbegrenzungsflächen magnetische Randbedingungen definiert, das heißt konkret, die Tangentialkomponenten der magnetischen Feldstärke \vec{H}_{tan} werden auf diesen Flächen zu Null gesetzt. Auf den beiden anderen zum \vec{k} -Vektor parallelen Flächen gilt $\vec{E}_{tan} = 0$ (elektrische Randbedingungen). Auf den Randflächen an den Stellen z_{min} und z_{max} werden offene Randbedingungen (PML) gewählt, diese Flächen absorbieren also eine auftreffende elektromagnetische Welle. In dieser speziellen Anordnung von elektrischen und magnetischen Randbedingungen (Abbildung 112) - auch als „Bandleitung“ bezeichnet - kann sich eine TEM-Welle mit ebenen Phasenfronten ausbreiten. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit wird für dieses Modell als Anregung das von der Software CST Microwave Studio Suite 2012TM bereitgestellte Tool „Plane Wave“ verwendet.

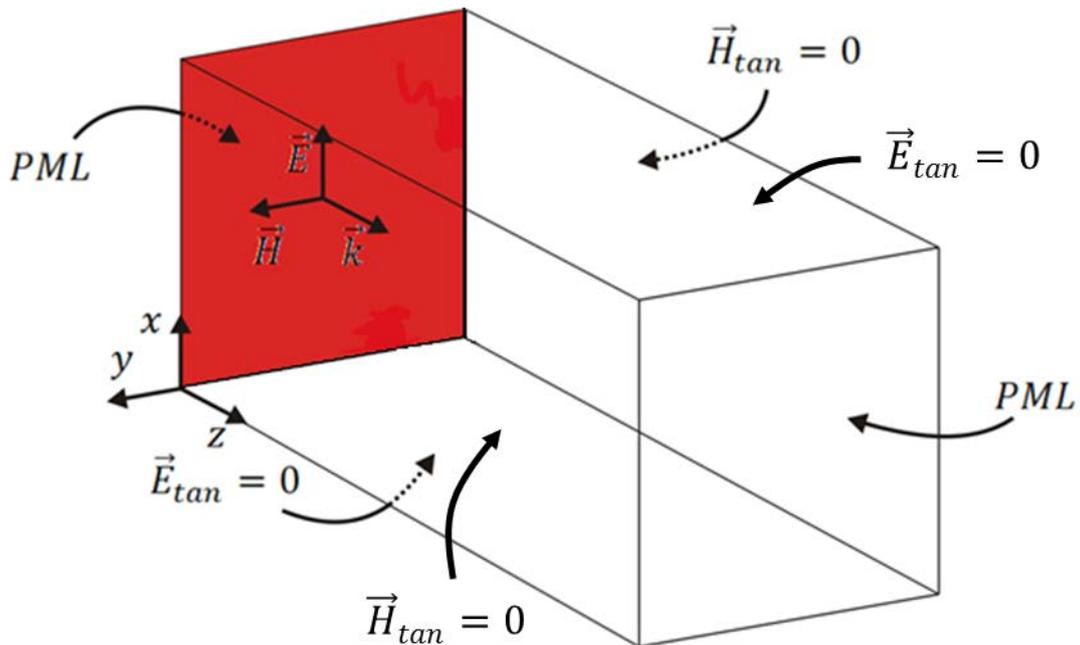


Abbildung 112: Spezielle Anordnung elektrischer und magnetischer Randbedingungen (Bandleitung), zwischen denen sich eine durch eine homogen belegte Fläche angeregte TEM-Welle mit ebenen Phasenfronten ausbreiten kann

Andere Anwendungen erfordern eine beliebig im Raum angeordnete belegte Fläche, wie in Abschnitt 3.2.1.1, die in den sonst freien Raum strahlt. Die numerische Modellierung einer solchen Anordnung in Kombination mit einer feldbelegten Anregungsfläche benötigt einen numerischen Rechenraum, der nur aus dem Anregungsmodell besteht und in alle Richtungen durch offene Randbedingungen begrenzt wird. Abbildung 113 zeigt dies für eine Anregungsfläche homogener Belegung.

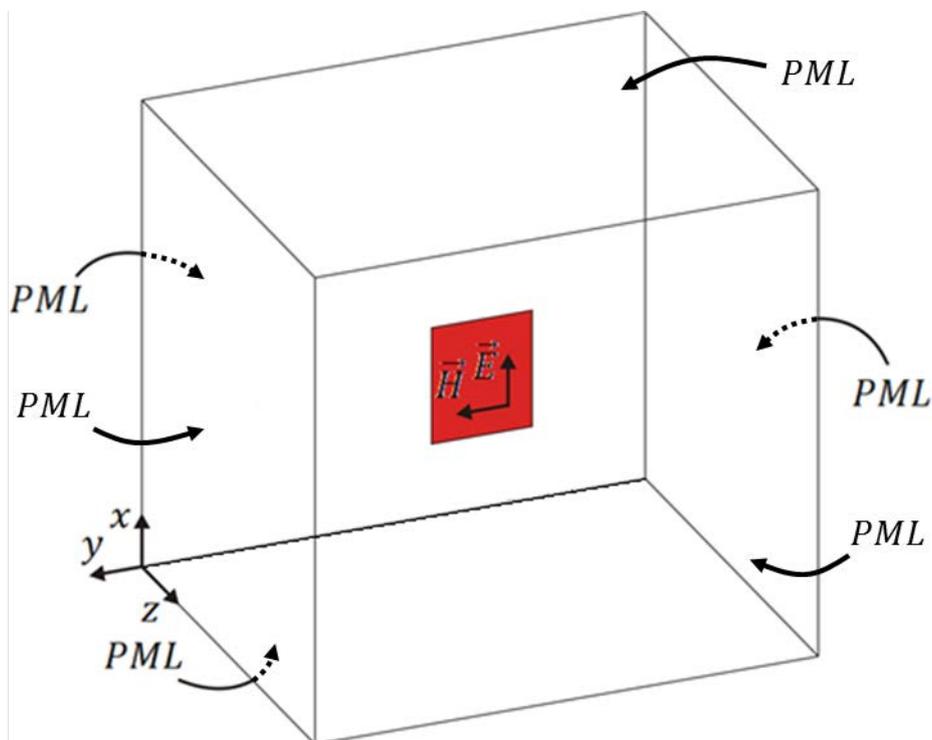


Abbildung 113: Homogen belegte Fläche in einem durch ausschließlich offene Randbedingungen begrenzten Rechengebiet

Die dritte Anwendungsmöglichkeit eines Anregungsmodells mit einer TEM-Belegung entspricht der zweiten Vorgehensweise aus Abschnitt 3.2.1.1 (Anwendung des Huygens'schen Prinzips). Die belegte Fläche ist dabei von einer unendlich ausgedehnten, ideal leitenden Platte (PEC) umgeben, die im Unendlichen über eine Halbkugel geschlossen wird. Zu Modellierungszwecken wird die Größe dieser Platte so gewählt, dass der Raum an den seitlichen Begrenzungen der Platte nahezu feldfrei ist. Für alle übrigen Begrenzungsflächen des Rechenraumes werden offene Randbedingungen gewählt (Abbildung 114).

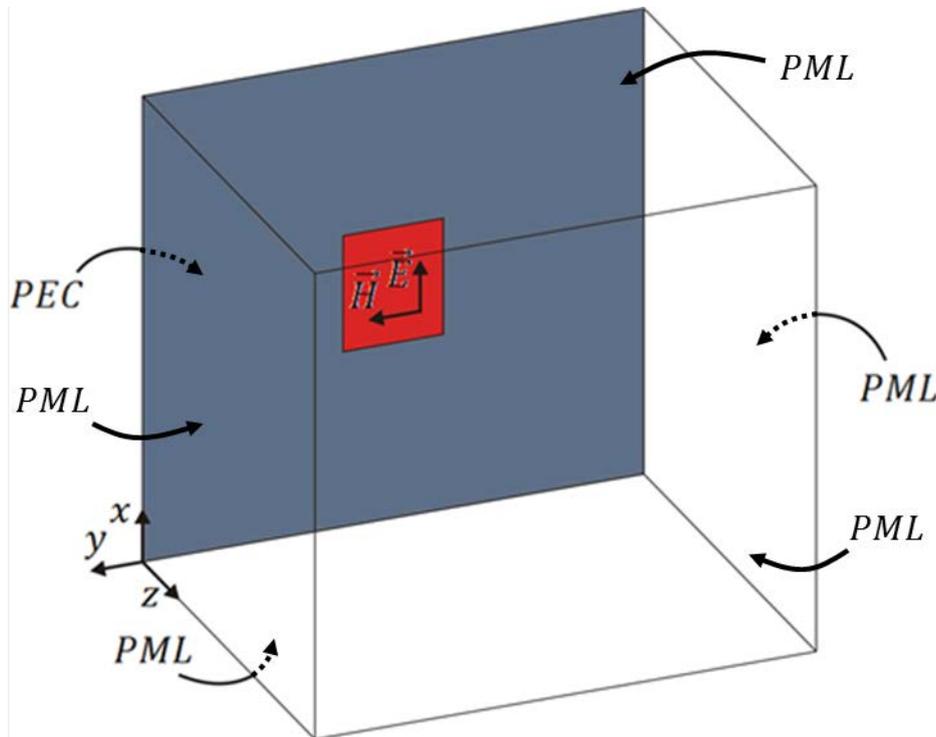


Abbildung 114: Von einer ebenen, ideal leitenden Platte umgebene homogen belegte Fläche in einem durch offene Randbedingungen begrenzten Rechengebiet

b) Feldberechnung

Bandleitung

Als erstes wird die elektromagnetische Feldberechnung für die durch Abbildung 112 definierte Bandleitung durchgeführt. Abbildung 115 zeigt eine im logarithmischen Maßstab dargestellte Momentaufnahme der elektrischen Feldstärkeverteilung $\vec{E}(z, t = 0)$ der durch die homogen belegte Fläche angeregten TEM-Welle. Der Scheitelwert der Welle beträgt $\hat{E} = 1 \text{ V/m}$ bei der Frequenz $f = 645 \text{ GHz}$. Die Welle wird an der Stelle z_{min} angeregt, läuft in positive z -Richtung und wird an der Stelle z_{max} von der offenen Randbedingung absorbiert. Die spezielle Anordnung der elektrischen und magnetischen Randbedingungen (Bandleitung) verhindert eine Aufweitung der Welle, wodurch die Phasenfronten eben bleiben.

Weiterhin ist in Abbildung 116 die logarithmische Darstellung des Scheitelwerts der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|$ der sich ausbreitenden TEM-Welle zu sehen. Da die Wellenberge jeden Punkt im Rechengebiet passieren, ist der Scheitelwert der elektrischen Feldstärke einer Periode T für jeden Raumpunkt

Homogene Belegung im freien Raum

Im Folgenden wird eine homogen belegte Fläche von $(1,5 \times 1,5) \text{ mm}^2$ Größe (gestrichelte Markierung im Feldbild) betrachtet, die bei einer Frequenz von 645 GHz in den sonst freien Raum strahlt (Modellierung nach Abbildung 113). In Abbildung 117 ist die von dem Anregungsmodell erzeugte elektrische Feldverteilung zu sehen.

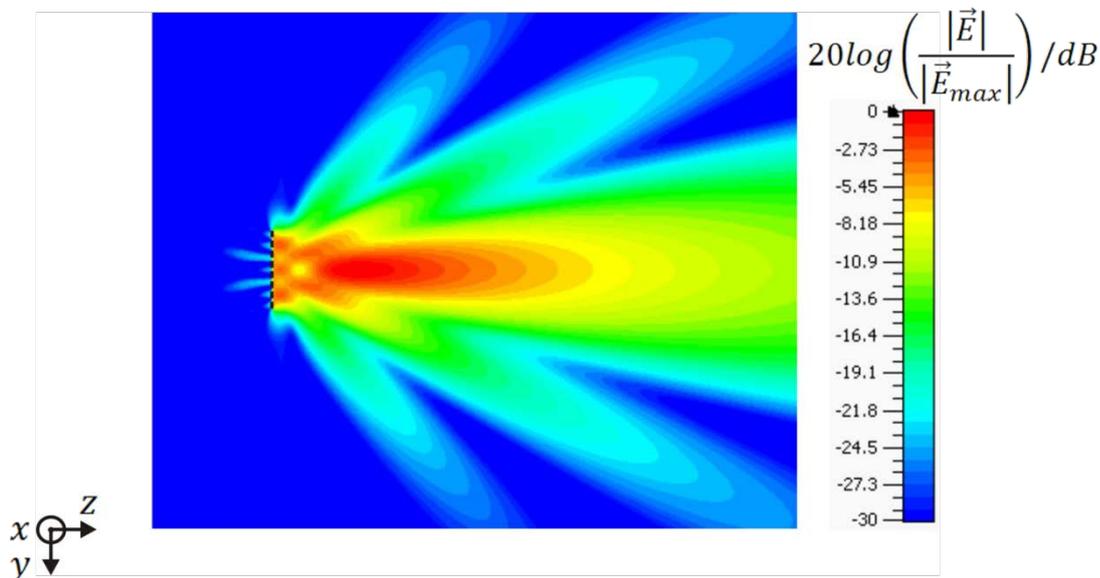


Abbildung 117: Von der homogen belegten Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

Man kann deutlich erkennen, dass sich aufgrund der Beugungseffekte mehrere Strahlungskeulen ausbilden, und zwar eine Hauptkeule und mehrere Nebenkeulen. Dies ist noch deutlicher im Fernfeldrichtdiagramm zu sehen, welches in Abbildung 118 für die \vec{E} -Ebene (siehe Definition in Abschnitt 3.2.1.2) der Anregungsfläche dargestellt ist. Die Hauptkeule weist einen Gewinn von $21,4 \text{ dBi}$ auf und besitzt eine Halbwertsbreite von $15,6^\circ$.

Wie in Abschnitt 3.2.1.2 bereits abgeleitet wurde, ergibt sich die normierte Strahlungsfunktion aus der Fouriertransformierten der normierten Belegungsfunktion. Die normierte Belegungsfunktion einer homogen belegten Anregungsfläche ist

$$f(p) = 1. \quad 3.52$$

Die normierte Strahlungsfunktion ergibt sich damit nach Gl. 3.36 zu [199]

$$g(u) = 2 \frac{\sin(u)}{u} = 2 \text{si}(u). \quad 3.53$$

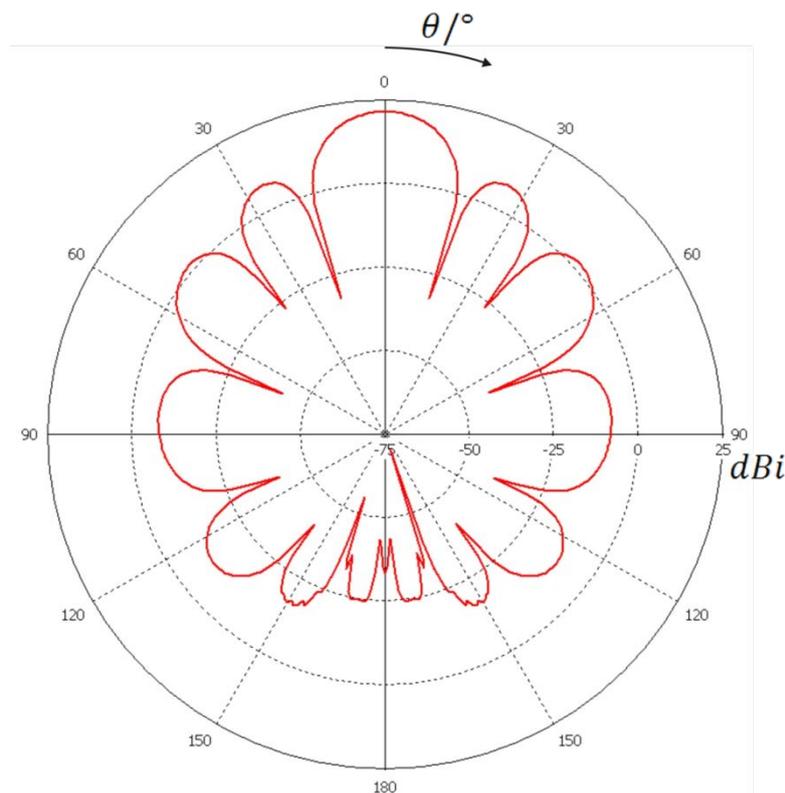


Abbildung 118: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der homogen belegten Anregungsfläche

Homogene Belegung, umgeben von einer leitenden ebenen Platte

Als Nächstes folgt die Feldberechnung für die von einer Metallplatte (PEC) umgebenen, homogen belegten Anregungsfläche (Modellierung nach Abbildung 114). In Abbildung 119 ist die von dem Anregungsmodell erzeugte elektrische Feldverteilung zu sehen. Der Vergleich zu der Feldverteilung in Abbildung 117 zeigt, dass das Einbringen der Metallplatte in den Rechenraum nur einen sehr geringen Einfluss auf die Feldverteilung hat, weshalb diese Modellierungsweise von Anregungsmodellen für TEM-Wellen nicht weiter betrachtet werden soll.

Das zugehörige Fernfeldrichtdiagramm ist in Abbildung 120 zu sehen. Die Hauptkeule weist einen Gewinn von $21,3 \text{ dBi}$ auf und besitzt eine Halbwertsbreite von $15,8^\circ$. Die leitende Platte hat einen sehr geringen Einfluss auf das Strahlungsverhalten der homogen belegten Fläche: Der Gewinn verändert sich nur geringfügig, und die Halbwertsbreite bleibt nahezu gleich. Es ist jedoch eine Unterdrückung der Nebenkeulen bei $\theta = 90^\circ$ zu beobachten.

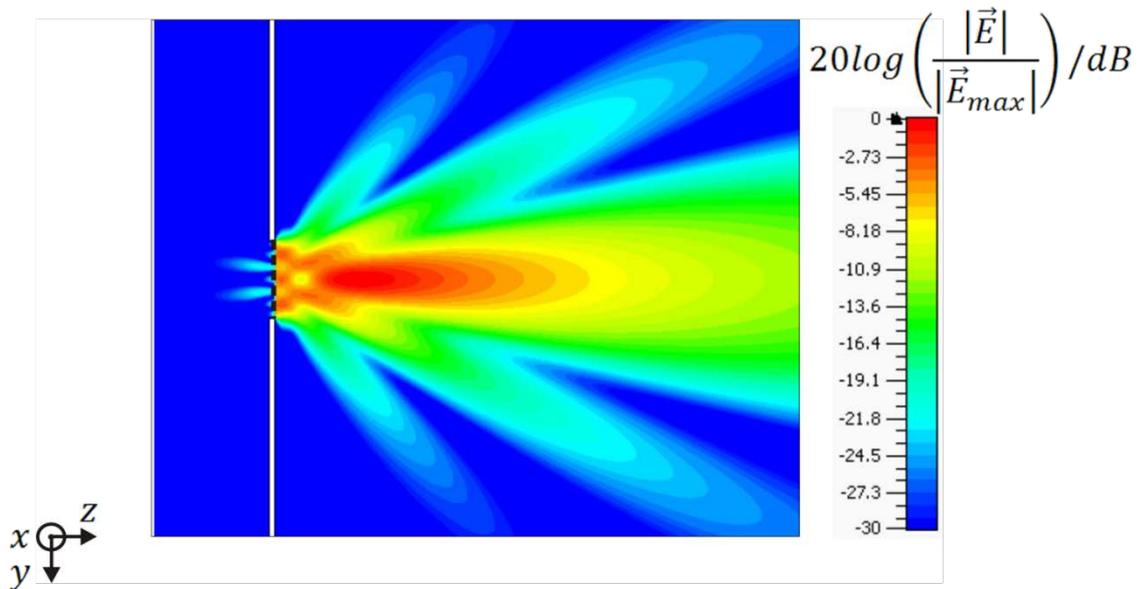


Abbildung 119: Die von einer homogen belegten, mit einer leitenden ebenen Platte umgebenen Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

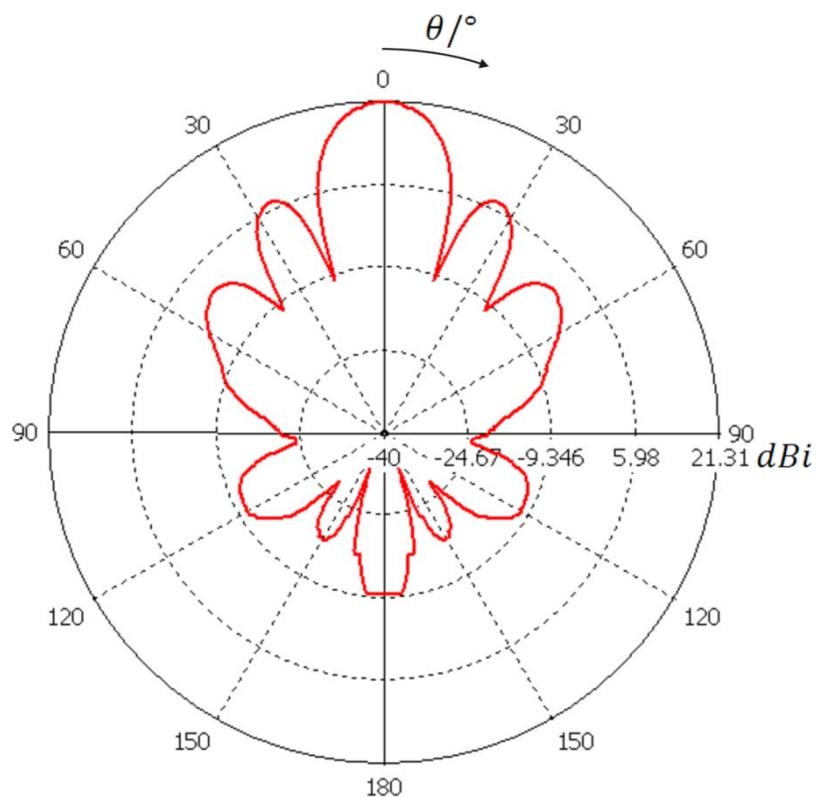


Abbildung 120: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der homogen belegten und von einer leitenden ebenen Platte umgebenen Anregungsfläche

3.2.4 Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen

3.2.4.1 Gauß'sche Strahlwellen

Die Emission elektromagnetischer Wellen eines Lasers, des Endes einer Glasfaserleitung oder – zweckmäßig für die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführenden Untersuchungen – einer Diagonal-Hornantenne lässt sich besonders gut durch die Theorie Gauß'scher Strahlwellen beschreiben. Das kopolarisierte Feld einer diagonalen Hornantenne, welche im Rahmen dieser Arbeit näher betrachtet wird, kann vergleichsweise einfach durch einen Gauß'schen Strahl charakterisiert werden. Der Name rührt daher, dass die Abhängigkeit der Feldstärke einer Gauß'schen Strahlwelle vom Abstand ρ von der Strahlachse durch eine Gauß-Funktion $\exp(-a\rho^2)$ beschreibbar ist, woraus sich schließen lässt, dass Gauß'sche Strahlwellen ein inhomogenes, nach außen abklingendes Transversalfeld besitzen, also seitlich begrenzt sind. Aufgrund des physikalischen Effektes der Beugung verändert sich der Strahldurchmesser einer Gauß'schen Strahlwelle während der Ausbreitung, die Welle „weitet sich auf“. Die Feldgleichungen einer Gauß'schen Strahlwelle können aus der Wellengleichung hergeleitet werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll lediglich die Grundwelle des Gauß'schen Strahls behandelt werden, für die mathematische Beschreibung höherer Wellentypen sei auf die Literatur verwiesen (z.B. [200]).

a) Amplitudenverteilung

Im Folgenden wird die Grundwelle betrachtet, welche sich in einem homogenen, isotropen, unmagnetischen, quellen- und verlustfreien Medium der Brechzahl n entlang der z -Achse ausbreitet. Die „dünnste“ Stelle des Strahls, die Taille, befinde sich in der Ebene $z = 0$. Die Welle sei linear in x -Richtung polarisiert:

$$\vec{E} = \underline{E} \vec{e}_x \quad 3.54$$

Dieses Feld ist abhängig von der ρ - und von der z -Koordinate, jedoch unabhängig vom Azimutwinkel φ ($\frac{\partial \underline{E}}{\partial \varphi} = 0$). Die komplexe x -Komponente der elektrischen Feldstärke in Zylinderkoordinaten ergibt sich wie folgt:

$$\underline{E}_x(\rho, z) = \underline{E}_x(0, 0) \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-jnkz + j\theta(z) - \frac{jnk\rho^2}{2R(z)} + \Phi_0\right] \quad 3.55$$

$\underline{E}_x(0, 0)$ ist die Amplitude des elektrischen Feldvektors in der Taille ($z = 0$) auf der Strahlachse ($\rho = 0$) und stellt außerdem den Maximalwert der Feldstärke im Strahl dar.

Durch Festlegung des Nullphasenwinkels auf $\Phi_0 = 0$ wird $\underline{E}_x(0, 0)$ reell und kann gleich E_0 gesetzt werden.

Gl. 3.55 enthält die Amplitudenverteilung der Gauß'schen Strahlwelle in einer Ebene $z = \text{const.}$

$$E_x(\rho, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{w^2(z)}\right] \quad 3.56$$

und den Phasenwinkel

$$\Phi_x(\rho, z) = -nkz + \theta(z) - \frac{nk\rho^2}{2R(z)}. \quad 3.57$$

In Gl. 3.56 bezeichnet $w(z)$ den Strahlradius, d.h. für eine Ebene $z = \text{const.}$ den Abstand ρ von der Strahlachse, bei dem der Wert $1/e \cdot E_x(0, z)$ erreicht wird, und $w_0 = w(z = 0)$ die Tailenweite.

In Gl. 3.57 ist k die Wellenzahl im Vakuum

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad 3.58$$

n die Brechzahl des Mediums, $\theta(z)$ die Phasenabweichung auf der Achse zwischen der Gauß'schen Strahlwelle und einer homogenen ebenen Welle gleicher Frequenz und Ausbreitungsrichtung

$$\theta(z) = \arctan \frac{z}{z_R} \quad 3.59$$

und $R(z)$ der Krümmungsradius der Flächen konstanter Phase

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right). \quad 3.60$$

Dabei sind $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz, ε_0 und μ_0 die elektrische und magnetische Feldkonstante, c und λ Lichtgeschwindigkeit und Wellenlänge im Vakuum und z_R die so genannte Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad 3.61$$

In Abbildung 121 ist die normierte radiale Amplitudenverteilung in einer Ebene $z = \text{const.}$ mit dem Strahlradius $w(z)$ dargestellt.

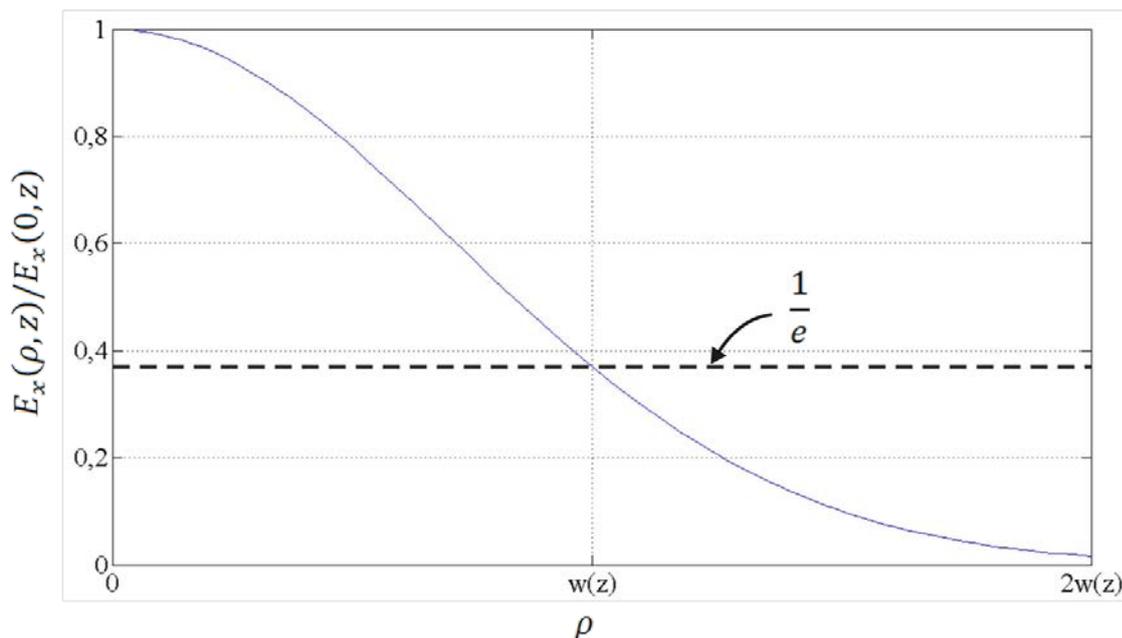


Abbildung 121: Normierte radiale Amplitudenverteilung der elektrischen Feldstärke der Gauß'schen Strahlwelle

Da die Leistungsdichte S_z proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke ist, ist sie am Ort $\rho = w(z)$ auf den Faktor $1/e^2$ ihres Maximalwertes auf der Strahlachse abgefallen (Abbildung 122).

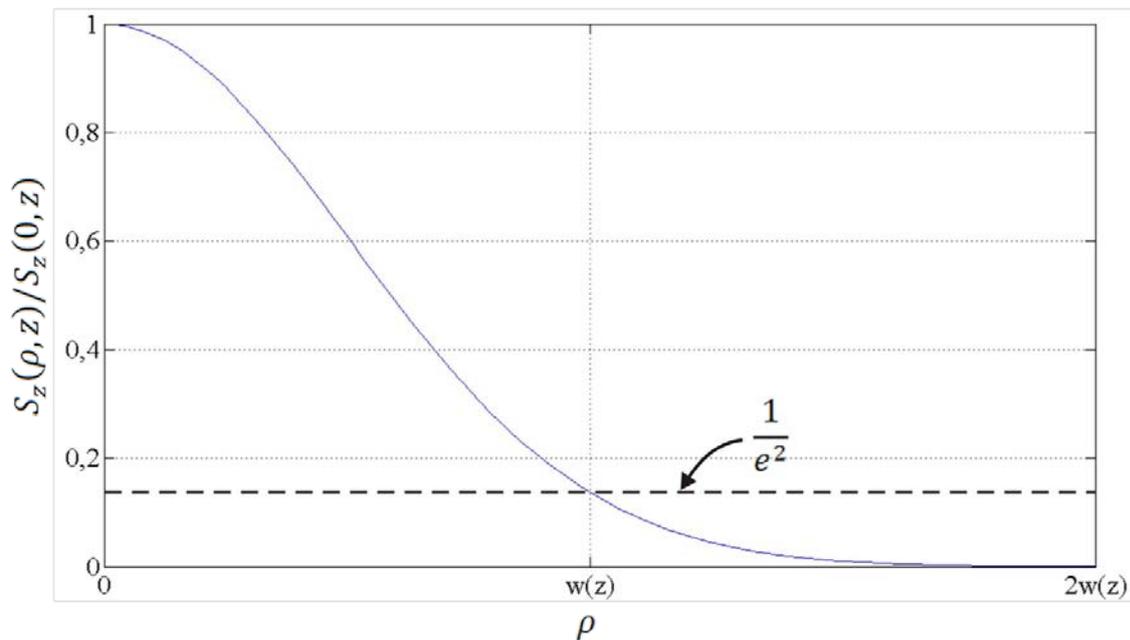


Abbildung 122: Normierte radiale Leistungsdichteverteilung der Gauß'schen Strahlwelle

Da nur ein kleiner Teil der Gesamtleistung außerhalb der durch den Strahlradius $w(z)$ begrenzten Kreisfläche transportiert wird, beträgt der „Strahldurchmesser“ definitionsgemäß $2w(z)$.

Der Strahlradius $w(z)$ hängt wie folgt von z ab:

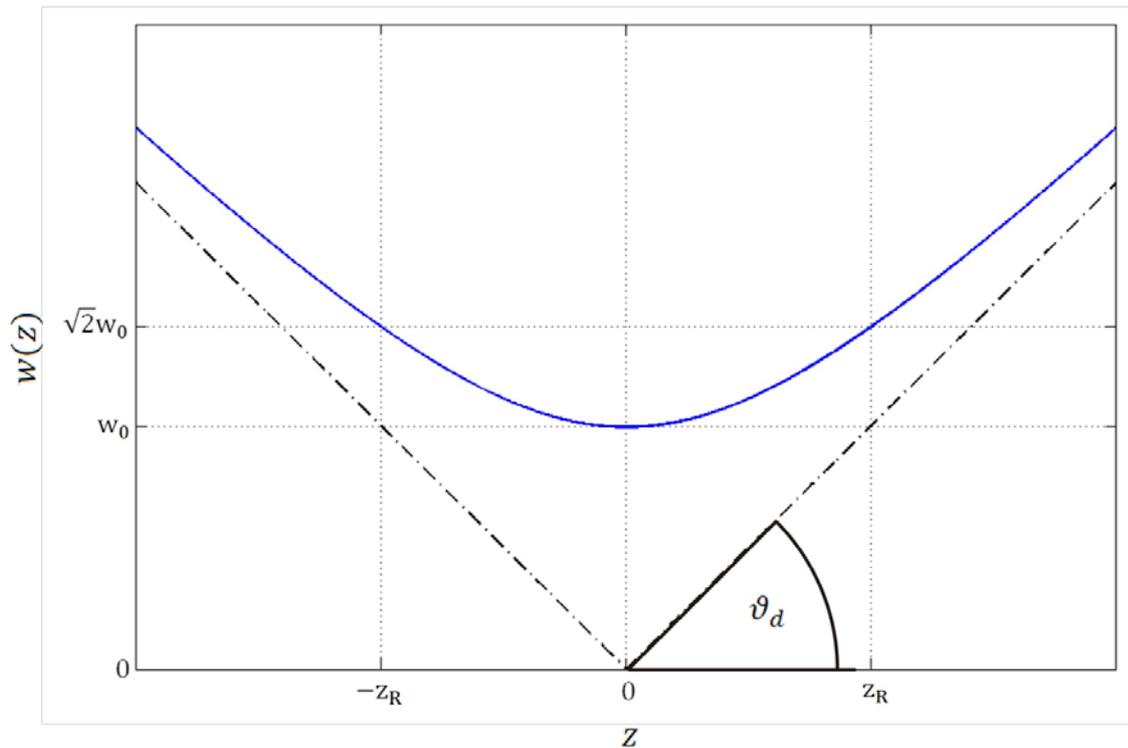
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad 3.62$$

Die Rayleigh-Länge z_R gemäß Gl. 3.61 gibt den Abstand von der Taille an, bei dem sich der Strahlradius $w(z)$ auf $\sqrt{2}w_0$ vergrößert hat. Für Abstände z von der Taille, die sehr viel größer sind als die Rayleigh-Länge, wird der Strahlradius proportional zum Abstand z größer:

$$w(z) = \frac{w_0 |z|}{z_R} = \frac{|z| \lambda}{\pi w_0} \quad \text{für } |z| \gg z_R \quad 3.63$$

Der Bereich $|z| \gg z_R$ wird auch als Fernfeld bezeichnet. Wenn man in diesem Bereich den Strahlradius als Funktion der z -Koordinate aufträgt, ergibt sich eine Gerade, die mit der z -Achse den sogenannten Divergenzwinkel ϑ_d einschließt (siehe Abbildung 123):

$$\tan \vartheta_d = \frac{w(z)}{|z|} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad 3.64$$

Abbildung 123: Strahlradius $w(z)$ als Funktion des Abstands z von der Strahltaille

Aus dieser Formel kann man erkennen, dass die Gauß'sche Strahlwelle umso stärker divergiert, je kleiner die Tailenweite w_0 ist.

Die normierte Fernfeld-Richtcharakteristik der Gauß'schen Strahlwelle als Funktion des Polarwinkels ϑ ergibt sich wie folgt:

$$\frac{E(\vartheta)}{E(0)} = \exp\left[-\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_d}\right)^2\right] \quad 3.65$$

Die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse beschrieben durch:

$$E_x(0, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} = E_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \quad 3.66$$

Abbildung 124 zeigt die Amplitude der elektrischen Feldstärke entlang der Strahlachse.

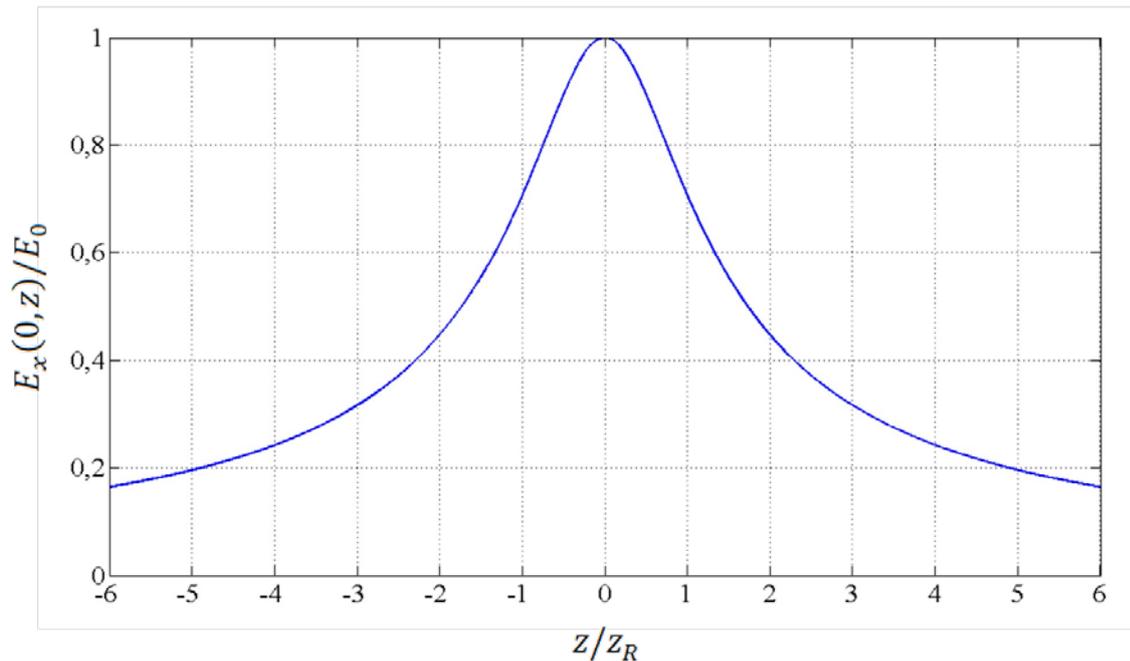


Abbildung 124: Normierte Amplitudenverteilung der elektrischen Feldstärke auf der Strahlachse als Funktion des Abstands z von der Strahltaile

Während der Strahlausbreitung in einem verlustfreien Medium verändert die transportierte Leistung nicht ihren Wert. Durch die Vergrößerung des Strahldurchmessers verteilt sich die Leistung jedoch auf eine immer größere Querschnittfläche. Dadurch verringert sich die Leistungsdichte mit zunehmendem Abstand von der Taile, was wiederum zu einer Abnahme der Amplitude der elektrischen Feldstärke entlang der Strahlachse führt (Abbildung 124). Für die Feldamplitude und die Leistungsdichte können für $|z| \gg z_R$ folgende Abhängigkeiten von der z -Koordinate angegeben werden:

$$E_x(0, z) \sim \frac{1}{|z|} \quad 3.67$$

$$S_z(0, z) \sim \frac{1}{z^2} \quad 3.68$$

b) Phasenverteilung

Nachdem die Amplitudenverteilung der Feldstärke beschrieben wurde, soll nun näher auf die Phasenverteilung der Gauß'schen Strahlwelle eingegangen werden. Wie bereits im vorigen Abschnitt beschrieben, verhält sich die Phase entlang der Strahlachse $z(\rho = 0)$ wie folgt:

$$\Phi_x(0, z) = -nkz + \theta(z) \quad 3.69$$

Die hier enthaltene Wellenzahl im Vakuum k hängt mit der Wellenzahl in einem bestimmten Medium über den Brechungsindex n des Mediums zusammen: $k_n = nk = \sqrt{\epsilon_r}$. Hierbei ist ϵ_r die relative Permittivität des Mediums.

Der Term $-nkz$ beschreibt eine lineare Abnahme des Phasenwinkels in Ausbreitungsrichtung wie bei einer homogenen ebenen Welle.

Die Phasenabweichung $\theta(z)$ nach Gl. 3.59 besitzt an der Stelle $z = z_R$ den Wert $\frac{\pi}{4}$, für sehr große Abstände z von der Taille nimmt $\theta(z)$ den Wert $\frac{\pi}{2}$ an.

Der Gesamt-Phasenverlauf in Ausbreitungsrichtung des Gauß'schen Strahls längs der Achse ist im Vergleich zu dem einer homogenen ebenen Welle in Abbildung 125 dargestellt.

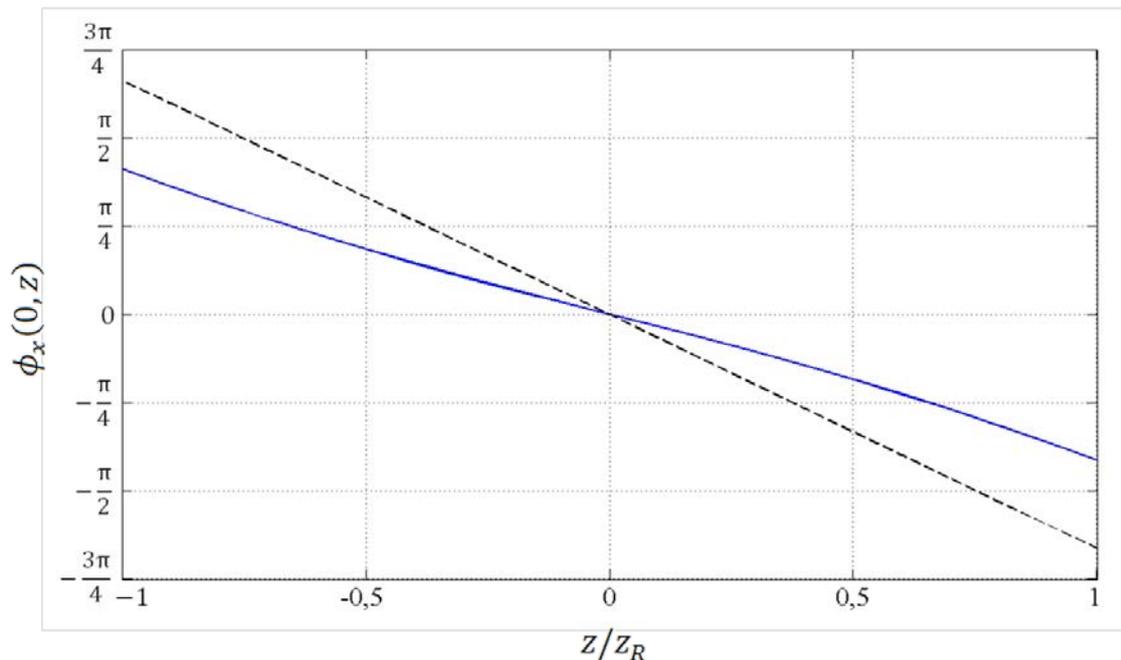


Abbildung 125: Phasenwinkel $\phi_x(0, z)$ der elektrischen Feldstärke einer homogenen ebenen Welle (schwarz) sowie einer Gauß'schen Strahlwelle (blau) in Abhängigkeit von der z -Koordinate

Die Phase in einer Querschnittfläche $z = \text{const.}$ der Gauß'schen Strahlwelle nimmt gemäß Gl. 3.57 proportional zum Quadrat des Abstandes ρ von der Strahlachse ab.

Die Wellenfronten sind sphärische Flächen mit dem durch Gl. 3.60 beschriebenen Krümmungsradius $R(z)$.

Die Krümmung $\kappa(z)$ der Wellenfronten ergibt sich dann durch die Inverse des Radius $R(z)$:

$$\kappa(z) = \frac{1}{R(z)} = \frac{z}{z^2 + z_R^2} \quad 3.70$$

In der Taille ($z = 0$) ist die Krümmung gleich Null, dort liegt also eine ebene Wellenfront vor. Für positive Werte von z sind R und κ per definitionem positiv, d.h. der Strahl divergiert. Für negative Werte von z (und damit von R und κ) konvergiert der Strahl, die Wellenfronten scheinen auf einen Punkt zusammenzulaufen.

c) Elektrische und magnetische Feldlinien einer Gauß'schen Strahlwelle

Bisher wurde wir nur die dominante x -Komponente der elektrischen Feldstärke der Gauß'schen Strahlwelle betrachtet. Im Folgenden wird die Relevanz der anderen beiden elektrischen Feldkomponenten sowie der drei Komponenten der magnetischen Feldstärke diskutiert.

In Abbildung 126 ist das elektromagnetische Feld der Gauß'schen Strahlwelle nahe der Strahltaile in Form von Feldlinien dargestellt. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die elektrischen, die gestrichelten die magnetischen Feldlinien.

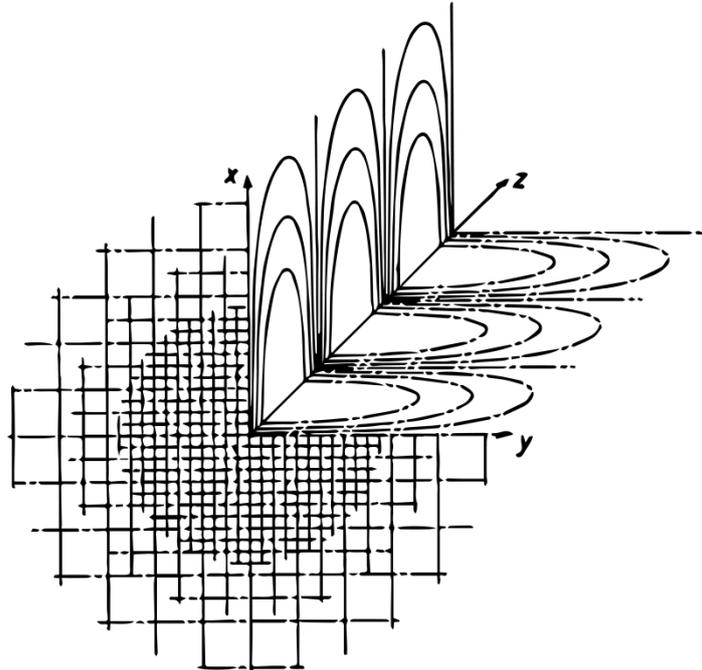


Abbildung 126: Dreidimensionale Darstellung der elektrischen (durchgezogene Linien) und der magnetischen Feldlinien (gestrichelte Linien) im Bereich der Taile [200]

Unter der Annahme, dass die y -Komponenten der elektrischen Feldstärke gleich Null sind, wurden hier die elektrischen Feldlinien so auf die Querschnittfläche (xy -Ebene) in der Strahltaile projiziert, dass sie alle parallel zur x -Achse verlaufen (Abbildung 126). Die Dichte der Feldlinien nimmt mit wachsendem Abstand ρ zur Strahlachse ab, so wie auch die Feldstärke in radialer Richtung nach einer Gauß-Funktion abnimmt. Die Feldlinien schließen sich in longitudinaler Richtung (z -Richtung). Daraus folgt, dass die elektrische Feldstärke auch eine longitudinale Komponente \underline{E}_z besitzt, welche für $x = 0$ verschwindet und für $x > 0$ und $x < 0$ unterschiedliche Vorzeichen hat. Wenn der Strahldurchmesser groß gegenüber der Wellenlänge ist, wird die longitudinale Komponente sehr klein gegenüber der lateralen Komponente.

Wie Abbildung 126 zeigt, ist der Querschnitt mit dem Maximum der longitudinalen Komponente eine viertel Wellenlänge von der Querschnittfläche entfernt, in der sich das Maximum der transversalen Komponente befindet. Zwischen dem Phasor der transversalen und der longitudinalen Komponente besteht also eine Phasendifferenz von 90° .

Die magnetischen Feldlinien (gestrichelte Linien in Abbildung 126) erhält man, indem man das elektrische Feldlinienbild um 90° um die Strahlachse dreht. Die dominante Komponente der magnetischen Feldstärke zeigt in die y -Richtung. Für die magnetische Feldstärke kann die gleiche Aussage getroffen werden wie für die elektrische Feldstärke: Die longitudinale Feldkomponente kann bei großem Strahldurchmesser (im Vergleich zur Wellenlänge) vernachlässigt werden, die Gauß'sche Strahlwelle ist dann eine quasi-TEM-Welle.

Die elektrischen Feldlinien auf einer longitudinalen Schnittfläche entlang der Strahlachse sind in Abbildung 127 dargestellt. Hier ist die Veränderung des Strahldurchmessers in Abhängigkeit von der z -Koordinate erkennbar.

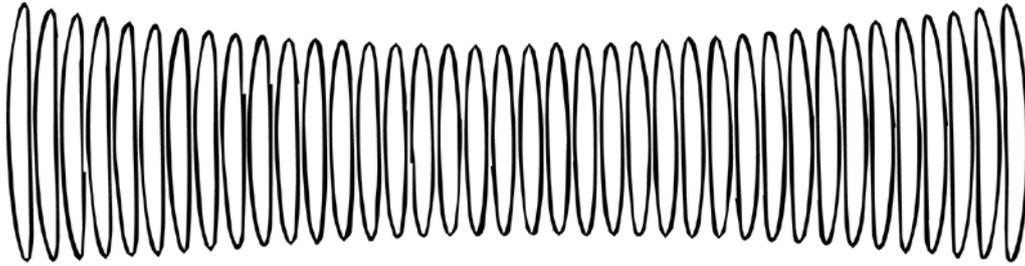


Abbildung 127: Elektrische Feldlinien der Gauß'schen Strahlwelle in der xz -Ebene [200]

Zwischen den transversalen Komponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärke besteht der Zusammenhang

$$H_y(\rho, z) = \frac{nE_x(\rho, z)}{Z_0}, \quad 3.71$$

worin Z_0 den Freifeldwellenwiderstand

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \Omega \quad 3.72$$

darstellt. Aus diesem Zusammenhang (Gl. 3.71) lässt sich schließen, dass die transversalen Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke in Phase schwingen und die gleiche Abhängigkeit von ρ und z besitzen.

d) Transportierte Leistung einer Gauß'schen Strahlwelle

Die longitudinale Komponente des zeitlich gemittelten Poynting-Vektors der Gauß'schen Strahlwelle lautet

$$S_z(\rho, z) = \frac{nw_0^2 E_0^2}{2w^2(z)Z_0} \exp\left[\frac{-2\rho^2}{w^2(z)}\right]. \quad 3.73$$

Die von der Gauß'schen Strahlwelle transportierte Leistung ergibt sich aus der longitudinalen Komponente des Poynting-Vektors $S_z(\rho, z)$, integriert über die gesamte Querschnittfläche des Strahls in einer bestimmten Ebene $z = \text{const.}$:

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{2\pi} \int_0^\infty S_z(\rho, z) \rho d\rho d\varphi = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{2} \frac{E_x^2(\rho, z = \text{const.})}{Z_0} \rho d\rho d\varphi \\ &= \frac{\pi n E_x^2(\rho, z = \text{const.}) w^2(z)}{4Z_0} = \frac{\pi n E_0^2 w_0^2}{4Z_0} \end{aligned} \quad 3.74$$

3.2.4.2 Abstrahlung von einer diagonalen Hornantenne

Als eine in der Praxis häufig eingesetzte Quelle elektromagnetischer Strahlung im THz-Frequenzbereich wurde im Rahmen dieses Forschungsvorhabens eine diagonale Hornantenne [201], [202] näher untersucht. In diesem Abschnitt soll auf die theoretische Beschreibung der davon emittierten elektromagnetischen Felder eingegangen werden. Wie festgestellt werden kann, sind diese mit Hilfe der Theorie der Gauß'schen Strahlwellen angenähert beschreibbar. Außerdem sollen die unter Laborbedingungen messtechnisch ermittelten Daten der Strahlungsfelder einer diagonalen Hornantenne weiter verarbeitet und hinsichtlich charakteristischer Eigenschaften einer Gauß'schen Strahlwelle (Divergenzwinkel, Tailenweite) untersucht werden. Die ermittelten Eigenschaften dienen später als Grundlage für die Erstellung von Anregungsmodellen für Gauß'sche Strahlwellen.

- a) Berechnung der Aperturfelder einer diagonalen Hornantenne und Charakterisierung der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle

Das Diagonalhorn

Eine diagonale Hornantenne dient als effiziente und kostengünstige Alternative zum Rillenhorn, um einen Gauß-Strahl zu emittieren. Die quadratische Aperturfläche des diagonalen Horns, für die das $\xi\eta$ -Koordinatensystem eingeführt wird, ist in der Querschnittfläche der speisenden Hohlleitung um 45° verdreht gegenüber dem xy -Koordinatensystem (Abbildung 128). Der Übergang von einer Rechteck-Hohlleitung in das diagonale Horn ist kontinuierlich, was in Abbildung 129 dargestellt ist.

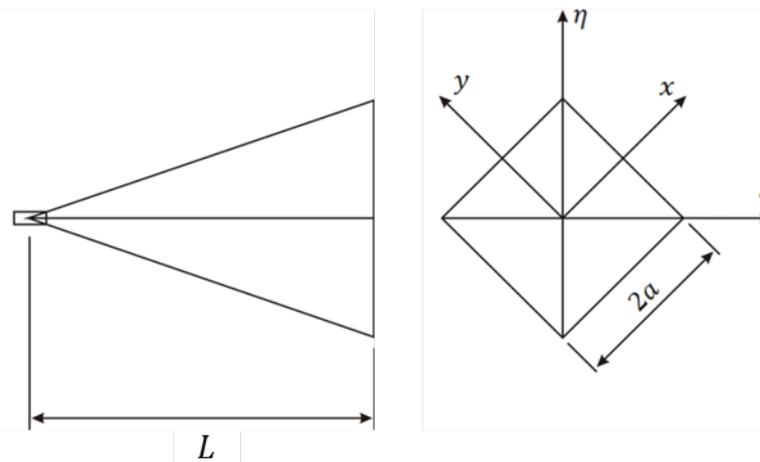


Abbildung 128: Geometrie der diagonalen Hornantenne

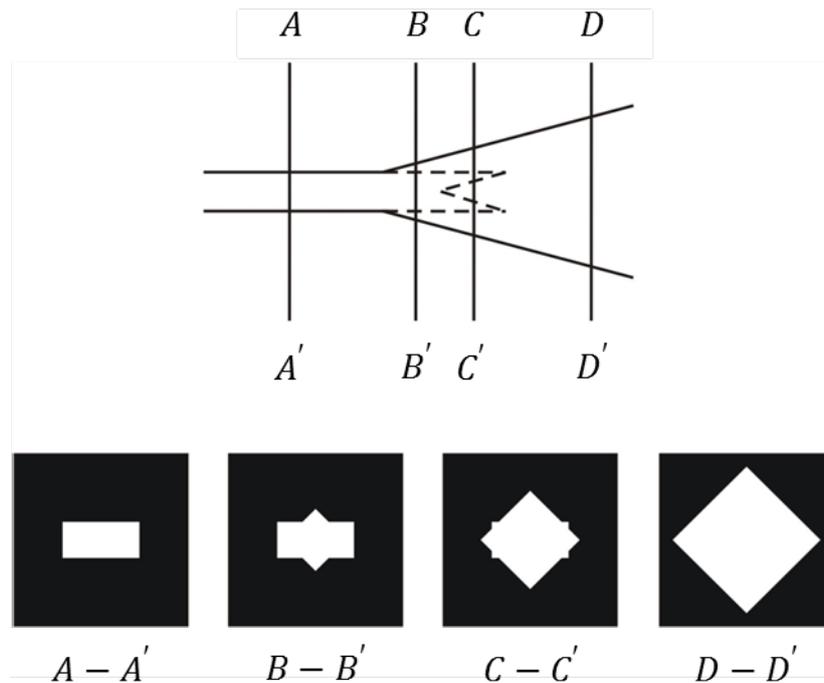


Abbildung 129: Übergang von einer rechteckigen Hohlleitung in eine diagonale Hornantenne

Die TE_{01} - Grundmode der Rechteckhohlleitung (Querschnitt A-A') wird überführt in zwei orthogonale TE_{01} -Moden auf der Aperturfläche (Querschnitt D-D'). Die elektrische Feldverteilung auf der Apertur ergibt sich näherungsweise wie folgt:

$$\vec{E}_{ap} = E_0 \left(\cos \frac{\pi y}{2a} \vec{e}_x + \cos \frac{\pi x}{2a} \vec{e}_y \right) e^{jk\delta} \quad 3.75$$

$$k\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{2a^2 - x^2 - y^2}{2L} \right) \quad 3.76$$

δ bezeichnet hier die geometrische Abweichung der sphärischen Phasenfront von der Aperturebene, k ist die Wellenzahl im freien Raum. Die Flächen konstanter Phase sind Kugelflächen, die in [201] durch Paraboloiden approximiert werden. Die Paraboloiden haben ihren Ursprung in der Hornspitze.

Um die Formulierung für das elektrische Feld in der Aperturebene auf das $\xi\eta$ -Koordinatensystem zu übertragen, muss zunächst eine Koordinatentransformation durchgeführt werden. Die Einheitsvektoren des neuen Koordinatensystems sind:

$$\vec{e}_\xi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 1 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad 3.77$$

$$\vec{e}_\eta = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad 3.78$$

Damit lassen sich die Beiträge des elektrischen Feldes in ξ - sowie in η -Richtung berechnen durch

$$E_\eta = \vec{E}_{ap} \cdot \vec{e}_\eta = \sqrt{2}E_0 \cos \frac{\pi\xi}{2\sqrt{2}a} \cos \frac{\pi\eta}{2\sqrt{2}a} e^{jk\delta} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\cos \frac{\pi y}{2a} + \cos \frac{\pi x}{2a} \right) e^{jk\delta} \quad 3.79$$

und

$$E_\xi = \vec{E}_{ap} \cdot \vec{e}_\xi = \sqrt{2}E_0 \sin \frac{\pi\xi}{2\sqrt{2}a} \sin \frac{\pi\eta}{2\sqrt{2}a} e^{jk\delta} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\cos \frac{\pi y}{2a} - \cos \frac{\pi x}{2a} \right) e^{jk\delta}. \quad 3.80$$

E_η ist der Phasor des kopolarisierten Feldes, E_ξ der Phasor des kreuzpolarisierten Feldes. Beide Feldanteile sind in Abhängigkeit von den xy -Koordinaten, sowie in Abhängigkeit von den $\xi\eta$ -Koordinaten angegeben. Durch das kopolarisierte Feld wird ungefähr 84% der Leistung abgestrahlt, durch das kreuzpolarisierte Felde ca. 10%.

Das Aperturfeld wurde für eine diagonale Hornantenne der Länge $L = 11,8 \text{ mm}$ und des Aperturdurchmessers $2a = 2,4 \text{ mm}$ bei der Frequenz $f = 625 \text{ GHz}$ und bei einer Amplitude des elektrischen Feldes von $E_0 = 1 \text{ V/m}$ berechnet. Die Beträge der beiden Feldanteile E_η und E_ξ sind in Abbildung 130 und Abbildung 131 dargestellt.

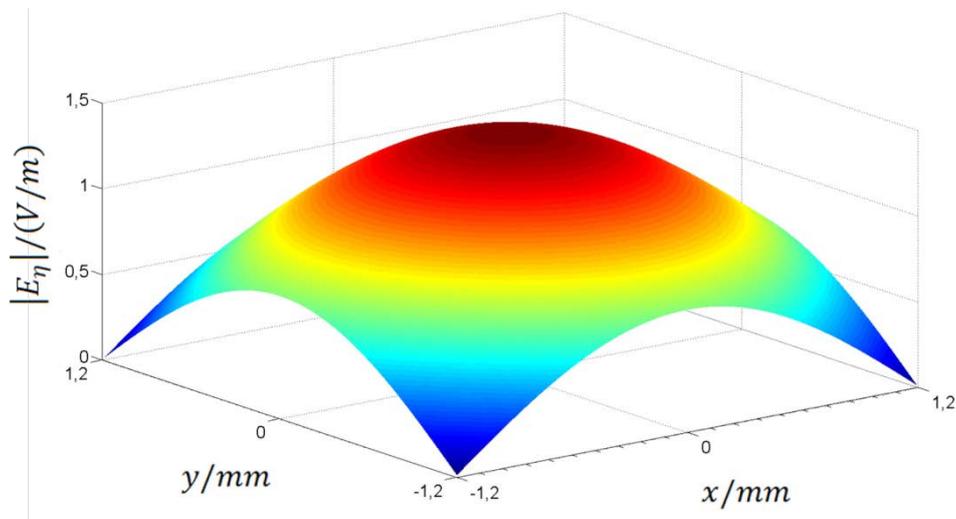


Abbildung 130: Betrag der kopolarisierten elektrischen Feldstärke in der Aperturebene der diagonalen Hornantenne

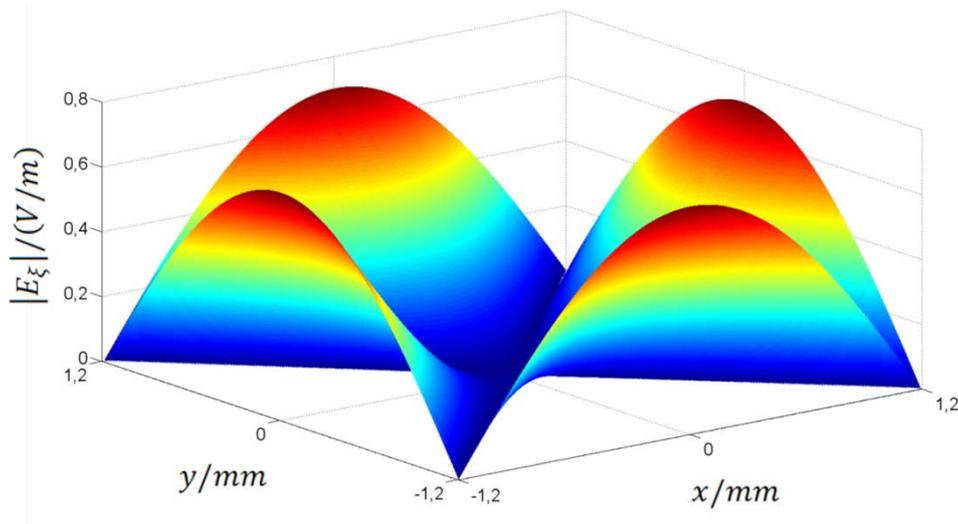


Abbildung 131: Betrag der kreuzpolarisierten elektrischen Feldstärke in der Aperturebene der diagonalen Hornantenne

Die Parameter der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle

Das kopolarisierte Feld, welches den Gauß'schen Anteil des Aperturfeldes darstellt, kann als äquivalenter Gauß-Strahl definiert werden, dessen Parameter von dem Strahlradius w_A des elektrischen Feldes in der Apertur abhängen. Zwischen w_A und der Tailenweite w_0 des äquivalenten Gauß'schen Strahls besteht folgender Zusammenhang:

$$w_A = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_A}{z_R}\right)^2} \quad 3.81$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad 3.82$$

z_R ist dabei die Rayleigh-Länge, z_A der Abstand der Taille zur Aperturfläche.

Die Geometrie des äquivalenten Gauß-Strahls, verglichen mit der Geometrie des diagonalen Horns, ist aus Abbildung 132 ersichtlich.

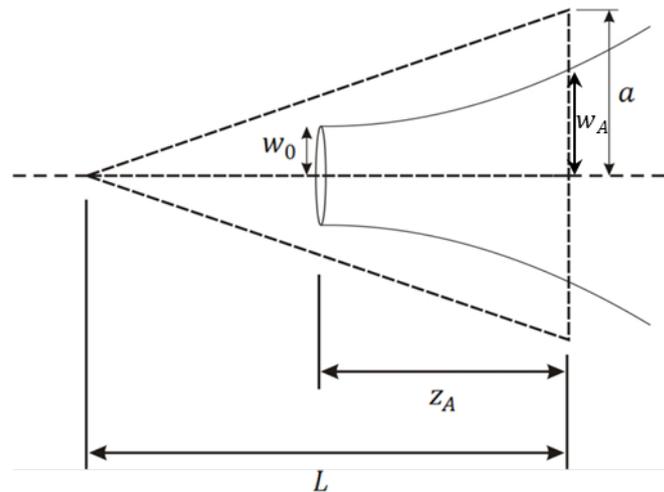


Abbildung 132: Geometrie der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle

Aus dem Strahlradius w_A in der Apertur lässt sich die Tailenweite w_0 bestimmen:

$$w_0 = \frac{w_A}{\sqrt{1 + \tan^2 \Phi_A}} \quad 3.83$$

Φ_A ist dabei die Phasenverschiebung an der Stelle z_A gegenüber der Tailen. Diese ergibt sich zu

$$\Phi_A = \arctan \frac{\pi w_A^2}{\lambda L}. \quad 3.84$$

Die Tailenweite des äquivalenten Gauß'schen Strahls wird nun für die diagonale Hornantenne berechnet, für die bereits oben die Aperturfelder angegeben wurden. Aus der in Abbildung 130 gezeigten Aperturfeldverteilung des kopolarisierten elektrischen Feldes wird der Strahlradius $w_A = 1,312 \text{ mm}$ ermittelt. Für diesen Strahlradius ergibt sich eine Phasenverschiebung von $\Phi_A = 43,7^\circ$, woraus sich eine Tailenweite von $w_0 = 0,95 \text{ mm}$ errechnen lässt.

b) Experimentelle Bestimmung der Eigenschaften einer von einer diagonalen Hornantenne emittierten Gauß'schen Strahlwelle

Durch ein experimentelles Detektionsverfahren werden die Strahlprofile einer diagonalen Hornantenne, wie sie vorweg beschrieben wurde, messtechnisch ermittelt. Zur Verfügung stand dazu eine diagonale Hornantenne mit einer Länge von $L = 11,8 \text{ mm}$ und einem Aperturdurchmesser von $2a = 2,4 \text{ mm}$, die bei der Frequenz $f = 645 \text{ GHz}$ betrieben wurde. In 6 Abständen von der Apertur wurde das Strahlprofil auf einer Fläche von jeweils $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ mit einem CMOS-Detektor, dessen Ausgangsspannung proportional zu der am Messort vorherrschenden Leistungsdichte ist ($U_{out} \sim |E_{exp}|^2$), abgetastet. Die Pixelfläche des Detektors beträgt $(150 \times 150) \mu\text{m}^2$. Der Abstand der Messpunkte lag bei $0,141 \text{ mm}$ in x -Richtung und $0,5 \text{ mm}$ in y -Richtung. Eine qualitative Skizze der Geometrie des Horns sowie der Position der einzelnen Messebenen zeigt Abbildung 133.

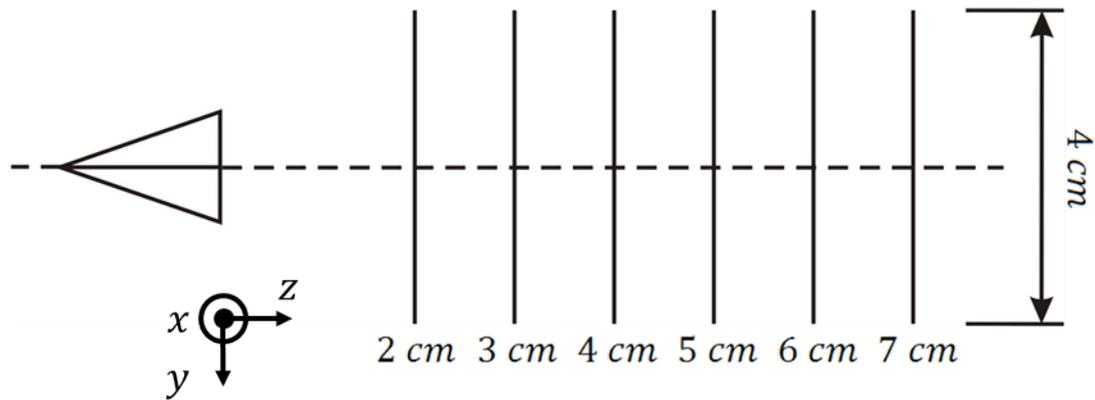


Abbildung 133: Position der einzelnen Messebenen

Die gemessenen normierten Leistungsdichteverteilungen auf den 6 Messebenen sind in Abbildung 134 dargestellt.

Als Nächstes soll für jedes Strahlprofil der durch die Theorie Gauß'scher Strahlwellen definierte Strahlradius w ermittelt werden, da durch diesen auf den Divergenzwinkel und die Tailenweite des Strahles geschlossen werden kann. Nur geringe Fehler im Messaufbau bzw. Beugungs- oder Interferenzeffekte zwischen Apertur und Detektor können jedoch zu Abweichungen der Profile von denen eines idealen Gauß'schen Strahls führen, was sich besonders in den Feldprofilen ab 5 cm Abstand zur Apertur bemerkbar macht und keine direkte Ermittlung der gesuchten Strahlparameter erlaubt. Dieses Problem veranlasst dazu, mit den gemessenen Daten einen Parameterfit auf der Basis einer zweidimensionalen Gauß-Funktion nach der Methode der kleinsten Fehler-Quadrate durchzuführen. Ferner soll die durch die Gauß'sche Strahlwelle transportierte Leistung analytisch sowie durch Integration der messtechnisch erfassten Leistungsdichte berechnet werden, um durch Minimierung der Differenz dieser beiden Lösungen die Tailenweite der Gauß'schen Strahlwelle bestimmen zu können.

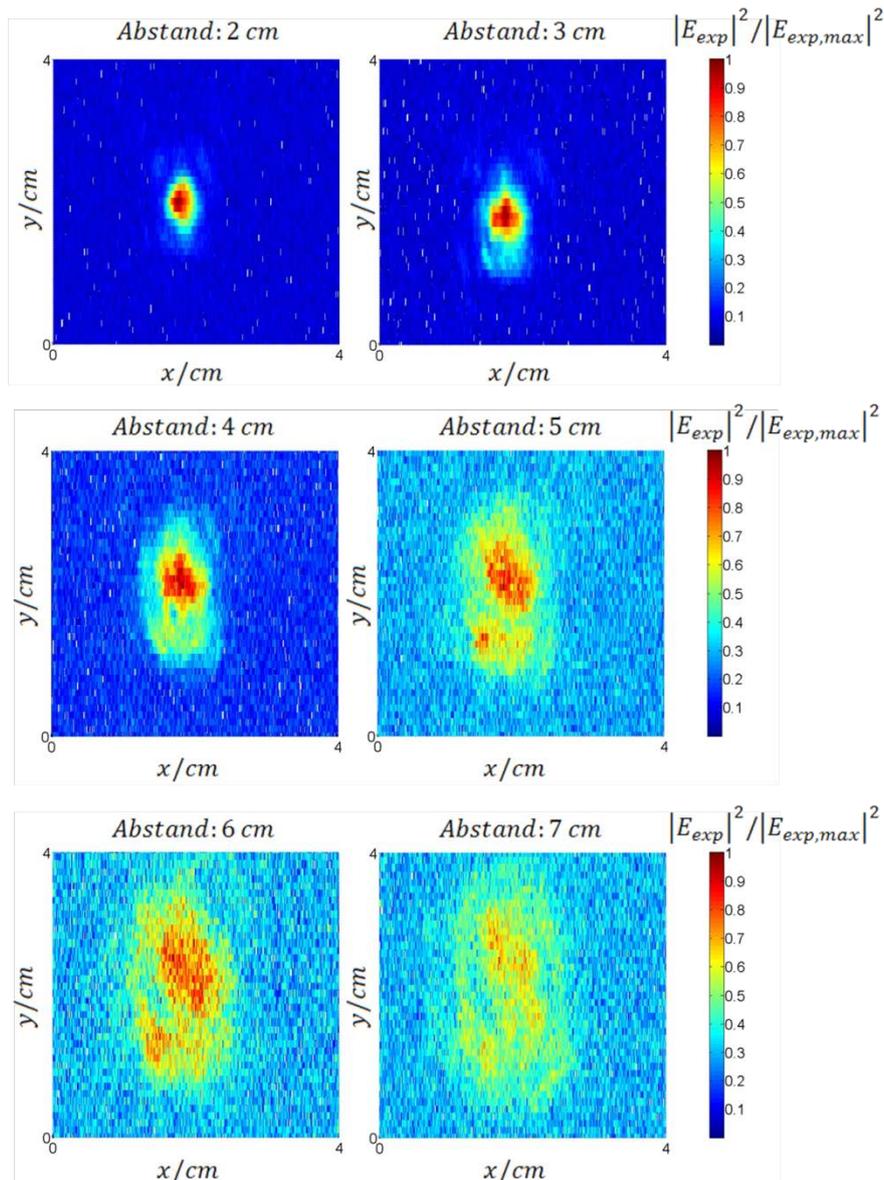


Abbildung 134: Normierte Leistungsdichteverteilungen auf den in Abbildung 133 skizzierten Mess-ebenen

Das Strahlprofil der diagonalen Hornantenne wurde zu einem späteren Zeitpunkt erneut mit einem CMOS-Detektor kleinerer effektiver Antennen-Wirkfläche und einer kleineren Abtastauflösung vermessen (vgl. Bericht zu AP 2, Abschnitt 2.4.1.2). Dabei wurde der Strahl fokussiert und das Strahlprofil im Fokuspunkt abgetastet, während die hier gezeigten Messergebnisse die Leistungsdichteverteilung eines sich bereits aufweitenden Strahls repräsentieren.

Ermittlung der Strahleigenschaften unter Zuhilfenahme der Annäherung des Gauß'schen Strahlprofils mit dem Least Squares-Verfahren

In Abbildung 135 ist das symmetrierte Strahlprofil der im Abstand von 2 cm zur Apertur gemessenen Feldwerte dargestellt (blaue Datenpunkte) zusammen mit der dazugehörigen idealisierten Gaußverteilung (rote Datenpunkte). Der Strahlradius w der idealisierten Funktion ist in Abbildung 135 angegeben. Für die Symmetrierung wurde ein Algorithmus geschrieben, welcher das Feldmaximum eines jeden

Strahlprofils sucht und auf Kreisen um dieses Maximum für diskrete Radien $\Delta\rho$ den Mittelwert von $|E_{exp}|^2$ bildet.

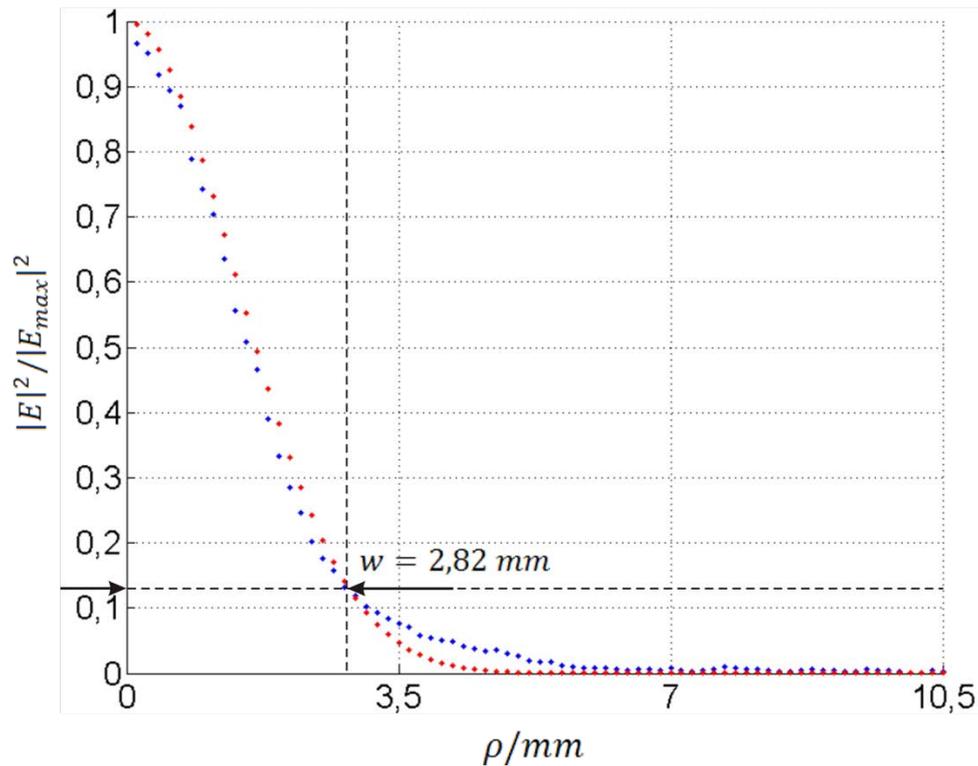


Abbildung 135: Normierte Leistungsdichteverteilung des gemessenen und symmetrierten (blaue Datenpunkte) und des idealisierten Strahlprofils (rote Datenpunkte) in der 2 cm von der Aperturebene entfernten Messebene

Dieser Vorgang ist für jedes der gemessenen Strahlprofile aus Abbildung 134 durchgeführt worden. In Abbildung 136 sind alle Strahlradien in Abhängigkeit vom Abstand zur Aperturfläche aufgetragen. Da die erwartete Abhängigkeit zwischen Strahlradius und Abstand linear ist, wurde auf die vorliegenden Werte eine lineare Regression angewandt, aus der ein Divergenzwinkel der Gauß'schen Strahlwelle von $\vartheta_d = 10,39^\circ$ folgte.

Damit ergibt sich die Tailenweite der von der diagonalen Hornantenne emittierten Gauß'schen Strahlwelle zu

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \tan \vartheta_d} = 0,78 \text{ mm} . \quad 3.85$$

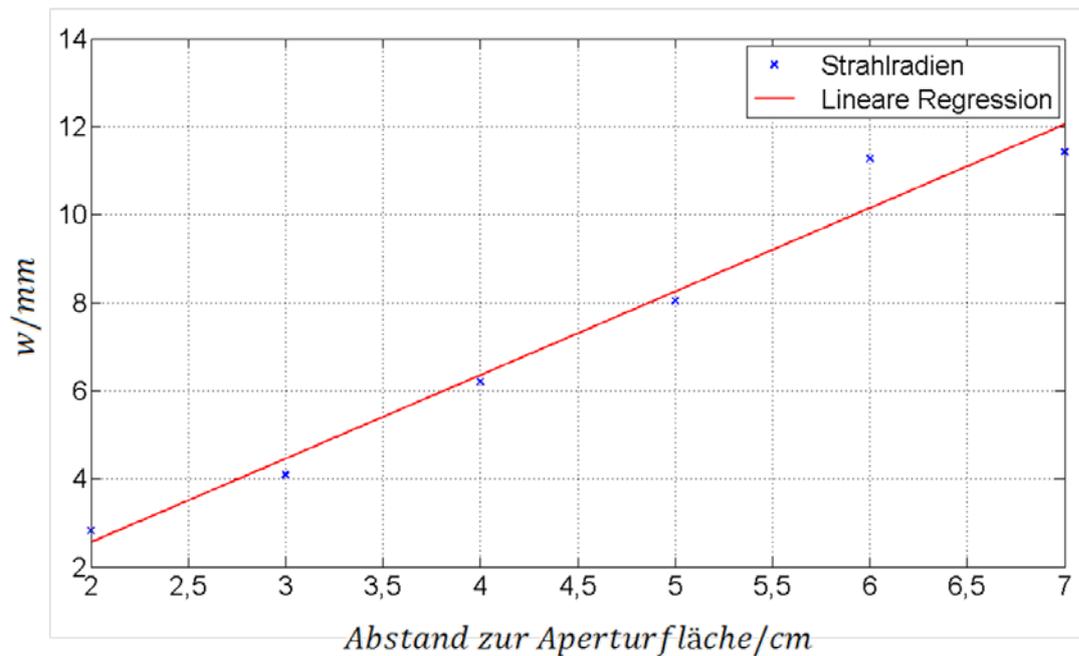


Abbildung 136: Strahlradien der gemessenen Strahlprofile in Abhängigkeit vom Abstand zur Aperturfläche (blaue Datenpunkte) sowie lineare Regression (rot) zur Ermittlung des Divergenzwinkels

Ermittlung der Strahleigenschaften unter Zuhilfenahme der Integration der zeitlich gemittelten Leistungsflussdichte über eine transversale Querschnittsfläche

Im Folgenden wird die transportierte Leistung der messtechnisch erfassten Gauß'schen Strahlwelle ermittelt, indem die zeitlich gemittelte Leistungsflussdichte über die Messfläche integriert wird. Als Näherung soll hierfür das in Abbildung 135 gezeigte symmetrierte Strahlprofil (blaue Kurve) verwendet werden. Dieses Profil ist rotationssymmetrisch bezüglich der Ordinatenachse $\rho = 0$, und φ ist der Azimutwinkel in Zylinderkoordinaten. Es ergibt sich:

$$P_{exp} = \int_0^{2\pi} \int_0^{110\Delta\rho} \bar{S}_{exp} \rho d\rho d\varphi = \int_0^{2\pi} \int_0^{110\Delta\rho} \frac{1}{2} \frac{|E_{exp}(\rho, z = const.)|^2}{Z_0} \rho d\rho d\varphi \quad 3.86$$

$\Delta\rho$ ist dabei die bei der Messung verwendete Schrittweite und \bar{S}_{exp} die zu der Ausgangsspannung des Detektors proportionale Leistungsflussdichte des Strahlungsfeldes.

Da eine idealisierte Gauß'sche Strahlwelle bestimmt werden soll, die die gleiche Leistung transportiert wie die Strahlwelle, der die Messdaten zu Grunde liegen, wird P_{exp} mit der analytischen Lösung (Gl.3.86) gleichgesetzt:

$$P_{exp} = \frac{\pi E^2(\rho = 0, z = const) w(z)}{4Z_0} \quad 3.87$$

Unter der Annahme, dass auch das Maximum der elektrischen Feldstärke im analytischen Fall mit dem Maximum im experimentellen Fall übereinstimmt ($E(\rho = 0, z = const.) = E_{exp}(\rho = 0, z =$

$const.)$), bleibt in Gl. 3.87 der Strahlradius $w(z)$ als einzige Unbekannte übrig. Diese lässt sich demnach wie folgt berechnen:

$$w(z) = \frac{P_{exp} \cdot 4Z_0}{\pi E_{exp}^2(\rho = 0, z = const.)} \quad 3.88$$

Dieses Ergebnis wird nun gleichgesetzt mit der analytischen Lösung für $w(z)$ (Gl. 3.62), und es ergibt sich

$$w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} = \frac{P_{exp} \cdot 4Z_0}{\pi E_{exp}^2(\rho = 0, z = const.)} \quad 3.89$$

Wenn in diese Gleichung die Lösung für die Rayleigh-Länge z_R (Gl. 3.61) eingesetzt und die resultierende Gleichung nach der Taillenweite w_0 umgeformt wird, folgt

$$w_0 = \sqrt{\frac{w(z)^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{w(z)^2}{2}\right)^2 - \left(\frac{z\lambda}{\pi}\right)^2}} \quad 3.90$$

In Tabelle 21 ist der für jedes in Abbildung 134 gezeigte Strahlprofil ermittelte Strahlradius $w(z)$ eingetragen sowie die daraus nach Gl. 3.90 berechnete Taillenweite w_0 .

Abstand zur Apertur z/cm	2	3	4	5	6	7
Strahlradius $w(z)/mm$	2,82	4,09	6,2	8,04	11,28	11,42
Tailenweite w_0/mm	1,1	1,1	0,97	0,93	0,79	0,91

Tabelle 21: Berechnete Taillenweite w_0 in Abhängigkeit von dem Strahlradius $w(z)$ eines jeden im Abstand z zur Apertur gemessenen Strahlprofils

Das Strahlprofil der diagonalen Hornantenne wurde zu einem späteren Zeitpunkt noch einmal mit einem neuen CMOS-Detektor kleinerer Pixelfläche und damit höherer Abtastauflösung vermessen (vgl. AP2, Abschnitt 2.4.1.2). Dabei wurde der Strahl fokussiert und das Strahlprofil im Fokuspunkt abgetastet, während die hier gezeigten Messergebnisse die Leistungsdichteverteilung eines sich bereits aufweitenden Strahls repräsentieren. Die aus der in AP2 durchgeführten Messung ermittelte Taillenweite des Strahls ($w_0 \approx 1,14$ mm) stimmt gut mit den in diesem Abschnitt berechneten Taillenweiten überein, wobei die für größere Messabstände berechneten Taillenweiten stärkere Abweichungen zeigen, was auf die zunehmende Messgenauigkeit (reduziertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis) zurückzuführen ist.

3.2.4.3 Erstellung von Anregungsmodellen für Gauß'sche Strahlwellen

Es werden im Folgenden Anregungsmodelle modelliert, welche die Feldverteilung einer Gauß'schen Strahlwelle in einer orthogonal oder schräg zur Ausbreitungsrichtung liegenden Querschnittfläche beschreiben. In Abbildung 137 ist der Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt $t = 0$ in dem orthogonalen, gestrichelt dargestellten Querschnitt der Gauß'schen Strahlwelle gezeigt.

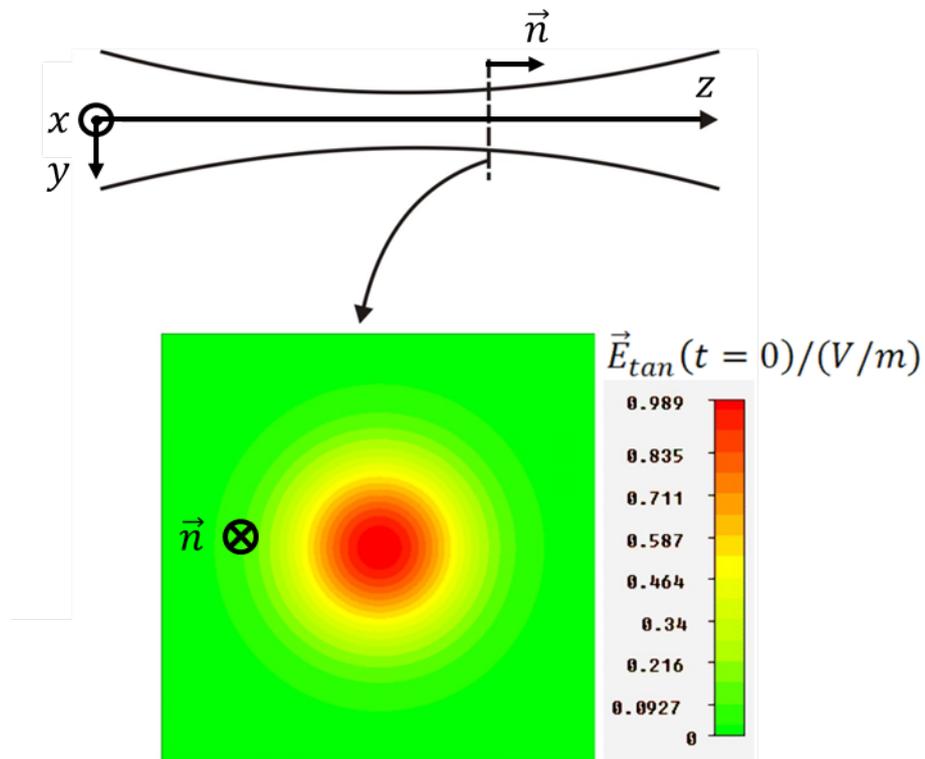


Abbildung 137: Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldverteilung auf einer im Feld einer Gauß'schen Strahlwelle orthogonal zur Ausbreitungsrichtung liegenden ebenen Querschnittsfläche

Des Weiteren kann man anstatt einer orthogonalen Querschnittsfläche jede beliebige schräge Schnittfläche wählen, z.B. die in Abbildung 138 schräg durch die Gauß'sche Strahlwelle verlaufende ebene Fläche. Die Darstellung des Betrags des Momentanwertes der Feldbelegung zum Zeitpunkt $t = 0$ lässt deutlich erkennen, dass die gewählte Schnittfläche mehrere Flächen konstanter Phase der Gauß'schen Strahlwelle schneidet, sodass in der Fläche eine Feldverteilung mit einer Phasenbelegung vorliegt.

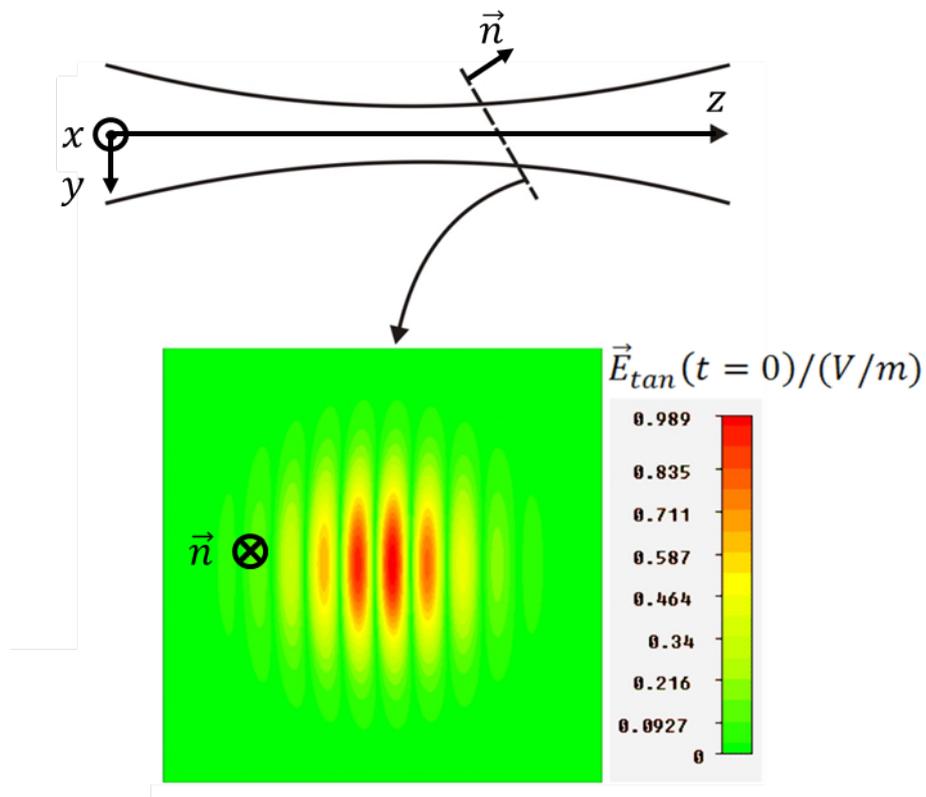
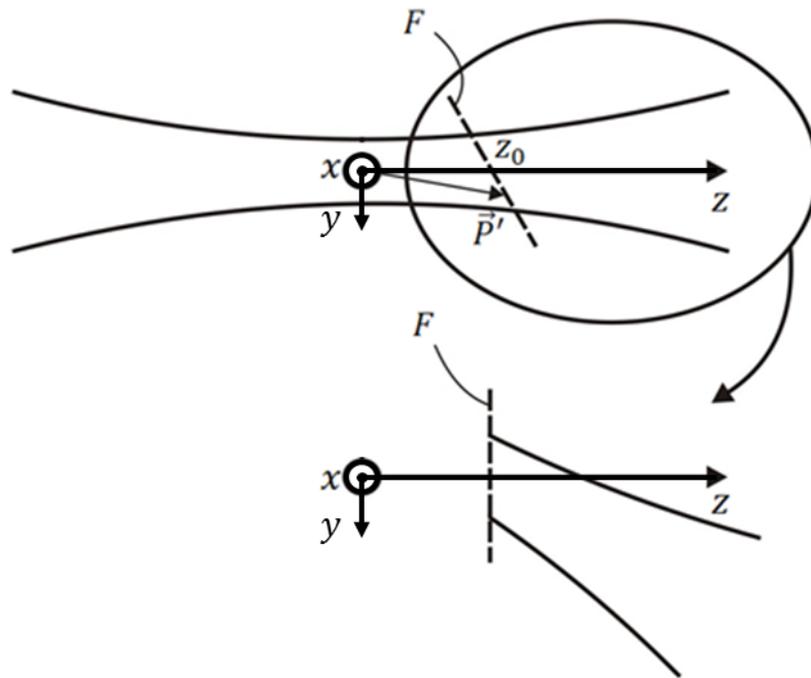


Abbildung 138: Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldverteilung auf einer im Feld einer Gauß'schen Strahlwelle schräg zur Ausbreitungsrichtung orientierten ebenen Querschnittsfläche

Die Motivation zur Behandlung einer verkippten Querschnittsfläche ist, daraus für das Rechenmodell eine ebene Anregungsfläche mit einer Phasenbelegung zu erzeugen, für die auf Basis der in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 zusammengestellten Erkenntnisse erwartet werden kann, dass sie eine Welle abstrahlt, die unter dem Verkipfungswinkel gegenüber ihrer Flächennormale propagiert. Obwohl das von der Software CST Microwave Studio Suite 2012TM bereitgestellte Tool „Field Source“ für die numerische Feldberechnung nur die Anordnung von Anregungsflächen in einer horizontalen oder vertikalen Ebene des kartesischen Rechengitters zulässt ($x_{num} = const.$, $y_{num} = const.$ oder $z_{num} = const.$), bietet diese Art der Anregung dann trotzdem die Möglichkeit, Gauß'sche Strahlwellen zu simulieren, die mit einem beliebigen Neigungswinkel zur Flächennormale der Anregungsfläche durch den Rechenraum propagieren. Die Idee hinter der Modellierung einer schräg verlaufenden Gauß'schen Strahlwelle soll in Abbildung 139 verdeutlicht werden.

Abbildung 139: Modellierung einer schräg zur z -Achse propagierenden Gauß'schen Strahlwelle

Zur Charakterisierung einer Anregungsfläche für Gauß'sche Strahlwellen wird die in Abschnitt 3.2.4.1 behandelte Formulierung für die elektrische Feldstärke einer Gauß'schen Strahlwelle benötigt. Die elektrische Feldstärke $\underline{E}_x(\rho, z)$ einer sich in positive z -Richtung ausbreitenden und in x -Richtung polarisierten Gauß'schen Strahlwelle ergibt sich durch Gl. 3.55. Die tangentielle elektrische Feldstärke $\vec{E}_{tan}(\vec{P}')$ kann für jeden Punkt P' auf der Fläche F , die beliebig im Feld der Welle angeordnet sein kann und deren Mittelpunkt z_0 auf der z -Achse liegt (Abbildung 139), mit Gl. 3.45 aus Abschnitt 3.2.2.2 und der Bedingung

$$\vec{E}(\vec{P}') = E_x(\rho, z)\vec{e}_x \quad 3.91$$

mit

$$\rho = \rho(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2} \quad 3.92$$

berechnet werden. Die Tangentialkomponenten der magnetischen Feldstärke $\vec{H}_{tan}(\vec{P}')$ ergeben sich dann analog mit Gl. 3.46 und der Bedingung 3.91 mit 3.92.

Bei der Generierung eines Anregungsmodells für Gauß'sche Strahlwellen müssen dem Programm zusätzlich zu den in Abschnitt 3.2.2.2 angegebenen Eingangsgrößen noch folgende Konstanten übergeben werden:

- Tailenweite w_0 der Gauß'schen Strahlwelle und
- Amplitude der elektrischen Feldstärke E_0 in der Taille bei $\rho = 0$

Zu Beginn des Programmdurchlaufs wird ferner noch die Rayleigh-Länge z_R (Gl. (3.82), Abschnitt 3.2.4.2a) der Gauß'schen Strahlwelle berechnet.

Vor der Berechnung der elektromagnetischen Tangentialkomponenten in jedem Punkt P' auf der Fläche F wird mit der z -Komponente des Vektors \vec{P}' der zu jedem Punkt P' gehörige Strahlradius $w(z)$ nach Gl. 3.83, der Radius der Wellenfronten $R(z)$ nach Gleichung 3.81 und die Phasendifferenz $\theta(z)$

nach Gl. 3.80 bestimmt. In Abhängigkeit von z , $w(z)$ und $R(z)$ sowie den eingangs vorgegebenen Konstanten w_0 und E_0 wird für jeden Punkt P' die tangential elektrische Feldstärke $\vec{E}_{tan}(\vec{P}')$ und die tangential magnetische Feldstärke $\vec{H}_{tan}(\vec{P}')$ berechnet, wie es in diesem Abschnitt bereits beschrieben wurde.

Die berechneten Daten werden nach der in Abschnitt 3.2.2.2 beschriebenen Vorgehensweise in das NFD-Dateiformat geschrieben. Diese NFD-Datei kann in die CST-Simulationsumgebung importiert werden. Berechnung der von Anregungsmodellen für Gauß'sche Strahlwellen erzeugten Nah- und Fernfelder

a) Randbedingungen

Wie mit einem Anregungsmodell das Feldprofil einer Gauß'schen Strahlwelle in einer beliebigen Querschnittsfläche des Strahls beschrieben wird, wurde bereits in Abschnitt 3.2.4.3 geschildert. Da eine Welle vorliegt, die sich ungehindert in den freien Raum ausbreitet, liegt es nahe, für alle Begrenzungsflächen des Rechenraumes offene Randbedingungen (PML) zu wählen (Abbildung 140).

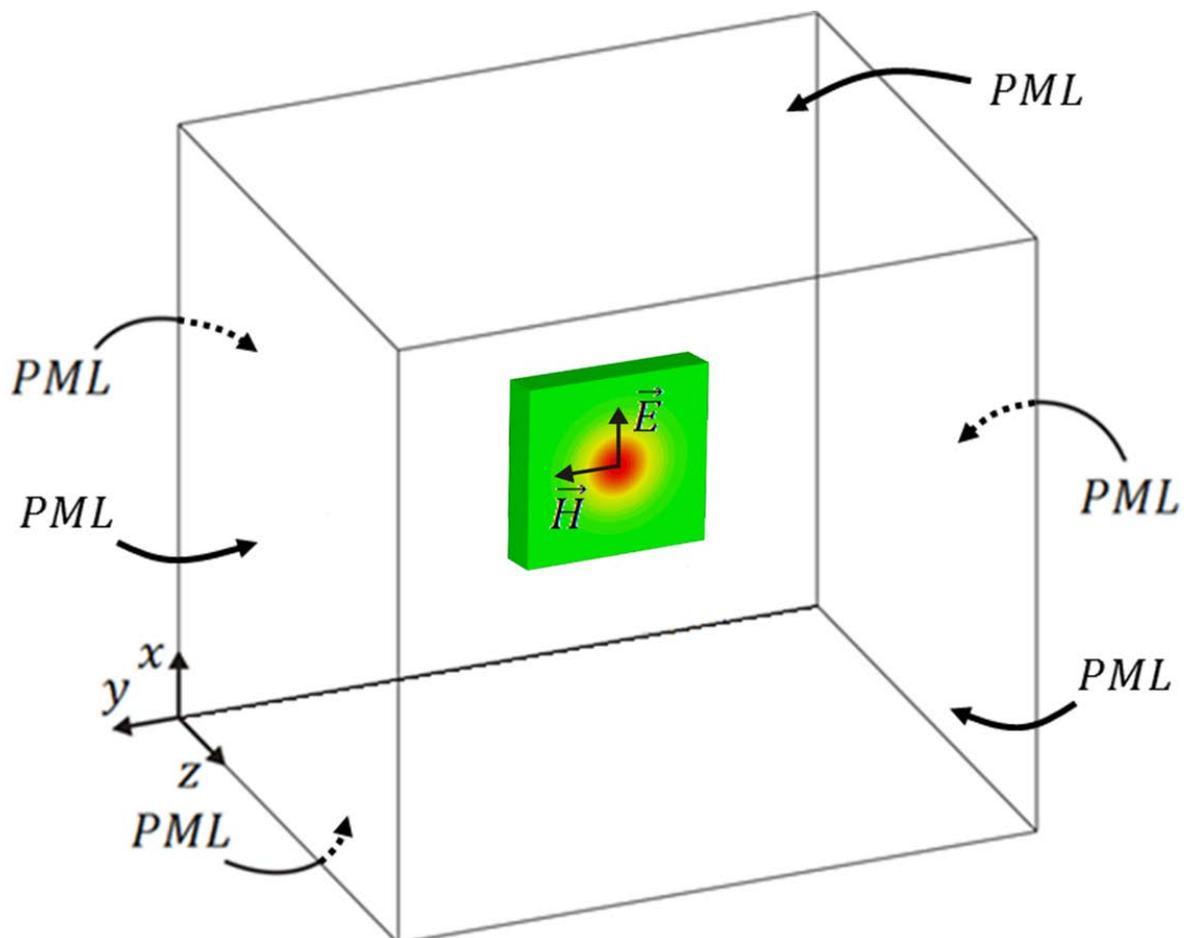


Abbildung 140: Elektromagnetische Randbedingungen für die mit einem Gauß'schen Strahlprofil belegte und in den freien Raum strahlende Anregungsfläche

b) Feldberechnung

In diesem Abschnitt werden die von Gauß'schen Anregungsmodellen erzeugten Feldverteilungen betrachtet. Die Feldbelegungen der Anregungsflächen wurden jeweils gewonnen aus den tangentialen Feldverteilungen auf gegenüber den Phasenflächen des Strahls verwinkelten ebenen Querschnittsflächen. Zur Implementierung in das Tool „Field Source“ der Software CST Microwave Studio muss die Anregungsfläche in eine Koordinatenebene des vom Programm verwendeten Rechengitters gelegt werden (vgl. Abschnitt 3.2.4.3). An den Beispielen aus Abbildungen 137 und 138 mit unterschiedlich orientierten Querschnittsflächen wird gezeigt, wie sich die Strahlungseigenschaften der Anregung für eine in den freien Raum tretende Gauß'sche Strahlwelle verändern.

In Abbildung 141 ist die Verteilung der elektrischen Feldstärke im Längsschnitt einer Gauß'schen Strahlwelle dargestellt. Die aus der in Abbildung 137 skizzierten Querschnittsfläche mit konstanter Phasenbelegung entstandene Anregungsfläche ist gestrichelt angedeutet.

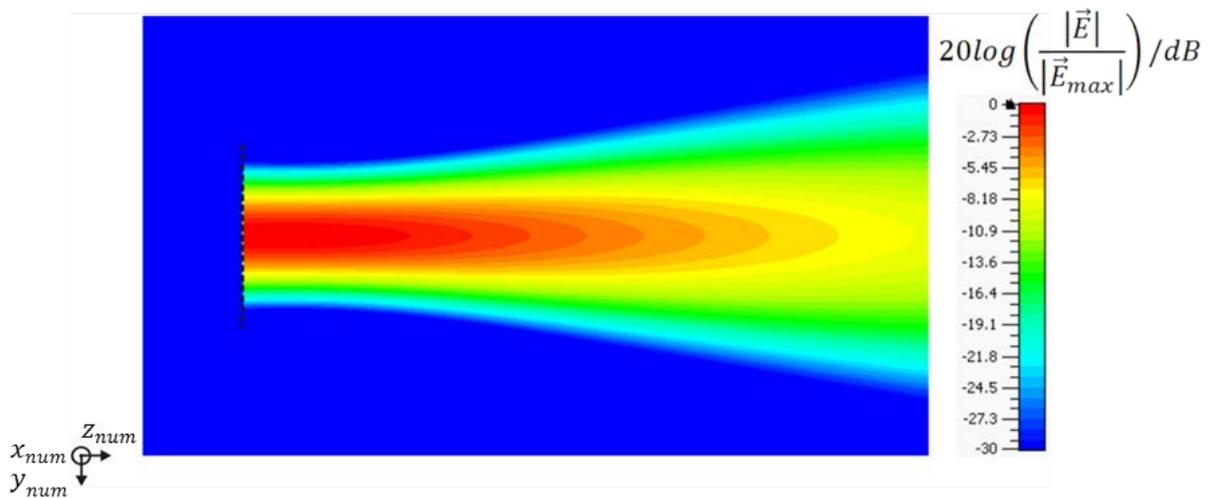


Abbildung 141: Von der aus Abbildung 137 entwickelten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

Das Fernfeldrichtdiagramm der Feldbelegung mit dem Gauß'schen Strahlprofil in der \vec{E} -Ebene zeigt Abbildung 143. Die Hauptstrahlungskeule weist einen Gewinn von $25,6 \text{ dBi}$ und eine Halbwertsbreite von 10° aus.

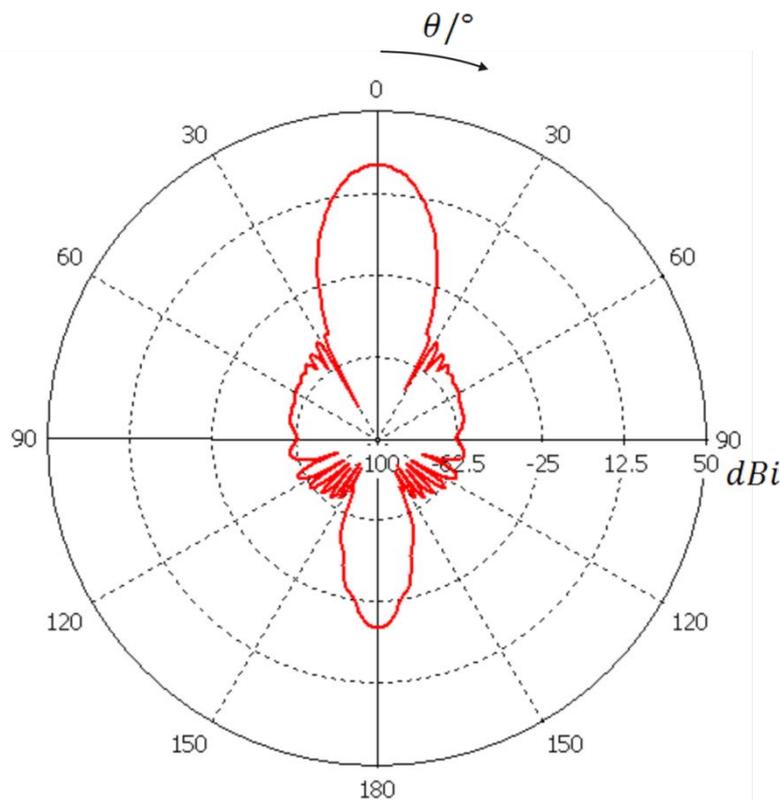


Abbildung 142: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der mit dem Gauß'schen Strahlprofil belegten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche

Für die normierte Belegungsfunktion $f(p)$ der Gauß'schen Belegung ergibt sich die Proportionalität

$$f(p) \sim \exp\left[\frac{-p^2}{w^2(z)}\right], \quad 3.93$$

wobei der rechte Term die normierte Amplitudenverteilung der elektrischen Feldstärke der Gauß'schen Strahlwelle in einer orthogonalen Querschnittsfläche darstellt.

Durch Fourier-Transformation erhält man die normierte Strahlungsfunktion der Gauß'schen Belegung, was zu folgender Proportionalität führt:

$$g(u) \sim \exp\left[-\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_d}\right)^2\right] \quad 3.94$$

Der rechte Term ist die normierte Fernfeld-Richtcharakteristik der Gauß'schen Strahlwelle (Gl. 3.65).

Nun soll ein Anregungsmodell verwendet werden, welches die tangentielle Feldverteilung in einer schrägen Querschnittsfläche der Gauß'schen Strahlwelle verwendet (vergleiche Abbildung 138 (Abschnitt 3.2.4.3)). Abbildung 143 stellt die von der Anregungsfläche (gestrichelt gezeichnet) erzeugte elektrische Feldverteilung dar. Es wird eine Gauß'sche Strahlwelle angeregt, die mit einer Verwinklung zur Flächennormalen der Anregungsfläche in den Raum propagiert, hier beträgt dieser Winkel -45° .

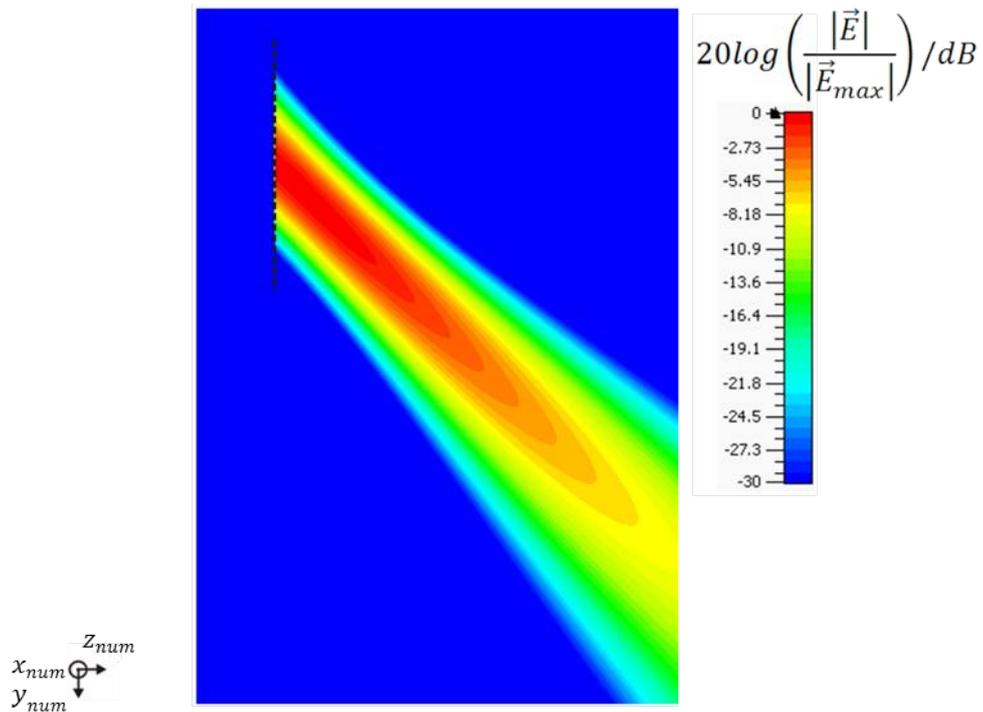


Abbildung 143: Berechnete elektrische Feldverteilung für eine in den freien Raum strahlende Anregungsfläche ($\alpha = -45^\circ$)

3.2.5 Anregungsmodelle für Hohlleitungswellen

Die Modellierung der Anregung mit Hohlleitungswellen wurde im Rahmen dieses Forschungsvorhabens nur benutzt, um Kontrollrechnungen der in AP 1 (1.7.2.2 und 1.7.2.3) zitierten Literaturangaben von Feldmann et al. 2008 [115] und Sharifstein et al. 2011 [116] durchzuführen, die mit CST Microwave Studio bzw. mit SEMCAD X Simulationsrechnungen für spiralförmige Schweißkanalmodelle unter Verwendung einer Hohlleitungsanregung vorgestellt hatten. Da bereits in AP 1 Zweifel an der Gültigkeit der von den Autoren verwendeten Materialparameter angedeutet wurden, sind die in den nachstehenden Abschnitten 3.2.5.1 - 3.2.5.3 gegebenen Erläuterungen zum TE_{01} -Anregungsmodell nur der Vollständigkeit halber aufgeführt.

3.2.5.1 Hohlleitungswellen

In diesem Abschnitt werden einige Gleichungen zur Ausbreitung elektromagnetischer Energie hochfrequenter Felder in Hohlleitungen mit rechteckigem Querschnitt zusammengestellt.

Der Innenraum einer Rechteck-Hohlleitung besitze die Seitenlängen a und b mit $b > a$; die z -Richtung stellt die Längsrichtung und somit die Richtung der Energieübertragung dar (Abbildung 144).

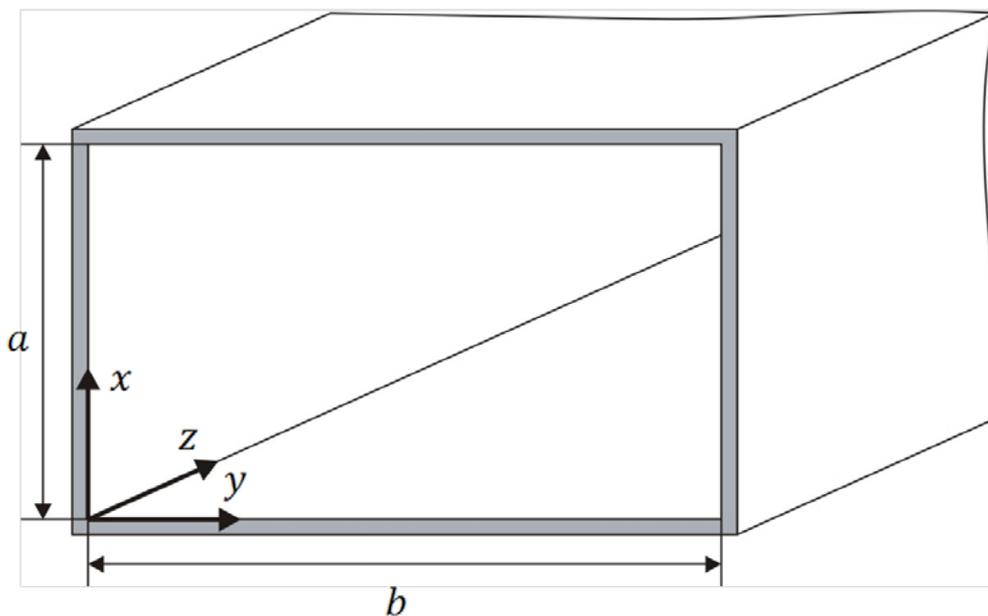


Abbildung 144: Geometrie der Rechteck-Hohlleitung

Unter der Annahme, dass die Hohlleitungswände aus ideal leitendem Material bestehen, ergeben sich für die Tangentialkomponenten der elektrischen Feldstärke folgende Grenzflächenbedingungen:

$$E_x = 0 \quad \text{für} \quad y = 0 \quad \text{und} \quad y = b \quad 3.95$$

$$E_y = 0 \quad \text{für} \quad x = 0 \quad \text{und} \quad x = a \quad 3.96$$

$$E_z = 0 \quad \text{für} \quad x = 0, x = a, y = 0 \quad \text{und} \quad y = b, \quad 3.97$$

Es gibt zwei Klassen elektromagnetischer Wellen, die in einer Rechteck-Hohlleitung in z -Richtung ausbreitungsfähig sind: Die transversal-elektrischen Wellen (auch als TE-Wellen oder H-Wellen bezeichnet) und die transversal-magnetischen Wellen (auch als TM-Wellen oder E-Wellen bezeichnet). TE-Wellen zeichnen sich dadurch aus, dass ihr elektrisches Feld keine Komponenten in Ausbreitungsrichtung besitzt, TM-Wellen dagegen haben keine Komponenten der magnetischen Feldstärke in Ausbreitungsrichtung.

Im Weiteren werden ausschließlich TE-Wellen (H-Wellen) betrachtet. Es wird also $E_z = 0$ gesetzt.

Die allgemeinen Lösungen der Wellengleichung für die Phasoren der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten einer TE-Welle im Querschnitt $z = \text{const.}$ einer verlustfreien Rechteckhohlleitung lauten wie folgt:

$$E_x = A_{mn} \cos\left(m\pi \frac{x}{a}\right) \sin\left(n\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.98$$

$$E_y = -A_{mn} \frac{m b}{n a} \sin\left(m\pi \frac{x}{a}\right) \cos\left(n\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.99$$

$$E_z = 0 \quad 3.100$$

$$H_x = -\frac{\gamma}{j\omega\mu_0} A_{mn} \frac{m b}{n a} \sin\left(m\pi \frac{x}{a}\right) \cos\left(n\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.101$$

$$H_y = -\frac{\gamma}{j\omega\mu_0} A_{mn} \cos\left(m\pi \frac{x}{a}\right) \sin\left(n\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.102$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0} A_{mn} \frac{b}{n\pi} \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right] \cos\left(m\pi \frac{x}{a}\right) \cos\left(n\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.103$$

Die z -Abhängigkeit aller Feldkomponenten kommt durch Multiplikation mit der Funktion

$$e^{\pm\gamma z} = e^{\pm(\alpha + j\beta)z} \quad 3.104$$

zustande, in der Ausbreitungskonstante γ , Dämpfungskonstante α und Phasenkonstante β auftreten.

Durch die Wahl beliebiger Zahlen $m \in \mathbb{N}_0$ und $n \in \mathbb{N}$ können durch die Gln. 3.98 - 3.103 unendlich viele Wellentypen (auch „Eigenwellen“ oder „Moden“ genannt) beschrieben werden, die als TE_{mn} -Wellen oder H_{mn} -Wellen bezeichnet werden. Die in der Praxis am meisten verwendete Welle ist die TE_{01} -Welle (H_{01} -Welle).

Die in den Gln. 3.101, 3.102 und 3.104 auftauchende komplexe Ausbreitungskonstante γ (früher auch als Fortpflanzungsmaß bezeichnet) ergibt sich aus der hier für die luftgefüllte Rechteckhohlleitung angegebenen Separationsgleichung:

$$\gamma^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0. \quad 3.105$$

Für die TE_{01} -Welle wird γ zu:

$$\gamma = \pm \sqrt{\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}. \quad 3.106$$

Bei kleinen Frequenzen ist γ reell ($\gamma = \pm \alpha$), d.h. in z-Richtung findet gemäß Gleichung (5.10) keine Wellenausbreitung, sondern exponentielle Zu- oder Abnahme des Feldes statt.

Bei hohen Frequenzen ist γ rein imaginär

$$\gamma = \pm j\beta = \pm j \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}, \quad 3.107$$

es findet gemäß Gl. 3.104 also Wellenausbreitung statt, wobei das Minuszeichen eine Ausbreitung in +z-Richtung beschreibt.

Der Übergang zwischen den beiden Fällen erfolgt bei der Grenzfrequenz

$$\omega_c = \frac{\pi}{b} c = \frac{\pi}{b} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}, \quad 3.108$$

für die $\gamma = 0$ ist. Die zugehörige Grenzwellenlänge lautet

$$\lambda_c = \frac{2\pi c}{\omega_c} = 2b. \quad 3.109$$

Der Index c an Grenzfrequenz und Grenzwellenlänge steht für „cutoff“. Nur oberhalb der Grenzfrequenz ist Energieübertragung in der Rechteckhohlleitung möglich.

Abgesehen von der Frequenz hängt die Existenz einer Hohlleitung aber auch von der Art der Anregung (in der Regel am Leitungsanfang) ab. Je besser die Transversalverteilung des anregenden Feldes mit der des anzuregenden Wellentyps übereinstimmt, desto höher ist der Anregungswirkungsgrad und damit der Anteil der eingespeisten Leistung.

Zusammenfassend ergeben sich für die TE_{01} -Welle die folgenden elektrischen und magnetischen Feldkomponenten:

$$\underline{E}_x = A_{01} e^{\pm j\beta z} \sin\left(\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.110$$

$$\underline{E}_y = 0 \quad 3.111$$

$$\underline{E}_z = 0 \quad 3.112$$

$$\underline{H}_x = 0 \quad 3.113$$

$$\underline{H}_y = \mp \frac{\beta}{\omega \mu_0} A_{01} e^{\pm j\beta z} \sin\left(\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.114$$

$$\underline{H}_z = \frac{1}{j\omega \mu_0} A_{01} \frac{\pi}{b} e^{\pm j\beta z} \cos\left(\pi \frac{y}{b}\right) \quad 3.115$$

Dabei ist A_{01} die Amplitude der elektrischen Feldstärke auf der Hohlleitungsachse bei $z = 0$.

Abbildung 145 zeigt den Verlauf der Feldlinien einer TE_{01} -Welle in einer Rechteckhohlleitung. Das Feldbild der elektrischen Feldstärke in der Hohlleitung besteht aus in x -Richtung verlaufenden Geraden. Das elektrische Feld besitzt also keine Anteile in longitudinaler Richtung. Die magnetischen Feldlinien verlaufen in yz -Ebenen und sind als geschlossene Kurven mit den elektrischen Feldlinien verknüpft.

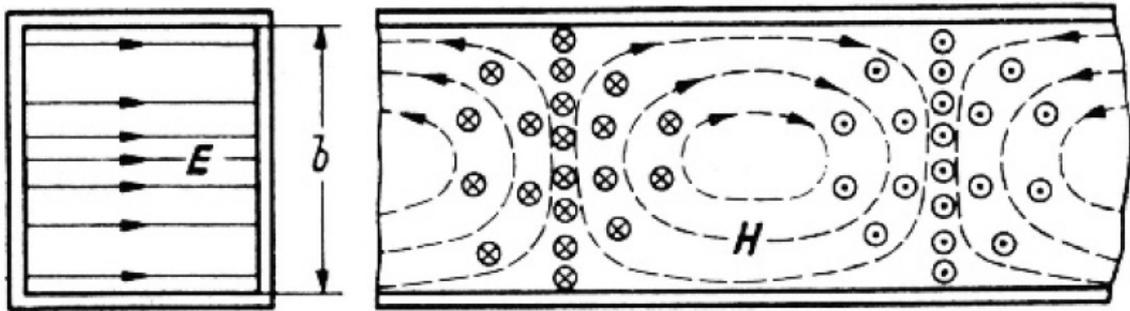


Abbildung 145: Feldlinien der TE_{01} -Welle [203]

Aus der z -Komponente des zeitlich gemittelten Poynting-Vektors

$$S_z(y) = \frac{1}{2} |E_x H_y| = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\omega \mu_0} A_{01}^2 \sin^2 \left(\pi \frac{y}{b} \right) \quad 3.116$$

ergibt sich der gesamte Leistungsfluss durch die Rechteckhohlleitung zu

$$P = \int_0^b S_z(y) a dy = \frac{1}{4} \frac{\beta}{\omega \mu_0} A_{01}^2 a b. \quad 3.117$$

3.2.5.2 Erstellung eines Anregungsmodells für TE_{01} -Wellen

Man kann das Strahlungsverhalten des offenen Endes einer Hohlleitung durch eine Anregungsfläche beschreiben, auf der die tangentialen Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke aus der Öffnungsebene der Hohlleitung definiert sind. Dies soll nun am Beispiel einer TE_{01} -Welle (H -Welle), die sich in $+z$ -Richtung ausbreitet, durchgeführt werden. Die Verteilung der Momentanwerte der tangentialen elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt $t = 0$ auf einer Anregungsfläche für TE_{01} -Wellen ist in Abbildung 146 dargestellt.

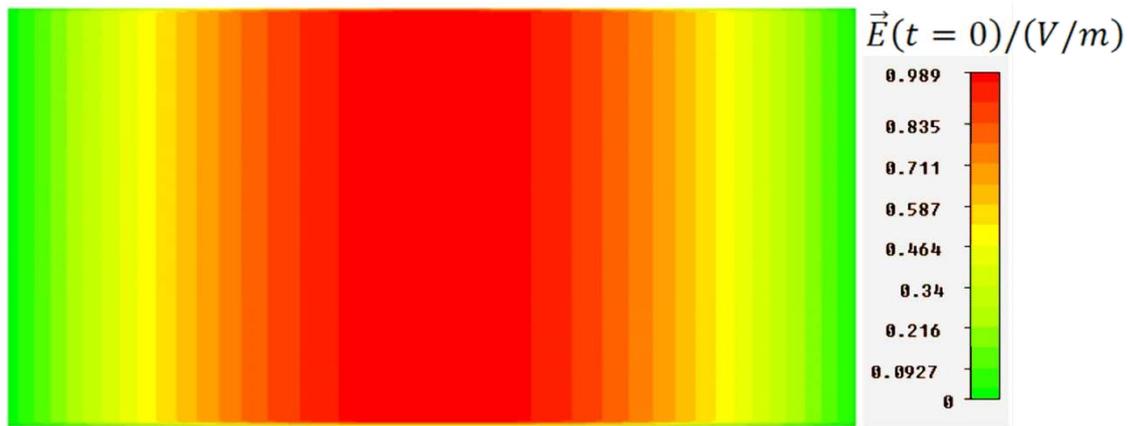


Abbildung 146: Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldverteilung auf einer im Feld einer TE_{01} -Welle orthogonal zur Ausbreitungsrichtung liegenden ebenen Fläche

Die tangentialen elektromagnetischen Feldkomponenten einer TE_{01} -Welle auf einer orthogonalen Schnittfläche F einer Hohlleitung ergeben sich auf direktem Wege durch die in Abschnitt 3.2.5.1 aufgeführten Gln. 3.110 und 3.114 zu

$$\vec{E}_{tan}(\vec{P}') = \underline{E}_x \vec{e}_x \quad 3.118$$

und

$$\vec{H}_{tan}(\vec{P}') = \underline{H}_y \vec{e}_y . \quad 3.119$$

Die in Abschnitt 3.2.2.1 erläuterte Projektion der elektromagnetischen Feldkomponenten auf die Fläche F kann also umgangen werden, da mit \underline{E}_x und \underline{H}_y direkt die tangentialen Feldkomponenten auf der Anregungsfläche vorliegen. Die berechneten Felddaten können dann - wie in Abschnitt 3.2.2.2 beschrieben - in das NFD-Dateiformat geschrieben werden, welches zum Import des Anregungsmodells in die Modellierungsumgebung der Software CST Microwave Studio Suite 2012TM dient.

3.2.5.3 Berechnung der erzeugten Nah- und Fernfelder

a) Randbedingungen

Da ein offenes Hohlleitungsende in den sonst freien Raum strahlen soll, wird ein Rechenraum mit ausschließlich offenen Randbedingungen gewählt (Abbildung 147). Dies entspricht der ersten Vorgehensweise aus Abschnitt 3.2.1.1 (Anwendung des Huygens'schen Prinzips).

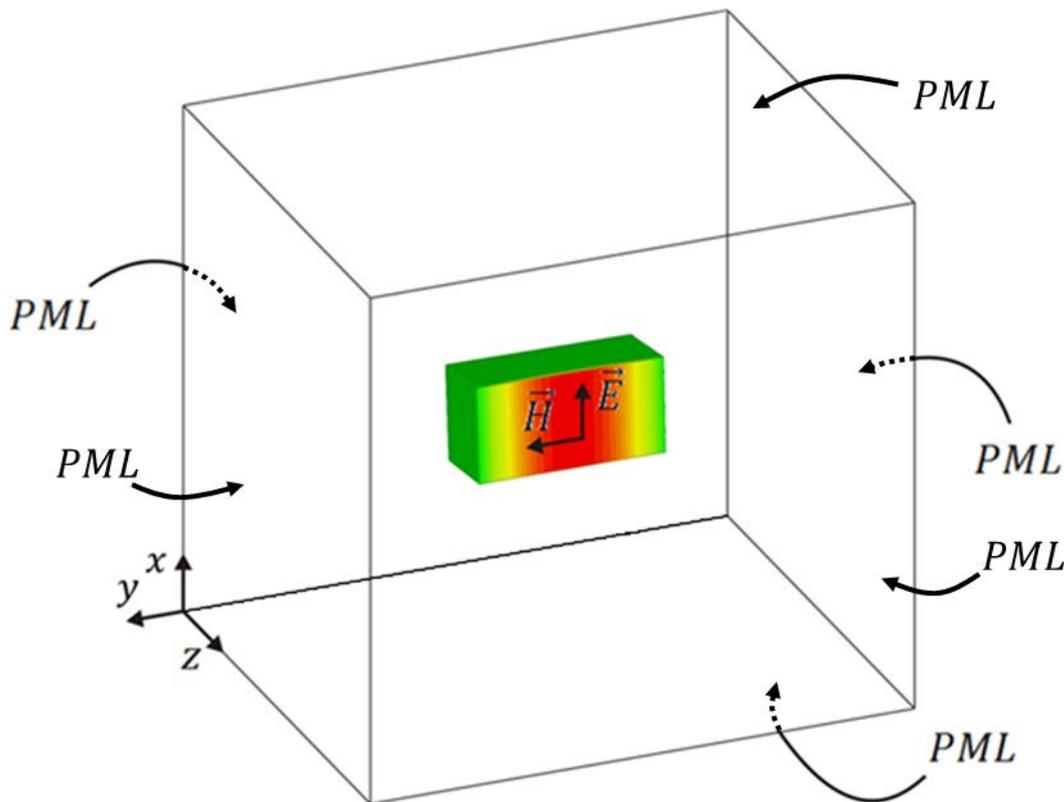


Abbildung 147: Elektromagnetische Randbedingungen für die mit dem Feldprofil einer TE_{01} -Welle belegte und in den freien Raum strahlende Anregungsfläche

Die Modellierung nach der zweiten alternativen Vorgehensweise aus Abschnitt 3.2.1.1 erfordert, wie es schon für die homogen belegte Fläche gezeigt wurde, das Einbauen der belegten Fläche in eine unendlich ausgedehnte, ideal leitende Metallplatte, die im Unendlichen über eine metallische Halbkugel geschlossen wird. Wir wählen wieder eine seitlich begrenzte Metallplatte, die das Anregungsmodell umgibt. Ansonsten werden ausschließlich offene Randbedingungen verwendet (Abbildung 148).

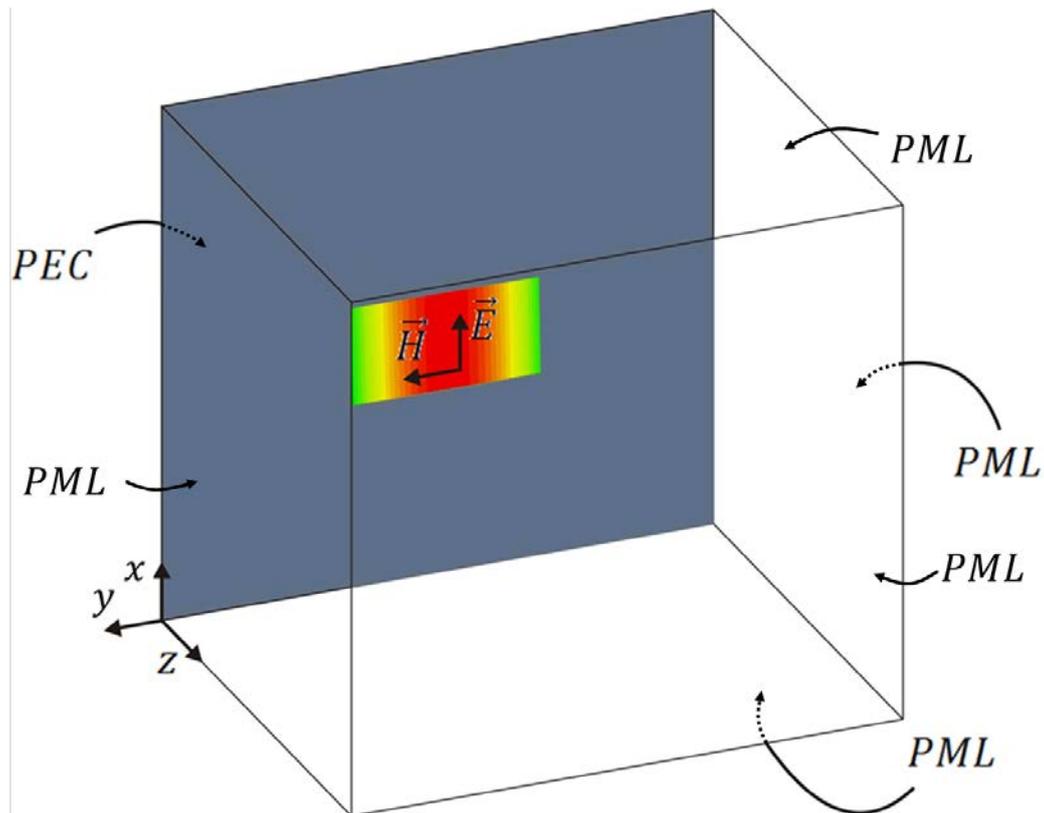


Abbildung 148: Von einer ebenen, ideal leitenden Platte umgebene und mit dem Feldprofil einer TE_{01} -Welle belegte Anregungsfläche in einem durch offene Randbedingungen begrenzten Rechengebiet

b) Feldberechnung

Für die folgenden numerischen Feldberechnungen wird ein Anregungsmodell verwendet, welches das Aperturfeld am Ende einer typischen Rechteckhohlleitung beschreibt. Die zugrunde liegende Hohlleitung vom Typ WR-1.5 wird im Frequenzbereich von 500 GHz bis 750 GHz eingesetzt, die vorgestellten Berechnungen werden für 645 GHz durchgeführt. Die Seitenlängen der Hohlleitung betragen $b = 0,381 \text{ mm}$ und $a = 0,191 \text{ mm}$ [204].

TE_{01} -Belegung im freien Raum

Als Erstes betrachten wir das Strahlungsverhalten des Anregungsmodells im freien Raum. Die elektrische Feldverteilung für diesen Fall ist in Abbildung 149 gezeigt.

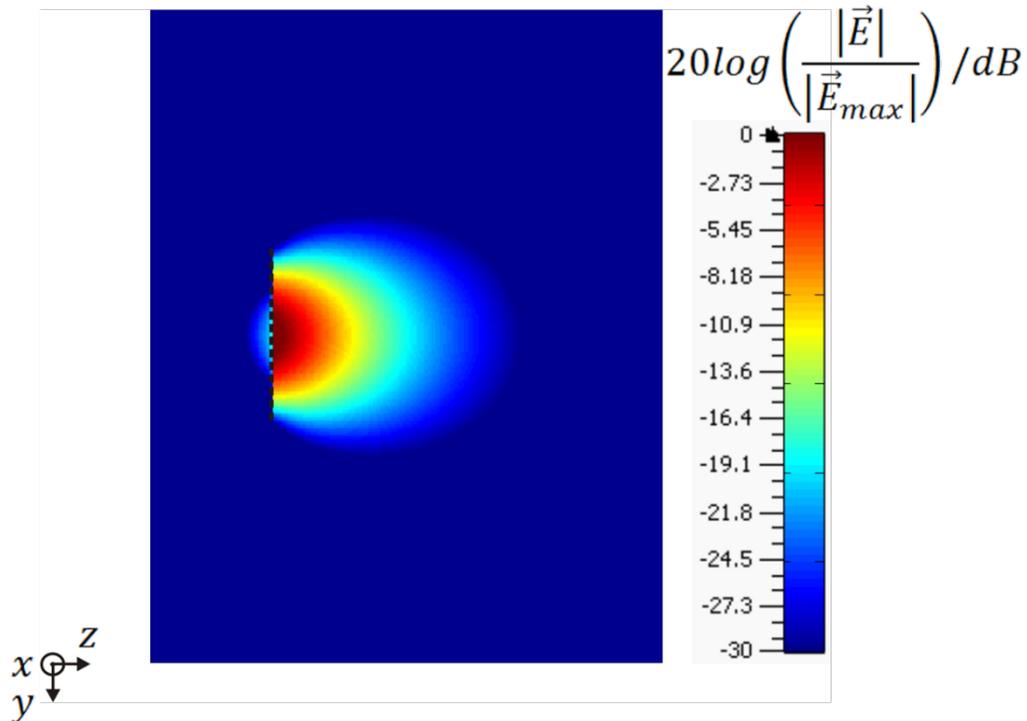


Abbildung 149: Von der in Abbildung 147 gezeigten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

Das Fernfeldrichtdiagramm der Feldbelegung mit dem Feldprofil einer TE_{01} -Welle in der \vec{E} -Ebene zeigt Abbildung 150. Die Hauptstrahlungskeule besitzt einen Gewinn von $6,9 \text{ dBi}$ und eine Halbwertsbreite von 73° .

Die normierte Belegungsfunktion der TE_{01} -Belegung ergibt sich zu

$$f(p) = \cos\left(\frac{\pi}{2}p\right). \quad 3.120$$

Durch Fourier-Transformation erhält man die normierte Strahlungsfunktion der TE_{01} -Belegung:

$$g(u) = \frac{4 \cos(u)}{\pi \left(1 - \frac{4u^2}{\pi^2}\right)} \quad 3.121$$

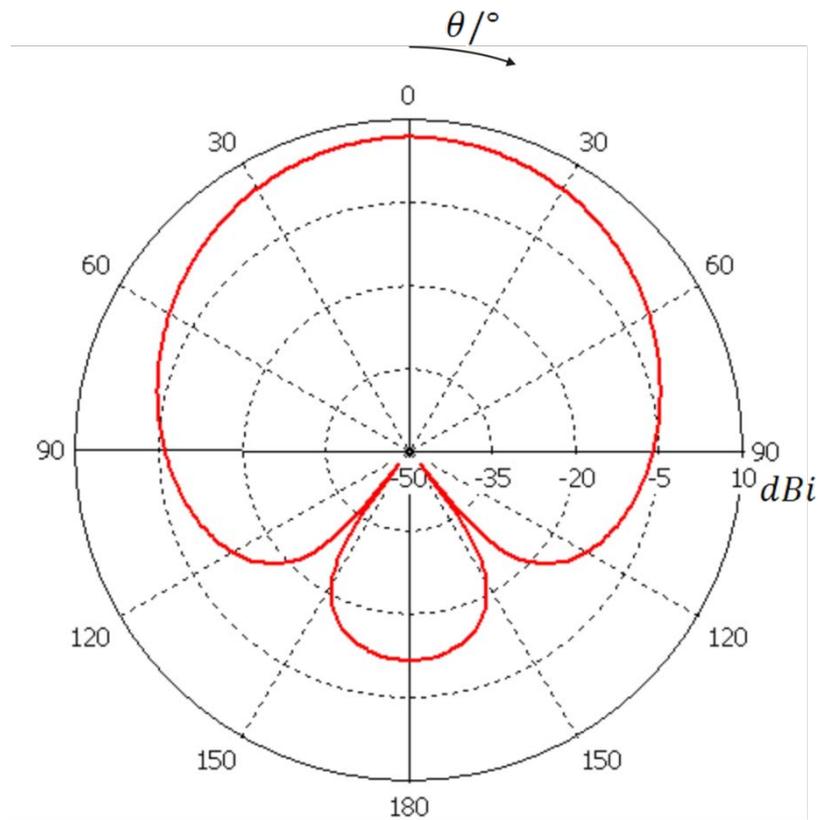


Abbildung 150: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der mit dem Feldprofil einer TE_{01} -Welle belegten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche

TE_{01} -Belegung, umgeben von einer ebenen leitenden Platte

Nun wird der Rechenraum mit der TE_{01} -Belegung so modelliert, dass die belegte Fläche von einer ebenen leitenden Platte umgeben ist (Modellierung nach Abbildung 148). Abbildung 151 zeigt die elektrische Feldverteilung für dieses Szenario.

Das zugehörige Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene ist in Abbildung 152 dargestellt. Die Hauptstrahlungskeule besitzt einen Gewinn von 6,8 dBi und eine Halbwertsbreite von 63,1°.

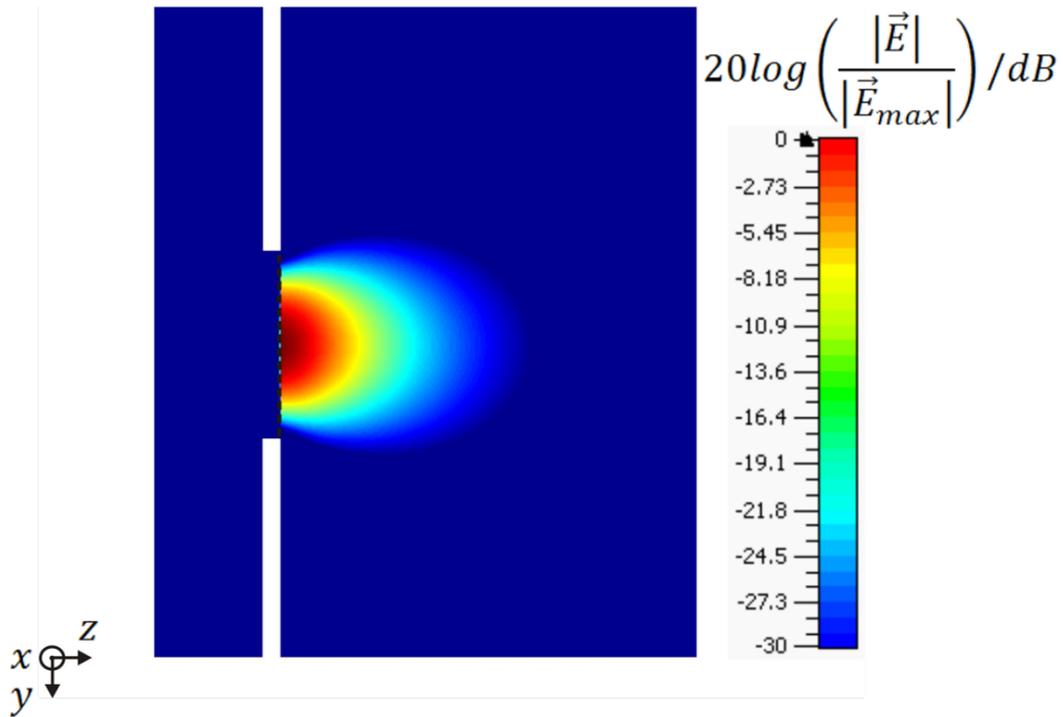


Abbildung 151: Elektrische Feldverteilung der mit dem Feldprofil einer TE_{01} -Welle belegten, in Abbildung 148 gezeigten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche, die von einer ebenen, ideal leitenden Platte umgeben ist

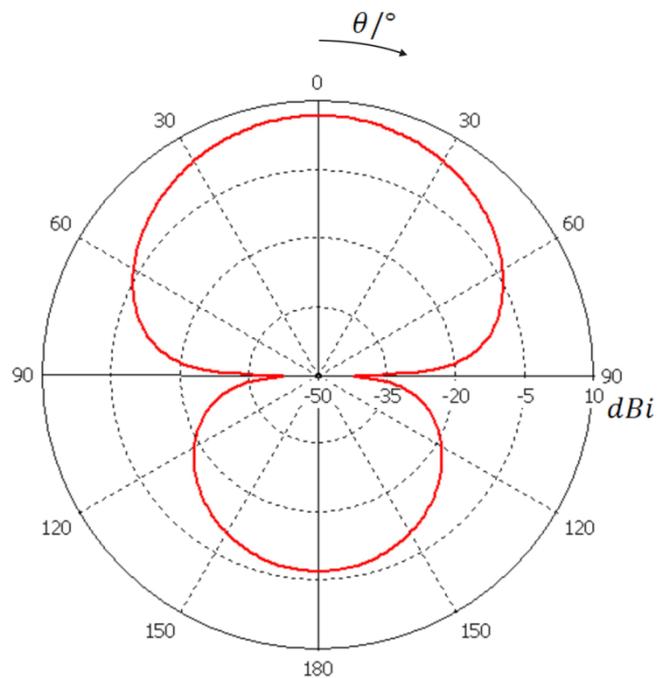


Abbildung 152: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der mit dem Feldprofil einer TE_{01} -Welle belegten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche, die von einer ebenen, ideal leitenden Platte umgeben ist

3.3 Elektromagnetische Berechnungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der elektromagnetischen Feldberechnungen für Frequenzen zwischen 0,1 und 10 THz vorgestellt. Es werden die räumlichen Verteilungen der elektrischen Feldstärke (Scheitelwert) und die daraus resultierenden SAR-Verteilungen (über das Volumen eines Voxels gemittelte SAR) für die vom Auftraggeber maximal vorgegebene einfallende Leistungsdichte von 100 W/m^2 gezeigt, die durch die Exposition der in Abschnitt 3.1.5 gezeigten Teilkörpermodelle durch verschiedene Anregungen (TEM-Anregung und Gauß'sche Anregung) hervorgerufen werden. Alle im weiteren dargestellten Feldberechnungen wurden mit der Software CST Microwave Studio Suite 2012TM durchgeführt, die Software SEMCAD X kam für die bereits in Abschnitt 3.1.2 diskutierten ersten Berechnungen der Eindringtiefe in die Cornea zum Einsatz. Die für die Teilkörpermodelle verwendeten dielektrischen Materialparameter wurden bereits in den Abschnitten 3.1.4 und 3.1.5 aufgeführt.

3.3.1 Elektromagnetische Berechnungen mit TEM-Anregung

3.3.1.1 Modellierung des Rechenraumes

Für die Exposition der Teilkörpermodelle mit einer TEM-Welle wird eine Bandleitung modelliert (Abbildung 153), in der die elektrischen und magnetischen Randbedingungen ($E_{\text{tan}} = 0$ und $H_{\text{tan}} = 0$) jeweils die seitlichen Begrenzungen des Modells darstellen. Der Rechenraum wird vor der Anregungsfläche (in der Abbildung rot dargestellt) und hinter dem Teilkörpermodell mit offenen Randbedingungen (PML) abgeschlossen. Die von der Anregungsfläche ausgehende TEM-Welle kann sich in dieser Bandleitung in positive z-Richtung ausbreiten und trifft senkrecht auf die Oberfläche des Teilkörpermodells.

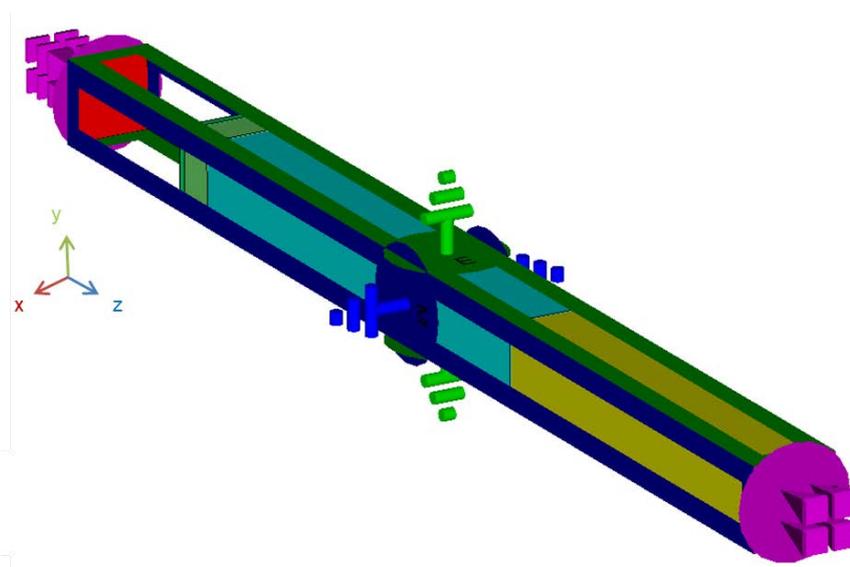


Abbildung 153: Modellierung des Rechenraumes für die TEM-Anregung eines Schichtenmodells mit elektrischen (grün), magnetischen (blau) und offenen Randbedingungen (violett) und der Anregungsfläche (rot) unter Verwendung der CST-Symbolik

Zwei Fälle sollen unterschieden werden:

- a) Das Modell besteht aus ebenen homogenen Schichten, wobei die Oberfläche des Modells senkrecht zu den Begrenzungsflächen der Bandleitung und damit parallel zur Anregungsfläche ausgerichtet ist. Da somit Anregung und Modell keine lateralen Veränderungen aufweisen, besitzt das gesamte Feld nur eine eindimensionale Ortsabhängigkeit. Theoretisch kann die Querschnittsfläche des Lösungsraums beliebig klein gewählt werden. Da die numerische Rechenmethode auf dem FDTD-Verfahren basiert, muss auch für die Diskretisierung in Querrichtung eine ausreichende Fläche zur Verfügung gestellt werden. Modelle aus ebenen homogenen Schichten werden in den Abschnitten 3.3.1.2 und 3.3.1.3a und b verwendet.
- b) Wenn die Oberfläche des Modells strukturiert ist, also z.B. Riefen besitzt, kann sie oft näherungsweise lokal durch eine periodische Struktur beschrieben werden. Die Exposition einer solchen Struktur durch eine homogene ebene Welle kann berechnet werden, indem man sie wiederum so in eine TEM-Wellenleitung einbringt, dass die Welle senkrecht auf die Struktur trifft. Die Querschnittsfläche der Wellenleitung muss jetzt so gewählt werden, dass exakt eine oder mehrere Perioden der Struktur in die Wellenleitung passen. (Weitergehende Analysen von Beugungseffekten an solchen periodischen Strukturen können mit Hilfe des Floquet-Ansatzes durchgeführt werden. Für die hier benötigten Erkenntnisse reicht eine Auswertung der numerischen Ergebnisse aus). Periodische Rillenstrukturen werden im Abschnitt 3.3.1.3 c untersucht.

Mit der aufgezeigten Vorgehensweise kann somit der Fall einer transversal weit ausgedehnten elektromagnetischen Welle simuliert werden, die (beispielsweise im Fernfeld der Quelle eines Personen-Scanners nach [205]) nahezu ebene Wellenfronten aufweist und auf eine große, nahezu ebene Grenzfläche (beispielsweise den Thorax des menschlichen Körpers) trifft.

3.3.1.2 Exposition der Augenmodelle mit einer TEM-Welle

- a) Exposition des planaren Schichtenmodells der Cornea im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz

Folgend werden die Ergebnisse der Exposition des planaren Schichtenmodells der Cornea im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz mit einer senkrecht eindringenden TEM-Welle und bei einer einfallenden Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ gezeigt. Der Abstand zwischen Anregungsfläche und Modelloberfläche beträgt 0,5 mm.

Die Verteilung der elektrischen Feldstärke für die Frequenz 650 GHz ist in Abbildung 154 dargestellt. Aufgrund der Reflexion der Welle an der Cornea-Oberfläche ist eine Stehwelligkeit zwischen Anregung und Augenmodell zu erkennen. Der Scheitelwert der höchsten Feldstärke tritt im Luftbereich mit $E_{\max} = 392 \text{ V/m}$ auf, die maximale elektrische Feldstärke an der Oberfläche der Cornea beträgt 166 V/m . Die Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in die Cornea liegt bei 0,13 mm.

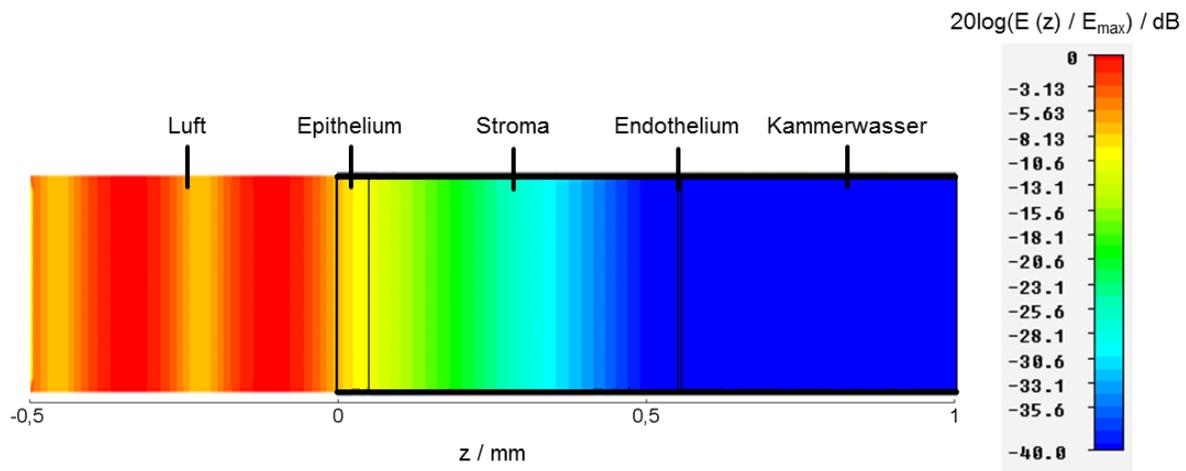


Abbildung 154: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Cornea fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feldverteilung in einem Längsschnitt durch die Bandleitungssache bei 650 GHz

Die zu der elektrischen Feldverteilung aus Abbildung 154 gehörige Verteilung der Voxel-SAR ist in Abbildung 155 zu sehen. Für die Verteilung der Voxel-SAR ist nur der Bereich innerhalb der Cornea dargestellt, da der luftgefüllte Raum vor der Hautoberfläche verlustfrei ist. Die maximale Voxel-SAR beträgt 1277 W/kg.

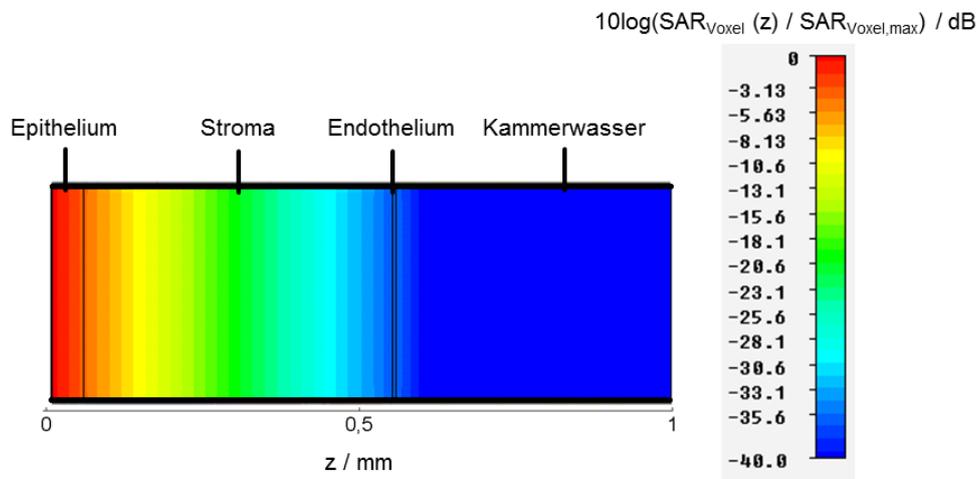


Abbildung 155: Aus der in Abbildung 154 gezeigten elektrischen Feldverteilung resultierende Verteilung der Voxel-SAR in einem Längsschnitt durch die Bandleitungssache

Für 5 Frequenzen im Bereich zwischen 0,1 und 2 THz wurde die Verteilung der elektrischen Feldstärke als auch die Verteilung der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Geraden ausgewertet (Abbildungen 156 und 157). Die Normierungswerte der logarithmischen Skalierung $E(z=0)$ und $SAR_{\text{Voxel}}(z=0)$ sind für die jeweiligen Linienplots im Diagramm angegeben.

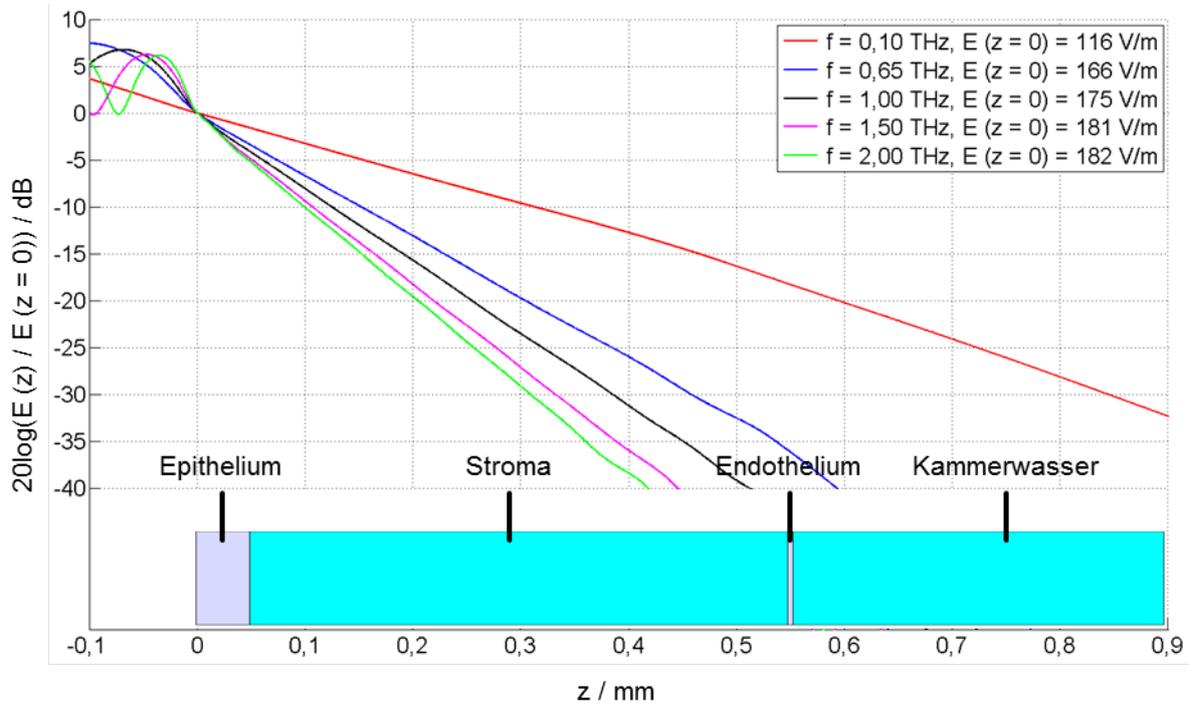


Abbildung 156: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 2 THz (Feldstärke-Angaben bei $z = 0$ als Scheitelwerte)

In Abbildung 156 kann man Stehwellenanteile vor dem Epithelium erkennen, hinter dem Epithelium klingt das Feld näherungsweise exponentiell ab (nahezu konstanter Gradient im logarithmischen Maßstab).

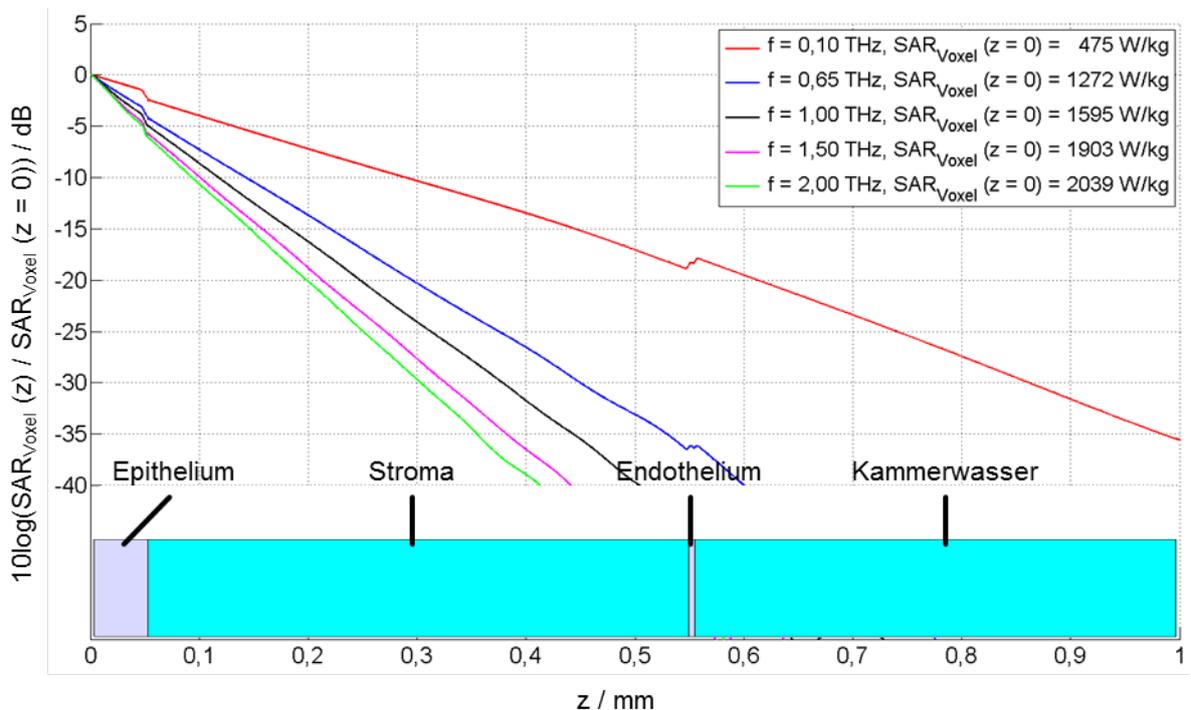


Abbildung 157: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 2 THz

Die in Abbildung 157 ausgewertete Voxel-SAR klingt entsprechend der Feldverteilung aus Abbildung 156 ebenfalls monoton ab, wobei durch den zusätzlichen Einfluss der Leitfähigkeit κ sprungartige Änderungen an den Materialgrenzen zu beobachten sind.

Abbildung 158 zeigt die Eindringtiefen δ der TEM-Welle in die Cornea für alle hier betrachteten Frequenzen im Bereich zwischen 100 GHz und 2 THz.

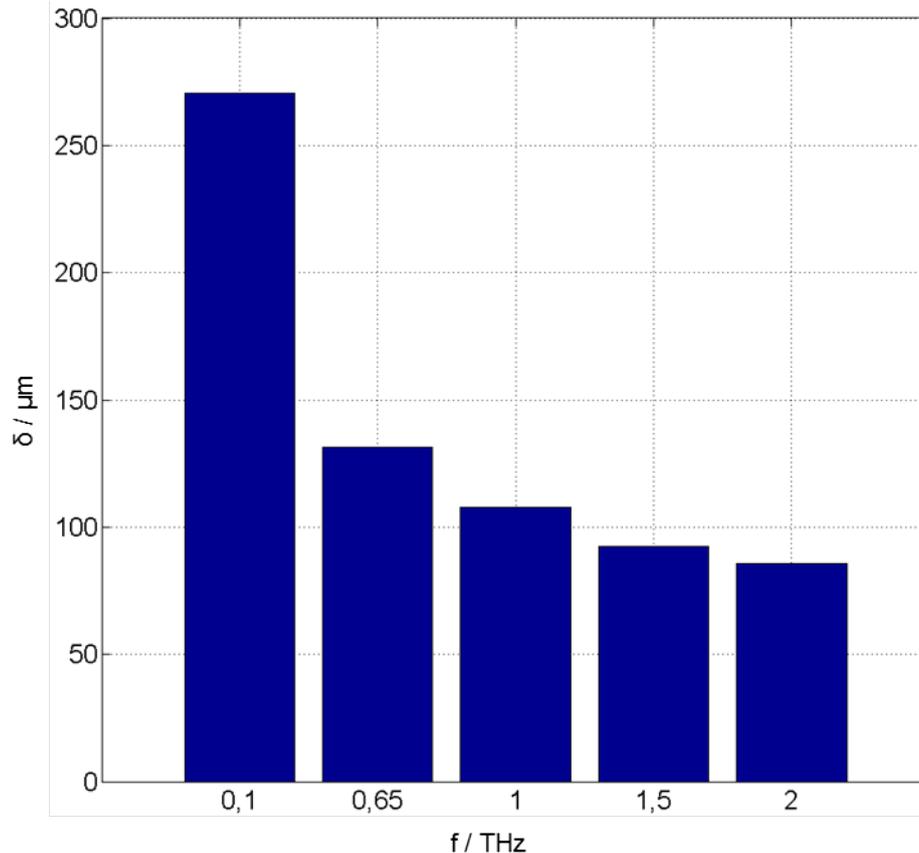


Abbildung 158: Eindringtiefen δ in die Cornea für Frequenzen zwischen 100 GHz und 2 THz

Zur Abschätzung der Unsicherheiten der gezeigten Ergebnisse wurden die verwendeten dielektrischen Materialdaten (Permittivität ϵ_r und Leitfähigkeit κ) um jeweils $\pm 20\%$ variiert, sodass sich 8 weitere Parameterkombinationen ergeben. Für jede Parameterkombination wurde die Feldlösung bei der Frequenz 650 GHz erneut berechnet. Die Abbildungen 159 und 160 zeigen die Linienplots der elektrischen Feldstärke und der Voxel-SAR mit der maximalen positiven und negativen Abweichung vom ursprünglichen Parametersatz.

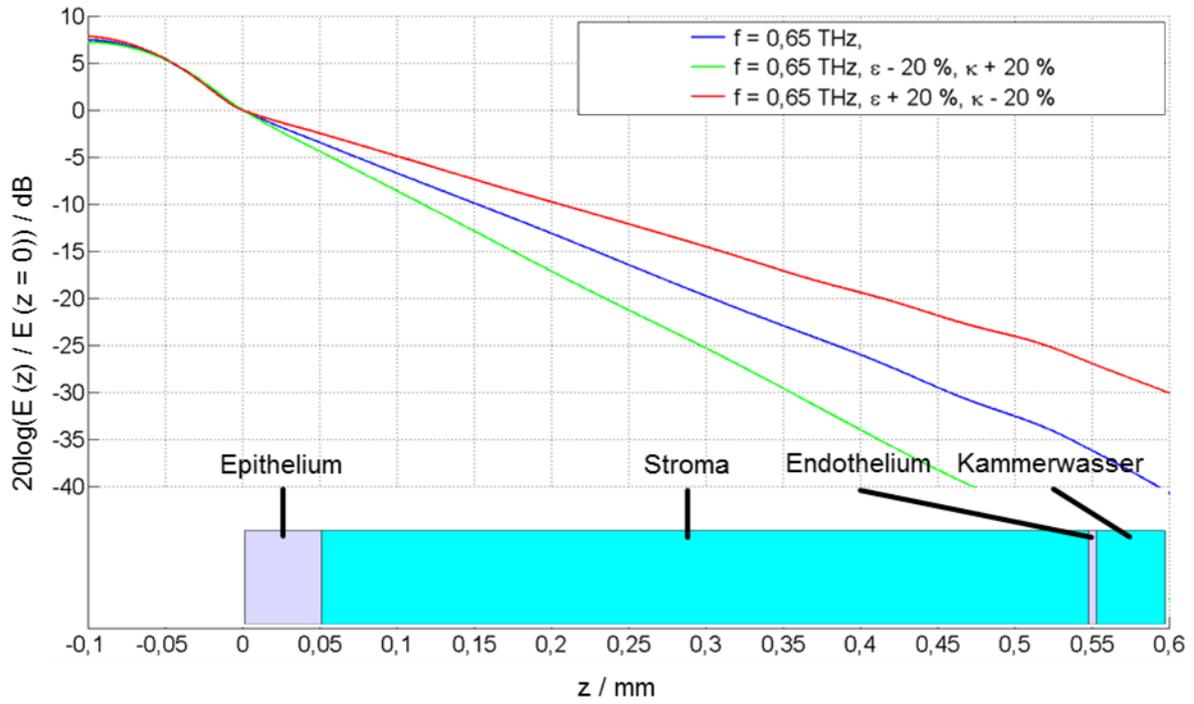


Abbildung 159: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 0,65 THz

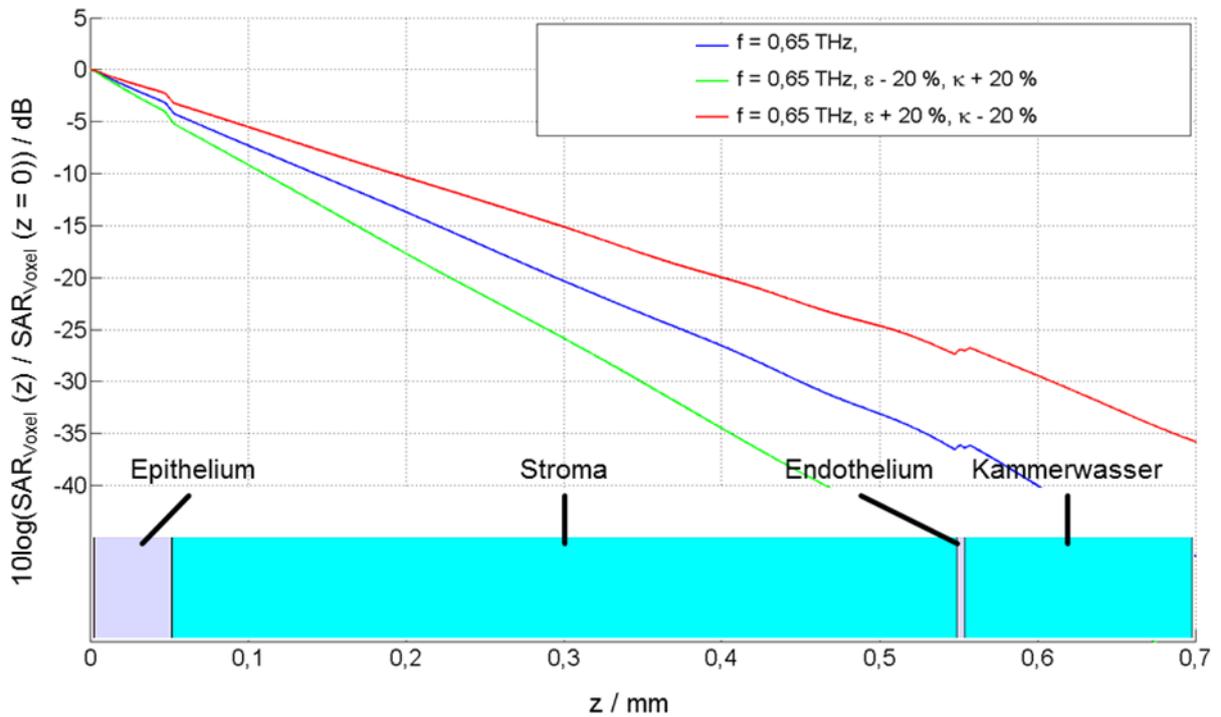


Abbildung 160: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 0,65 THz

Die maximale positive Abweichung der elektrischen Feldstärke und der Voxel-SAR ergibt sich bei der Parameterkombination $\epsilon_r + 20\%$ und $\kappa - 20\%$. Um den Fall maximaler Absolutwerte zu identifizieren, sind allerdings auch die unterschiedlichen Normierungswerte bei $z = 0$ zu berücksichtigen. Für die elektrische Feldverteilung in Abbildung 159 sind die Unterschiede der Normierungswerte so gering, dass die rote Kurve unmittelbar als die kritischste angesehen werden kann. Die SAR-Werte aus Abbildung 160 sind - für sich betrachtet - kein geeignetes Kriterium zur Expositionsbeurteilung des Gewebes; ihre Auswirkung kann erst anhand der später zu diskutierenden Temperaturverteilungen beurteilt werden.

Die maximalen Feldstärken sowie die maximalen Voxel-SAR der dielektrischen Parametervariation für das Auge unter den obig genannten Bedingungen sind in Tabelle 22 gegeben.

Frequenz f / THz	Variation der dielektrischen Materialparameter		Maximum der elektrischen Feldstärke im Auge $E_{\text{Auge,max}} / \text{V/m}$	Maximum der Voxel-SAR $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} / \text{W/kg}$
	ϵ_r	κ		
0,65	ϵ_r	κ	162,7	1277,5
	$\epsilon_r + 20\%$	κ	155,2	1160,9
	$\epsilon_r - 20\%$	κ	171,6	1422,1
	ϵ_r	$\kappa + 20\%$	159,2	1471,5
	ϵ_r	$\kappa - 20\%$	165,5	1053,7
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa + 20\%$	152,2	1342,9
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa - 20\%$	175,7	1188,4
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa - 20\%$	156,8	945,0
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa + 20\%$	167,1	1623,5

Tabelle 22: Maxima der elektrischen Feldstärken im Auge sowie der Voxel-SAR für die Frequenz 0,65 THz unter Variation der dielektrischen Parameter ϵ_r und κ um $\pm 20\%$

b) Exposition des planaren Schichtenmodells der Cornea im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Exposition des planaren Schichtenmodells der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz vorgestellt. Die Leistungsdichte der senkrecht eindringenden TEM-Welle beträgt wieder $S = 100 \text{ W/m}^2$. Zwischen Anrengungsfläche und Modelloberfläche liegt ein Abstand von 0,3 mm.

Abbildung 161 zeigt die Verteilung der elektrischen Feldstärke für die Frequenz 6 THz. Die höchste Feldstärke tritt im Luftbereich mit $E_{\text{max}} = 354 \text{ V/m}$ (Scheitelwert) auf. Die maximale elektrische Feldstärke in der Cornea hat einen Scheitelwert von 205 V/m. Die Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in die Cornea beträgt 0,017 mm.

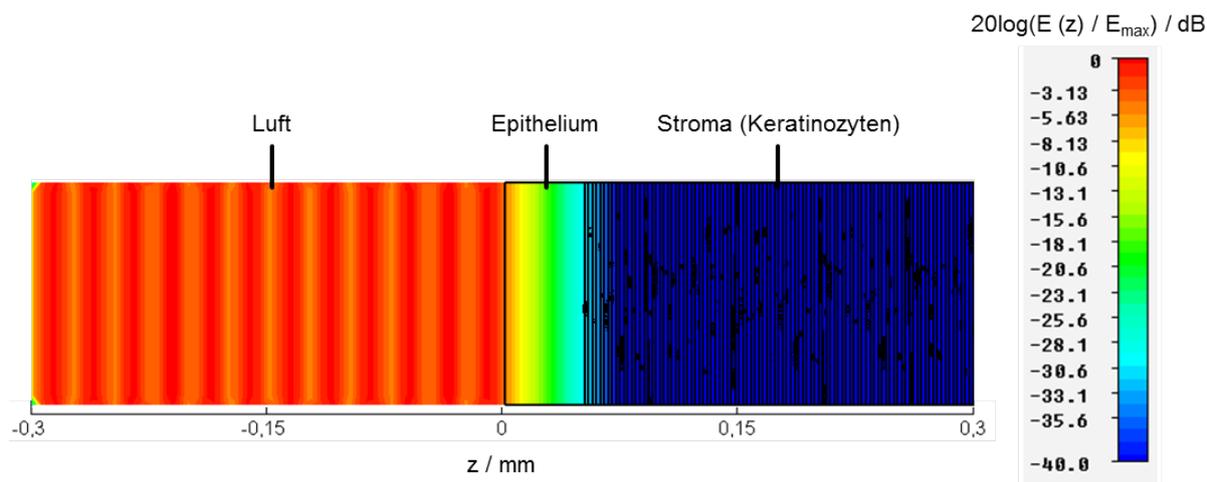


Abbildung 161: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feldverteilung in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei 6 THz

In Abbildung 162 ist die zu der elektrischen Feldverteilung aus Abbildung 161 gehörige Verteilung der Voxel-SAR dargestellt. Der maximale SAR-Wert beträgt 9871 W/kg.

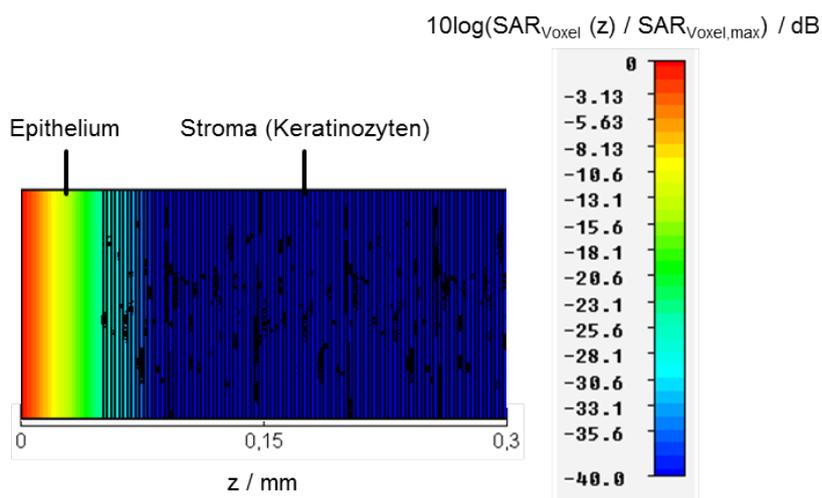


Abbildung 162: Aus der in Abbildung 161 gezeigten elektrischen Feldverteilung resultierende Verteilung der Voxel-SAR in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungssachse

Die Verteilung des Scheitelwerts der elektrischen Feldstärke sowie die Verteilung der Voxel-SAR wurden für 5 Frequenzen zwischen 2 und 10 THz entlang einer in z-Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Geraden ausgewertet (Abbildungen 163 und 164). Die Normierungswerte der logarithmischen Skalierung $E(z = 0)$ und $SAR_{Voxel}(z = 0)$ sind für die jeweiligen Linienplots im Diagramm angegeben.

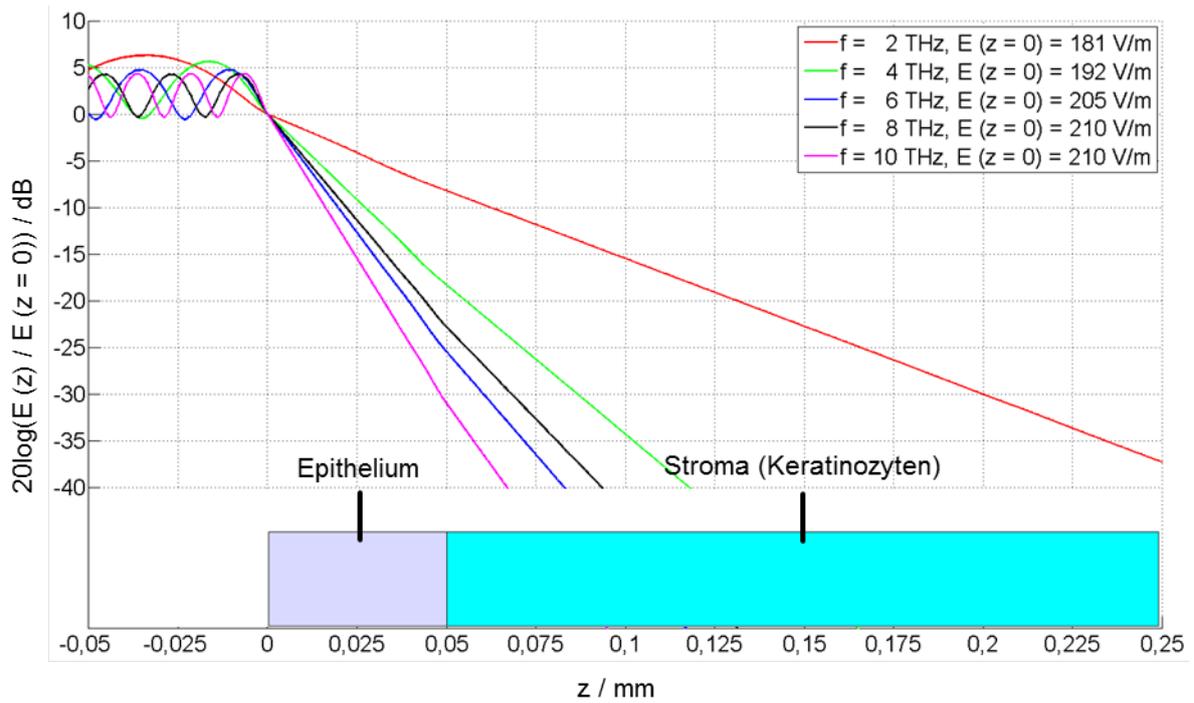


Abbildung 163: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz (Feldstärke-Angaben bei $z = 0$ als Scheitelwerte)

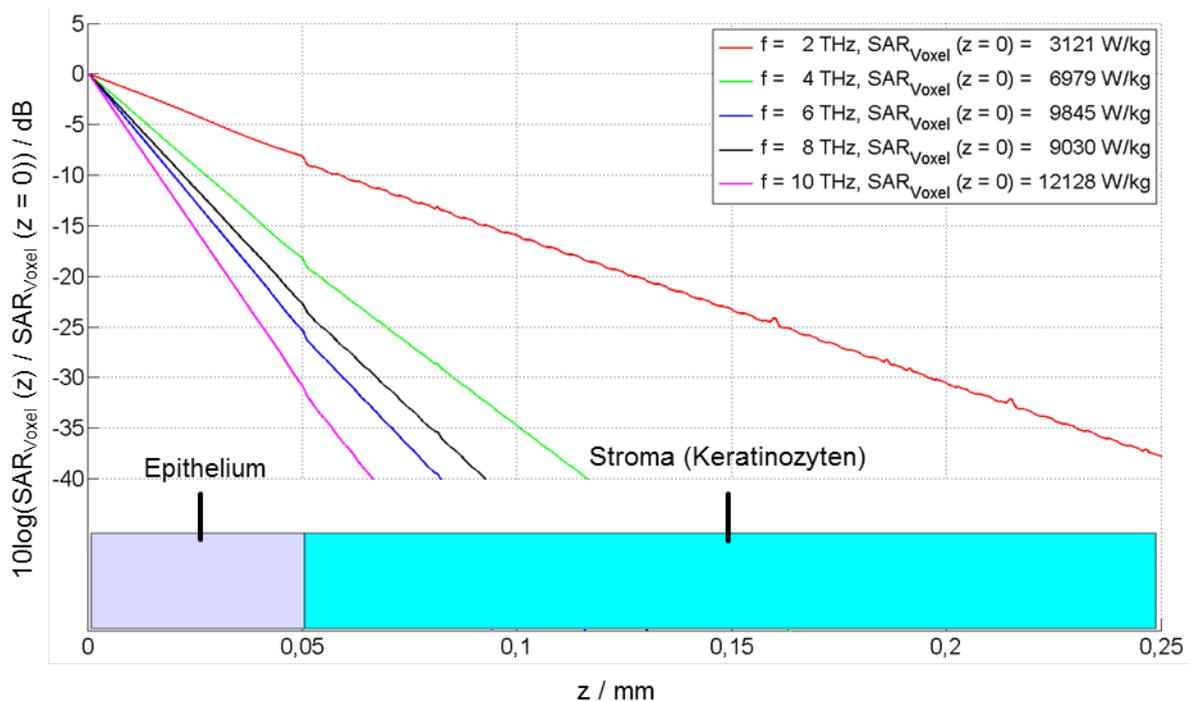


Abbildung 164: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz

Im Vergleich zu den im vorigen Abschnitt (a) gezeigten SAR-Verteilungen für den unteren Frequenzbereich (0,1 bis 2 THz) sind in Abbildung 164 kleinere Schwankungen der SAR im Stroma zu erkennen, was auf die unterschiedlichen Leitfähigkeiten κ der Lamellen des Typs 1 und 2 und der Keratinozyten zurückzuführen ist. An den Stellen $z = 0,16$ mm und $z = 0,215$ mm durchstößt die Auswertelinie jeweils eine Keratinozyte, was zu Erhöhungen der Voxel-SAR an diesen Stellen führt. Der Einfluss der Leitfähigkeitsschwankungen im Stroma auf den Verlauf der SAR im Vergleich zum SAR-Verlauf in einem homogenisiertem Stroma soll im Folgenden näher untersucht werden. Zur Homogenisierung des Stroma-Materials wurden die in dem inhomogenen Modell auftretenden Materialparameter mit der in Abschnitt 3.1.3.2 vorgestellten „linearen“ Mischmethode unter Berücksichtigung der in Abschnitt 3.1.4 genannten Volumenanteile gemischt. Es ergeben sich die in Tabelle 23 aufgeführten Materialparameter.

	Epithelium / Endothelium $\underline{\epsilon}_{\text{Epi,End}}(\omega)$		Homogenisiertes Stroma $\underline{\epsilon}_{\text{Str+Ker}}(\omega)$		Kammerwasser $\underline{\epsilon}_{\text{KW}}(\omega)$	
ρ / (kg/m³)	1050		1050		1000	
f / THz	ϵ_r	κ / (S/m)	ϵ_r	κ / (S/m)	ϵ_r	κ / (S/m)
2	3,72	202,14	3,65	174,80	3,80	234,68

Tabelle 23: Dielektrische Materialparameter (Dichte ρ [192], Permittivität ϵ_r , Leitfähigkeit κ) des Corneamodells mit homogenisiertem Stroma-Material für 2 THz

In Abbildung 165 ist für 2 THz der SAR-Verlauf im homogenisierten Stroma (blau) verglichen mit dem aus Abbildung 164 bekannten Verlauf (rot) bei 2 THz. Nur bei Vergrößerung der Kurven im vorderen Teil des Stromas sind minimale Abweichungen zur erkennen.

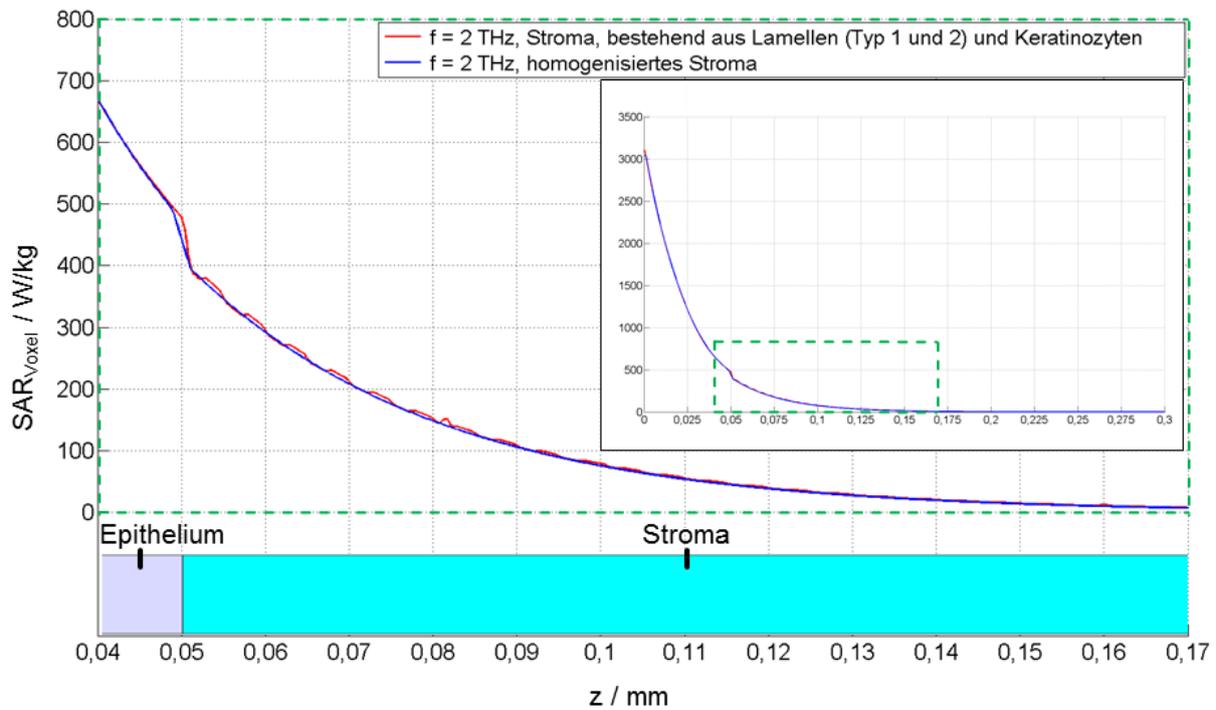


Abbildung 165: Linienplot der Voxel-SAR bei 2 THz entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea verlaufenden Geraden für hoch aufgelöste Keratinozyten (rot) und für homogenisiertes Stroma (blau)

Die Eindringtiefen δ der TEM-Welle in die Cornea für alle hier betrachteten Frequenzen im Bereich zwischen 2 und 10 THz sind in Abbildung 166 dargestellt.

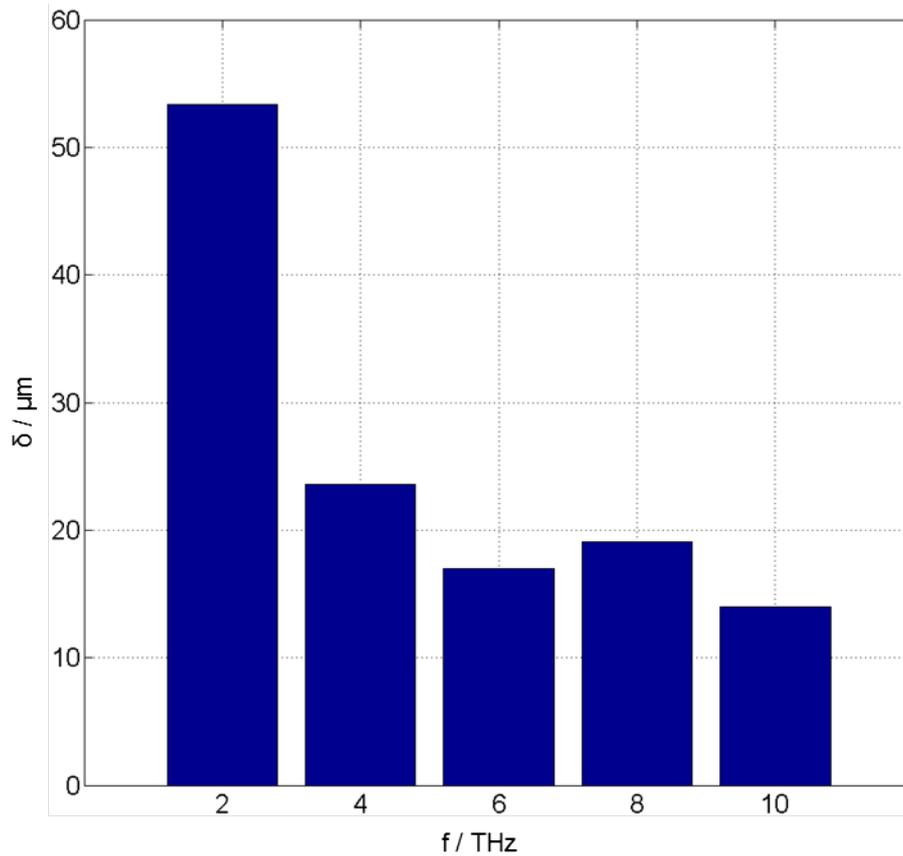


Abbildung 166: Eindringtiefen δ in die Cornea für Frequenzen zwischen 2 und 10 THz

Es werden nun die verwendeten dielektrischen Materialdaten (Permittivität ϵ_r und Leitfähigkeit κ) um jeweils $\pm 20\%$ variiert, um die Unsicherheit der gezeigten Ergebnisse abschätzen zu können. Es ergeben sich 8 weitere Parameterkombinationen, für die jeweils eine weitere Feldlösung bei der Frequenz 6 THz berechnet wurde. Die Linienplots der elektrischen Feldstärke und der Voxel-SAR für drei dieser Rechnungen sind in den Abbildungen 167 und 168 gezeigt, wobei die beiden Plots mit der maximalen positiven und negativen Abweichung von dem zum ursprünglichen Parametersatz gehörenden Linienplot dargestellt sind. Zur Diskussion der Ergebnisse gelten die gleichen Bemerkungen wie im vorigen Abschnitt (a) zu den Abbildungen 159 und 160.

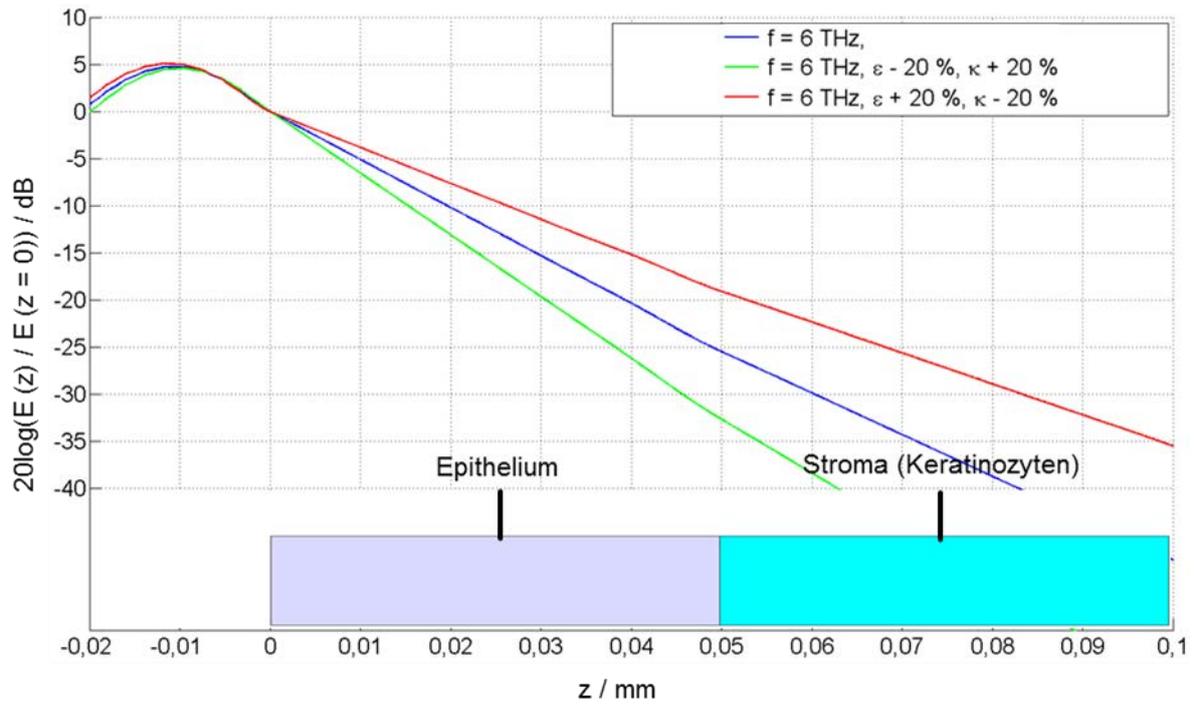


Abbildung 167: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 6 THz

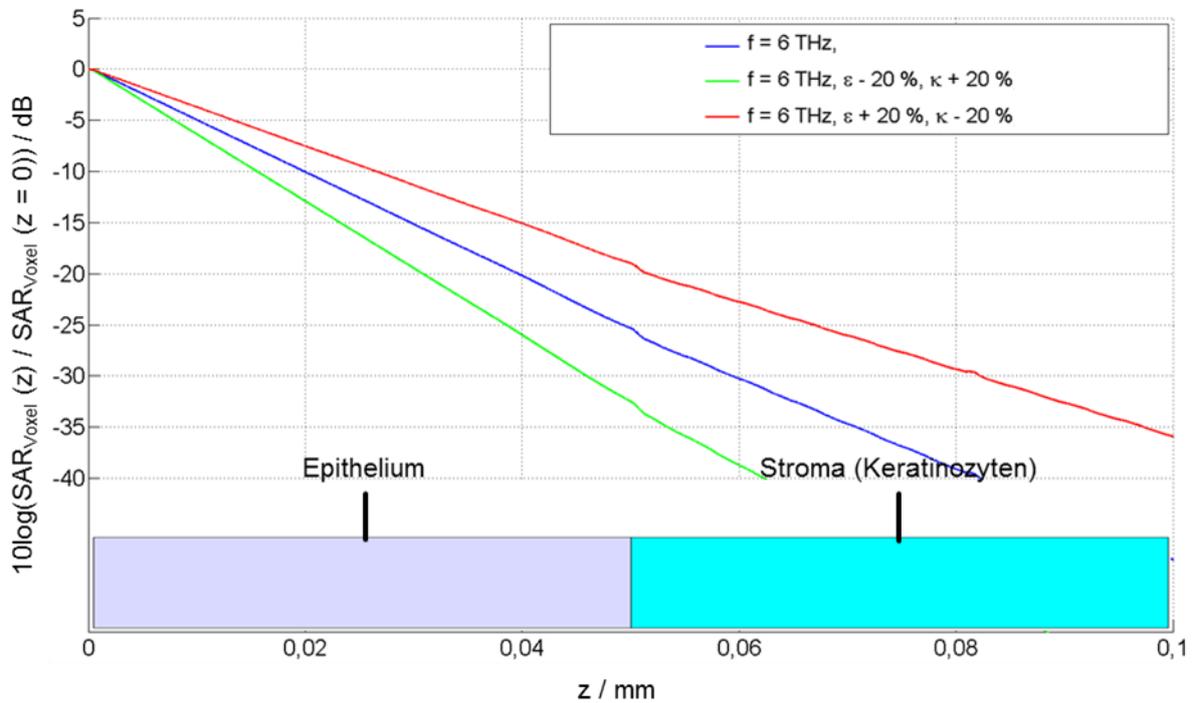


Abbildung 168: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Cornea mit hoch aufgelösten Keratinozyten verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 6 THz

Die maximalen Feldstärken sowie die maximalen Voxel-SAR der dielektrischen Parametervariation für das Auge unter den obig gezeigten Bedingungen sind in Tabelle 24 gegeben.

Frequenz f / THz	Variation der dielektrischen Materialparameter		Maximum der elektrischen Feldstärke im Auge $E_{\text{Auge,max}} / \text{V/m}$	Maximum der Voxel-SAR $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} / \text{W/kg}$
	ϵ_r	κ		
6	ϵ_r	κ	199,9	9870,6
	$\epsilon_r + 20\%$	κ	191,3	9022,9
	$\epsilon_r - 20\%$	κ	209,6	10885,5
	ϵ_r	$\kappa + 20\%$	195,9	11434,2
	ϵ_r	$\kappa - 20\%$	203,6	8153,8
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa + 20\%$	188,2	10522,0
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa - 20\%$	214,7	9080,8
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa - 20\%$	194,3	7406,6
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa + 20\%$	204,5	12492,1

Tabelle 24: Maxima der elektrischen Feldstärken im Auge sowie der Voxel-SAR für die Frequenz 6 THz unter Variation der dielektrischen Parameter ϵ_r und κ um $\pm 20\%$

c) Untersuchung dielektrischer Kontraste

Im vorhergehenden Abschnitt wurde der Einfluss von diskreten Keratinozyten im Modell des Stromas im Vergleich zu einem homogenen Modell diskutiert. Es wurde gezeigt, dass der Einfluss eines inhomogenen Stromas auf die elektrische Feldstärke sowie auf das $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ unter realistischen physiologischen Bedingungen sehr gering ist.

In einer weiteren Untersuchungsreihe wird nun unter künstlichen Bedingungen der Effekt derartiger Störelemente in einem annähernd homogenen Hintergrundmaterial betrachtet. Eine Analyse des bei der Ausbreitung des elektrischen Feldes störenden Effekts, ausgehend von unregelmäßig geformten Keratinozyten, ist äußerst schwierig. Daher wurde ein in Abbildung 169 dargestelltes neues Modell zur Untersuchung von dielektrischen Kontrasten erstellt.

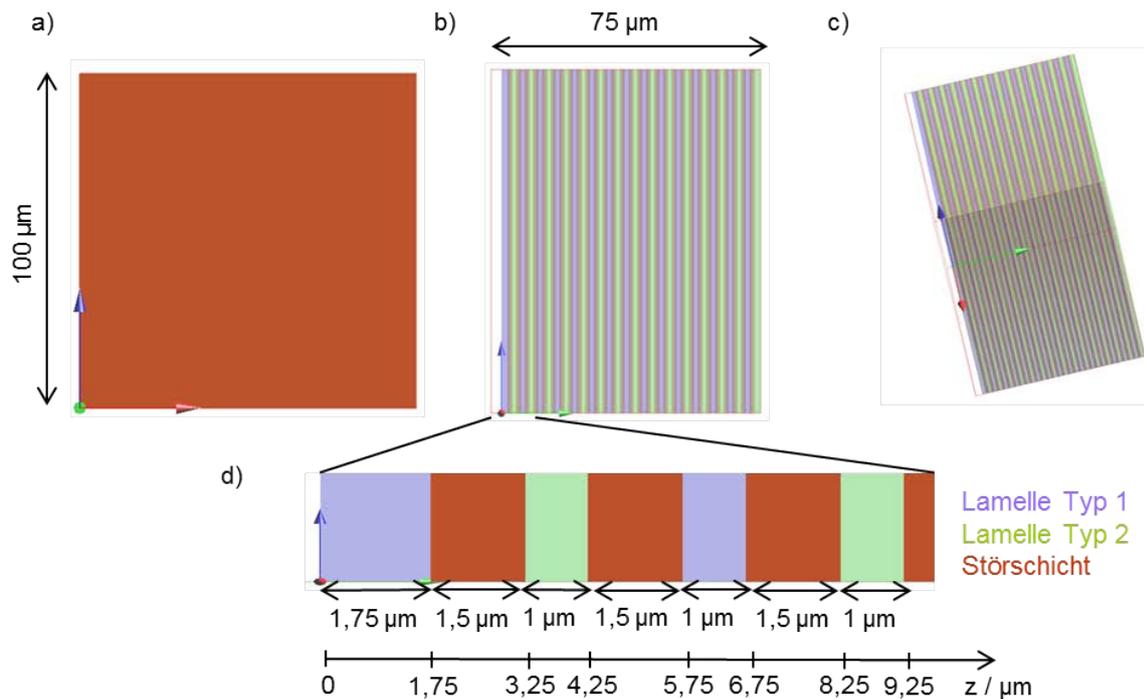


Abbildung 169: Planares Schichtenmodell zur Kontrastuntersuchung, a) im Querschnitt, b) im Längsschnitt c) perspektivisch und d) detailliert im Längsschnitt mit Abmaßen dargestellt

Zunächst wurde das Modell aus 30 in ihren dielektrischen Materialeigenschaften alternierenden, planaren Lamellen mit einer Ausdehnung von $2,5 \mu\text{m}$ und einem quadratischen Querschnitt der Kantenlänge $100 \mu\text{m}$ konstruiert. Den Grenzflächen zwischen den Lamellen wurde jeweils eine planare Störerschicht mit der Ausdehnung $1,5 \mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 169d) überlagert.

Die dielektrischen Materialparameter der Lamellen wurden aus Tabelle 19 (Lamelle Typ 1 & 2 bei $f = 10 \text{ THz}$) übernommen. Für die Kontrastuntersuchung werden die Materialeigenschaften der planaren Störerschichten in 3 Stufen variiert. In Variante 1 wird keine Störerschicht berücksichtigt, so dass ausschließlich die Lamellen im Modell vorhanden sind. Für die folgenden Varianten wird die Leitfähigkeit $\kappa_{\text{Stör}}$ mit 1000 S/m (Variante 2) bzw. 10000 S/m (Variante 3) künstlich stark erhöht. Der Realteil der komplexen Permittivität wird konstant mit $\epsilon_r = 2,4$ angenommen. Tabelle 25 fasst die verwendeten Materialparameter zusammen.

	Lamelle Typ 1		Lamelle Typ 2		Störerschicht	
	$\underline{\epsilon}_{L1}(\omega)$		$\underline{\epsilon}_{L2}(\omega)$		$\underline{\epsilon}_{\text{Stör}}(\omega)$	
$\rho / (\text{kg/m}^3)$	1050		1050		1050	
Variante	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$
1	2,50	535,72	2,48	523,82	-	-
2	2,50	535,72	2,48	523,82	2,4	1000
3	2,50	535,72	2,48	523,82	2,4	10000

Tabelle 25: Materialparameter (Dichte ρ [192], Permittivität ϵ_r , Leitfähigkeit κ) für die numerische Kontrastuntersuchung bei 100 THz

Das Modell wird mit einer senkrecht eindringenden TEM-Welle bei einer Frequenz von 100 THz und einer Leistungsdichte von $S = 1 \text{ W/m}^2$ exponiert. Durch die zehnfach höhere Frequenz im Vergleich zu dem bisher betrachteten Höchstwert von 10 THz wird die Freiraum-Wellenlänge auf $\lambda_0 = 3 \text{ }\mu\text{m}$ verkürzt. Die $1,5 \text{ }\mu\text{m}$ starken Störschichten werden somit im Verhältnis zur Wellenlänge größer.

Abbildung 170 zeigt die logarithmische Darstellung des Effektivwerts der elektrischen Feldstärke, normiert auf den jeweiligen Wert bei $z = 0$, entlang einer längs der Modellachse in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie für die 3 untersuchten Fälle. Die elektrischen Feldstärken für $E(z = 0)$ sind in Abbildung 170 angegeben.

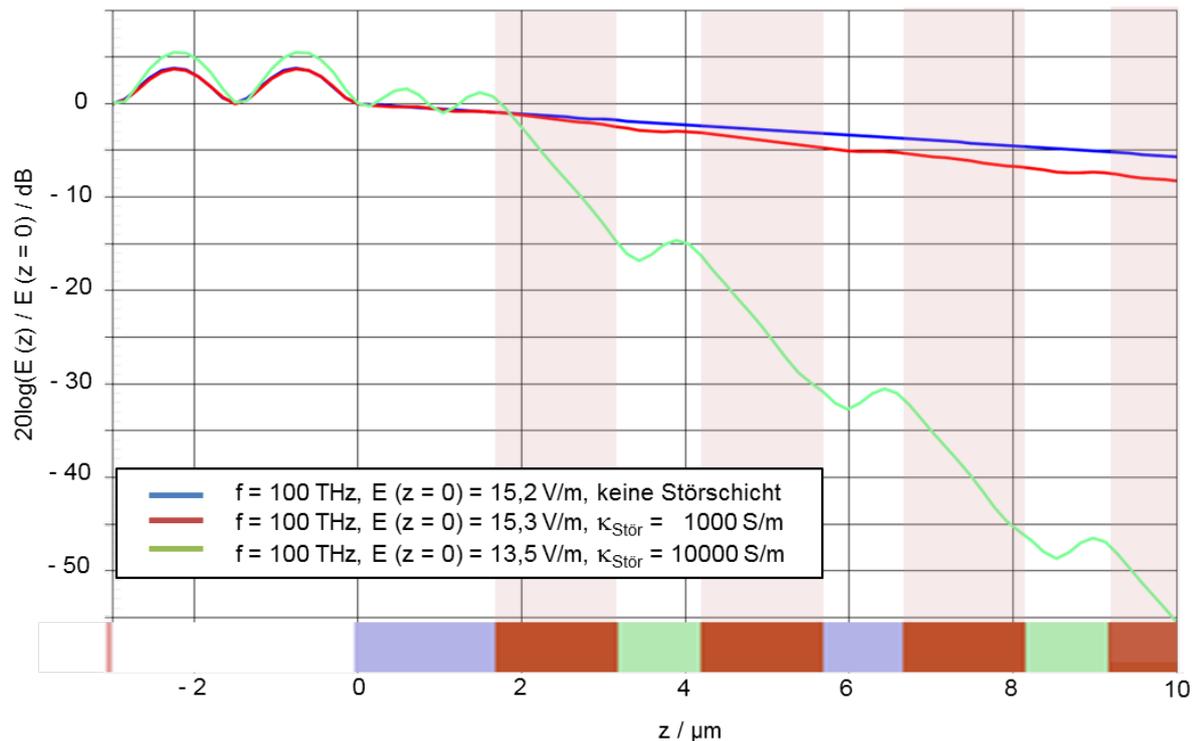


Abbildung 170: Linienplots der elektrischen Feldstärke (Effektivwert) entlang der Modellachse des planaren Schichtenmodells für drei verschiedene Varianten der Störschichten bei 100 THz

Bei allen 3 Varianten ist eine deutliche Stehwelligkeit in der Luft ($z < 0$), bedingt durch die Reflexion an der ersten Grenzfläche bei $z = 0$, zu erkennen. Für das Modell ohne Störschichten (in der Abbildung blau dargestellt) ist der Abfall der elektrischen Feldstärke in Abbildung 170 nahezu geradlinig; der Einfluss der verschiedenen Materialmodelle für die Lamellen ist bereits an der ersten Grenzfläche ($z = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$) kaum zu erkennen und für die weiteren Betrachtungen daher zu vernachlässigen. Für die Variante mit Störschichten der elektrischen Leitfähigkeit $\kappa_{\text{Stör}} = 1000 \text{ S/m}$, dies entspricht in etwa der doppelten Leitfähigkeit des Hintergrundmaterials Lamelle Typ 1 & 2, ist keine signifikante Reflexion der elektrischen Feldstärke durch die Störschichten zu erkennen. Lediglich eine etwas stärkere Dämpfung im Vergleich zur Variante 1 über den gesamten dargestellten Verlauf der Feldstärke ist erkennbar.

In Variante 3 wird die elektrische Leitfähigkeit nochmals drastisch auf nun $\kappa_{\text{Stör}} = 10000 \text{ S/m}$ (in der Abbildung in grün dargestellt) erhöht. Hierbei kann nun erstmals die Auswirkung einer Reflexion an den Grenzflächen beobachtet werden in Form eines Stehwelligkeitanteils innerhalb der Lamellen.

Diese Stehwelligkeit ist innerhalb der Störschichten nicht erkennbar, was durch eine starke Dämpfung der zurücklaufenden Welle durch die künstlich erhöhte Leitfähigkeit zu erklären ist. Bei der Überlagerung der hin- und rücklaufenden Wellen ist der reflektierte Anteil so stark gedämpft, dass er in Abbildung 170 keine Auswirkung zeigt.

Neben der elektrischen Feldstärke wird in Abbildung 171 ebenfalls der Verlauf der zugehörigen Voxel-SAR entlang der gleichen Auswertelinie betrachtet.

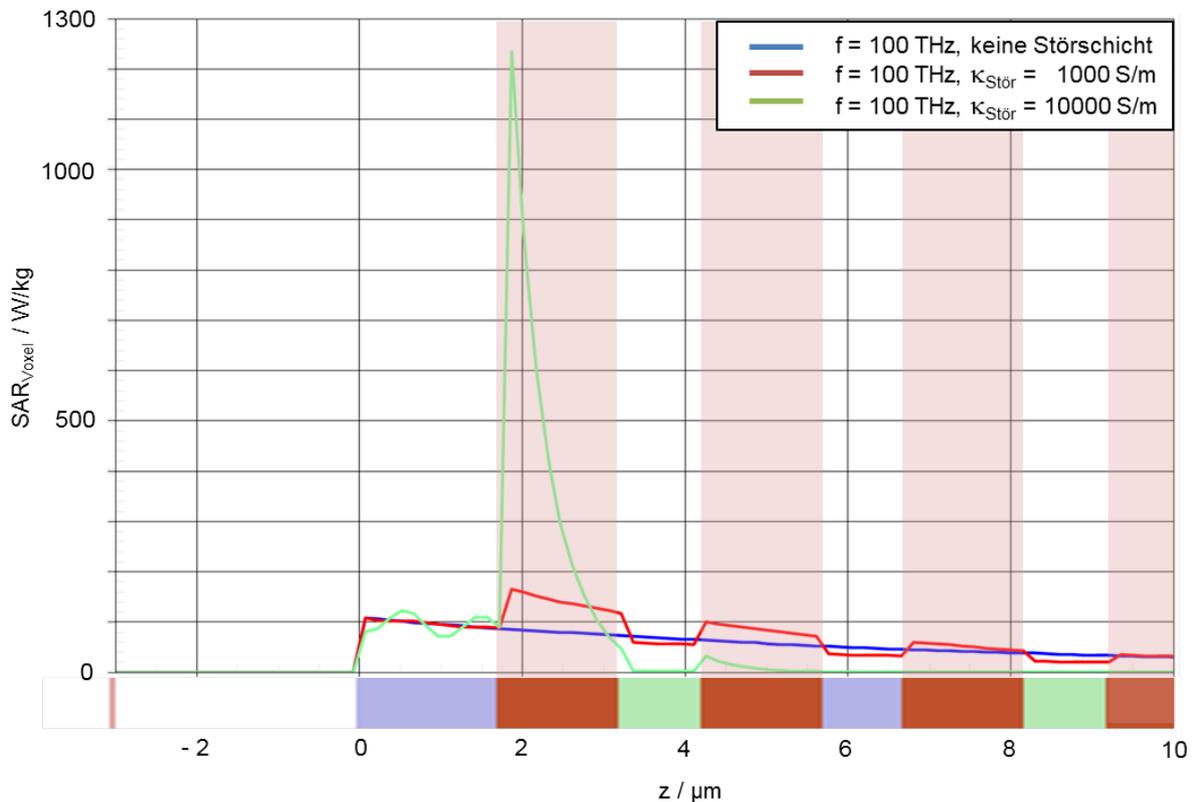


Abbildung 171: Linienplots der Voxel-SAR entlang der Modellachse des planaren Schichtenmodells für drei verschiedene Varianten der Störschichten bei 100 THz

Wie schon bei der elektrischen Feldstärke ist ebenfalls in der Darstellung der Voxel-SAR kein signifikanter Einfluss der unterschiedlichen Materialeigenschaften der Lamellen Typ 1 & 2 in allen drei Varianten erkennbar.

Durch das Einfügen von Störschichten mit $\kappa_{\text{Stör}} = 1000 \text{ S/m}$ in Variante 2 kann, im Gegensatz zur elektrischen Feldstärke, bei der SAR ein deutlicher Anstieg in den hoch leitfähigen Schichten beobachtet werden. Dies erklärt sich durch die direkte Auswirkung der Leitfähigkeit κ auf die Berechnung des SAR-Wertes:

$$SAR_{\text{Voxel}} = \kappa \frac{1}{2\rho} |\vec{E}|^2 \quad 3.122$$

Die im Vergleich zum Lamellenmaterial fast doppelt so hoch angenommene Leitfähigkeit der Störschichten erhöht somit auch die SAR. Der schräge Anstieg der SAR in Abbildung 171 an den Grenzflächen ist nicht real, sondern lediglich auf die endliche Auflösung von $0,3 \mu\text{m}$ zurückzuführen. Ein Bei der künstlichen Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit der Störschichten auf 10000 S/m in Variante 3

wird die Leistung der eintreffenden Welle fast vollständig in der ersten Störschicht absorbiert, so dass bereits in der zweiten Störschicht keine nennenswerte Absorption erkennbar ist.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen also, dass die durch Leitfähigkeitssprünge zwischen benachbarten Gewebeschichten erwarteten Effekte; wie zusätzliche Reflexion an der Grenzfläche, sprunghaft ansteigende SAR und erhöhte Absorption, durchaus auftreten können, allerdings signifikant erst bei den hier angenommenen artifiziellen Bedingungen. Für die in diesem Forschungsvorhaben normalerweise verwendeten realistischen physiologischen Materialeigenschaften für das Cornea-Modell (vgl. Tabelle 19) variiert die elektrische Leitfähigkeit zwischen den benachbarten Lamellen um weniger als 5%, zwischen Lamellen und Keratinozyten um weniger als 20%. Aus diesem Grund werden für die weiteren Untersuchungen Gewebe und Zellen mit einer Ausdehnung unter einigen Mikrometern als homogen angenommen.

3.3.1.3 Exposition der Hautmodelle mit einer TEM-Welle

a) Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut

In den nachfolgend erläuterten Berechnungen wird das in Abschnitt 3.1.5.2 beschriebene planare Schichtenmodell (Abbildung 94) durch das elektromagnetische Feld einer senkrecht auf die Modelloberfläche auftreffenden TEM-Welle exponiert. Die Anregungsfläche und die Hautoberfläche sind in einem Abstand von 0,5 mm parallel zueinander angeordnet.

In Abbildung 172 ist die Verteilung der elektrischen Feldstärke für die Frequenz 650 GHz gezeigt. Man kann deutlich Stehwellenanteile infolge Reflexion vor der Hautoberfläche erkennen. Die höchste Feldstärke beträgt $E_{\max} = 359 \text{ V/m}$ (Scheitelwert) und tritt in der Luft auf, der Scheitelwert der maximalen elektrischen Feldstärke in der Haut beträgt 205 V/m. Die Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in das biologische Gewebe liegt bei 0,12 mm.

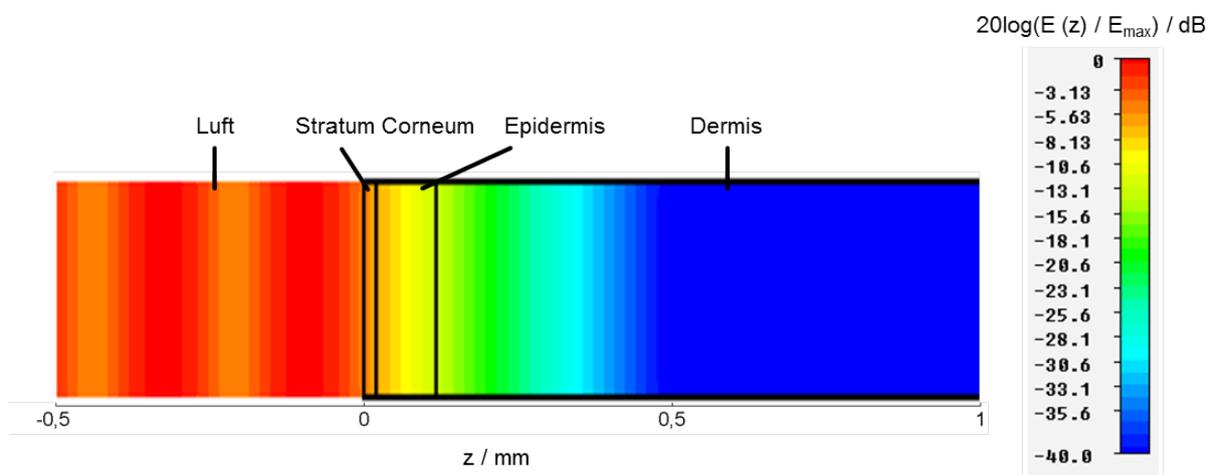


Abbildung 172: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feldverteilung in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei 650 GHz

In Abbildung 173 ist die Verteilung der zur in Abbildung 172 gezeigten elektrischen Feldverteilung zugehörigen Voxel-SAR dargestellt. Für die Verteilung der Voxel-SAR ist nur der Bereich innerhalb des biologischen Gewebes dargestellt, da der luftgefüllte Raum vor der Hautoberfläche verlustfrei ist. Die maximale Voxel-SAR beträgt 1097 W/kg.

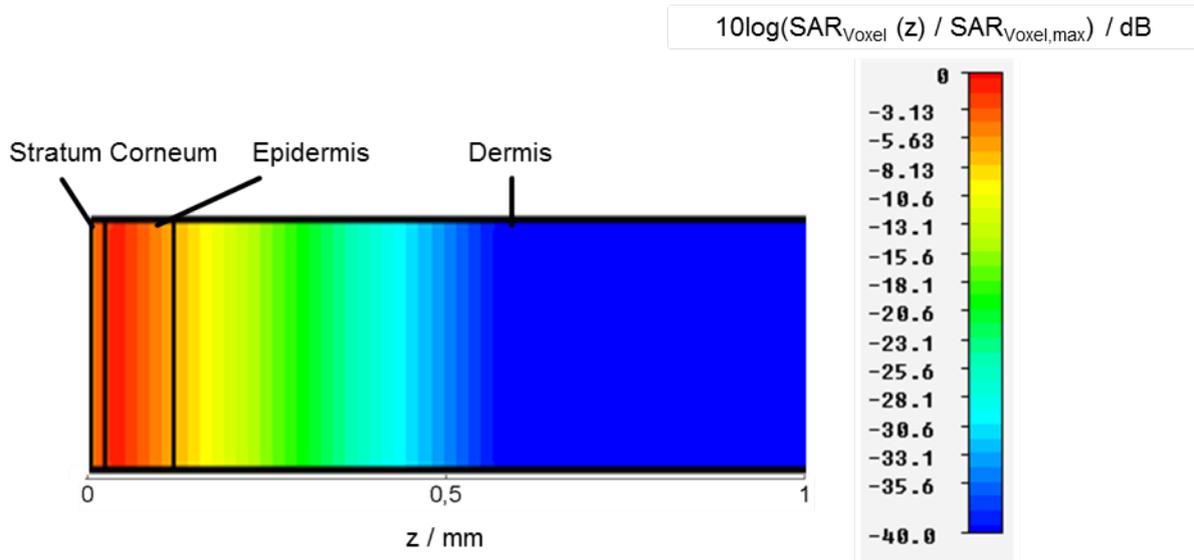


Abbildung 173: Aus der in Abbildung 172 gezeigten elektrischen Feldverteilung resultierende Verteilung der Voxel-SAR in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse

Die Feld- und SAR-Verteilungen wurden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz in Form von Linienplots entlang einer in z-Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Geraden ausgewertet. Diese Linienplots sind in den Abbildungen 174 und 175 dargestellt.

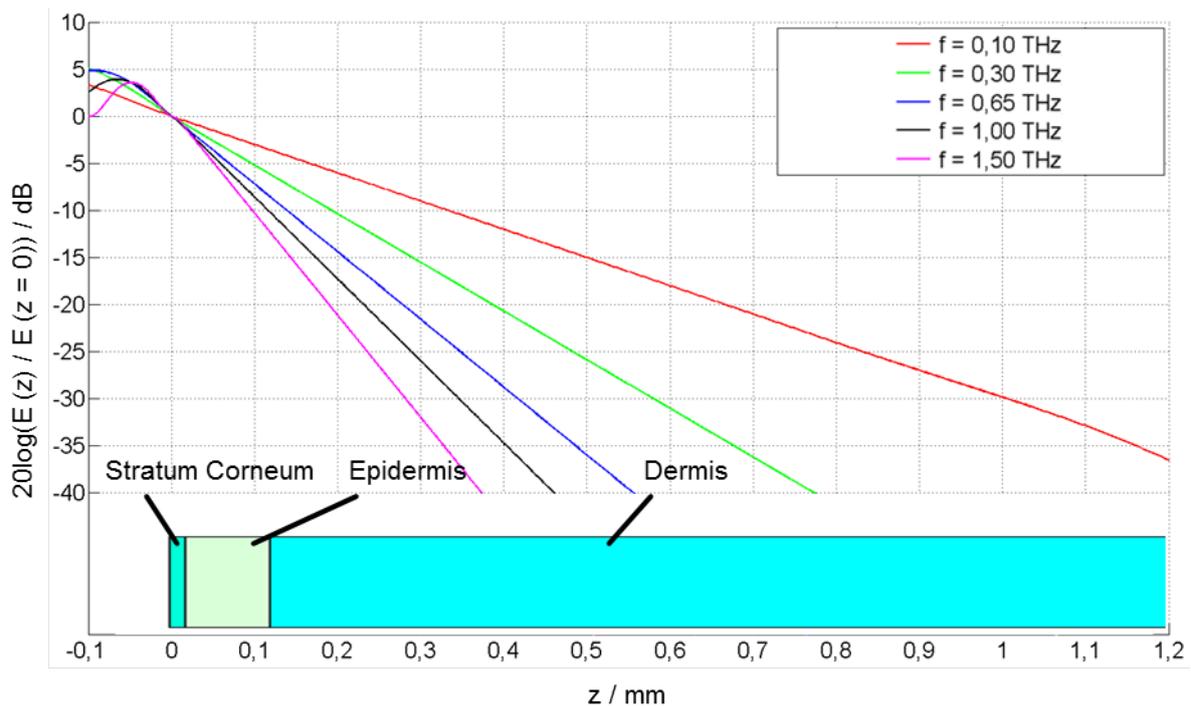


Abbildung 174: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz

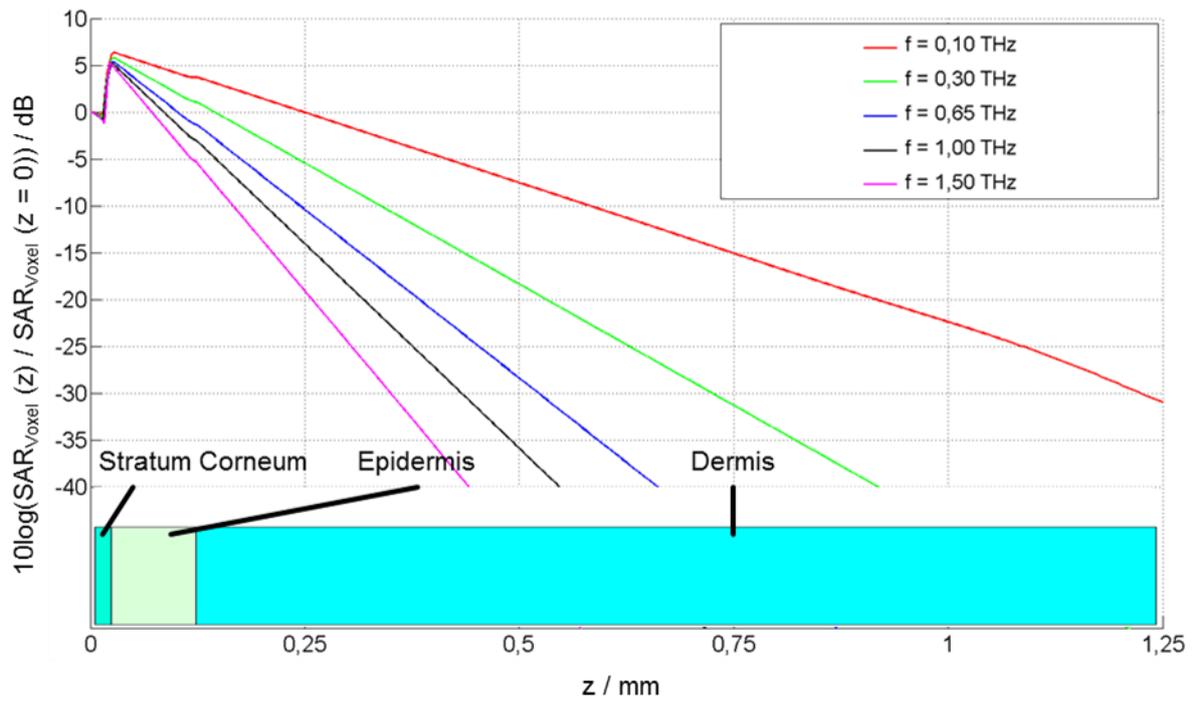


Abbildung 175: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz

Die gleiche Auswertung wurde für fünf Frequenzen im Frequenzbereich von 2 bis 10 THz durchgeführt (Abbildung 176 und 177).

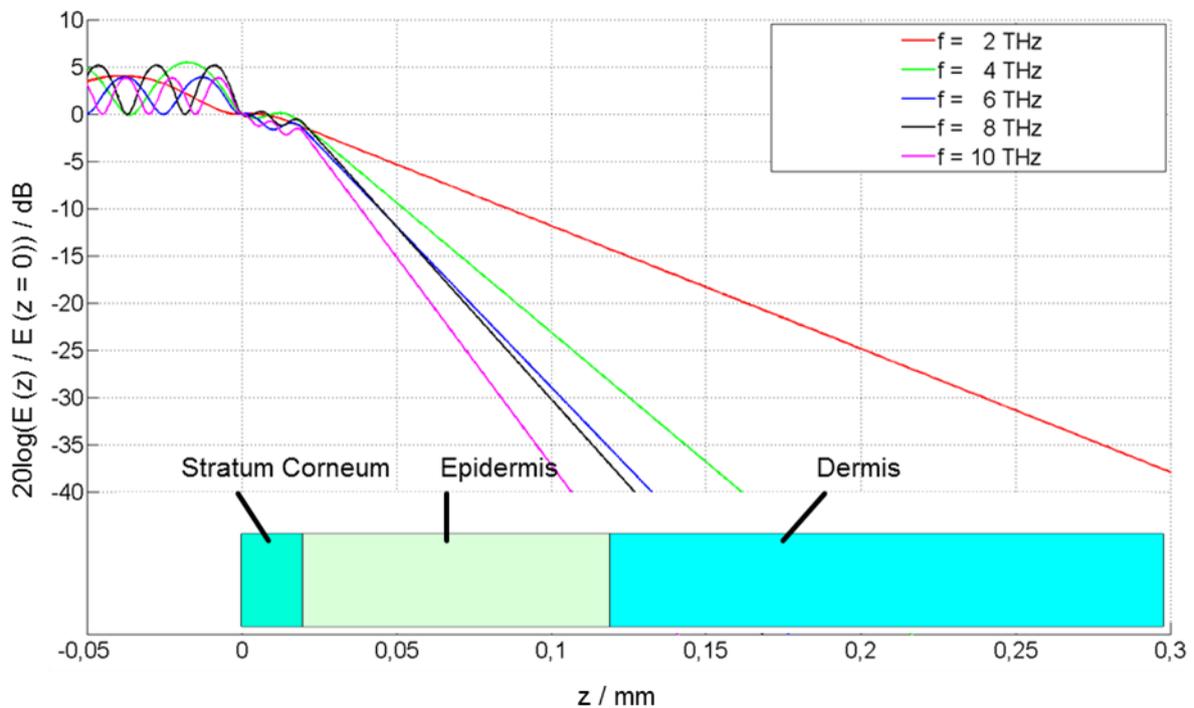


Abbildung 176: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz

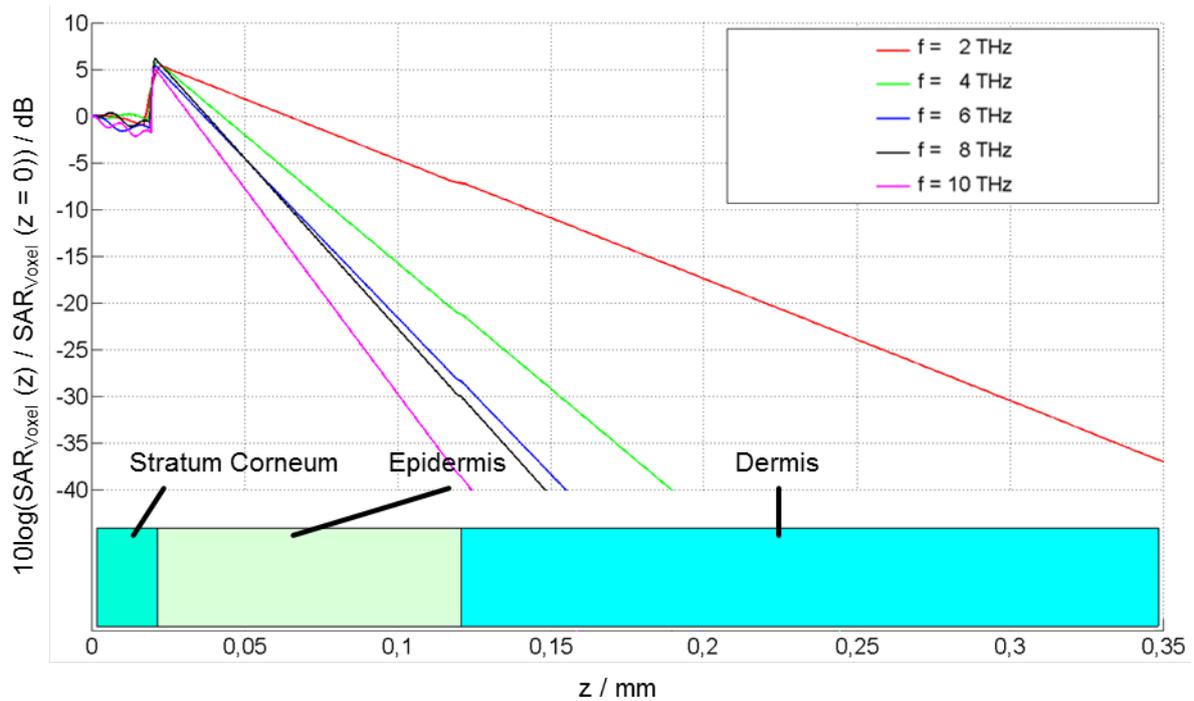


Abbildung 177: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz

Tabelle 26 stellt die maximalen elektrischen Feldstärken in der Haut sowie die maximalen Voxel-SAR der obig dargestellten Ergebnisse für eine einfallende Welle der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W/m}^2$ sowie umskaliert auf die Leistungsdichten 0,1, 1 und 10 W/m^2 zusammen.

Frequenz f / THz	Einfallende Leistungsdichte S / W/m ²	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut	Maximum der Voxel-SAR
		$E_{\text{Haut,max}}$ / V/m	$\text{SAR}_{\text{Voxel,max}}$ / W/kg
0,1	0,1	4,01	0,35
	1	12,7	3,5
	10	40,1	35
	100	127	350
0,3	0,1	5,38	0,731
	1	17,0	7,31
	10	53,8	73,1
	100	170	731
0,65	0,1	6,23	1,097
	1	19,7	10,97
	10	62,3	109,7
	100	197	1097
1	0,1	6,58	1,358
	1	20,8	13,58
	10	65,8	135,8
	100	208	1358
1,5	0,1	6,93	1,685
	1	21,9	16,85
	10	69,3	168,5
	100	219	1685
2	0,1	6,70	1,943
	1	21,2	19,43
	10	67,0	194,3
	100	212	1943
4	0,1	6,13	3,369
	1	19,4	33,69
	10	61,3	336,9
	100	194	3369
6	0,1	6,77	4,235
	1	21,4	42,35
	10	67,7	423,5
	100	214	4235
8	0,1	6,36	4,325
	1	20,1	43,25
	10	63,6	432,5
	100	201	4325
10	0,1	6,77	5,075
	1	21,4	50,75
	10	67,7	507,5
	100	214	5075

Tabelle 26: Maximale elektrische Feldstärken und Voxel-SAR in der Haut für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2, 4, 6, 8 und 10 THz bei Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut durch eine TEM-Welle der Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m²

Das Balkendiagramm in Abbildung 178 zeigt die Eindringtiefe δ der TEM-Welle in das planare Schichtenmodell für alle hier betrachteten Frequenzen.

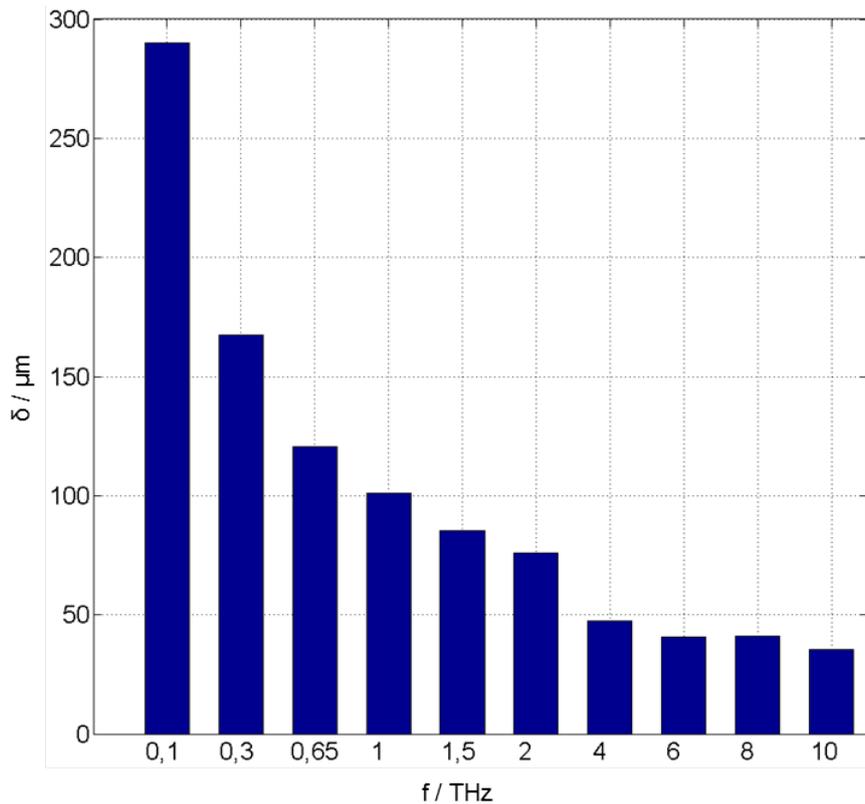


Abbildung 178: Frequenzabhängige Eindringtiefe δ in das planare Schichtenmodell der Haut

Um die Unsicherheiten der gezeigten Feldlösungen abschätzen zu können, wurden die verwendeten dielektrischen Materialdaten (Permittivität ϵ_r und Leitfähigkeit κ) um jeweils $\pm 20\%$ variiert, sodass sich 8 weitere Parameterkombinationen ergeben. Die zuvor gezeigten Rechnungen wurden ebenfalls für diese 8 Parameterkombinationen und die Frequenzen 0,1, 1 und 6 THz durchgeführt. Die Abbildungen 179 bis 184 stellen die Linienplots der elektrischen Feldstärke und der Voxel-SAR mit der maximalen positiven und negativen Abweichung vom ursprünglichen Parametersatz dar.

Die Maxima der elektrischen Feldstärke in der Haut und der Voxel SAR für die insgesamt 24 Parametervariationen sind in Tabelle 27 zusammengefasst.

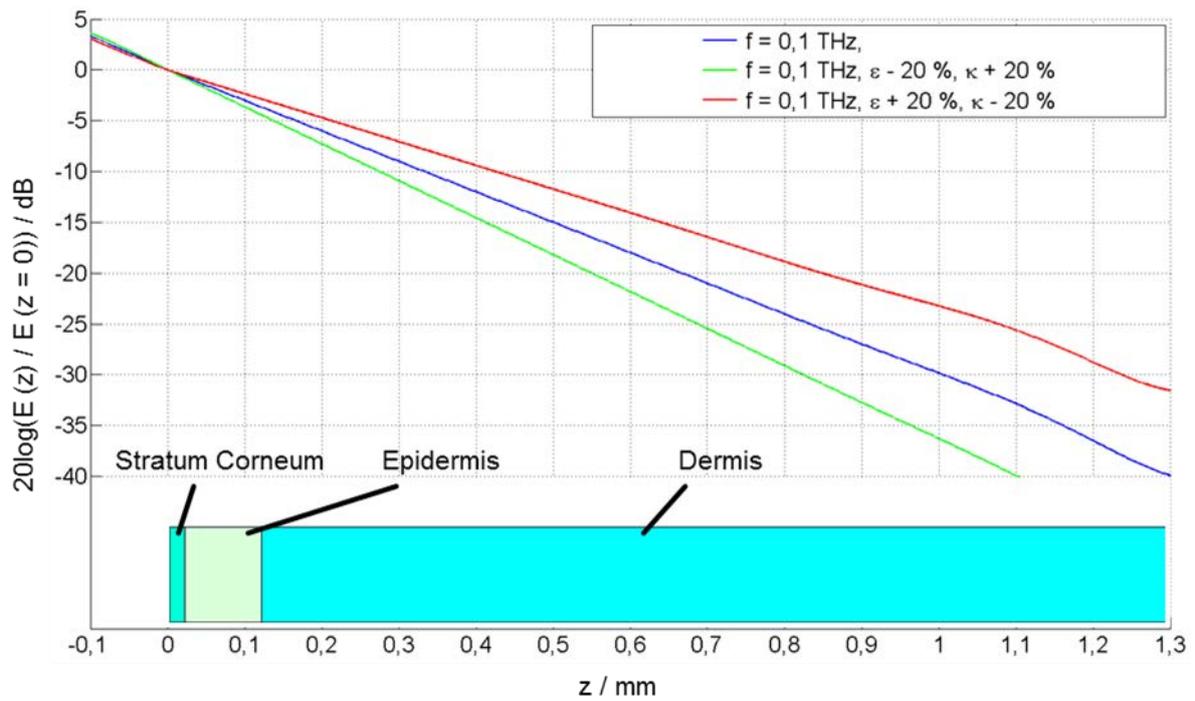


Abbildung 179: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 0,1 THz

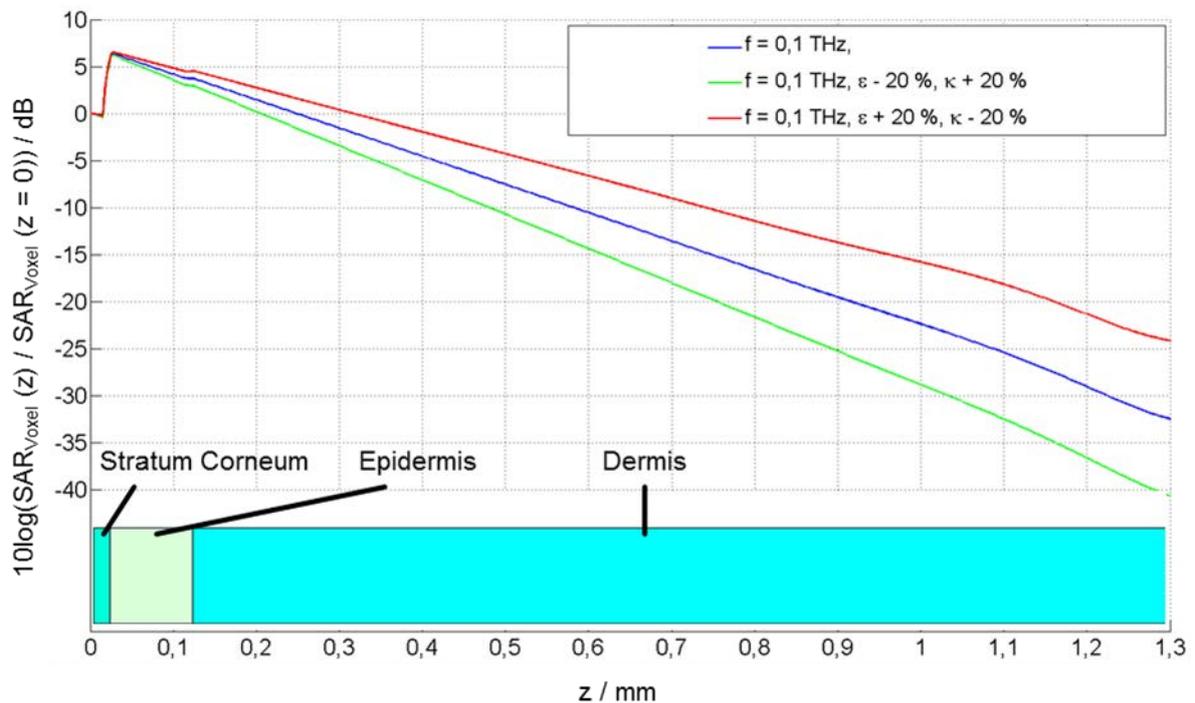


Abbildung 180: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 0,1 THz

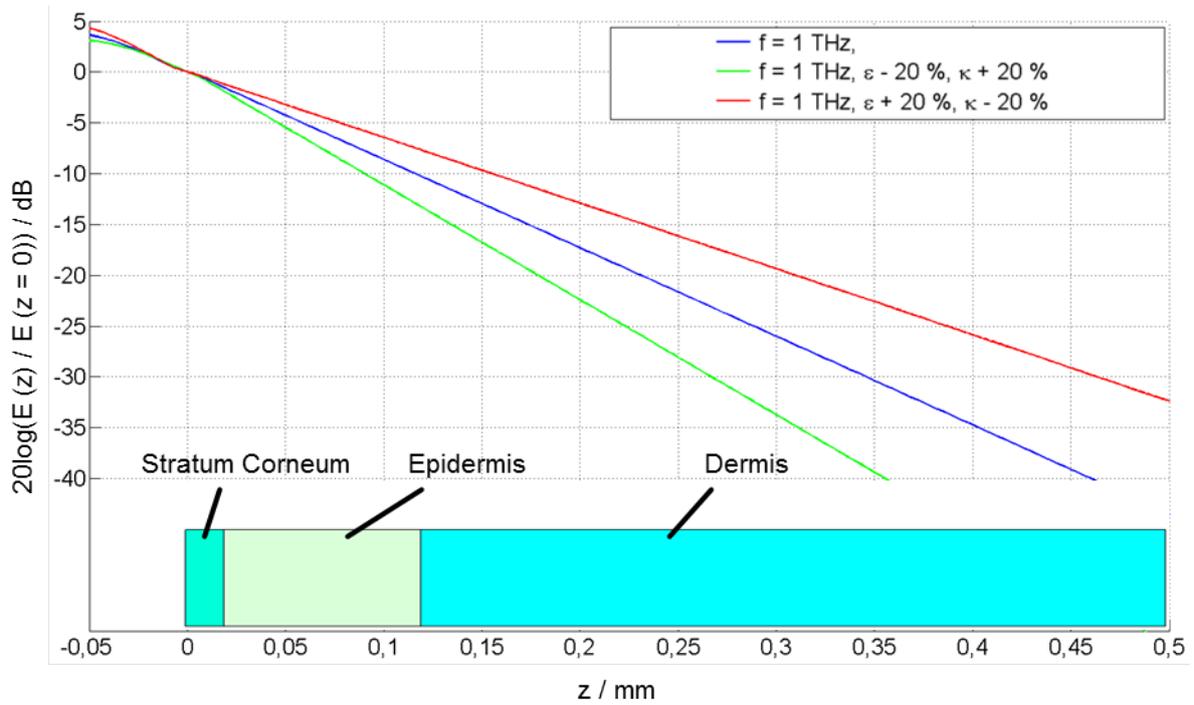


Abbildung 181: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 1 THz

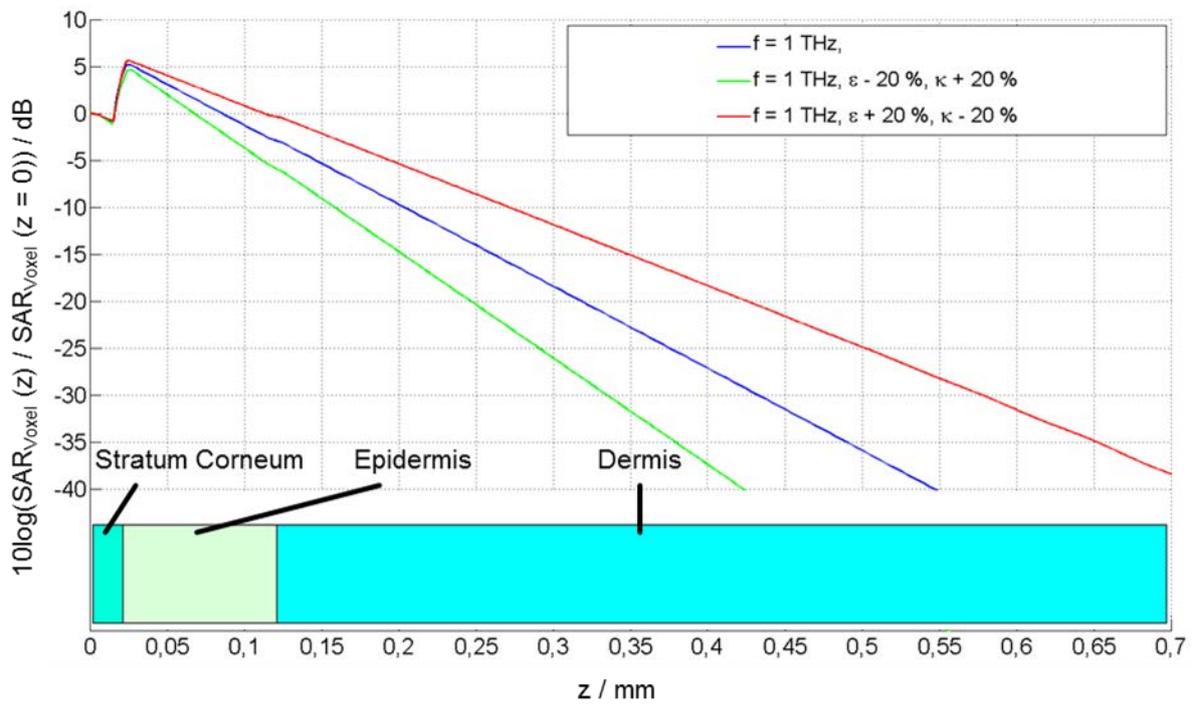


Abbildung 182: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 1 THz

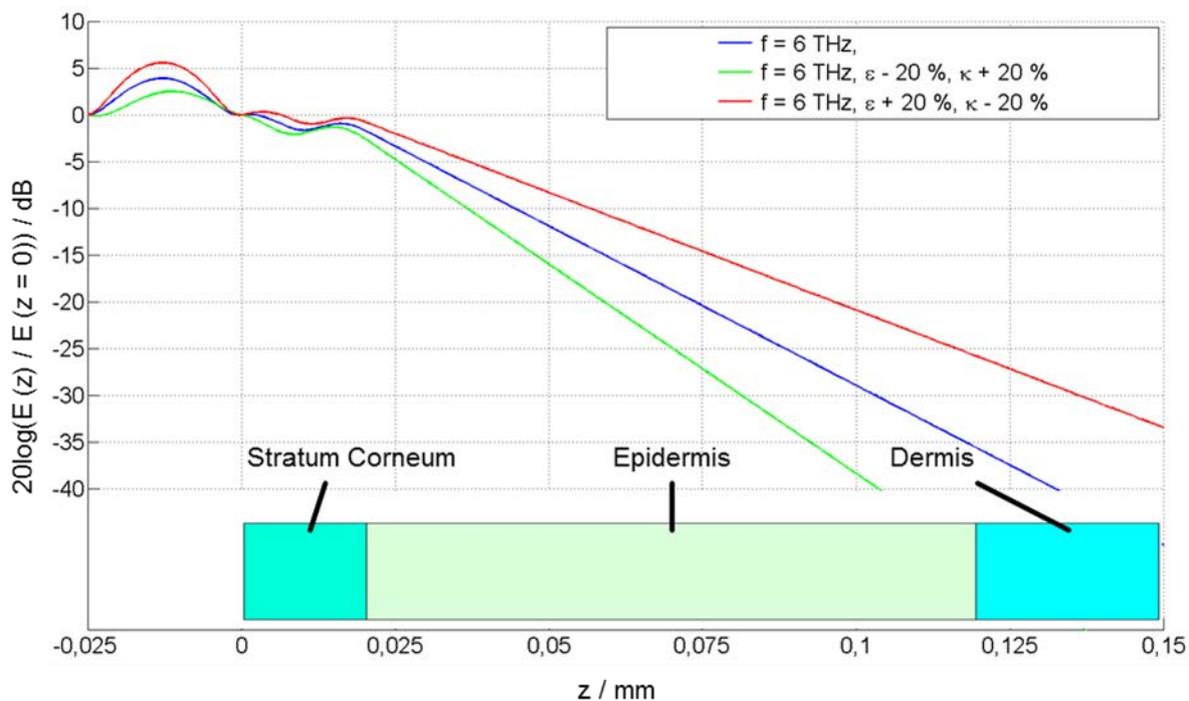


Abbildung 183: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 6 THz

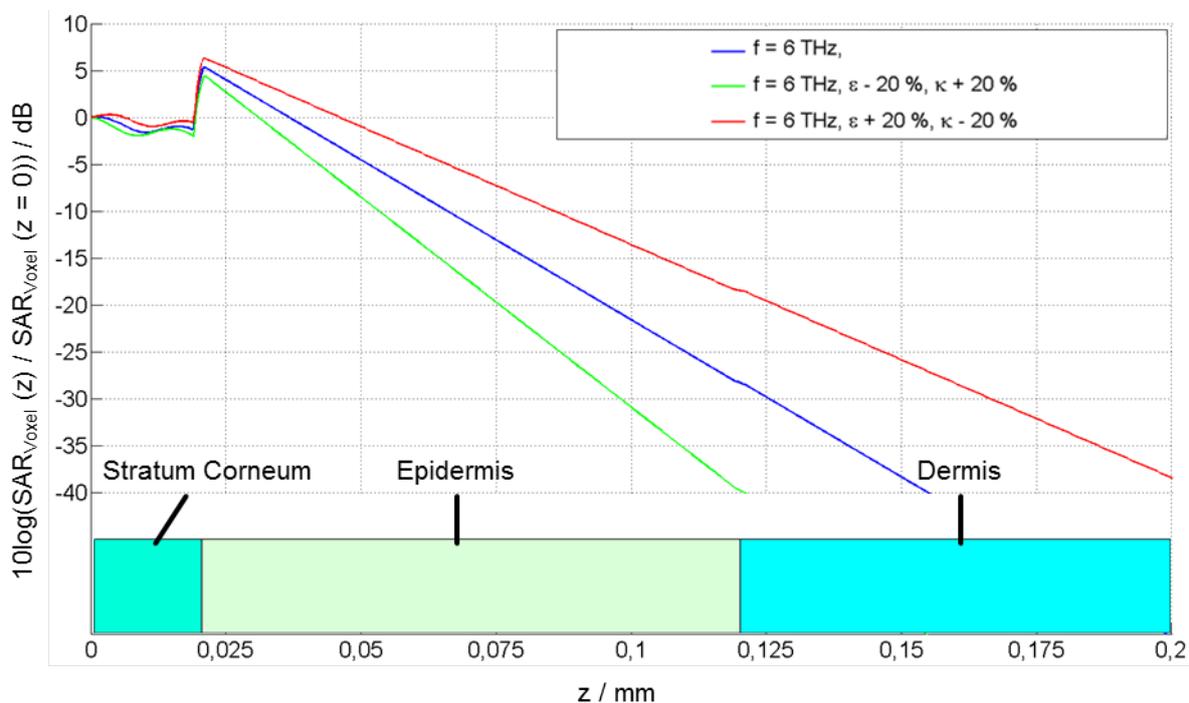


Abbildung 184: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für drei verschiedene Kombinationen der dielektrischen Materialdaten bei 6 THz

Frequenz f / THz	Variation der dielektrischen Materialparameter		Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut $E_{\text{Haut,max}} / \text{V/m}$	Maximum der Voxel-SAR $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} / \text{W/kg}$
	ϵ_r	κ		
0,1	ϵ_r	κ	127	350,0
	$\epsilon_r + 20\%$	κ	123,0	331,0
	$\epsilon_r - 20\%$	κ	130,9	369,9
	ϵ_r	$\kappa + 20\%$	121,7	379,3
	ϵ_r	$\kappa - 20\%$	132,6	312,0
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa + 20\%$	118,6	362,5
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa - 20\%$	137,8	334,4
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa - 20\%$	127,6	290,4
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa + 20\%$	124,7	395,6
1,0	ϵ_r	κ	208,8	1359,5
	$\epsilon_r + 20\%$	κ	199,0	1250,4
	$\epsilon_r - 20\%$	κ	221,8	1479,5
	ϵ_r	$\kappa + 20\%$	209,9	1560,7
	ϵ_r	$\kappa - 20\%$	207,2	1133,4
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa + 20\%$	200,7	1448,2
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa - 20\%$	220,8	1249,9
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa - 20\%$	197,1	1033,7
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa + 20\%$	222,2	1675,8
6,0	ϵ_r	κ	214,4	4210,1
	$\epsilon_r + 20\%$	κ	196,6	3824,1
	$\epsilon_r - 20\%$	κ	196,8	3824,1
	ϵ_r	$\kappa + 20\%$	215,9	4640,4
	ϵ_r	$\kappa - 20\%$	213,5	3658,6
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa + 20\%$	196,9	4256,1
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa - 20\%$	231,5	4024,3
	$\epsilon_r + 20\%$	$\kappa - 20\%$	196,1	3293,7
	$\epsilon_r - 20\%$	$\kappa + 20\%$	231,2	4938,1

Tabelle 27: Maxima der elektrischen Feldstärken in der Haut sowie der Voxel-SAR für die Frequenzen 0,1, 1 und 6 THz unter Variation der dielektrischen Parameter ϵ_r und κ um $\pm 20\%$

b) Exposition des planaren Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Exposition des planaren Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie (Abbildung 95) durch eine senkrecht auftreffende TEM-Welle bei einer einfallenden Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ gezeigt. Der Abstand zwischen Anregungsfläche und Hautoberfläche beträgt 0,5 mm.

Abbildung 185 zeigt die Verteilung der elektrischen Feldstärke für die Frequenz 650 GHz. Der höchste Wert tritt im Luftbereich mit $E_{\max} = 347 \text{ V/m}$ (Scheitelwert) auf. Die maximale elektrische Feldstärke im Stratum Corneum hat einen Scheitelwert von 208 V/m. Die Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in die Haut beträgt 0,219 mm.

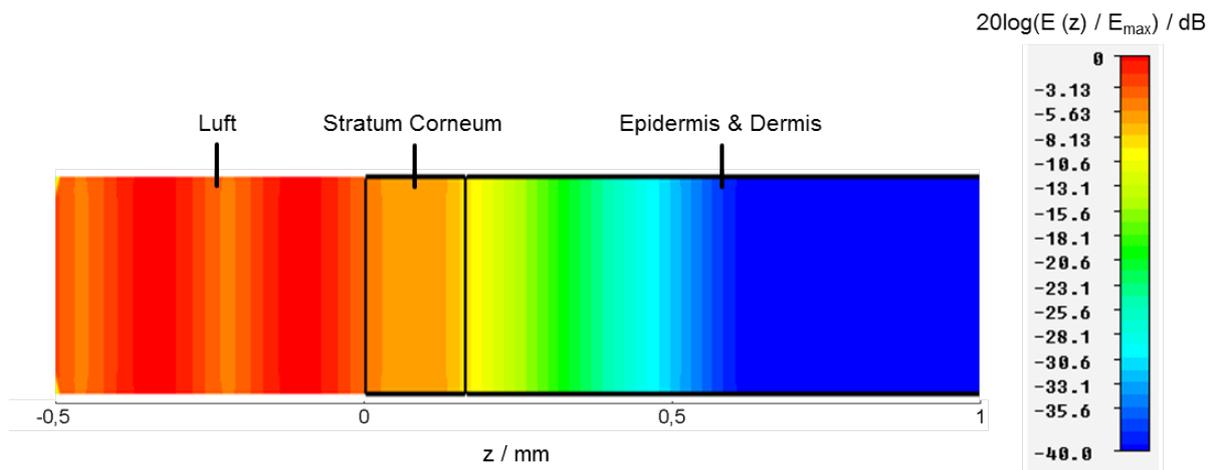


Abbildung 185: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feldverteilung in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei 650 GHz

Die zugehörige Verteilung der Voxel-SAR ist in Abbildung 186 zu sehen, die maximale Voxel-SAR beträgt 579 W/kg.

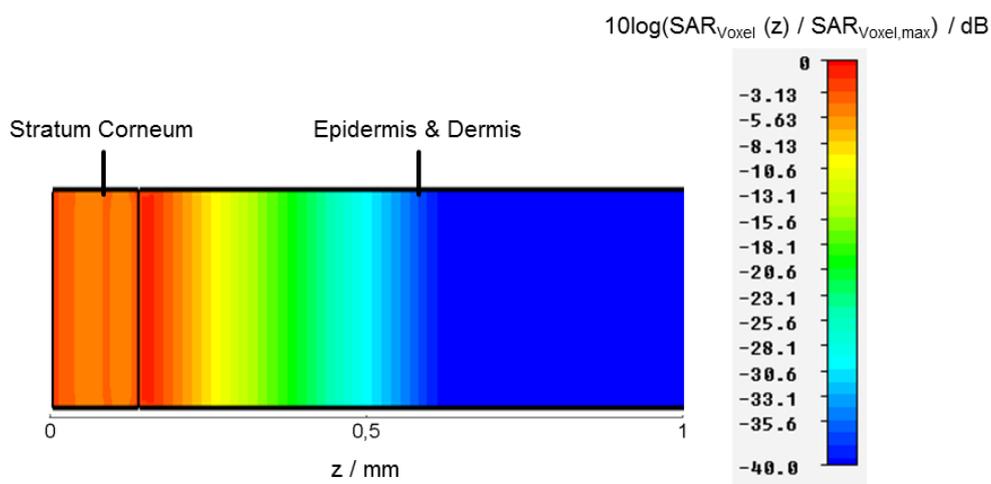


Abbildung 186: Aus der in Abbildung 185 gezeigten elektrischen Feldverteilung resultierende Verteilung der Voxel-SAR in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells

In Abbildung 187 und 188 sind die Linienplots der elektrischen Feldstärke sowie der Voxel-SAR für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz entlang einer in z-Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Geraden dargestellt.

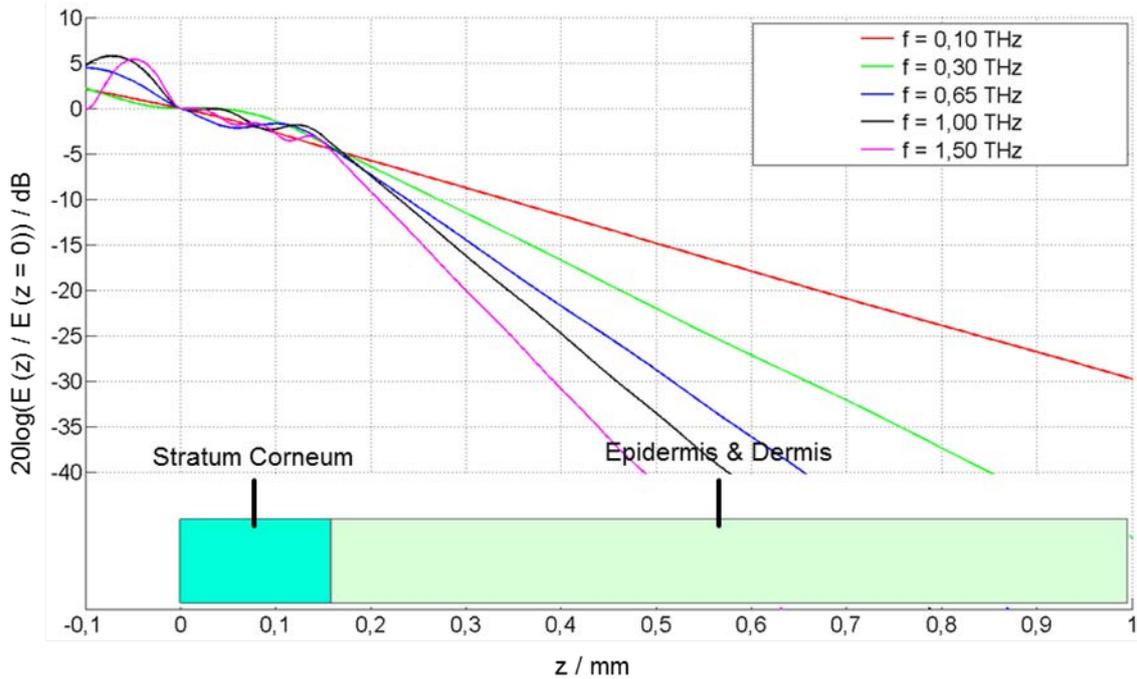


Abbildung 187: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz

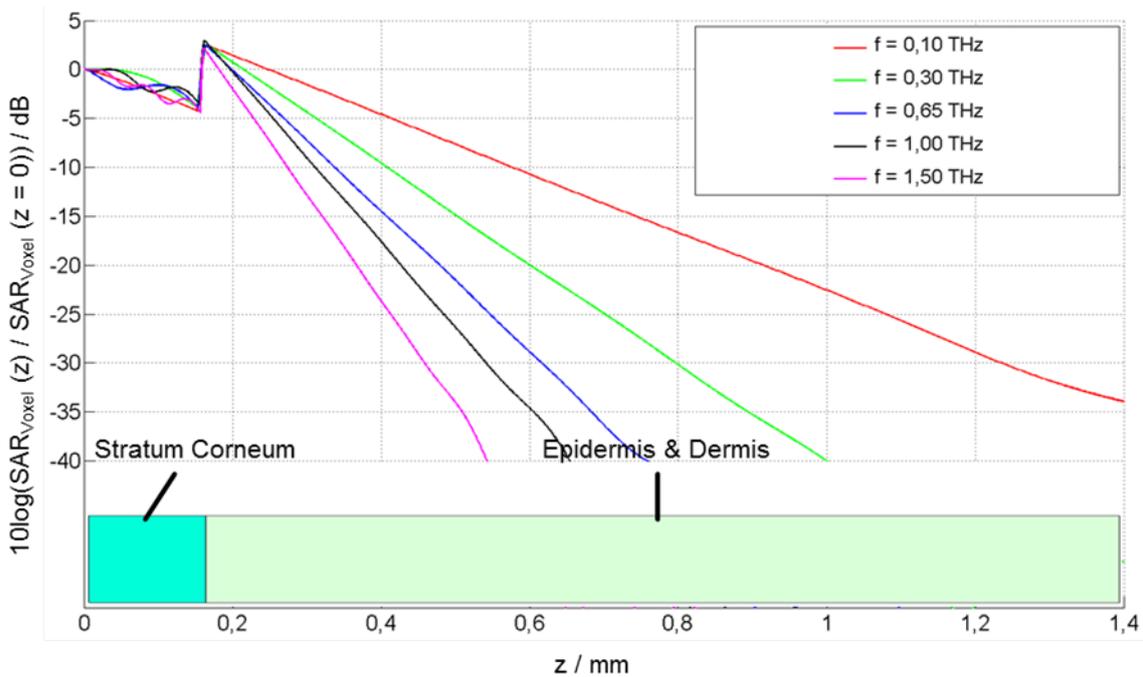


Abbildung 188: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz

Die gleiche Auswertung wurde für fünf Frequenzen im Frequenzbereich von 2 bis 10 THz durchgeführt (Abbildung 189 und 190).

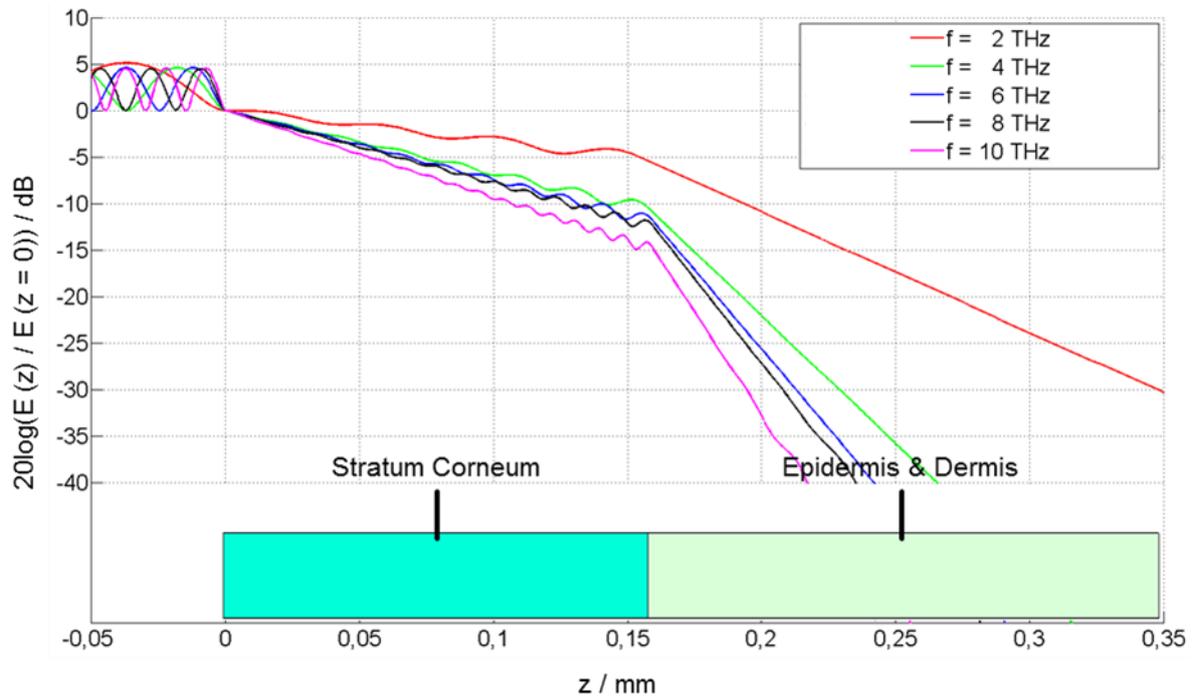


Abbildung 189: Linienplots der elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz

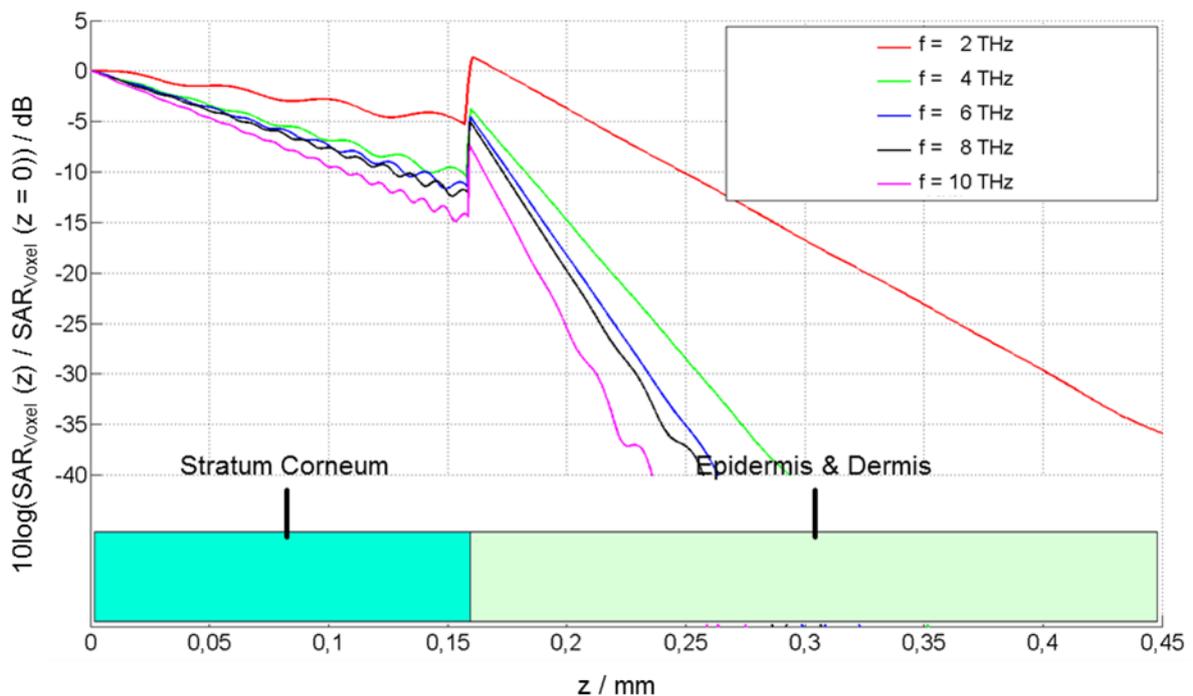


Abbildung 190: Linienplots der Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz

Tabelle 28 stellt die maximalen elektrischen Feldstärken in der Haut sowie die maximalen Voxel-SAR der oben gezeigten Rechnungen für eine einfallende Welle der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W/m}^2$ sowie umskaliert auf die Leistungsdichten 0,1, 1 und 10 W/m^2 zusammen.

Frequenz f / THz	Einfallende Leistungsdichte S / W/m^2	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut $E_{\text{Haut,max}}$ / V/m	Maximum der Voxel-SAR $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}}$ / W/kg
0,1	0,1	5,95	0,301
	1	18,8	3,01
	10	59,5	30,1
	100	188	301
0,3	0,1	6,32	0,452
	1	20,0	4,52
	10	63,2	45,2
	100	200	452
0,65	0,1	6,45	0,58
	1	20,4	5,8
	10	64,5	58
	100	204	580
1	0,1	5,88	0,603
	1	18,6	6,03
	10	58,8	60,3
	100	186	603
1,5	0,1	6,07	0,642
	1	19,2	6,42
	10	60,7	64,2
	100	192	642
2	0,1	6,20	0,647
	1	19,6	6,47
	10	62,0	64,7
	100	196	647
4	0,1	6,42	0,962
	1	20,3	9,62
	10	64,2	96,2
	100	203	962
6	0,1	6,42	1,064
	1	20,3	10,64
	10	64,2	106,4
	100	203	1064
8	0,1	6,45	1,132
	1	20,4	11,32
	10	64,5	113,2
	100	204	1132
10	0,1	6,45	1,352
	1	20,4	13,52
	10	64,5	135,2
	100	204	1352

Tabelle 28: Maximale elektrische Feldstärken und Voxel-SAR in der Haut für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2, 4, 6, 8 und 10 THz bei Exposition des planaren Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie durch eine TEM-Welle der Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m^2

Abbildung 191 zeigt die Eindringtiefen δ der TEM-Welle in das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie für alle hier betrachteten Frequenzen.

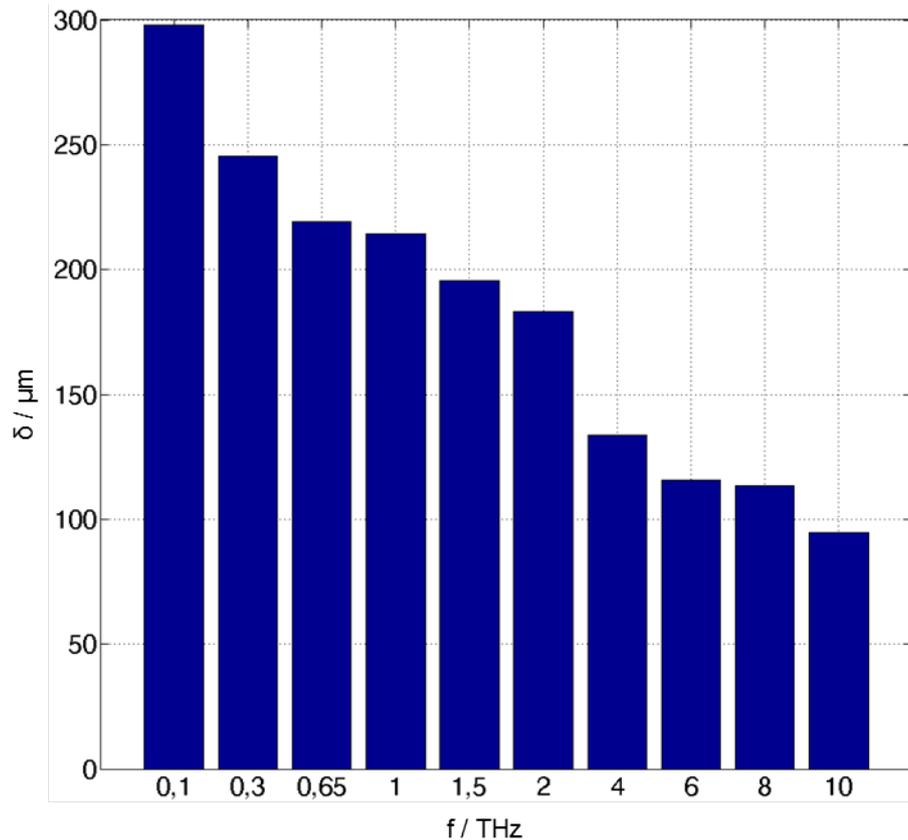


Abbildung 191: Frequenzabhängige Eindringtiefe δ in das planare Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie

In den Abbildungen 187 und 189 kann man deutliche Stehwellenanteile vor der Hautoberfläche und zwischen der ersten und zweiten Grenzfläche erkennen. Hinter der zweiten Grenzfläche klingt das Feld exponentiell ab, was zu einem konstanten Gradienten im logarithmischen Maßstab führt. Gleiches ist auch bei den Verläufen der Voxel-SAR zu beobachten (Abbildungen 188 und 190). Da die elektrische Leitfähigkeit der Epidermis und der Dermis im Vergleich zur Leitfähigkeit im Stratum Corneum größer ist, steigt die Voxel-SAR in der zweiten Grenzfläche sprunghaft an und klingt danach linear ab.

c) Exposition des Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Exposition des Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur (vgl. Abbildung 97) durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle mit einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ gezeigt. Der Abstand zwischen Anregungsfläche und Hautoberfläche beträgt 0,2 mm.

In Abbildung 192 sind die Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie der Voxel-SAR für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1 und 1,5 THz logarithmisch dargestellt. Die Scheitelwerte der maximalen elektrischen Feldstärken in der Luft $E_{\text{Luft,max}}$ (Bezugswert) sowie in der Haut $E_{\text{Haut,max}}$ und das Maximum der Voxel-SAR $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}}$ (Bezugswert) sind jeweils angegeben. Auf die Darstellung von Liniplots wurde verzichtet, da diese je nach lateraler Position der Auswertungslinie variieren. Demgegenüber liefern die Farbplots detailliertere Informationen.

Entsprechende Auswertungen wurden für die Exposition des Rillenmodells bei den Frequenzen 2, 4, 6, 8 und 10 THz durchgeführt (Abbildung 193).

Wie die Verteilungen der elektrischen Feldstärke zeigen, bilden sich in allen Fällen durch die Reflexion an der strukturierten Hautoberfläche im Luftraum Interferenzmuster aus, die wegen der teilweise auch unter schiefen Winkeln reflektierten Feldanteile mit zunehmender Frequenz komplexer werden.

Bei der Transmission werden die ursprünglich ebenen Phasenfronten der einfallenden Welle wegen der durch die Oberflächenstruktur entstehenden inhomogenen Transversalverteilung der lokalen Phasengeschwindigkeit verbogen. Da der zeitlich gemittelte Poynting-Vektor immer senkrecht zu den Wellenfronten ausgerichtet ist, führt dieser Fokussierungseffekt bei Frequenzen oberhalb von 1 THz sogar zu einer Ausbildung von diskreten Strahlungskeulen. Der gleiche Effekt lässt sich auch an den SAR-Verteilungen beobachten.

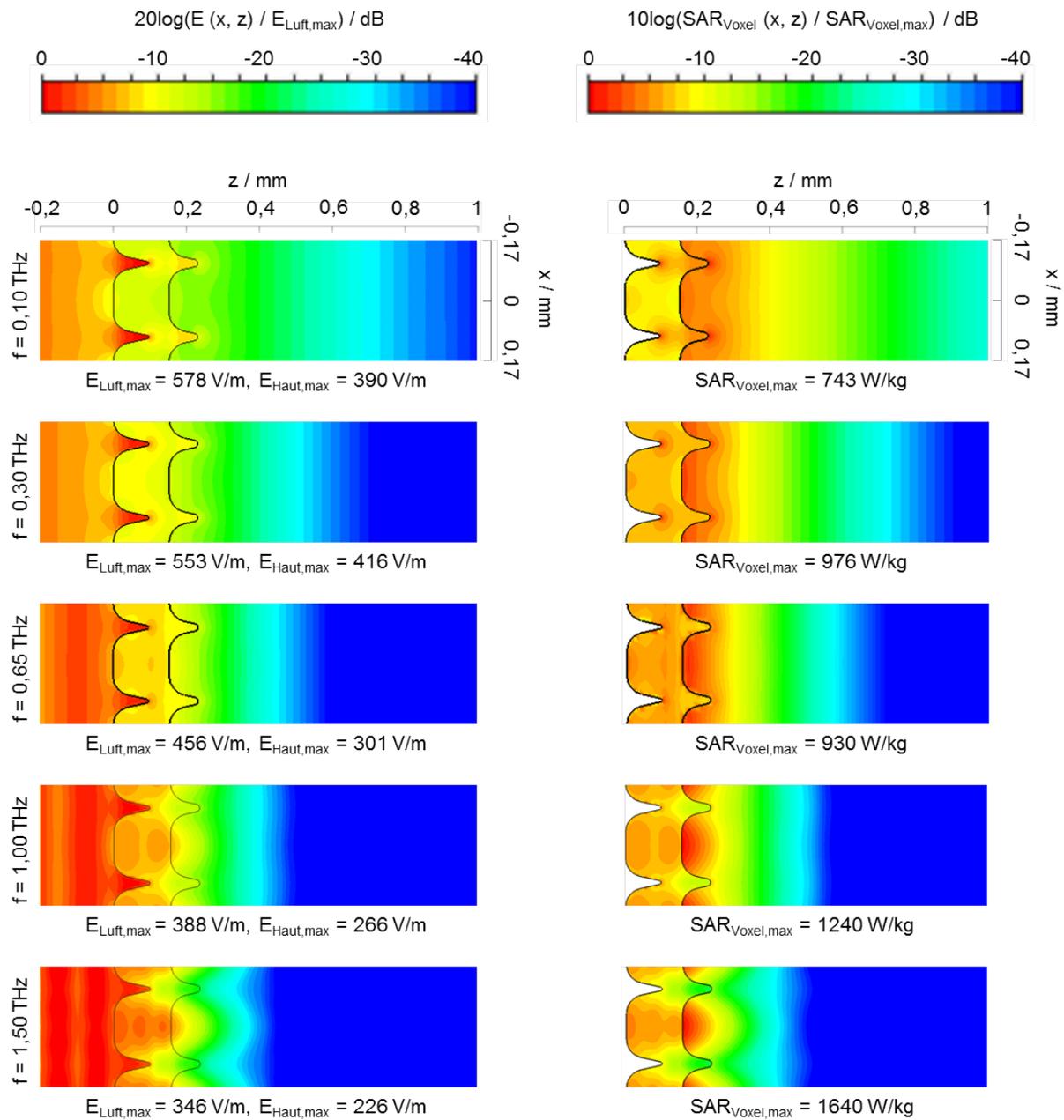


Abbildung 192: Von der senkrecht auf das Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feld- und SAR-Verteilungen in einem Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei 0,1, 0,3, 0,65, 1 und 1,5 THz

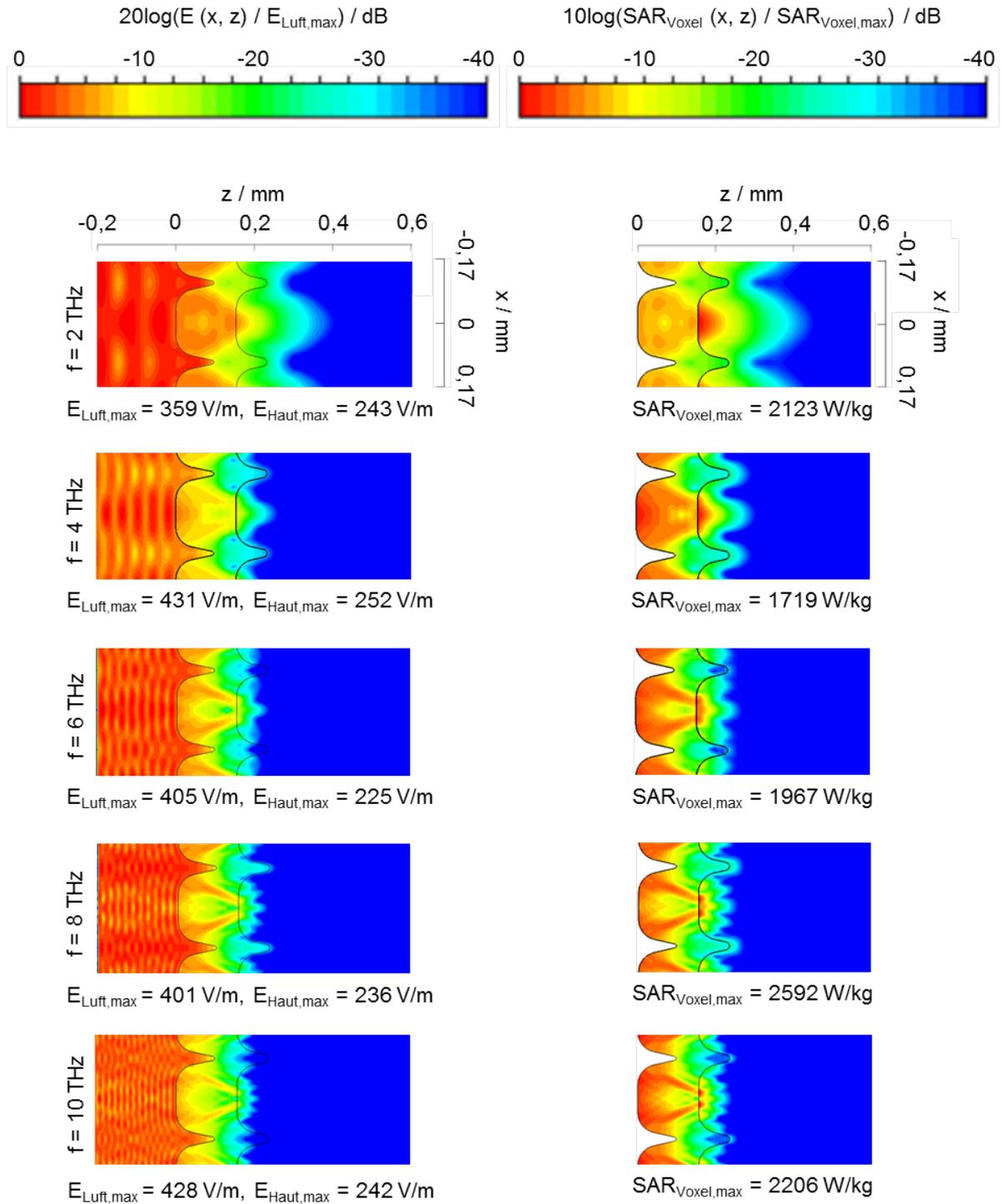


Abbildung 193: Von der senkrecht auf das Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feld- und SAR-Verteilungen in einem Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei 2, 4, 6, 8 und 10 THz

Tabelle 29 stellt die maximalen elektrischen Feldstärken in der Haut sowie die maximalen Voxel-SAR der oben dargestellten Ergebnisse für eine einfallende Welle der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W/m}^2$ sowie umskaliert auf die Leistungsdichten 0,1, 1 und 10 W/m^2 zusammen.

Frequenz f / THz	Einfallende Leistungsdichte S / W/m ²	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut	Maximum der Voxel-SAR
		E _{Haut,max} / V/m	SAR _{Voxel,max} / W/kg
0,1	0,1	12,33	0,743
	1	39,0	7,43
	10	123,3	74,3
	100	390	743
0,3	0,1	13,16	0,976
	1	41,6	9,76
	10	131,6	97,6
	100	416	976
0,65	0,1	9,52	0,93
	1	30,1	9,3
	10	95,2	93
	100	301	930
1	0,1	8,41	1,24
	1	26,6	12,4
	10	84,1	124
	100	266	1240
1,5	0,1	7,15	1,64
	1	22,6	16,4
	10	71,5	164
	100	226	1640
2	0,1	7,68	2,123
	1	24,3	21,23
	10	76,8	212,3
	100	243	2123
4	0,1	7,97	1,719
	1	25,2	17,19
	10	79,7	171,9
	100	252	1719
6	0,1	7,12	1,967
	1	22,5	19,67
	10	71,2	196,7
	100	225	1967
8	0,1	7,46	2,592
	1	23,6	25,92
	10	74,6	259,2
	100	236	2592
10	0,1	7,65	2,206
	1	24,2	22,06
	10	76,5	220,6
	100	242	2206

Tabelle 29: Maximale elektrische Feldstärken und Voxel-SAR in der Haut für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2, 4, 6, 8 und 10 THz bei Exposition des planaren Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur durch eine TEM-Welle der Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m²

- d) Exposition des Schichtenmodells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur und Härchen mit Wurzel

Zuletzt wird die Exposition des durch ein Haar mit Wurzel und einer Talgschicht erweiterten Modells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur (Abbildung 98) durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle mit einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ für sieben Frequenzen zwischen 100 GHz und 4 THz betrachtet. Zwischen der Anregungsfläche und der Hautoberfläche (Stratum Corneum) liegt ein Abstand von 1,2 mm.

Für die Exposition bei der Frequenz 650 GHz ergeben sich die in Abbildung 194 gezeigte elektrische Feldverteilung und die Verteilung der Voxel-SAR in einem mittigen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse sowie durch das Haar. Im Vergleich zu den Abbildungen 192 und 193 sind die Modelle hier um 90° gedreht, die Welle fällt von oben ein. Der maximale Scheitelwert der elektrischen Feldstärke in der gezeigten Ebene beträgt in der Luft $E_{\text{Luft,max}} = 564 \text{ V/m}$ (Bezugswert), im Haar $E_{\text{Haar,max}} = 409 \text{ V/m}$ und in der Haut $E_{\text{Haut,max}} = 392 \text{ V/m}$. Das Maximum der Voxel-SAR (Bezugswert) befindet sich in der Epidermis und beträgt $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 888 \text{ W/kg}$.

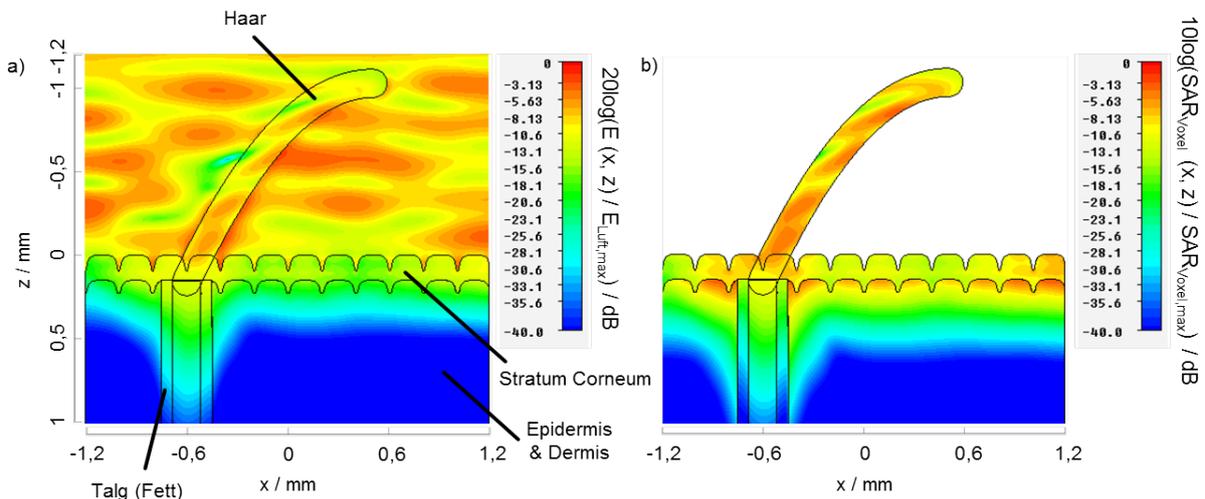


Abbildung 194: Von der senkrecht auf das Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur und Härchen mit Wurzel einfallenden TEM-Welle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in einem Längsschnitt durch die Bandleitungsachse sowie durch das Haar bei 650 GHz

Die gleiche Darstellung der Feld- und SAR-Verteilungen erfolgt für die Exposition bei der Frequenz 4 THz in Abbildung 195. Die Maximalwerte in der gezeigten Ebene ergeben sich zu $E_{\text{Luft,max}} = 626 \text{ V/m}$, $E_{\text{Haar,max}} = 618 \text{ V/m}$, $E_{\text{Haut,max}} = 290 \text{ V/m}$ und $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 5813 \text{ W/kg}$.

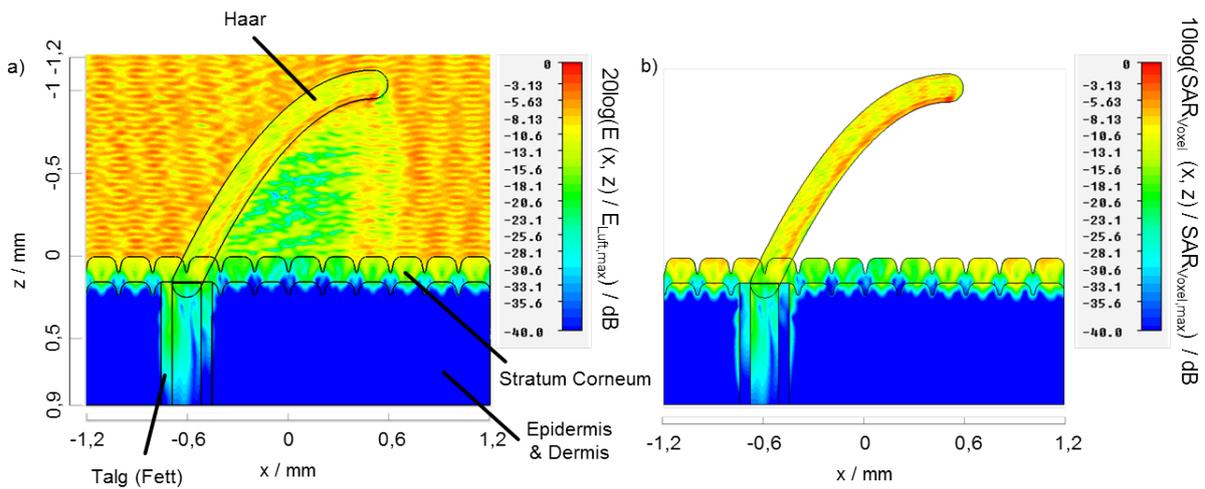


Abbildung 195: Von der senkrecht auf das Schichtenmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur und Härchen mit Wurzel einfallenden TEM-Welle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in einem Längsschnitt durch die Bandleitungsachse sowie durch das Haar bei 4 THz

Tabelle 30 enthält die Maximalwerte der elektrischen Feldstärke im Hautgewebe sowie die Maxima der Voxel-SAR für alle betrachteten Frequenzen und für die Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m². Es handelt sich dabei um die im gesamten Volumen des betrachteten Rechengebiets auftretenden Maximalwerte. Außerhalb der in Abbildung 194 und Abbildung 195 dargestellten Ebene können durchaus noch höhere elektrische Feldwerte auftreten, was der Vergleich der genannten Maximalwerte aus den Bildern mit den Tabellenwerten bei den Frequenzen 0,65 und 4 THz zeigt. Durch Reflexion und Beugung der einfallenden TEM-Welle am Haar entsteht eine ungleichmäßigere Feldverteilung als bei den im vorigen Abschnitt gezeigten Fällen, wodurch die elektrische Feldverteilung nun auch in y-Richtung variiert.

Frequenz f / THz	Einfallende Leistungs- dichte S / W/m ²	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut E _{Haut,max} / V/m	Maximum der elektrischen Feld- stärke im Haar E _{Haar,max} / V/m	Maximum der Voxel-SAR SAR _{Voxel,max} / W/kg
0,1	0,1	9,64	11,77	0,7445
	1	30,48	37,22	7,445
	10	96,4	117,7	74,45
	100	304,8	372,2	744,5
0,3	0,1	12,77	14,07	1,0766
	1	40,39	44,48	10,766
	10	127,7	140,7	107,66
	100	403,9	444,8	1076,6
0,65	0,1	13,81	12,93	2,0775
	1	43,68	40,9	20,775
	10	138,1	129,3	207,75
	100	436,8	409,0	2077,5
1	0,1	12,04	14,62	3,4365
	1	38,06	46,23	34,365
	10	120,4	146,2	343,65
	100	380,6	462,3	3436,5
1,5	0,1	10,62	15,26	3,312
	1	33,59	48,26	33,12
	10	106,2	152,6	331,2
	100	335,9	482,6	3312,0
2	0,1	10,62	18,348	3,9203
	1	33,57	58,02	39,203
	10	106,2	183,5	392,03
	100	335,7	580,2	3920,3
4	0,1	10,49	19,5	6,5659
	1	33,17	61,8	65,659
	10	104,9	195,4	656,59
	100	331,7	618	6565,9

Tabelle 30: Maximalwerte der elektrischen Feldstärken (Scheitelwerte) und der Voxel-SAR für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2 und 4 THz bei Exposition des durch ein Haar mit Wurzel und einer Talgschicht erweiterten Modells einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur durch eine TEM-Welle der Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m²

3.3.2 Elektromagnetische Berechnungen mit Gauß'scher Anregung

3.3.2.1 Modellierung des Rechenraumes

Für die Berechnung der Exposition durch das Feld einer Gauß'schen Strahlwelle wurde ein Rechenraum modelliert, der an allen Begrenzungsflächen mit offenen Randbedingungen (PML) belegt ist. Bis auf die Anregungsfläche berühren alle Flächen des Teilkörpermodells eine dieser Randbedingungen. Hinter der Anregungsfläche (blau) wird ebenfalls eine offene Randbedingung definiert (siehe Abbildung 196).

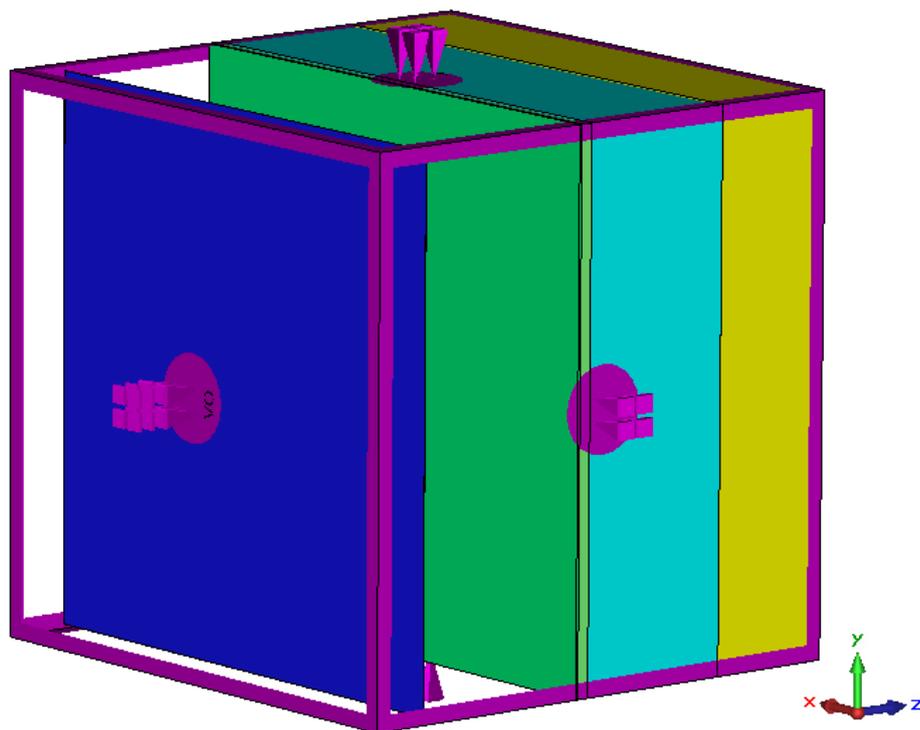


Abbildung 196: Modellierung des Rechenraumes für die Gauß'sche Anregung eines Schichtenmodells mit ausschließlich offenen Randbedingungen (violett) und der Anregungsfläche (blau)

Es werden zwei unterschiedliche Gauß'sche Anregungsmodelle verwendet. Das erste Modell regt eine in positive z-Richtung fortschreitende und senkrecht auf das Teilkörpermodell auftreffende Gauß'sche Strahlwelle an, das zweite Anregungsmodell erzeugt eine Gauß'sche Strahlwelle, die mit einem Einfallswinkel von 30° gegenüber der Modellachse auf die Oberfläche des Teilkörpermodells trifft.

3.3.2.2 Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut mit einer Gauß'schen Strahlwelle

Folgend werden Berechnungsergebnisse für die Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut durch Anregungsmodelle Gauß'scher Strahlwellen vorgestellt. Es werden nur die Ergebnisse für die Frequenzen 0,1 und 4 THz gezeigt, insgesamt wurden Berechnungen für 8 Frequenzen zwischen 0,1 und 6 THz durchgeführt. Der senkrechte Einfall der Strahlwelle auf die Hautoberfläche als auch der schräge Einfall unter einem Winkel von 30° wird hier betrachtet. Die Taille der Gauß'schen Strahlwelle liegt in der Grenzfläche zwischen Luft und Hautmodell bei $z = 0$, die Tailenweite beträgt $w_0 = 1$ mm. Die Strahlachse durchstößt die Hautoberfläche immer im Punkt $(x = 0, z = 0)$, wo die einfallende Leistungsdichte zu $S = 100 \text{ W/m}^2$ gewählt wurde.

Abbildung 197 zeigt die elektrische Feldverteilung und die Verteilung der Voxel-SAR in einem Längsschnitt durch die Strahlachse für die Frequenz 650 GHz bei senkrechtem Einfall. Zwischen Anregungsfläche und Hautoberfläche besteht ein Abstand von 1 mm. Die Scheitelwerte der maximalen elektrischen Feldstärken in der Luft und in der Haut betragen für $S = 100 \text{ W/m}^2$ $E_{\text{Luft,max}} = 360 \text{ V/m}$ und $E_{\text{Haut,max}} = 203 \text{ V/m}$, das Maximum der Voxel-SAR lautet $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 1128 \text{ W/kg}$.

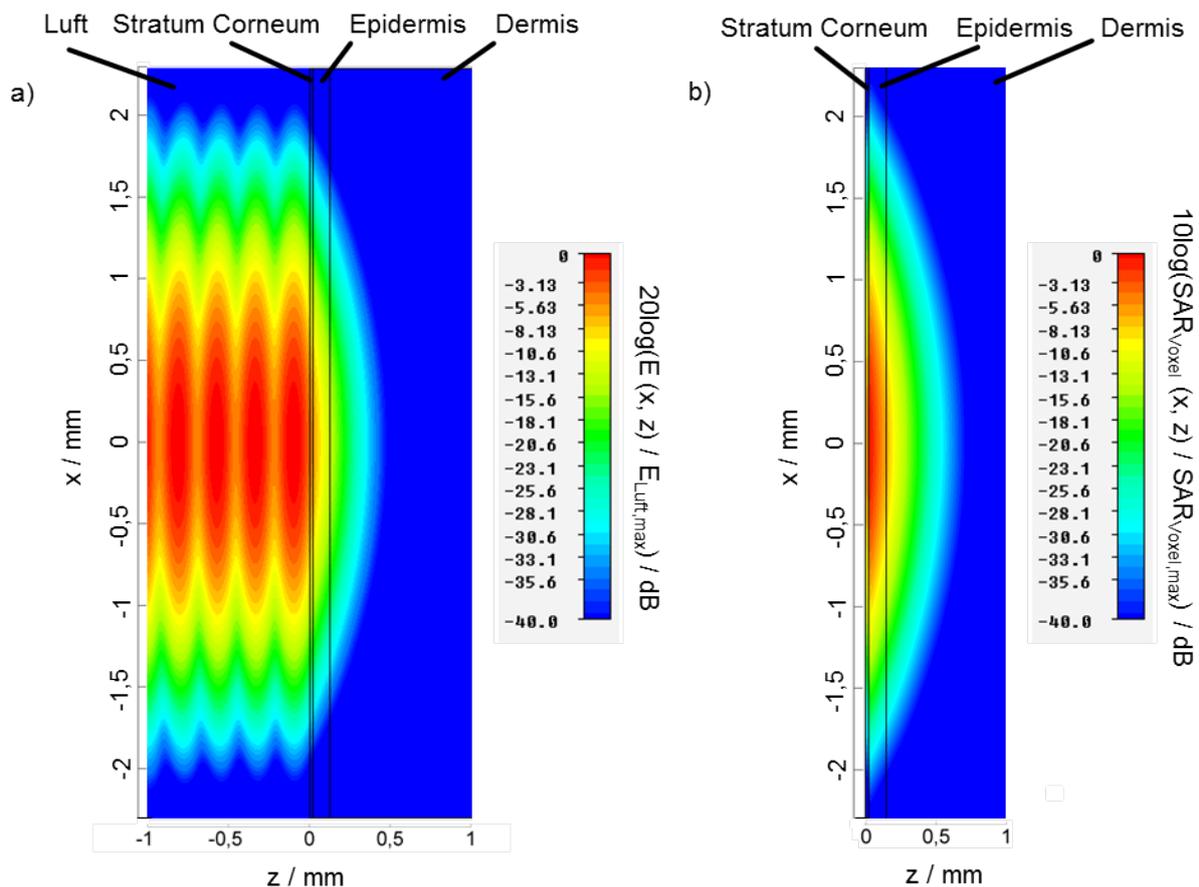


Abbildung 197: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallenden Gauß'schen Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in einem Längsschnitt durch die Strahlachse bei 650 GHz

In Abbildung 198 sind die entsprechenden Verteilungen für den Fall einer unter dem Einfallswinkel von 30° auf die Hautoberfläche treffenden Gauß'schen Strahlwelle zu sehen. Die Maximalwerte bei $S = 100 \text{ W/m}^2$ lauten nun: $E_{\text{Luft,max}} = 374 \text{ V/m}$, $E_{\text{Haut,max}} = 174 \text{ V/m}$ und $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 913 \text{ W/kg}$.

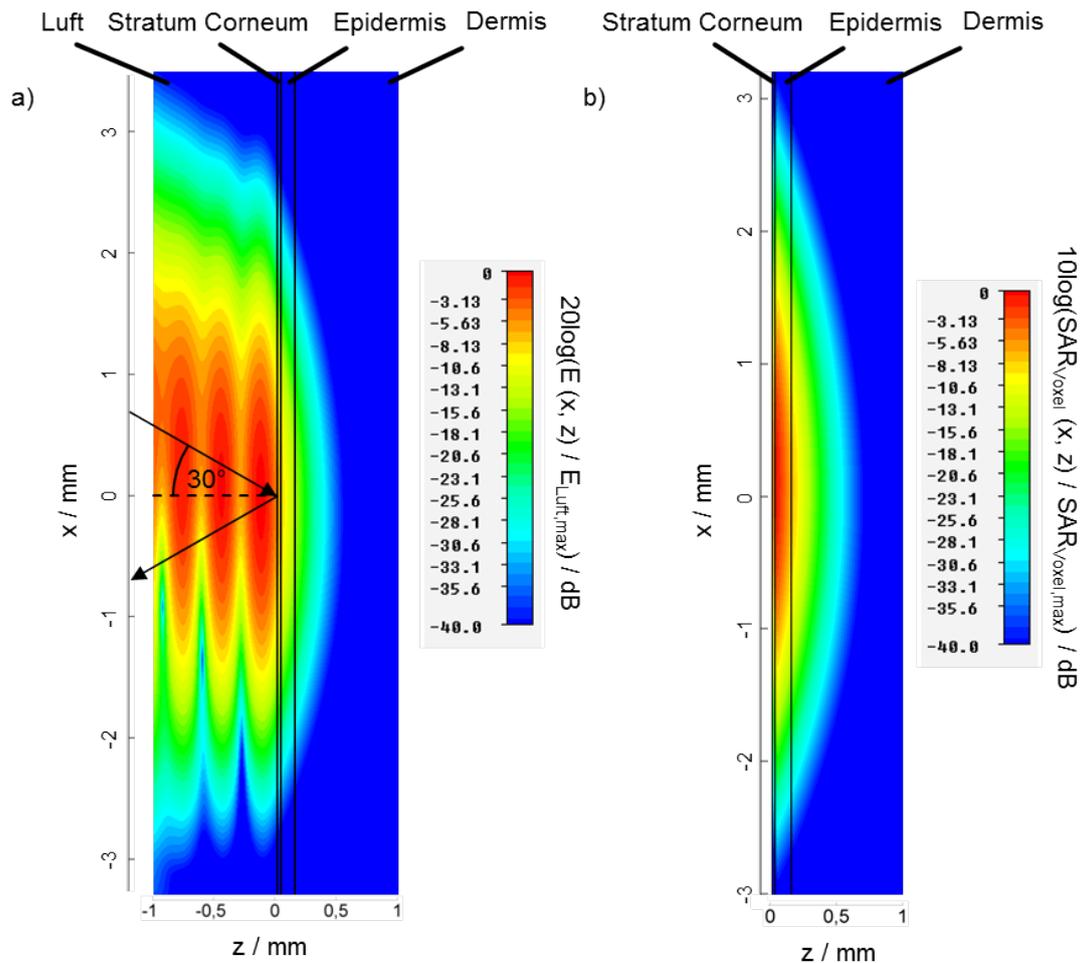


Abbildung 198: Von der unter einem Winkel von 30° schräg auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallende Gauß'sche Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in der Einfallsebene der Strahlwelle bei 650 GHz

In Abbildung 199 werden die im Fall einer senkrechten Anregung erzeugten Verteilungen bei der Frequenz 4 THz gezeigt. In dem dargestellten Längsschnitt durch die Strahlachse beträgt bei $S = 100 \text{ W/m}^2$ die maximale elektrische Feldstärke in der Luft $E_{\text{Luft,max}} = 355,61 \text{ V/m}$ und in der Haut $E_{\text{Haut,max}} = 189,5 \text{ V/m}$. In der Haut tritt eine maximale Voxel-SAR von $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 3248,2 \text{ W/kg}$ auf. Es ist zu beachten, dass in Abbildung 199 sowie in Abbildung 4 die z-Achse gegenüber der x-Achse gestreckt wurde, da aufgrund des geringen Abstandes der Anregungsfläche zur Hautoberfläche von nur noch 0,075 mm und der geringen Eindringtiefe sonst keine deutliche Darstellung der Verteilungen möglich wäre.

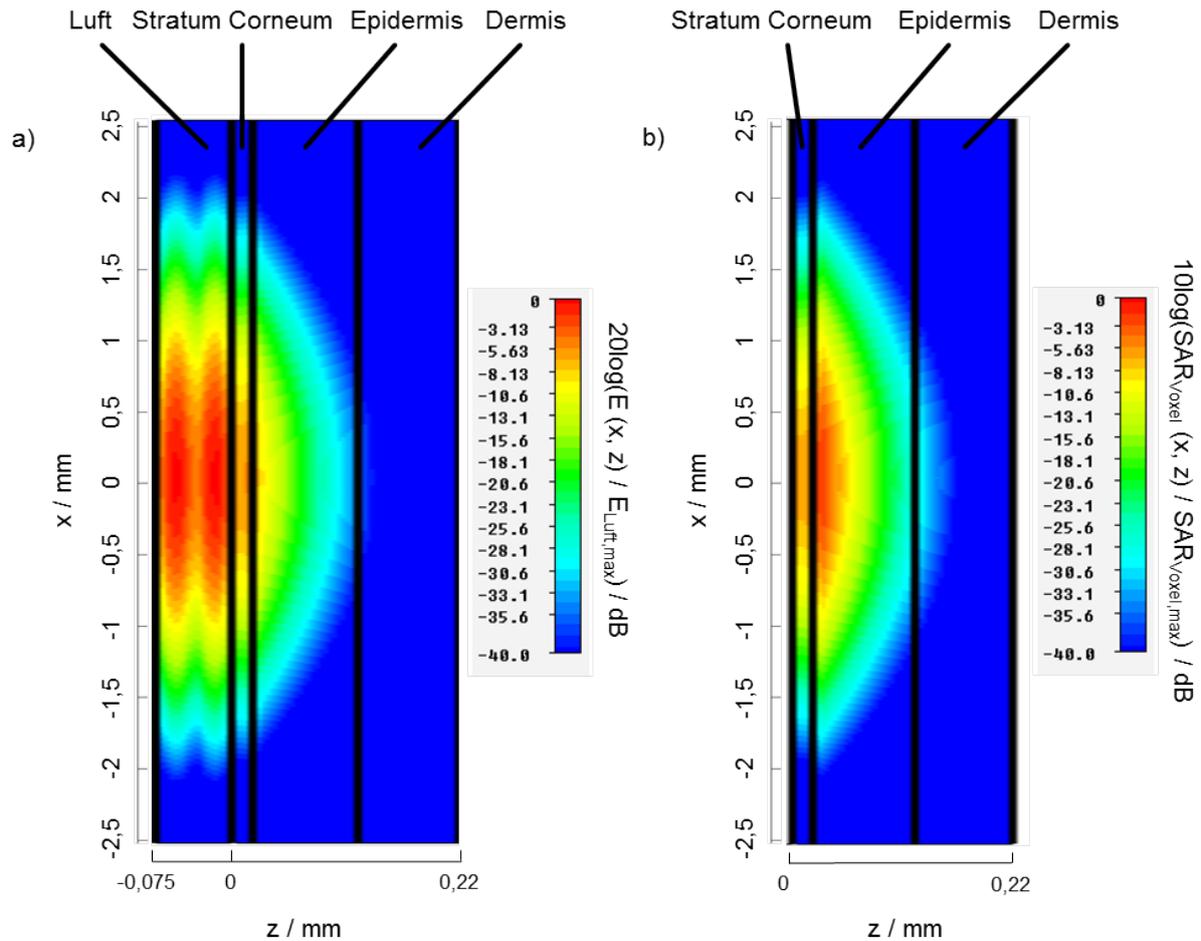


Abbildung 199: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallenden Gauß'schen Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in einem Längsschnitt durch die Strahlachse bei 4 THz

Die in Abbildung 200 gezeigten Feld- und SAR-Verteilungen der unter einem Winkel von 30° und mit einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ einfallenden Gauß'schen Strahlwelle beinhalten die Maximalwerte $E_{\text{Luft,max}} = 369 \text{ V/m}$, $E_{\text{Haut,max}} = 181 \text{ V/m}$ und $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 2702 \text{ W/kg}$.

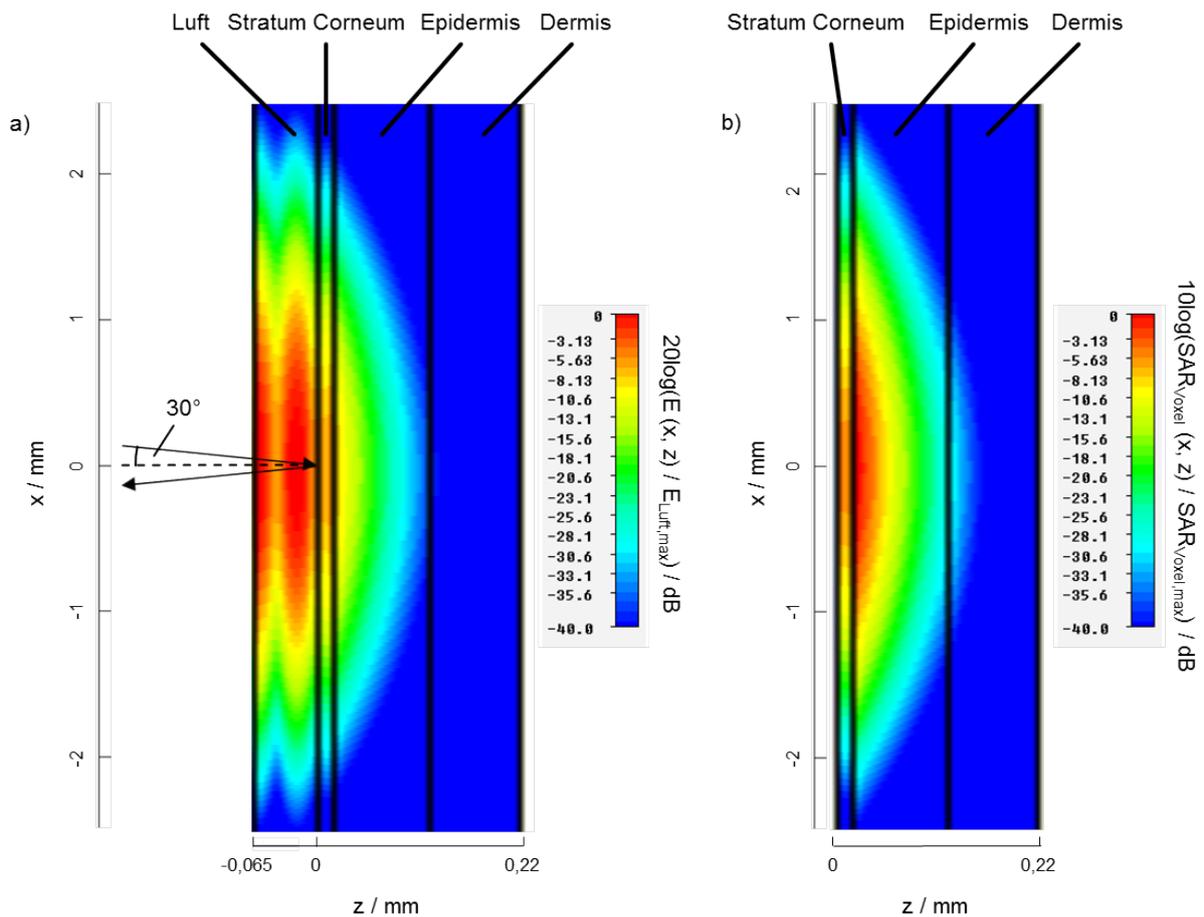


Abbildung 200: Von der unter einem Winkel von 30° schräg auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallende Gauß'sche Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in der Einfallebene der Strahlwelle bei 4 THz

Wie schon bei der Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut durch das Feld der senkrecht einfallenden TEM-Welle (Abschnitt 3.3.1.3 a)) zu sehen war, prägen sich aufgrund der Oberflächenreflexion sowohl bei der senkrecht als auch bei der schräg einfallenden Gauß'schen Strahlwelle Stehwellenanteile zwischen der Anregung und der Hautoberfläche aus. Eine in einem verlustfreien Medium für $z > 0$ zu erwartende Strahlaufweitung ist hier nicht zu beobachten, da einerseits der Divergenzwinkel der Welle bei zunehmender Permittivität kleiner wird und andererseits das Feld nach Eindringen in die Haut wegen der dielektrischen Gewebeverluste in z-Richtung monoton abklingt.

3.4 Berechnung des Temperaturverlaufs

3.4.1 Erwärmung von biologischem Gewebe

Für die Untersuchung der Exposition von Augen- und Hautmodellen durch die Felder elektromagnetischer Anregungen wurden im Rahmen dieser Studie die elektrischen Feldverteilungen, die daraus resultierenden Verteilungen der spezifischen Absorptionsrate (SAR_{Voxel}) und die Temperaturverteilungen in diesen Modellen berechnet sowie ausgewertet und diskutiert. Diese Berechnungen wurden mit der Software CST Microwave Studio Suite 2012™ durchgeführt und beruhen auf der Finite-Integrations-Technik (FIT). Die sich einstellende elektrische Feldverteilung hat im Zusammenhang mit den dielektrischen Verlusten im biologischen Gewebe die Absorption eines Teils der HF-Leistung zur Folge. Diese Absorption wird durch die spezifische Absorptionsrate (SAR) - ein Maß für den auf die Gewebemasse bezogenen Energieumsatz pro Zeiteinheit (gemessen in W/kg) - repräsentiert. Um die SAR zu bestimmen, muss das exponierte Objekt in viele kleine Volumenelemente ΔV (im Weiteren Voxel genannt) aufgeteilt werden, von denen jedes Element die Masse Δm besitzt. Jedes Voxel absorbiert in der Zeit Δt eine Teilenergie ΔW_v . Mit diesen Größen kann die über das Volumen eines Voxels gemittelte SAR folgendermaßen definiert werden:

$$SAR_{Voxel} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta W_v}{\Delta m} \right) = \frac{\Delta P_v}{\Delta m} = \frac{\Delta P_v}{\rho \Delta V} = \frac{1}{2\rho} \kappa |\vec{E}|^2 \quad 3.123$$

ρ ist die Materialdichte und ΔP_v die absorbierte Leistung oder Verlustleistung in einem Voxel, die aus dem Phasor der elektrischen Feldstärke E , der Voxelgröße ΔV und aus der elektrischen Gewebeleitfähigkeit $\kappa = \omega \epsilon_0 \epsilon''$ ermittelt werden kann.

Im Rahmen der für diese Studie durchgeführten Berechnungen dient die Voxel-SAR als Quelle für die Berechnung der aus der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung resultierenden Erwärmung von biologischem Gewebe.

Der Zusammenhang zwischen der Voxel-SAR und dem zeitlichen Gradienten der Temperatur T zum Zeitpunkt $t = 0$ in einem Volumenelement ergibt sich zu

$$SAR_{Voxel} = c \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=0}, \quad 3.124$$

wobei c die spezifische Wärmekapazität des Materials ist.

Die Wärmetransport-Gleichung nach Pennes [206] berücksichtigt die Erwärmung von biologischem Gewebe durch Stoffwechselprozesse und Wärmetransport durch Blutfluss. Sie wird hier in der von Samaras et al. [206] verwendeten Form wiedergegeben:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k \nabla T) - b(T - T_b) + Q_{MET} + Q_{EM} \quad 3.125$$

Dabei ist k die thermische Leitfähigkeit des biologischen Gewebes, T_b die Temperatur des zuströmenden (arteriellen) Blutes und $b = \rho_b c_b \rho \omega_b$ der Blutflusskoeffizient, wobei der Index b die auf das Blut bezogenen Parameter (Dichte, Wärmekapazität und Blutperforationsrate) kennzeichnet. Q_{MET} ist die metabolische Wärmeproduktionsrate und $Q_{EM} = \rho SAR_{Voxel}$ die volumenbezogene Verlustleistung.

In den thermischen Berechnungen wird zusätzlich der Emissionskoeffizient ϵ_{sf} berücksichtigt, mit dem sich die über die Gewebe-Luft-Grenzfläche abgestrahlte Leistung P_{rad} wie folgt ergibt:

$$P_{rad} = A_{sf} \epsilon_{sf} k_B (T_{sf}^4 - T_{background}^4). \quad 3.126$$

Hierbei ist A_{sf} die Gewebe-Luft-Grenzfläche, k_B die Boltzmann-Konstante, T_{sf} die Oberflächentemperatur und $T_{background}$ die Umgebungstemperatur.

Weiterhin wird der Konvektionskoeffizient h_c der Gewebe-Luft-Grenzfläche benötigt. Die durch Konvektion abgeführte Leistung P_{conv} ergibt sich zu

$$P_{conv} = A_{sf} h_c (T_{sf} - T_{background}). \quad 3.127$$

3.4.2 Temperaturverteilung im oberflächennahen Körpergewebe

3.4.2.1 Erstellung des oberflächennahen Körpermodells

Zur Berechnung der aus der räumlichen SAR-Verteilung in der Haut resultierenden Temperaturverteilung wird ein Modell benötigt, welches die Materialschichtenfolge einer Körperregion bis zu einer Tiefe darstellt, in der keine expositionsbedingten Temperaturveränderungen mehr zu erwarten sind und eine konstante Kerntemperatur (normalerweise zwischen 35,8 und 37,2°C, hier: 36,85°C) vorherrscht. Es wird ein Modell von 96,3 mm Tiefe gewählt, das die Materialschichtung im Bereich der Brust bis zur Muskulatur darstellt (Abbildung 201). Die Dicken der einzelnen Hautschichten entsprechen den Dicken des für die elektromagnetischen Simulationen verwendeten Modells. Die Dicken der übrigen Materialschichten (Fett, Brust, Muskel) stammen aus [208], die quadratische Querschnittsfläche hat eine Kantenlänge von 0,2 mm.



Abbildung 201: Für die Temperaturberechnung verwendete Materialschichtung aus dem Brustbereich

Die für dieses Modell verwendeten thermischen Materialparameter sind in Tabelle 31 aufgeführt.

Gewebe	¹ Thermische Leitfähigkeit $k / W/(m \cdot K)$	¹ Spezifische Wärmekapazität $c / J/(kg \cdot K)$	¹ Blutflusskoeffizient $b / W/(m^3 \cdot K)$	¹ Metabolismus $Q_{met} / W/m^3$	Dichte $\rho / kg/m^3$
Epidermis	0,35	3437	7170	1620	² 1190
Dermis	0,35	3437	7170	1620	² 1116
Stratum Corneum	0,35	3437	7170	1620	² 1500
Fett	0,25	2524	1671	300	² 971
Brust	0,50	2524	1692	300	³ 928
Muskel	0,53	3546	1969	480	³ 1041

Tabelle 31: Thermische Materialparameter für das in Abbildung 201 gezeigte Modell ¹[208] ²[198] ³[209]

Die seitlichen Begrenzungsflächen des oberflächennahen Körpermodells werden mit adiabatischen Randbedingungen abgeschlossen. Auf der Oberfläche der Haut wird eine Konvektionsrandbedingung definiert mit einem Konvektionskoeffizienten von $h_c = 7 W/(m^2 \cdot K)$.

Um den Wärmeaustausch von der Muskelschicht ins Innere des Körpers zu simulieren, wird am anderen Ende des Schichtenmodells eine Konvektionsrandbedingung mit einem Konvektionskoeffizienten von $h_c = 70 W/(m^2 \cdot K)$ und einer Körper-Kerntemperatur von 36,85°C definiert. Die Definitionen der Konvektionsrandbedingungen wurden aus [208] übernommen.

Die Schichtenmodelle für die elektromagnetischen Berechnungen und für die Temperaturberechnungen unterscheiden sich stark in ihrer Ausdehnung, da aufgrund der geringen Eindringtiefe der Felder in das Material nur eine geringe Modelltiefe in der elektromagnetischen Simulation berücksichtigt wer-

den muss. In dem hier aufgeführten thermischen Modell erfolgt die Definition des Bereiches, in dem eine zusätzliche, expositionsbedingte Wärmequelle eingepreist wird so, dass der aus der elektromagnetischen Feldberechnung übernommene Term $\rho \text{ SAR}_{\text{Voxel}}$ in der Wärmeleichung 3.125 als zusätzliche Wärmequelle im thermischen Modell eingepreist wird, nachdem eine Mittelung über das Volumen der ersten Gewebeschicht von der Oberfläche bis zu einer Eindringtiefe δ gemäß Abbildungen 178 und 191 vorgenommen wurde.

3.4.2.2 Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell des oberflächennahen Körpergewebes

a) Stationäre Temperaturberechnung im oberflächennahen Körpergewebe

Im Folgenden werden die Ergebnisse der stationären Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell aus Abbildung 201 bei einer Leistungsdichte der einfallenden Welle von 100 W/m^2 gezeigt.

Die stationäre Temperaturverteilung, die sich bei Exposition des planaren Schichtenmodells mit einer senkrecht eindringenden TEM-Welle bei 650 GHz einstellt, ist in einem Längsschnitt des Rechenraums in Abbildung 202 dargestellt.

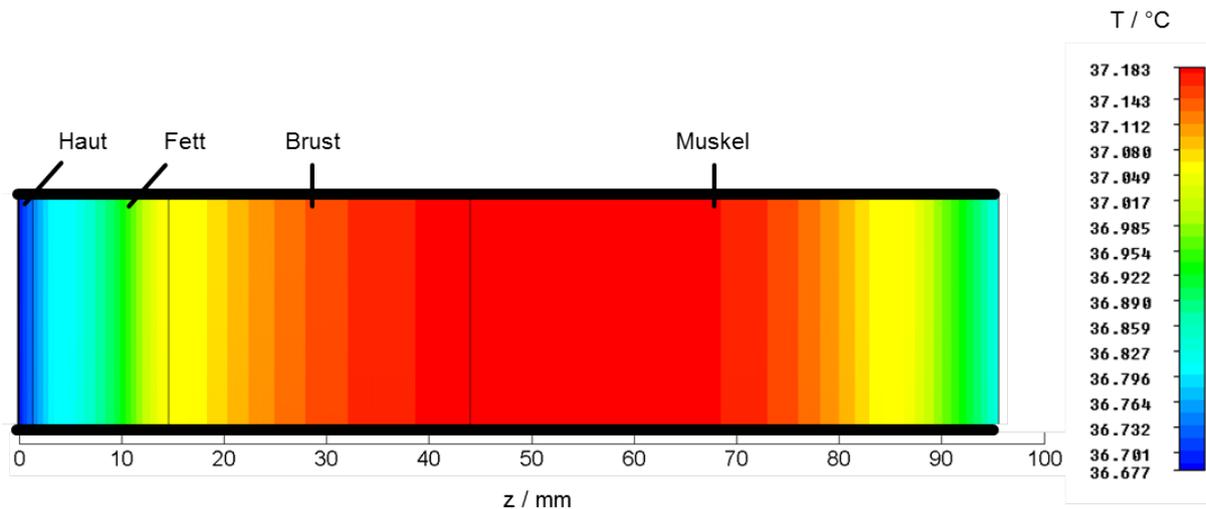


Abbildung 202: Stationäre Temperaturverteilung in einem Längsschnitt des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich bei Exposition mit einer senkrecht eindringenden TEM-Welle bei 650 GHz

Das Diagramm in Abbildung 203 gibt den Verlauf der stationären Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell verlaufenden Geraden wieder. In diesem Diagramm wird die natürliche Temperaturverteilung im expositionsfreien Fall mit drei verschiedenen Temperaturverteilungen verglichen, die sich bei den Expositionsfrequenzen 0,1, 0,3, und 10 THz einstellen.

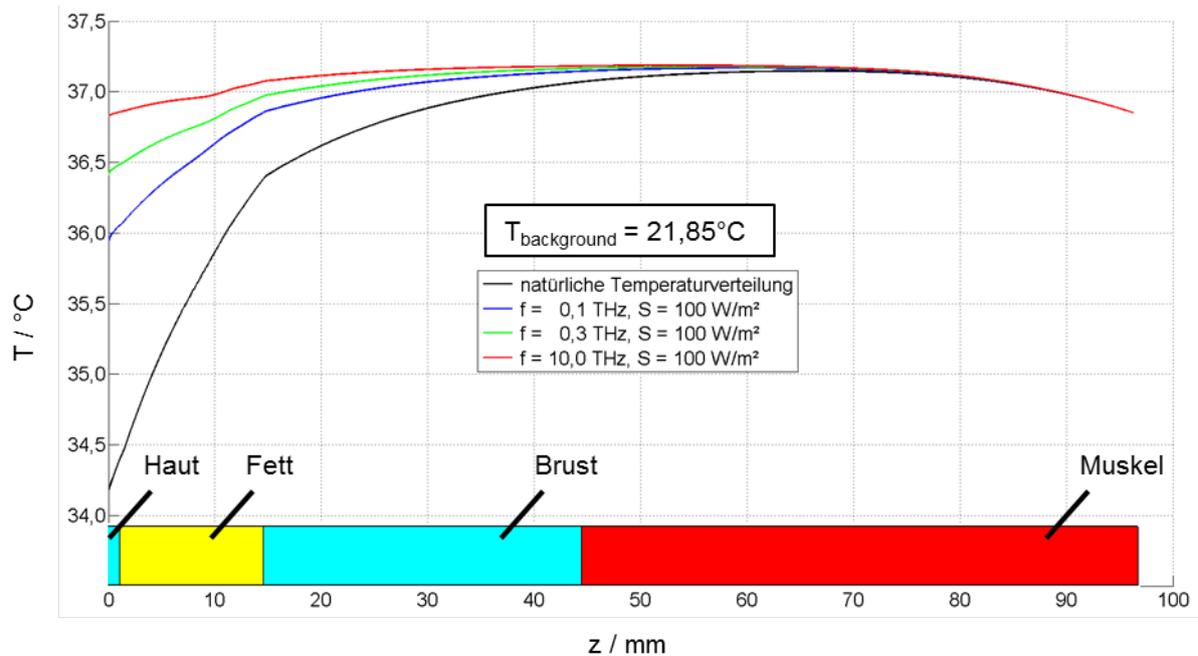


Abbildung 203: Stationäre Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall und für drei verschiedene Expositionsfrequenzen

Die maximale Temperaturerhöhung tritt erwartungsgemäß unmittelbar an der Hautoberfläche auf. Sie ist am größten bei $f = 1,5 \text{ THz}$ ($\Delta T = 2,67^\circ\text{C}$). Tabelle 32 zeigt ΔT_{max} für jede der hier untersuchten Frequenzen.

f / THz	$\Delta T_{\text{max}} / \text{K}$
0,10	1,77
0,30	2,24
0,65	2,51
1,00	2,63
1,50	2,67
2,00	2,64
4,00	2,52
6,00	2,65
8,00	2,54
10,00	2,66

Tabelle 32: Maximale Temperaturerhöhungen an der Hautoberfläche gegenüber der natürlichen Temperatur, bedingt durch Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer eindringenden TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W/m}^2$

Ob die Temperaturerhöhungen durch Dauerexposition mit 100 W/m^2 aus Tabelle 32 unter Personenschutz-Erwägungen zu hoch liegen, kann an dieser Stelle ohne die Expertise von Gesundheitsfachleuten nicht entschieden werden, weil sich die üblicherweise tolerierten expositionsbedingten Temperaturanstiege (vgl. Abschnitt 1.6.2) von unter 1°C an der Körper-Kerntemperatur orientieren, während

es sich hier um Temperaturänderungen in der äußersten, ca. 2 cm dicken Gewebeschicht des Körpers handelt, von denen das Körperinnere zunächst nicht betroffen ist.

Nachdem die stationäre Temperaturverteilung für verschiedene Frequenzen bei einer konstanten Leistungsdichte der einfallenden Welle von 100 W/m^2 und einer Umgebungstemperatur von $21,85^\circ\text{C}$ gezeigt wurde, werden im Folgenden Leistungsdichte und Umgebungstemperatur für 2 Frequenzen variiert. Hierzu werden die räumlichen Temperaturverläufe bei den Leistungsdichten $0,1$, $1,0$, 10 und 100 W/m^2 sowie bei den Umgebungstemperaturen $21,85$ und $36,85^\circ\text{C}$ für die Frequenzen $0,65$ bzw. 6 THz diskutiert. In Abbildung 204 sind die stationären Temperaturverläufe entlang einer in z-Richtung durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für die Frequenz $0,65 \text{ THz}$ und eine Umgebungstemperatur von $21,85^\circ\text{C}$ dargestellt. Wie aus den vorhergehenden Ergebnissen zu erwarten war, ist der höchste durch die Exposition bedingte Temperaturanstieg ΔT_{\max} wieder in der vordersten Hautschicht zu finden. In dem hier betrachteten Bereich der Leistungsdichte variiert ΔT_{\max} an der Körperoberfläche linear von $0,003^\circ\text{C}$ bei $S = 0,1 \text{ W/m}^2$ bis zu $2,505^\circ\text{C}$ bei $S = 100 \text{ W/m}^2$. Zum Ende des Modells bei $z = 96,3 \text{ mm}$ reduziert sich die Temperatur infolge der gewählten isothermen Randbedingung auf $36,85^\circ\text{C}$, der wärmste Bereich tritt jedoch mit ca. $37,15^\circ\text{C}$ in der Muskelschicht bei $z = 50 \text{ mm}$ auf, was auch in [208] beobachtet wurde.

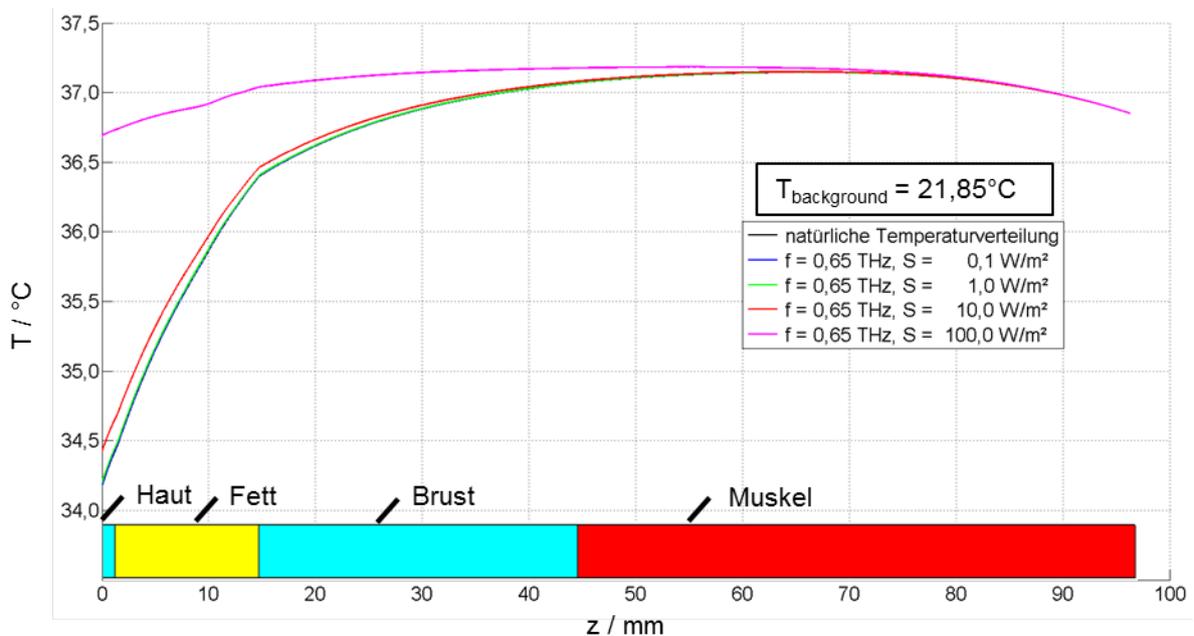


Abbildung 204: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von $21,85^\circ\text{C}$ entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall sowie für 4 verschiedene Leistungsdichten der einfallenden Welle mit einer Frequenz von $0,65 \text{ THz}$

Die in Abbildung 205 dargestellten Diagramme wurden unter den oben beschriebenen Bedingungen, jedoch mit einer Umgebungstemperatur von $36,85^\circ\text{C}$ berechnet. Für die natürliche Temperaturverteilung ohne elektromagnetische Exposition errechnet sich eine entlang der Auswertelinie annähernd konstante Temperaturverteilung mit etwa $37,15^\circ\text{C}$. Wie schon bei der Umgebungstemperatur $21,85^\circ\text{C}$ reduziert sich dieser Wert bei $z = 96,3 \text{ mm}$ durch die gewählte Randbedingung. Bei der Exposition durch eine einfallende Welle der Leistungsdichte $S = 0,1 \text{ W/m}^2$ ergibt sich die maximale Temperatur-

differenz ΔT_{\max} an der Hautoberfläche zu 0,003 K, die bei $S = 100 \text{ W/m}^2$ in diesem Bereich auf etwa 2,5 K steigt.

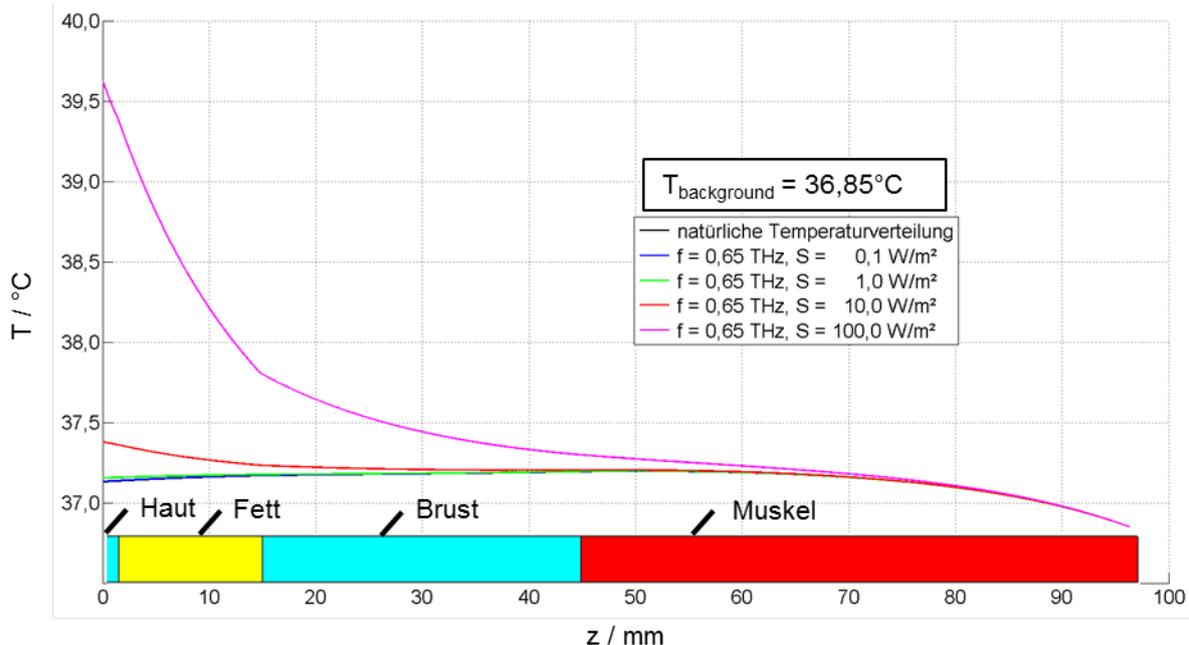


Abbildung 205: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von $36,85^\circ\text{C}$ entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall sowie für 4 verschiedene Leistungsdichten der einfallenden Welle mit einer Frequenz von 0,65 THz

Die Auswertung der Temperaturverläufe für die höchste Leistungsdichte von 100 W/m^2 bei verschiedenen Umgebungstemperaturen zeigt, dass bei der Umgebungstemperatur $21,85^\circ\text{C}$ die in der Körperoberfläche entstehende Temperaturerhöhung um etwa 0,02 K im Vergleich zu der Raumtemperatur $36,85^\circ\text{C}$ höher liegt.

Die Ergebnisse für die Expositionsfrequenz 6 THz sind in den Abbildungen 206 und 207 gezeigt. Die Form der Kurven unterscheidet sich von den Abbildungen 204 und 205 im Wesentlichen durch die Werte von ΔT_{\max} , die in Tabelle 33 gegenübergestellt sind.

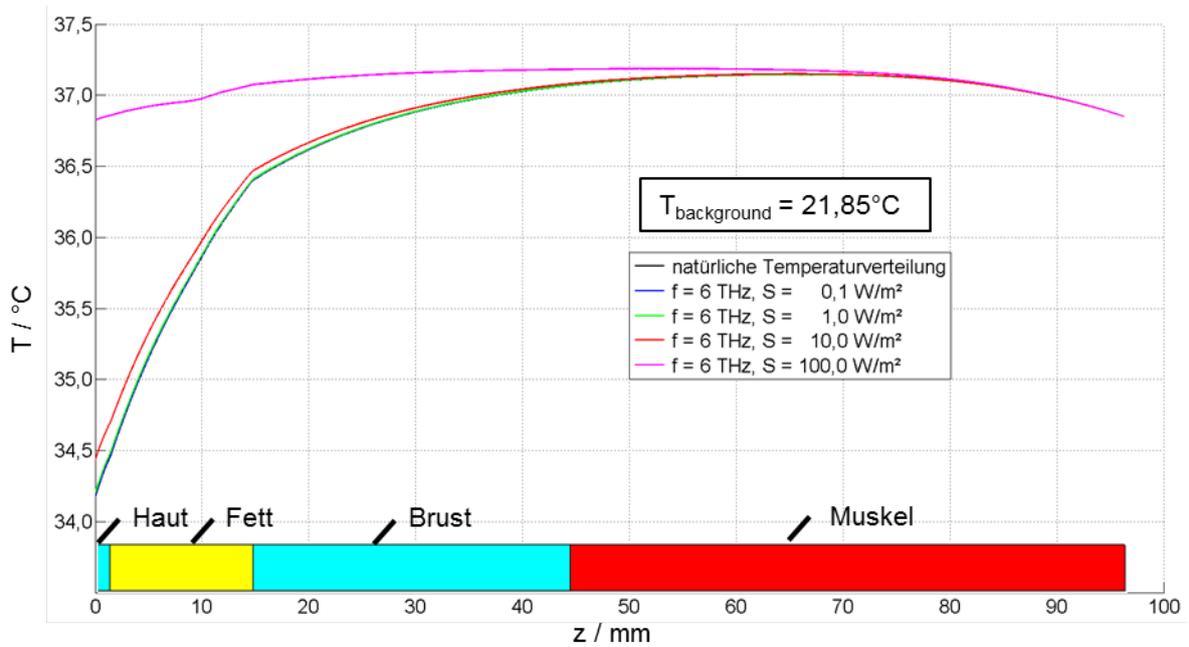


Abbildung 206: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall sowie für 4 verschiedene Leistungsdichten der einfallenden Welle mit einer Frequenz von 6 THz

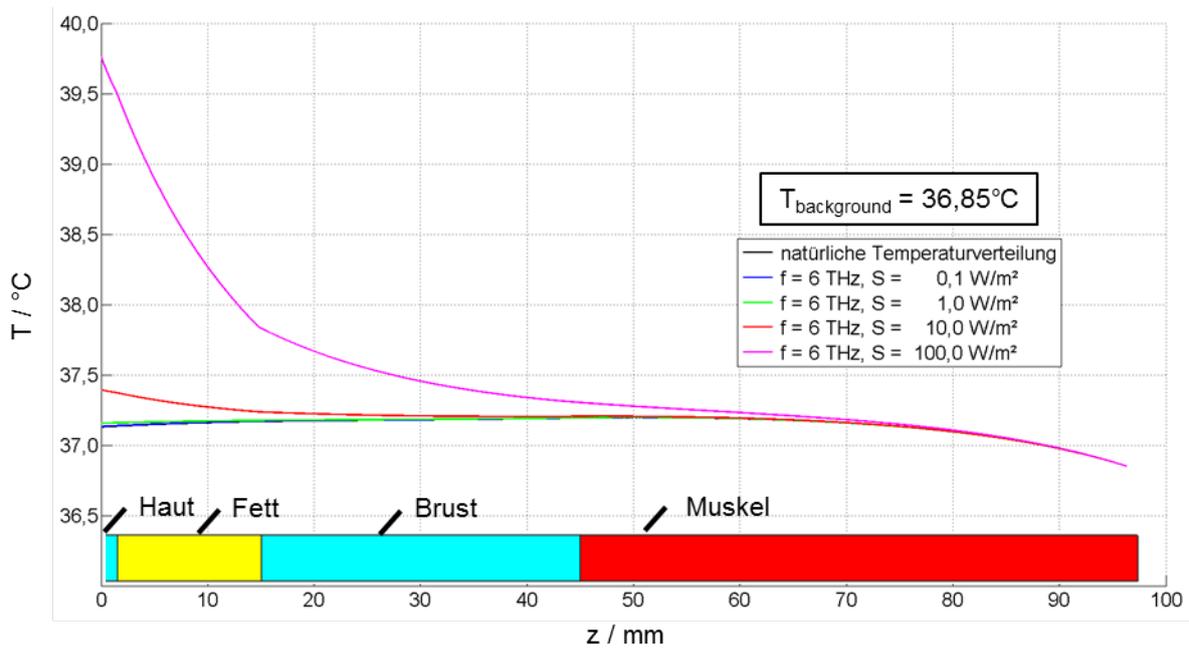


Abbildung 207: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von 36,85°C entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall sowie für 4 verschiedene Leistungsdichten der einfallenden Welle mit einer Frequenz von 6 THz

f / THz	S / W/m ²	ΔT_{\max} / K	ΔT_{\max} / K
		(T _{background} = 21,85°C)	(T _{background} = 36,85°C)
0,65	0,1	0,003	0,003
0,65	1,0	0,025	0,025
0,65	10,0	0,250	0,248
0,65	100,0	2,505	2,488
6,00	0,1	0,003	0,003
6,00	1,0	0,026	0,026
6,00	10,0	0,265	0,263
6,00	100,0	2,649	2,630

Tabelle 33: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C bzw. 36,85°C an der Hautoberfläche durch Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer TEM-Welle bei 2 Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten

Im Fall maximaler Leistungsdichte (100 W/m²) steigt ΔT_{\max} bei 6 THz im Vergleich zu 0,65 THz um etwa 0,14 K für T_{background} = 21,85°C bzw. um 0,15 K für T_{background} = 36,85°C.

Bei fester Frequenz und Umgebungstemperatur ist die Temperaturerhöhung ΔT_{\max} an der Hautoberfläche der einfallenden Leistungsdichte S im Rahmen des betrachteten Wertebereichs proportional und kann für alle untersuchten Frequenzen anhand von Tabelle 32 ermittelt werden. Somit sinkt ΔT_{\max} um einen Faktor 10, wenn die Leistungsdichte von 100 auf 10 W/m² reduziert wird.

b) Transiente Temperaturberechnung im oberflächennahen Körpergewebe

Zusätzlich zu den stationären räumlichen Temperaturverteilungen wurde die zeitliche Temperaturentwicklung in der Haut berechnet, wobei unterschiedliche Emissionsdauern der TEM-Anregung berücksichtigt wurden.

b1) Transiente Temperaturberechnung bei Langzeit-Exposition (100 min)

Abbildung 208 zeigt das Ergebnis für vier transiente Temperaturberechnungen bei Leistungsdichten von 0,1, 1, 10 und 100 W/m² mit einer Anregungszeit von 100 min und bei der Frequenz 650 GHz. Der zeitliche Verlauf der Temperatur wurde dabei an einem Punkt mittig im Stratum Corneum (10 µm unter der Hautoberfläche) ausgewertet. Wie zu sehen ist, stellt sich in der gewählten Anregungszeit bereits ein stationärer thermischer Zustand ein. Die Differenzen zwischen den stationären Temperaturen und den Temperaturen vor Einschalten der Anregung entsprechen den maximalen stationären Temperaturerhöhungen ΔT_{\max} , wie sie bereits in Tabelle 33 als Ergebnis der Berechnungen aus Abschnitt 3.4.2.2 a) aufgeführt wurden. Etwa 20 min nach Einschalten der Anregung (also bei ca. 1/5 der Anregungszeit) erreichen die Temperaturen bereits 90% ihrer stationären Werte. Nach Abschalten der Anregung ($t > 100$ min) fallen sie mit derselben Zeitkonstante wieder ab.

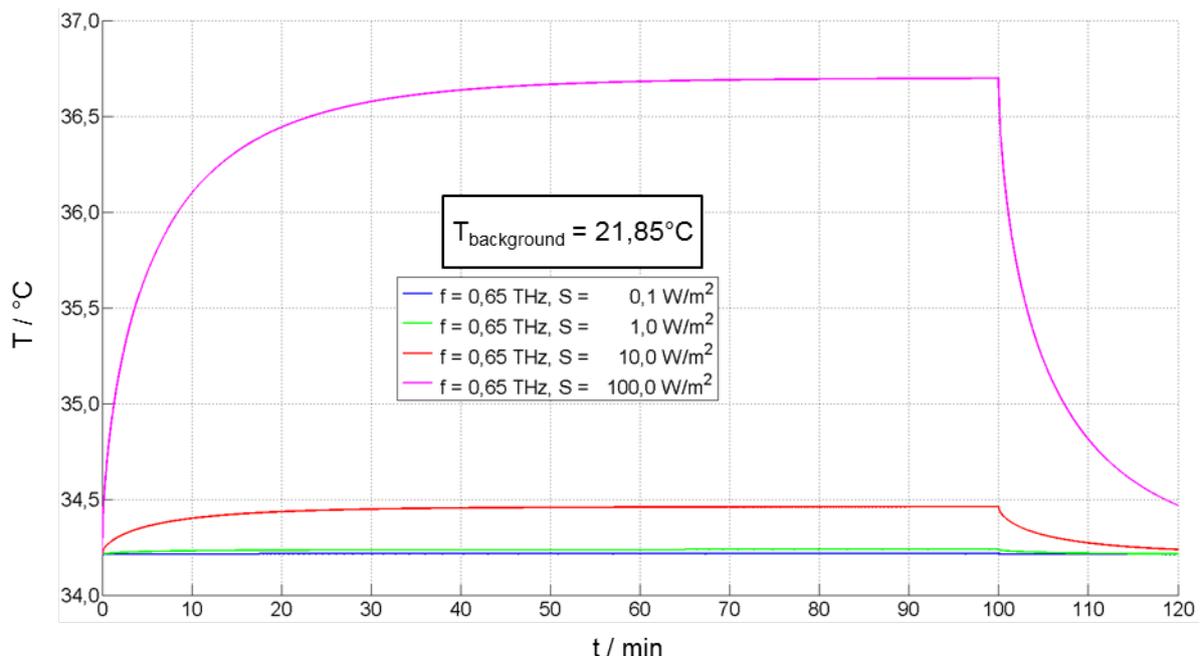


Abbildung 208: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 µm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 100 min senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 650 GHz; Umgebungstemperatur 21,85°C)

Die gleichen Berechnungen wurden für eine Umgebungstemperatur $T_{\text{background}} = 36,85^\circ\text{C}$ durchgeführt, die zugehörigen zeitlichen Temperaturverläufe sind in Abbildung 209 dargestellt. Die Differenzen zwischen den stationären Temperaturen und den Temperaturen vor Einschalten der Anregung entsprechen ebenfalls den maximalen stationären Temperaturerhöhungen aus Tabelle 33 (Abschnitt 3.4.2.2 a)).

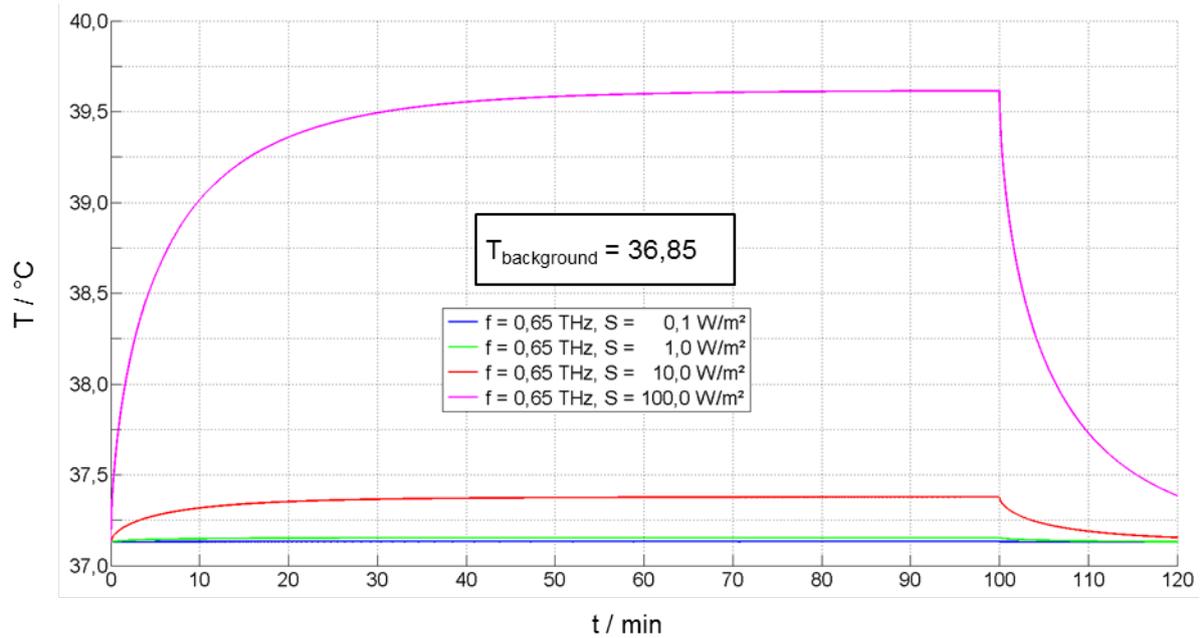


Abbildung 209: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 100 min senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 650 GHz; Umgebungstemperatur 36,85°C)

Analog zu den in Abbildungen 208 und 209 gezeigten transienten Temperaturberechnungen für verschiedene Leistungsdichten und Umgebungstemperaturen bei 650 GHz sind in den Abbildungen 210 und 211 die zeitlichen Temperaturverläufe bei einer Frequenz von 6 THz dargestellt.

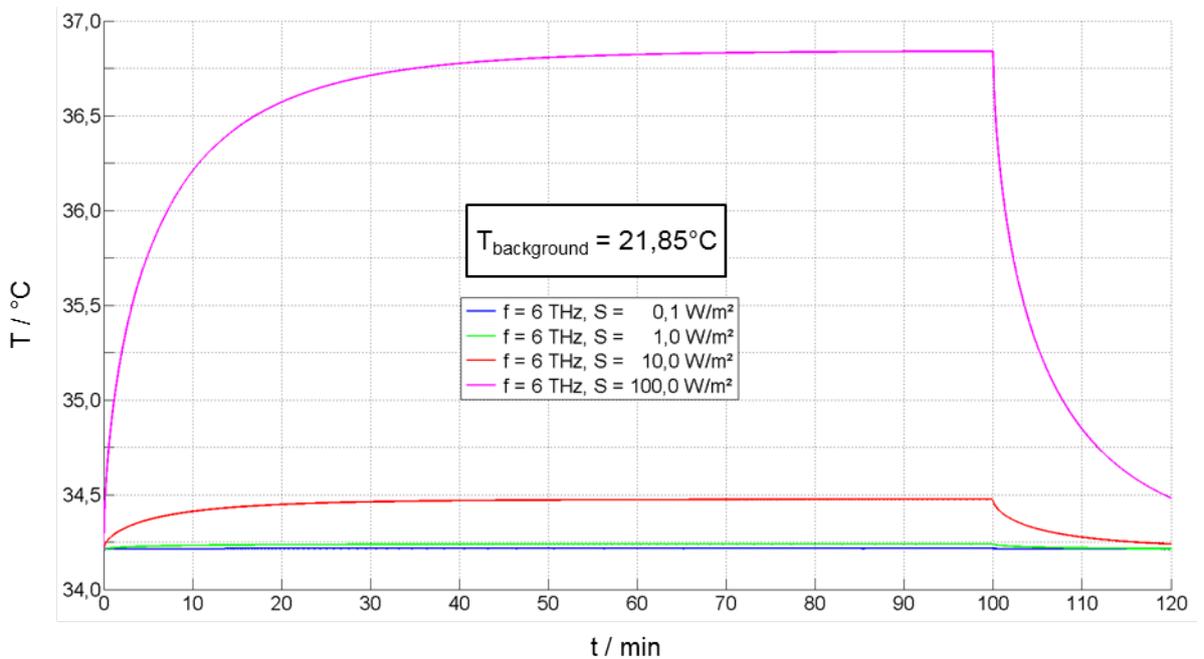


Abbildung 210: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 100 min senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 6 THz; Umgebungstemperatur 21,85°C)

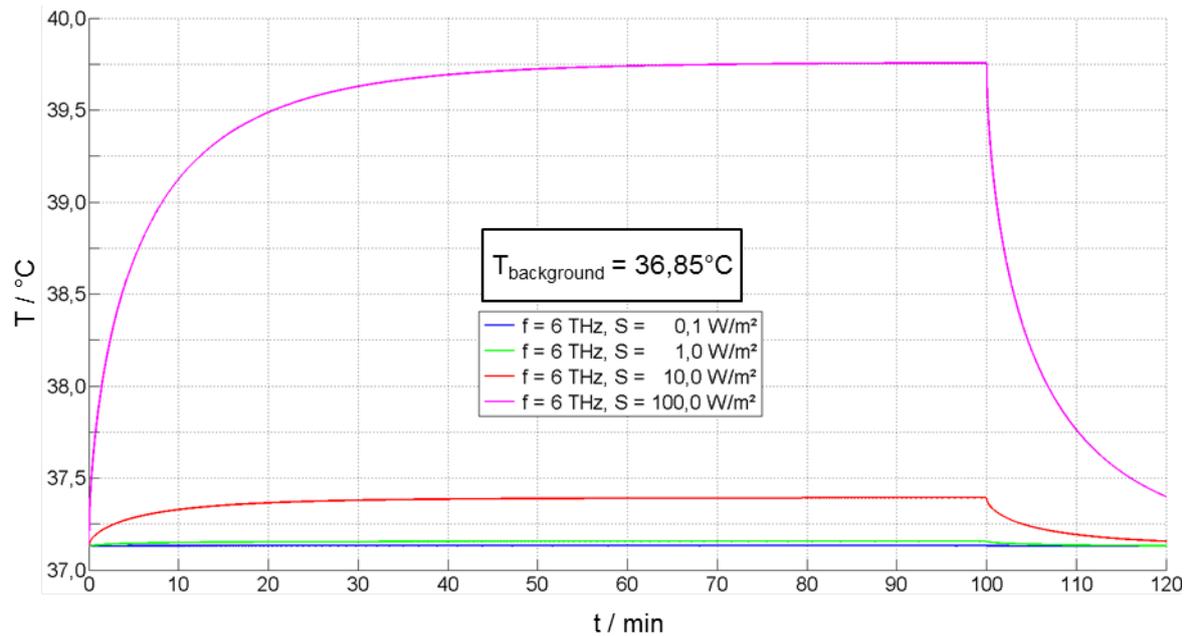


Abbildung 211: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 100 min senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 6 THz; Umgebungstemperatur $36,85^{\circ}\text{C}$)

Wie bereits in den vorangegangenen Abbildungen stimmen die maximalen stationären Temperaturerhöhungen aus den transienten Berechnungen mit denen aus Tabelle 33 (Abschnitt 3.4.2.2 a)) überein. Die gezeigten Temperaturverläufe für 650 GHz und 6 THz unterscheiden sich bei gleicher Umgebungstemperatur lediglich durch sehr geringe Differenzen der momentanen Temperaturwerte.

b2) Transiente Temperaturberechnung bei Kurzzeit-Exposition (50 ms)

Für eine effektive Expositionszeit von 50 ms, die in Anlehnung an die Angaben [210] für den in Abschnitt 1.3.5 beschriebenen Sicherheits-Scanner aus der Kooperation von Rohde & Schwarz [66] und Infineon [65] gewählt wurde, ist in den folgenden Abbildungen der Temperaturverlauf an einem Messpunkt im Stratum Corneum 10 μm unter der Hautoberfläche dargestellt. Für die Untersuchungen bei den Leistungsdichten 0,1, 1, 10, sowie 100 W/m^2 , den Frequenzen¹⁾ 0,65 und 6 THz und den Umgebungstemperaturen 21,85°C und 36,85°C wurde die Quelle jeweils zum Zeitpunkt $t = 0,01$ s ein- und nach einer Expositionszeit von 50 ms abgeschaltet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 212 – 215 dargestellt und in Tabelle 34 ausgewertet.

In allen Fällen erreicht die höchste transiente Temperatur nur einen Bruchteil des jeweiligen stationären Wertes aus Abschnitt 3.4.2.2 b1). Die maximalen Temperaturerhöhungen liegen unter 15 mK (vgl. Tabelle 34).

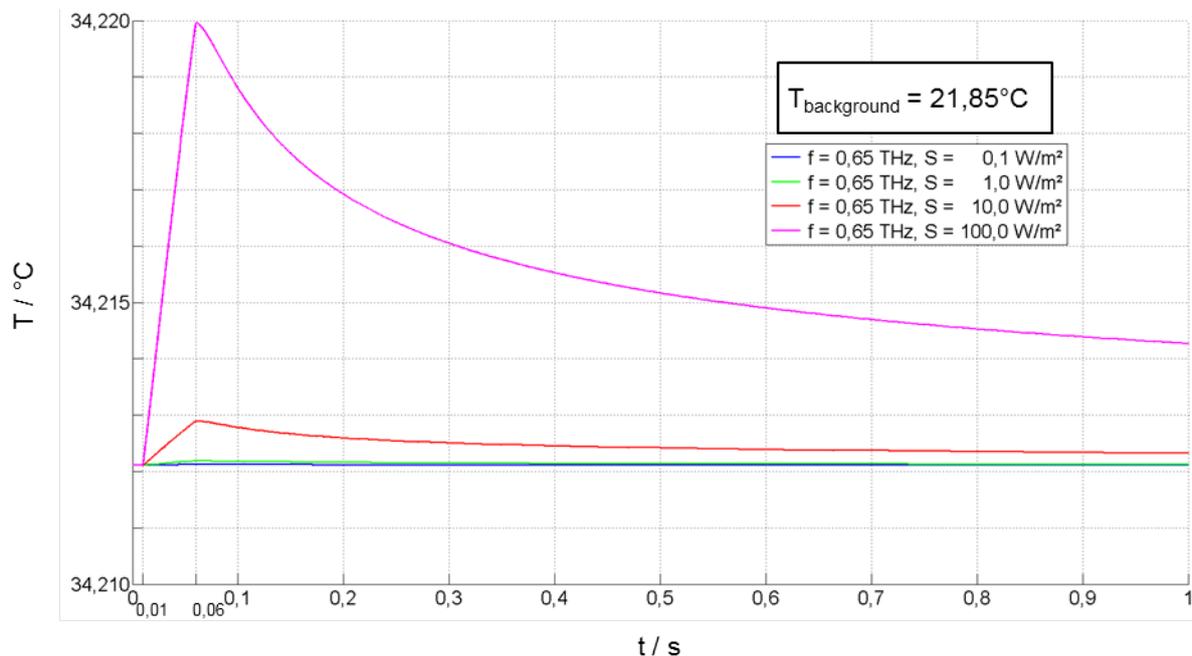


Abbildung 212: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 50 ms senkrecht eindringenden TEM-Welle bei vier unterschiedlichen Leistungsdichten (Frequenz 0,65 THz; Umgebungstemperatur 21,85°C)

¹⁾ Abweichend von der tatsächlichen Expositionsfrequenz dieses Scanners um 77 GHz wurden für das aktuelle Vorhaben Modellrechnungen bei höheren Frequenzen (650 GHz und 6 THz) durchgeführt, einerseits um den direkten Vergleich mit dem alternativen Scanner-Prinzip (Abschnitt 3.4.2.2 b3)) zu ermöglichen und andererseits wegen der zu erwartenden Anwendungen dieses Bildgebungsprinzips auch bei „echten“ Terahertz-Frequenzen.

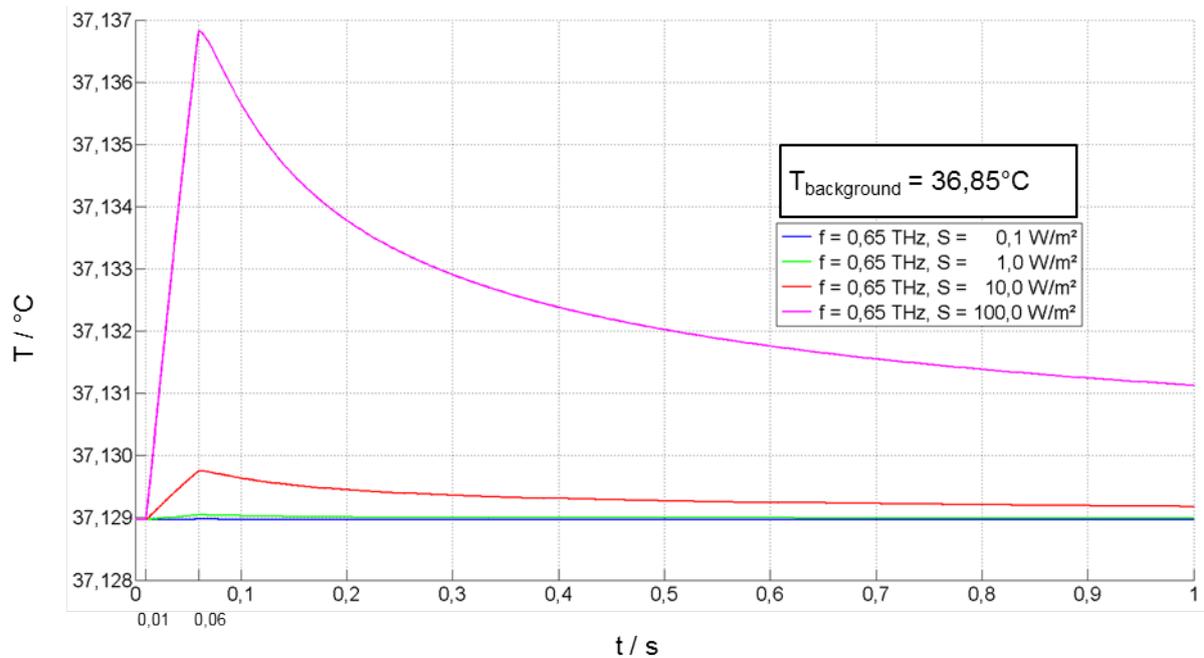


Abbildung 213: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10\ \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von $50\ \text{ms}$ senkrecht eindringenden TEM-Welle bei vier unterschiedlichen Leistungsdichten (Frequenz $650\ \text{GHz}$; Umgebungstemperatur $36,85^\circ\text{C}$)

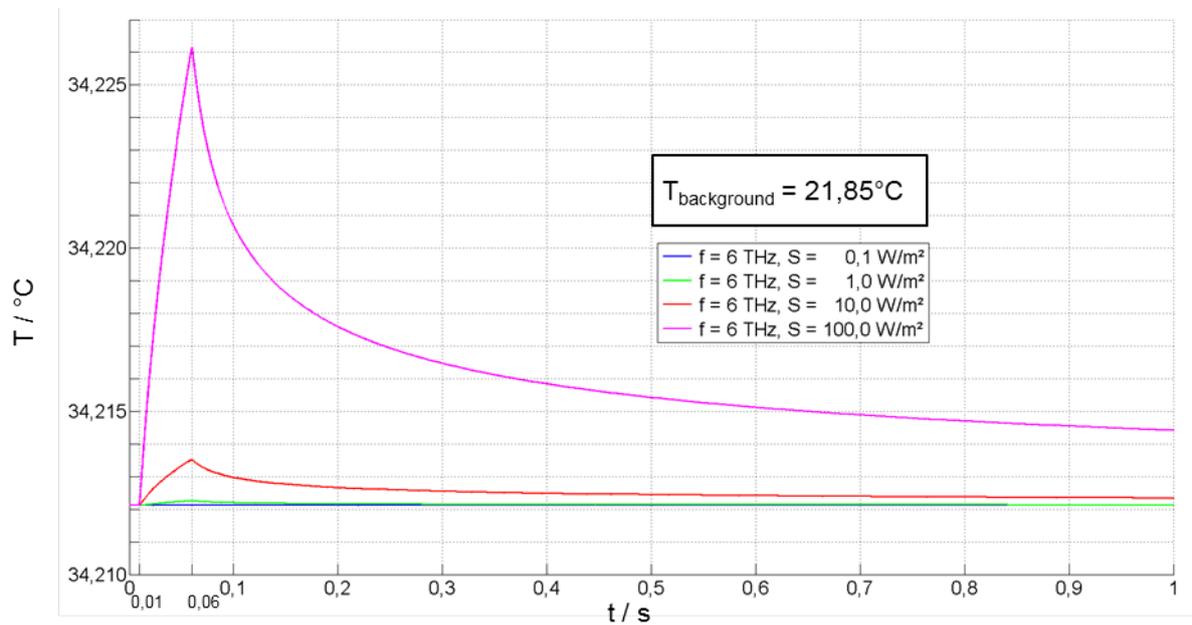


Abbildung 214: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10\ \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von $50\ \text{ms}$ senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedlichen Leistungsdichten (Frequenz $6\ \text{THz}$; Umgebungstemperatur $21,85^\circ\text{C}$)

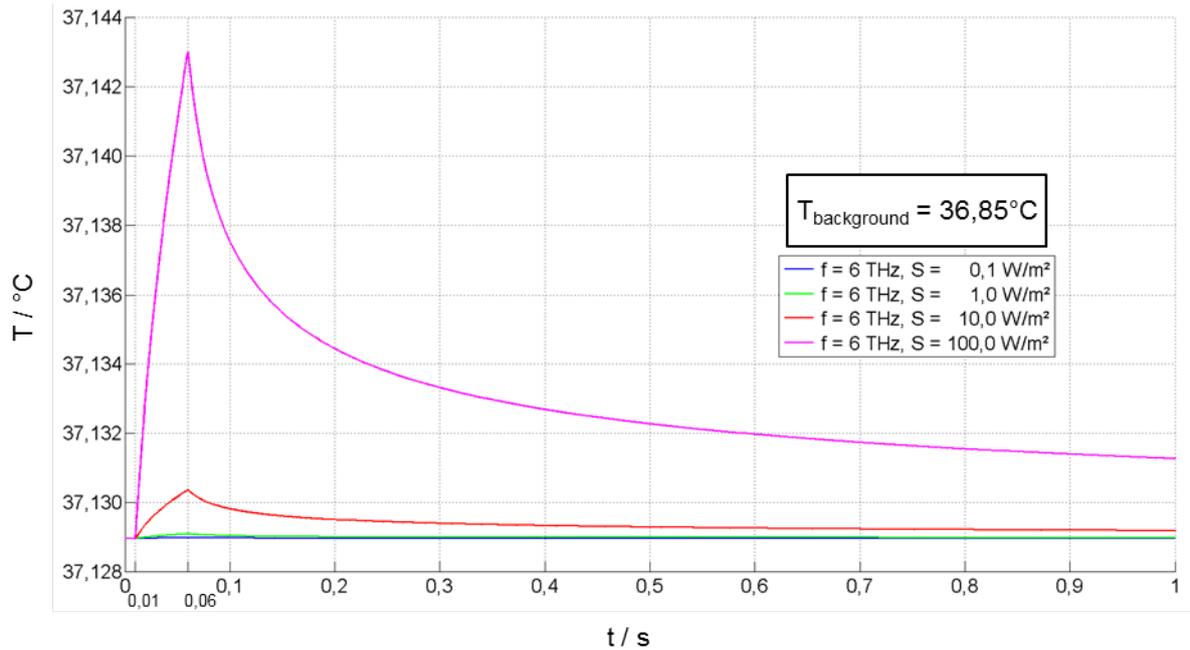


Abbildung 215: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 50 ms senkrecht eindringenden TEM-Welle bei vier unterschiedlichen Leistungsdichten (Frequenz 6 THz; Umgebungstemperatur 36,85°C)

f / THz	S / W/m ²	ΔT_{max} / mK	ΔT_{max} / mK
		(T _{background} = 21,85°C)	(T _{background} = 36,85°C)
0,65	0,1	0,008	0,01
0,65	1,0	0,078	0,08
0,65	10,0	0,79	0,78
0,65	100,0	7,9	7,85
6,00	0,1	0,014	0,01
6,00	1,0	0,14	0,14
6,00	10,0	1,4	1,4
6,00	100,0	14,1	14,05

Tabelle 34: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C bzw. 36,85°C an der Hautoberfläche durch Kurzzeit-Exposition (50 ms) des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich bei mit einer TEM-Welle bei 2 Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten

b3) Transiente Temperaturberechnung bei Kurzzeit-Exposition (12,5 ms)

Bei dem zweiten in Abschnitt 1.3.5 erwähnten Sicherheitsscanner nach [67], der auf dem dort erläuterten alternativen Funktionsprinzip mit einem den Körper abtastenden fokussierten THz-Strahl beruht, beträgt die realistische effektive Expositionszeit einer Hautpartie 12,5 ms. Wieder wird in den folgenden Abbildungen der Temperaturverlauf an einem Messpunkt im Stratum Corneum 10 μm unter der Hautoberfläche ausgewertet. Resultierend aus den in Abschnitt 3.4.2.2 b2) gewonnenen Erkenntnissen zur Kurzzeit-Exposition bei 50 ms, ist für die Untersuchungen mit einer Expositionszeit von 12,5 ms ausschließlich die Leistungsdichte 100 W/m^2 bei den Frequenzen 0,65 und 6 THz betrachtet worden. Die Quelle wird jeweils zum Zeitpunkt $t = 0,01$ s ein- und nach einer Expositionszeit von 12,5 ms abgeschaltet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 216 und 217 für die Umgebungstemperaturen 21,85°C und 36,85°C dargestellt.

Die Kurvenverläufe ähneln prinzipiell denen aus Abschnitt 3.4.2.2 b2), jedoch sind die erreichten Maximal-Temperaturen erwartungsgemäß noch geringer. Für die Umgebungstemperatur von 21,85°C wurden maximale Temperaturerhöhungen von etwa 5 mK bei einer Exposition mit einer TEM-Welle der Frequenz 6 THz bzw. von ca. 2 mK bei 0,65 THz berechnet. Bei 36,85°C Umgebungstemperatur sind die maximalen Temperaturerhöhungen nahezu identisch zu den Ergebnissen bei 21,85°C.

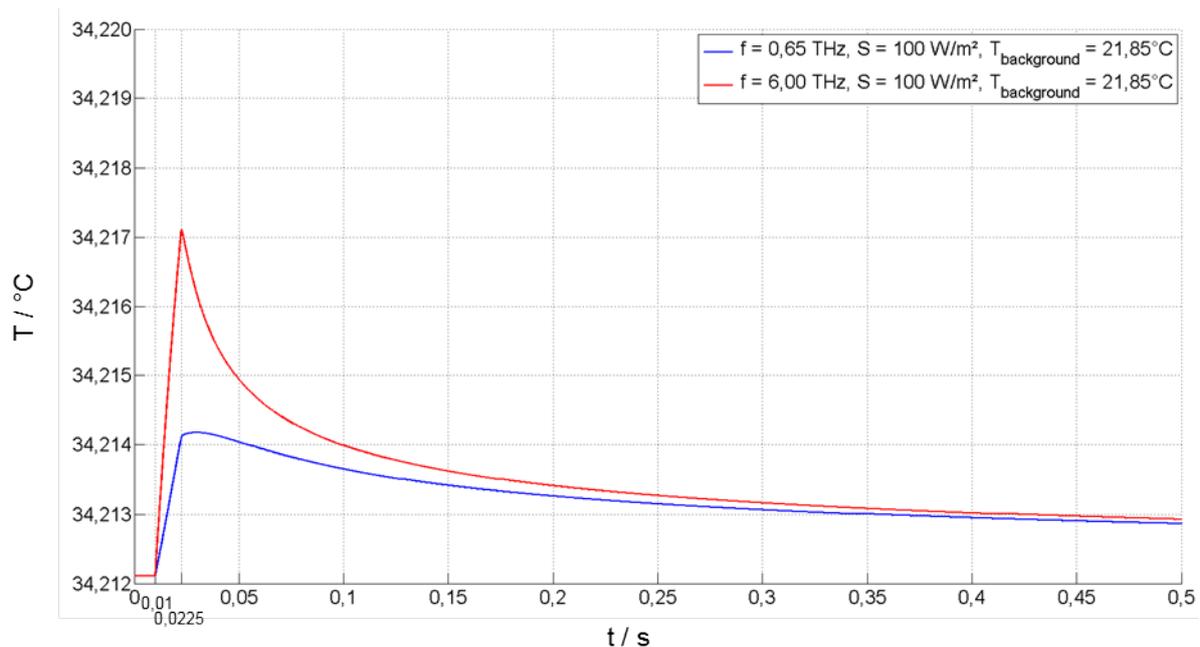


Abbildung 216: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells des Brustbereichs mit einer für die Dauer von 12,5 ms senkrecht eindringenden TEM-Welle der Leistungsdichte 100 W/m^2 bei den Frequenzen 0,65 und 6 THz (Umgebungstemperatur 21,85°C)

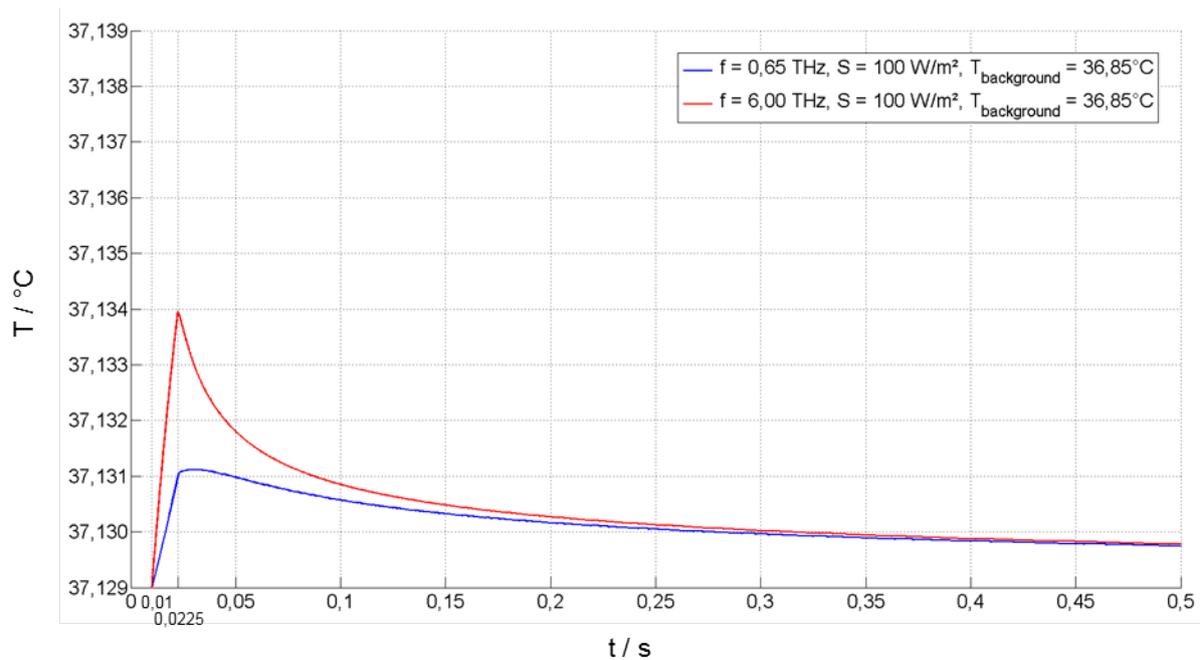


Abbildung 217: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells des Brustbereichs mit einer für die Dauer von 12,5 ms senkrecht eindringenden TEM-Welle der Leistungsdichte 100 W/m^2 bei den Frequenzen 0,65 und 6 THz (Umgebungstemperatur 36,85°C)

c) Variation der physiologischen Parameter

Neben den zuvor gezeigten Variationen der Temperaturverteilung bei verschiedenen Rand- bzw. Expositionsbedingungen werden in diesem Abschnitt die physiologischen Parameter (spezifische Wärmekapazität, thermische Leitfähigkeit und Metabolismus) für die Haut variiert.

Hierzu werden die bisher hauptsächlich von Samaras et al. [208] (Tabelle 31) stammenden Materialdaten durch Parameter von Xu et al. [211] (Tabelle 35) bzw. Hasgall et al. [212] (Tabelle 36) ersetzt. Da in der Arbeit von Xu et al. keine physiologischen Daten für Fett, Brust oder Muskel genannt werden, sind diese Parameter, wie in der Tabelle gekennzeichnet, aus weiteren Quellen entnommen. Die in Hasgall et al. verwendeten Materialeigenschaften unterscheiden nicht zwischen den Hautschichten Epidermis, Dermis sowie Stratum Corneum und wurden für diese Gewebe als identisch angenommen. Nicht angegebene thermische Materialparameter wurden den in der zugehörigen Tabelle zitierten Quellen entnommen.

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k / W/(m \cdot K)$	Spezifische Wärmekapazität $c / J/(kg \cdot K)$	² Blutflusskoeffizient $b / W/(m^3 \cdot K)$	Metabolismus $Q_{met} / W/m^3$	Dichte $\rho / kg/m^3$
Epidermis	¹ 0,235	¹ 3600	7170	¹ 368,1	³ 1190
Dermis	¹ 0,445	¹ 3300	7170	¹ 368,1	³ 1116
Stratum Corneum	¹ 0,235	¹ 3600	7170	¹ 368,1	³ 1500
Fett	¹ 0,185	¹ 2700	1671	¹ 368,3	³ 971
Brust	² 0,50	² 2524	1692	² 300	⁴ 928
Muskel	² 0,53	² 3546	1969	² 480	⁴ 1041

Tabelle 35: Thermische Materialparameter nach Xu et al. ¹[211] für das in Abbildung 201 gezeigte Modell; fehlende Materialeigenschaften sind ²[208] ³[198] ⁴[209] entnommen

Gewebe	¹ Thermische Leitfähigkeit $k / W/(m \cdot K)$	¹ Spezifische Wärmekapazität $c / J/(kg \cdot K)$	² Blutflusskoeffizient $b / W/(m^3 \cdot K)$	¹ Metabolismus $Q_{met} / W/m^3$	¹ Dichte $\rho / kg/m^3$
Epidermis	0,37	3390	7170	1829,85	1109
Dermis	0,37	3390	7170	1829,85	1109
Stratum Corneum	0,37	3390	7170	1829,85	1109
Fett	0,21	2348	1671	464,61	911
Brust	0,21	2348	1692	665,03	911
Muskel	0,49	3421	1969	1046,40	1090

Tabelle 36: Thermische Materialparameter nach Hasgall et al. ¹[212] für das in Abbildung 201 gezeigte Modell; fehlende Materialeigenschaften sind ²[208] entnommen

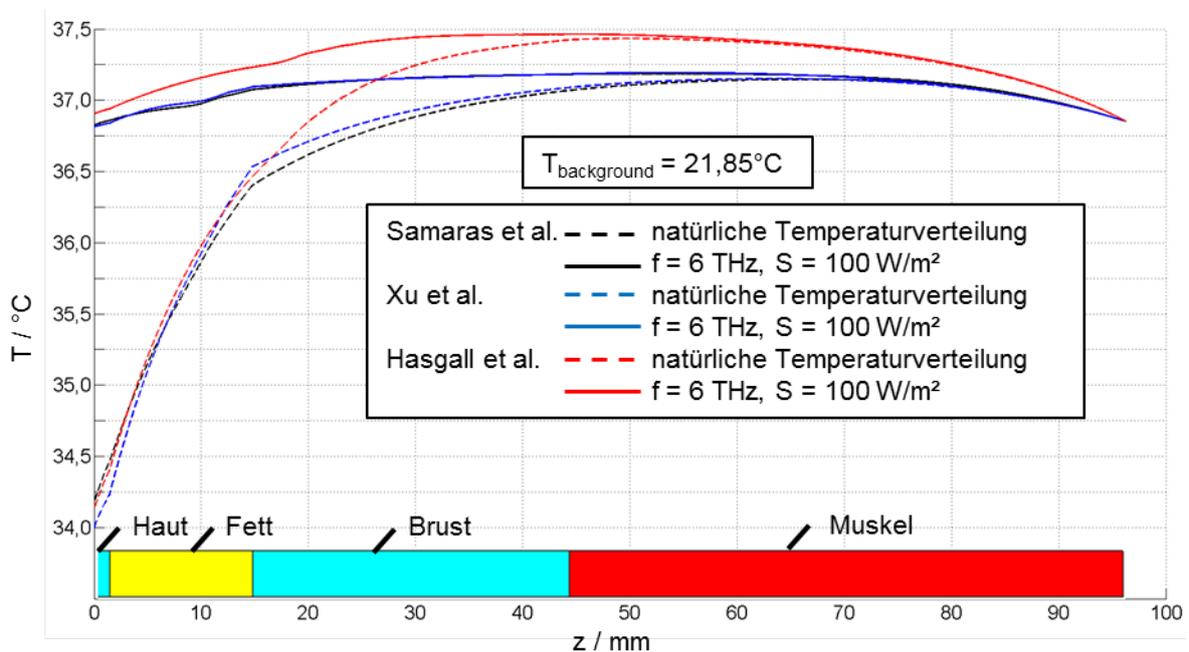


Abbildung 218: Stationäre Temperaturberechnungen entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden bei 21,85°C Umgebungstemperatur für die natürliche Temperaturverteilung sowie für eine Exposition der Frequenz $f = 6$ THz und der Leistungsdichte $S = 100$ W/m² auf Basis der thermischen Parameter von Samaras et al. [208], Xu et al. [211] und Hasgall et al. [212]

Die natürlichen sowie die mit einer einfallenden Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W/m}^2$ errechneten Temperaturverteilungen für das planare Schichtenmodell der Haut aus Abbildung 201 sind für den stationären Fall in Abbildung 218 gezeigt und in Tabelle 37 ausgewertet. Die durch die unterschiedlichen thermischen Parameter bedingten Temperatur-Abweichungen können, insbesondere für die Körperoberfläche, als moderat bezeichnet werden, zumindest im Vergleich zu den aus dielektrischen Parametervariationen bekannten Unterschieden elektromagnetischer Ergebnisse.

	T / °C Natürliche Temperatur	T / °C S = 100 W/m² (f = 6 THz)	ΔT_{max} / °C
Samaras et al. [208]	34,17	36,82	2,65
Xu et al. [211]	33,98	36,80	2,82
Hasgall et al. [212]	34,13	36,90	2,77

Tabelle 37: Temperaturen der natürlichen Verteilung und bei Exposition durch ein 6 THz-Feld an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche liegenden Punkt des planaren Schichtenmodells des Brustbereichs für verschiedene Sätze thermischer Parameter

3.4.3 Temperaturverteilung im menschlichen Auge

3.4.3.1 Modellierung des Rechenraums

Zur Berechnung des Temperaturverlaufs im Auge wurde das Modell für die Berechnung der elektromagnetischen Exposition (Abbildung 89) erneut aufgegriffen und um die hinter der Cornea liegenden Materialschichten bis zum Ende des Vitreous Humour erweitert (Abbildung 219). Damit ist auch hier das für die Temperaturberechnungen gewählte Modell viel größer als das elektromagnetische Modell, da - im Gegensatz zu den rasch abklingenden elektromagnetischen Größen - noch Temperatureffekte in tiefer gelegenen Bereichen zu erwarten sind. Das Simulationsmodell des Auges erstreckt sich bis zu einer Tiefe von 10 mm, in der die Körper-Kerntemperatur der natürlichen Temperaturverteilung nahezu erreicht wird (36,8°C) [163]. Die Dicken der einzelnen Schichten der Cornea entsprechen denen des für die elektromagnetischen Simulationen verwendeten Modells, wobei für alle Frequenzen das Modell mit homogenisierter Materialverteilung im Stroma benutzt wurde (vgl. Abschnitt 3.1.4.2). Die Dickenangaben der übrigen Materialschichten (Kammerwasser, Linse und Vitreous Humour) stammen aus [165], die quadratische Querschnittsfläche hat eine Kantenlänge von 0,2 mm.

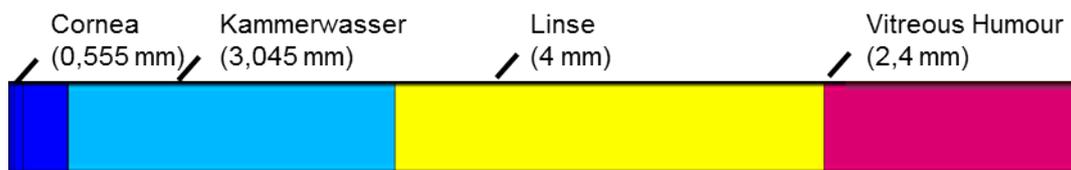


Abbildung 219: Vertikaler Längsschnitt durch das für die Temperaturberechnung verwendete Augenmodell

Die für dieses Modell verwendeten thermischen Materialparameter sind in Tabelle 38 aufgeführt. In den modellierten Bereichen des Auges findet weder Blutfluss noch Metabolismus statt.

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k / \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	Spezifische Wärmekapazität $c / \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Blutflusskoeffizient $b / \text{W}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$	Metabolismus $Q_{\text{met}} / \text{W}/\text{m}^3$	Dichte $\rho / \text{kg}/\text{m}^3$
Cornea	0,58	4178	-	-	1050
Kammerwasser	0,58	3997	-	-	996
Linse	0,40	3000	-	-	1000
Vitreous Humour	0,603	4178	-	-	1000

Tabelle 38: Thermische Materialparameter für das in Abbildung 219 gezeigte Modell [163]

Bei der Berechnung des Temperaturverlaufs im Auge werden alle seitlichen Begrenzungsflächen des Modells, wie beim oberflächennahen Hautmodell für den Brustbereich in Abschnitt 3.4.2, mit adiabatischen Randbedingungen abgeschlossen; es kann also kein Wärmefluss über diese Flächen erfolgen. Dadurch wird ein seitlich periodisch fortsetzbares Modell simuliert.

Die konduktive Wärmewirkung der Sklera auf die innere Struktur des Auges wird in der Simulation durch zusätzliche Wärmequellen berücksichtigt, um die in [163] gezeigte natürliche Temperaturverteilung für eine Umgebungstemperatur von $22,85^{\circ}\text{C}$ zu gewährleisten. Auf der Oberfläche der Cornea wird sowohl eine Konvektionsrandbedingung mit einem Konvektionskoeffizienten h_C gemäß Gl. 3.127 als auch eine Strahlungsrandbedingung mit einem Emissivitätsfaktor („emissivity“) ϵ_{st} gemäß Gl. 3.126 benötigt. Am anderen Ende des Modells ($z = 10\text{ mm}$) wird eine isotherme Randbedingung mit einer Temperatur von $36,8^{\circ}\text{C}$ gewählt, um den hier als thermisch konstant angesehenen weiter im Körperinneren liegenden Bereich des Auges zu simulieren. Zusätzlich wird auf derselben Fläche eine Konvektionsrandbedingung mit $h_C = 65\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ angenommen.

Mit dem für die Berechnung eingesetzten Progammpaket CST Microwave Studio Suite 2012™ konnte die Strahlungsrandbedingung zum Zeitpunkt der Projektbearbeitung nicht korrekt umgesetzt werden; der zugrundeliegende Softwarefehler soll nach Auskunft von CST mit dem nächsten Release beseitigt werden. Es wurde daher eine Vorgehensweise gewählt, die auf der Cornea-Oberfläche ohne Verwendung der Strahlungsrandbedingung, jedoch mit einem von $h_C = 10\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ aus [163] auf jetzt $h_{C\&R} = 16,1\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ erweiterten Konvektionskoeffizienten arbeitet. Damit wird die in [163] beschriebene Abstrahlung von Wärmeleistung mit einem Emissivitätsfaktor von 0,975 approximativ über die Randbedingung Gl. 3.127 berücksichtigt. Für weitere Simulationen bei einer Umgebungstemperatur von $36,85^{\circ}\text{C}$ wird $h_{C\&R}$ auf einen Wert von $16,53\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ erhöht.

Abbildung 221 zeigt die Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung durch das planare Schichtenmodell des Auges verlaufenden Geraden für das entwickelte Temperaturmodell sowie 3 weitere in der Literatur vorgestellte Temperaturverläufe bei etwas unterschiedlichen Umgebungstemperaturen. Der Vergleich der Simulationsergebnisse für das Modell aus Abbildung 220 mit dem aus [163] lässt trotz der unterschiedlichen Methodiken eine gute Übereinstimmung im Verlauf und insbesondere für die oberflächennahe Gewebetemperatur von $34,2^{\circ}\text{C}$ erkennen. Die Nutzbarkeit von kombinatorischen Konvektionsfaktoren wurde z.B. auch in [213] gezeigt und wird in aktuellen Arbeiten, z.B. in [214] mit $h = 20\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, für die gleichzeitige Berücksichtigung der Konvektion, der abgestrahlten Wärmeleistung sowie der Evaporation eingesetzt. Die in diesem Bericht verwendeten erweiterten Konvektionskoeffizienten sind kleiner, weil sie die Evaporation nicht berücksichtigen. Die Wärmeabgabe der Cornea an die umgebende Luft wird somit reduziert, so dass die im Folgenden durch die Exposition berechneten Temperaturanstiege „worst case“-Betrachtungen darstellen.

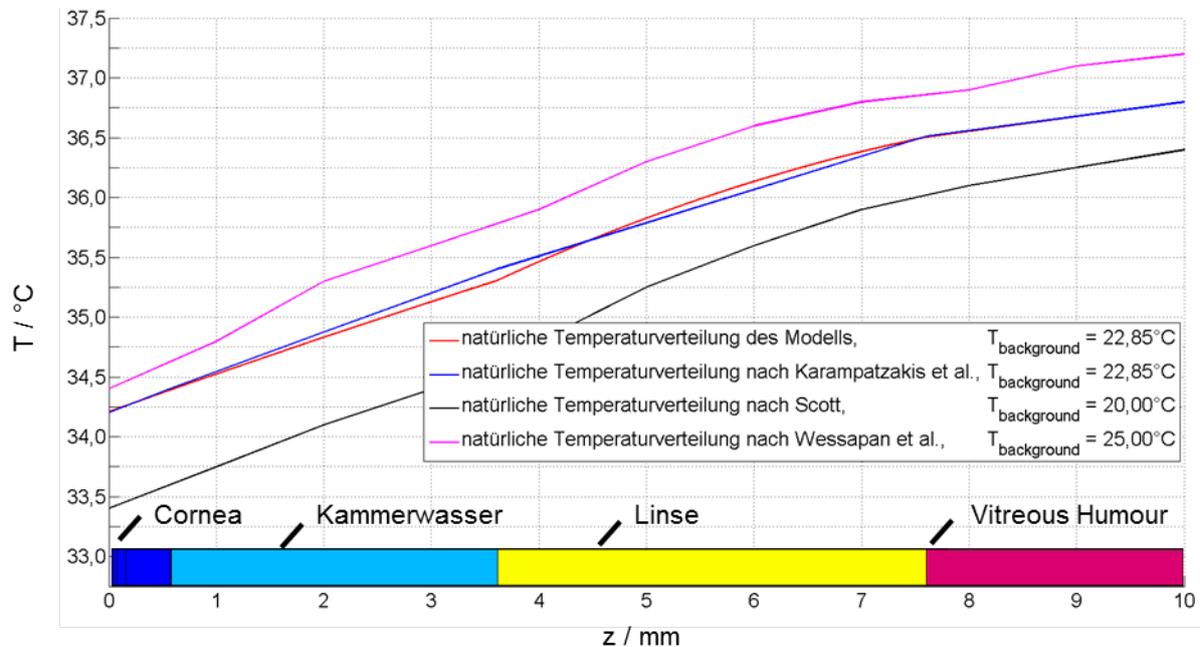


Abbildung 221: Vergleich der basalen Temperaturverteilungen entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Auges verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall des verwendeten Modells (rot) mit Literaturdaten [163] [213] [214] unterschiedlicher Umgebungstemperatur

3.4.3.2 Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell des Auges

a) Stationäre Temperaturberechnung im Auge

Es wurde die stationäre Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell des Auges aus Abbildung 219 (Abschnitt 3.4.3.1) bei einer Leistungsdichte der einfallenden Welle von 100 W/m^2 berechnet.

Dazu wird der aus der elektromagnetischen Feldberechnung übernommene Term $\rho \text{ SAR}_{\text{Voxel}}$ in der Wärmeleichung - wie ebenfalls bereits in Abschnitt 3.4.2.1 erläutert - als zusätzliche Wärmequelle im thermischen Modell eingepreist – und zwar gemittelt über das Volumen der ersten Gewebeschicht von der Oberfläche bis zu einer Eindringtiefe δ gemäß Abbildungen 158 und 166.

Abbildung 222 zeigt die stationäre Temperaturverteilung in einem Längsschnitt des Rechenraums. Diese Temperaturverteilung stellt sich bei der Exposition des planaren Schichtenmodells des Auges mit einer senkrecht eindringende TEM-Welle bei der Frequenz 6 THz und der Umgebungstemperatur $22,85^\circ\text{C}$.

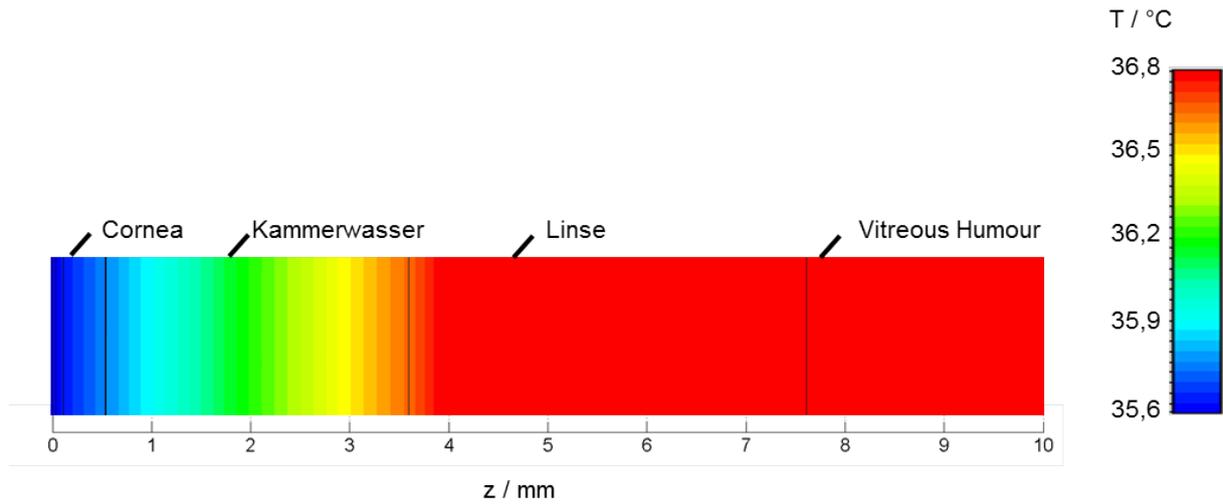


Abbildung 222: Stationäre Temperaturverteilung in einem Längsschnitt des planaren Schichtenmodells des Auges bei Exposition mit einer senkrecht eindringende TEM-Welle bei 6 THz und der Umgebungstemperatur 22,85°C

Die Verläufe der stationären Temperaturverteilungen für die Frequenzen 0,65 und 6,0 THz bei den Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m² sowie für den expositionsfreien Fall wurden entlang einer in z-Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Geraden ausgewertet.

In den Abbildungen 223 bis 226 sind die errechneten Temperaturverläufe für die Umgebungstemperaturen 22,85°C und 36,85°C dargestellt.

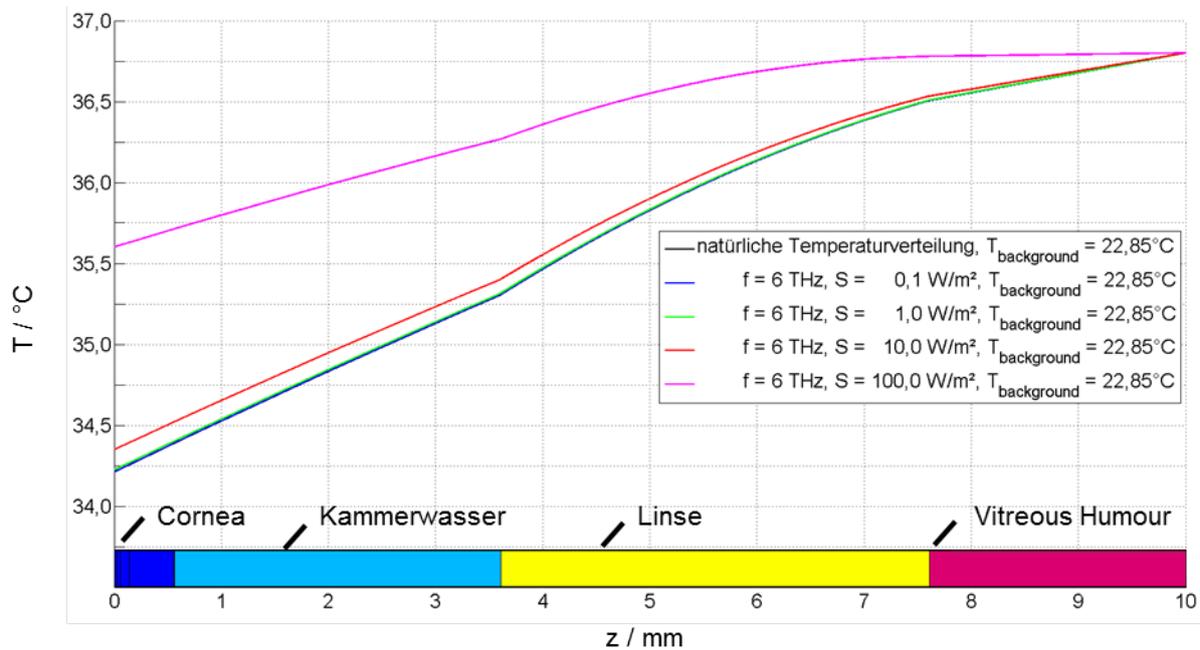


Abbildung 223: Stationäre Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Auges verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall und für 4 verschiedenen Leistungsdichten bei der Expositionsfrequenz 6 THz

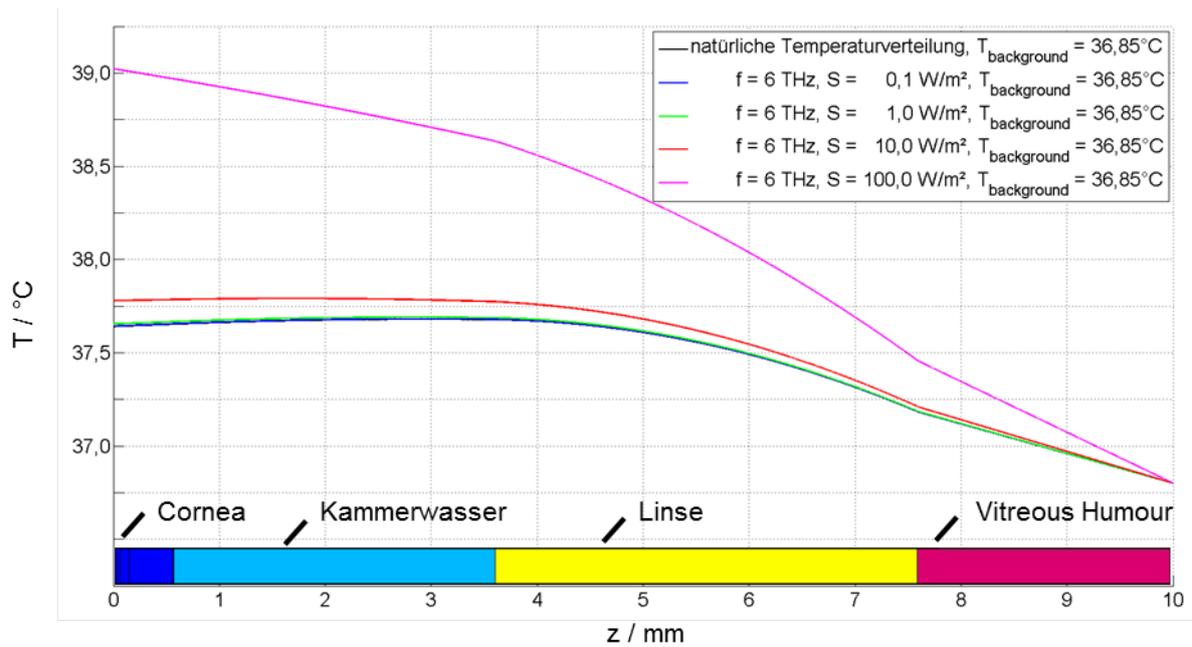


Abbildung 224: Stationäre Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Auges verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall und für 4 verschiedene Leistungsdichten bei der Expositionsfrequenz 6 THz und einer Umgebungstemperatur von 36,85°C

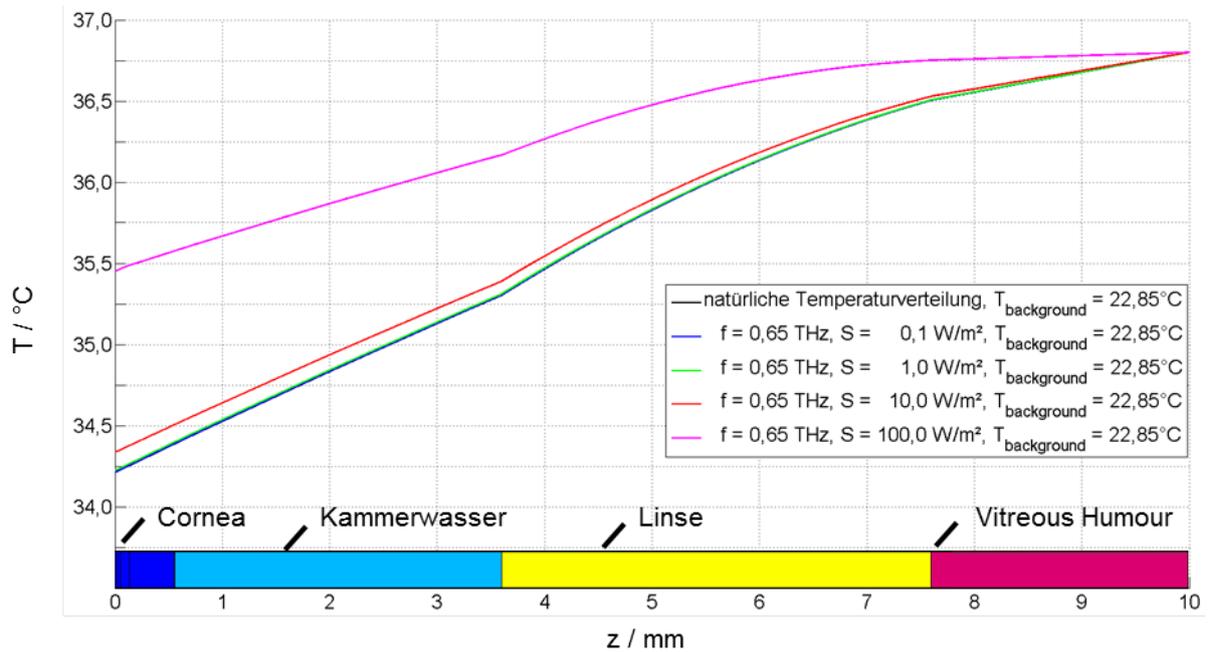


Abbildung 225: Stationäre Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Auges verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall und für 4 verschiedenen Leistungsdichten bei der Expositionsfrequenz 0,65 THz

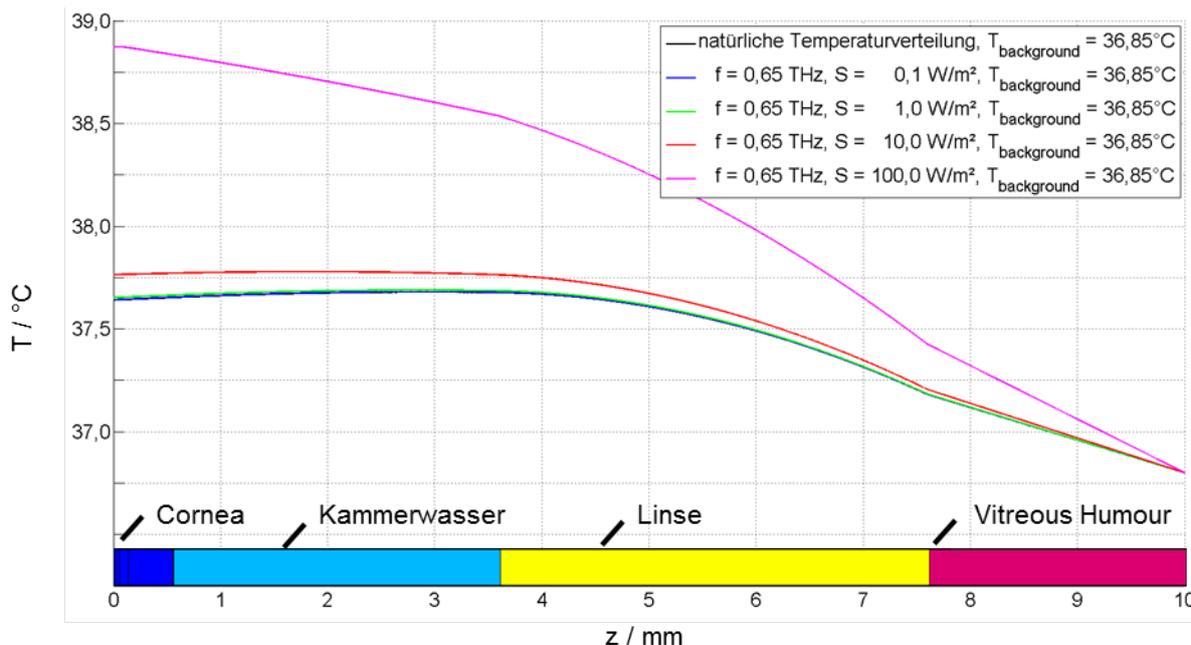


Abbildung 226: Stationäre Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Auges verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall und für 4 verschiedene Leistungsdichten bei der Expositionsfrequenz 0,65 THz und einer Umgebungstemperatur von 36,85°C

Die maximale Temperaturerhöhung tritt immer unmittelbar an der Corneaoberfläche auf. In Tabelle 39 sind diese Temperaturdifferenzen für die zuvor gezeigten 16 Expositionsszenarien aufgelistet. Es ist zu erkennen, dass die verschiedenen Umgebungstemperaturen nur äußerst geringe Unterschiede der maximalen Temperaturerhöhungen liefern. Für die Expositionsfrequenz 6 THz sind die ΔT_{max} -Werte jeweils um etwa 12% im Vergleich zu den 0,65 THz-Simulationen erhöht. Der größte Temperaturanstieg ergibt sich somit bei einer Leistungsdichte von 100 W/m² für die Frequenz 6 THz bei einer Umgebungstemperatur von 22,85°C mit etwa $\Delta T_{max} = 1,39$ K. Der Zusammenhang der betrachteten Leistungsdichte zu den maximalen Temperaturanstiegen ist linear und wurde ebenfalls in [215] beschrieben.

f / THz	S / W/m ²	$\Delta T_{max} / K$	
		($T_{background} = 22,85^\circ C$)	($T_{background} = 36,85^\circ C$)
0,65	0,1	0,0012	0,0012
0,65	1,0	0,0124	0,0123
0,65	10,0	0,1239	0,1231
0,65	100,0	1,2390	1,2311
6,00	0,1	0,0014	0,0014
6,00	1,0	0,0139	0,0139
6,00	10,0	0,1389	0,1380
6,00	100,0	1,3893	1,3804

Tabelle 39: Maximale Temperaturerhöhungen bei einer Umgebungstemperatur von 22,85°C bzw. 36,85°C an der Corneaoberfläche durch Langzeit-Exposition mit einer TEM-Welle für 2 Frequenzen und verschiedene Leistungsdichten

b) Transiente Temperaturberechnung im Auge

b1) Transiente Temperaturberechnung bei Kurzzeit-Exposition (50 ms)

Für die reale Expositionszeit eines Ganzkörper-scanners von 50 ms (vgl. Abschnitt 3.4.2.2 b2)) wird in den folgenden Abbildungen der Temperaturverlauf an einem Messpunkt in der Cornea 10 μm unter der Oberfläche ausgewertet. Für die Untersuchung mit den Leistungsdichten 0,1, 1, 10, sowie 100 W/m^2 bei den Frequenzen 0,65 und 6 THz und den Umgebungstemperaturen 22,85°C und 36,85°C wurde die Quelle jeweils zum Zeitpunkt $t = 0,01$ s ein- und nach einer Expositionszeit von 50 ms abgeschaltet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 227 bis 230 dargestellt und in Tabelle 40 zusammengefasst.

Die Temperaturanstiege im mK-Bereich unterscheiden sich praktisch nicht für die hier betrachtete Variation der Umgebungstemperatur. Wie in den vorangegangenen Berechnungen zur stationären Temperaturverteilung lassen sich auch hier die Temperaturanstiege am Messpunkt linear mit den Leistungsdichten der einfallenden Welle skalieren.

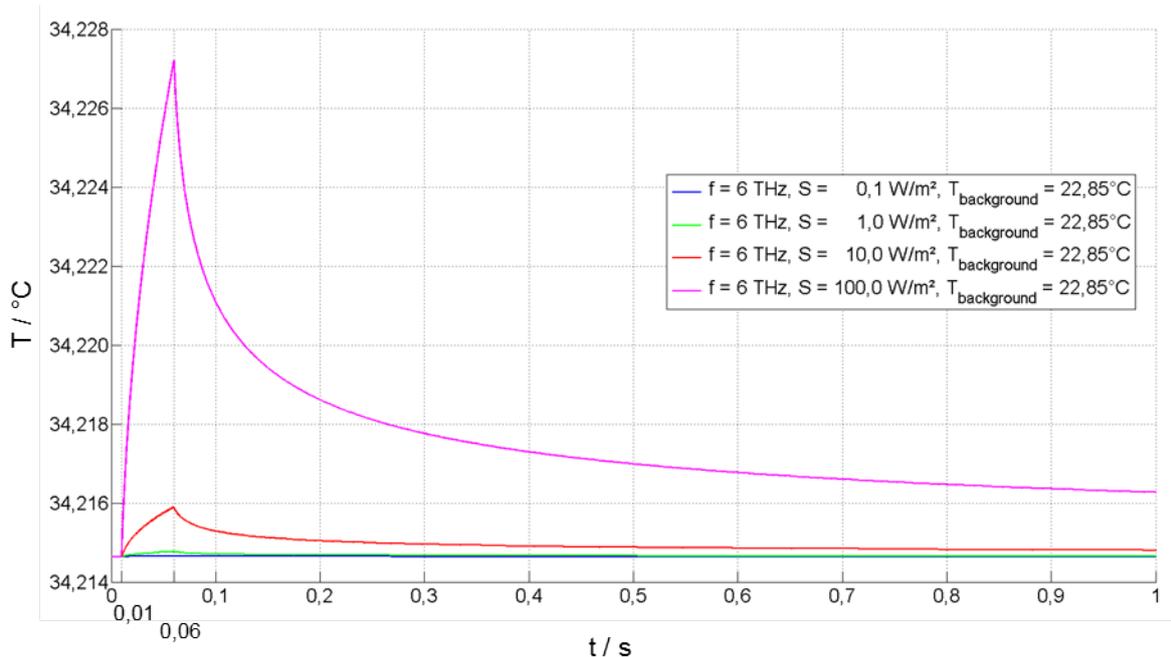


Abbildung 227: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Augenoberfläche liegenden Punkt bei Exposition mit einer für die Dauer von 50 ms senkrecht eindringende TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 6 THz; Umgebungstemperatur 22,85°C)

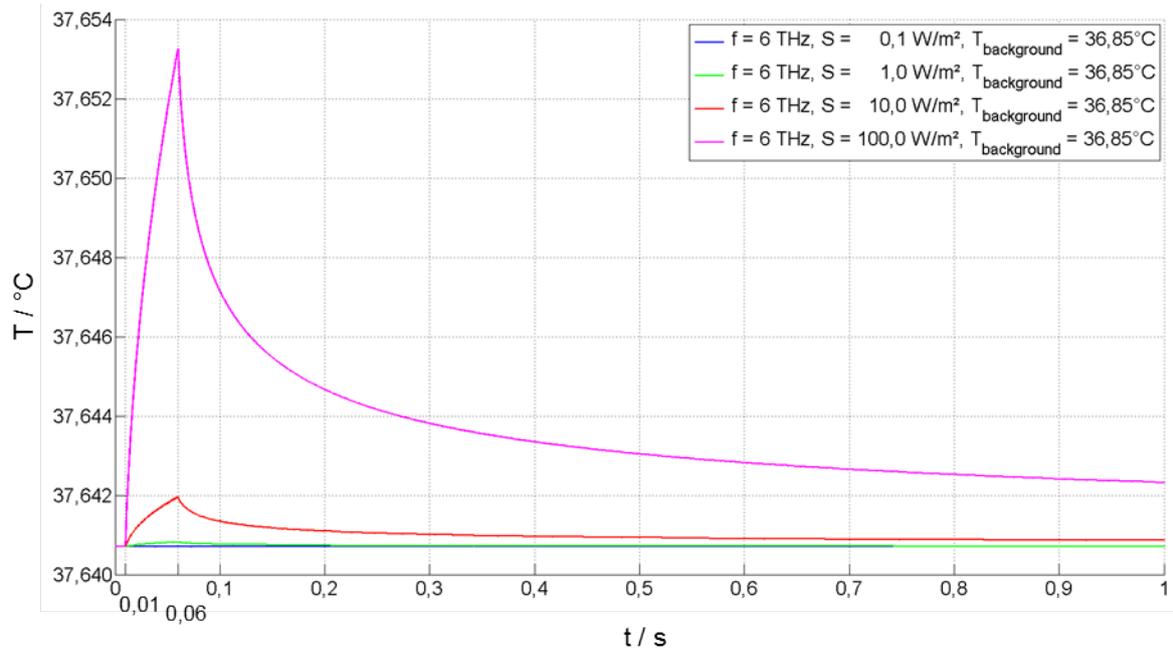


Abbildung 228: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Augenoberfläche liegenden Punkt bei Exposition mit einer für die Dauer von 50 ms senkrecht eindringende TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 6 THz ; Umgebungstemperatur $36,85^{\circ}\text{C}$)

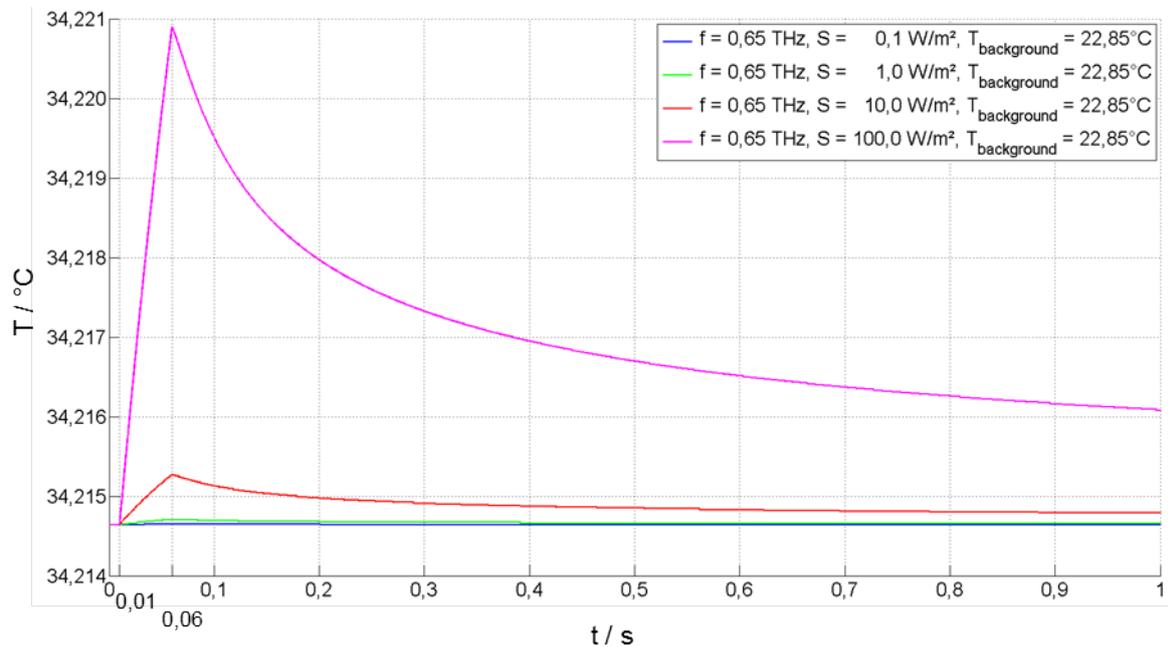


Abbildung 229: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Augenoberfläche liegenden Punkt bei Exposition mit einer für die Dauer von 50 ms senkrecht eindringende TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz $0,65 \text{ THz}$; Umgebungstemperatur $22,85^{\circ}\text{C}$)

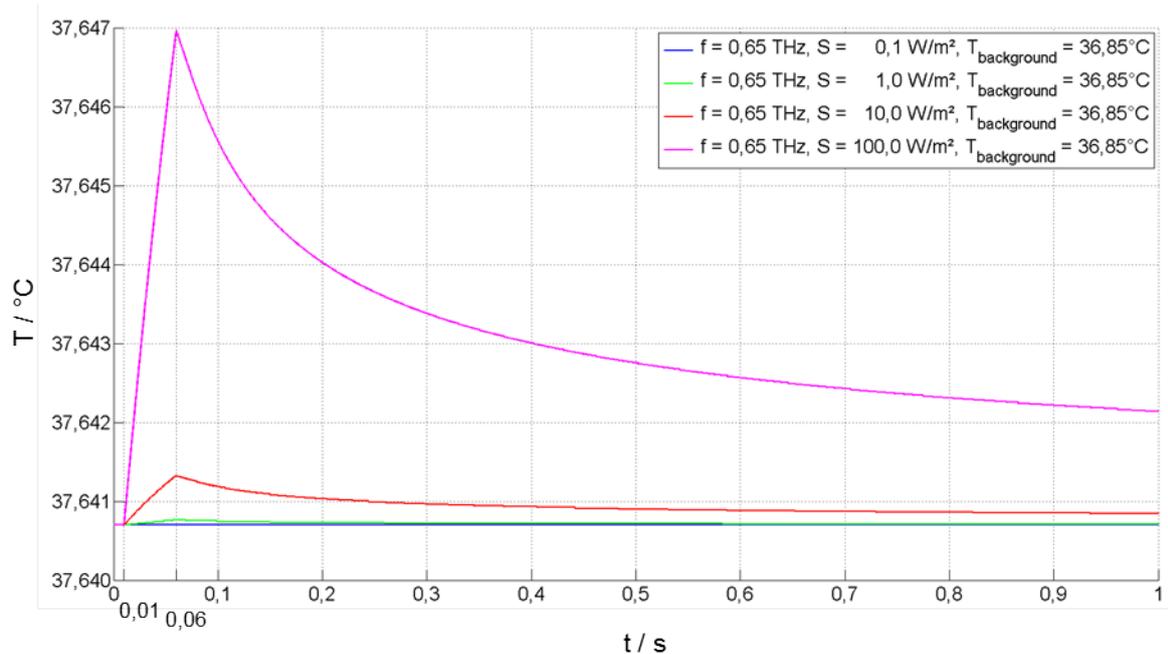


Abbildung 230: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10\ \mu\text{m}$ unter der Augenoberfläche liegenden Punkt bei Exposition mit einer für die Dauer von $50\ \text{ms}$ senkrecht eindringende TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz $0,65\ \text{THz}$; Umgebungstemperatur $36,85^{\circ}\text{C}$)

Lag die Variation des maximalen Temperaturanstiegs im stationären Fall zwischen $0,65$ und $6\ \text{THz}$ für gleiche Leistungsdichten bei etwa 12% (Tabelle 39), so ändert sich die Temperaturdifferenz bei den genannten Frequenzen hier um mehr als das Doppelte (s. Tabelle 40).

f / THz	$S / \text{W}/\text{m}^2$	$\Delta T_{\text{max}} / \text{mK}$	
		$(T_{\text{background}} = 22,85^{\circ}\text{C})$	$(T_{\text{background}} = 36,85^{\circ}\text{C})$
0,65	0,1	0,006	0,006
0,65	1,0	0,063	0,062
0,65	10,0	0,626	0,623
0,65	100,0	6,260	6,230
6,00	0,1	0,013	0,013
6,00	1,0	0,126	0,126
6,00	10,0	1,256	1,255
6,00	100,0	12,560	12,550

Tabelle 40: Maximale Temperaturerhöhungen bei einer Umgebungstemperatur von $22,85^{\circ}\text{C}$ bzw. $36,85^{\circ}\text{C}$ an der Augenoberfläche durch Kurzzeit-Exposition ($50\ \text{ms}$) mit einer TEM-Welle für 2 Frequenzen und verschiedene Leistungsdichten

b2) Transiente Temperaturberechnung bei Kurzzeit-Exposition (12,5 ms)

Analog zu den Temperaturberechnungen der Haut (vgl. Abschnitt 3.4.2.2 b3)) wird auch für das Auge eine Kurzzeit-Exposition der Dauer 12,5 ms untersucht. Wie bereits in dem Abschnitt zur Hautsimulation wurde auch hier ausschließlich die höchste Leistungsdichte der einfallenden Welle von 100 W/m^2 betrachtet, da davon auszugehen ist, dass die berechneten maximalen Temperaturanstiege für kleinere Leistungsdichten sehr weit unterhalb von 1 mK liegen werden.

Die Quelle wird jeweils zum Zeitpunkt $t = 0,01 \text{ s}$ ein- und nach einer Expositionszeit von 12,5 ms abgeschaltet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 231 und 232 für die Umgebungstemperaturen $22,85^\circ\text{C}$ und $36,85^\circ\text{C}$ dargestellt.

Wie aus den zuvor gezeigten Ergebnissen zu erwarten war, ist der Temperaturanstieg durch die Exposition bei 6 THz deutlich höher als bei 0,65 THz. Für die Umgebungstemperatur $22,85^\circ\text{C}$ und die Frequenz 6 THz errechnet sich ein Temperaturanstieg von 5,38 mK, bei der Umgebungstemperatur von $36,85^\circ\text{C}$ ist der Anstieg mit 5,37 mK fast identisch.

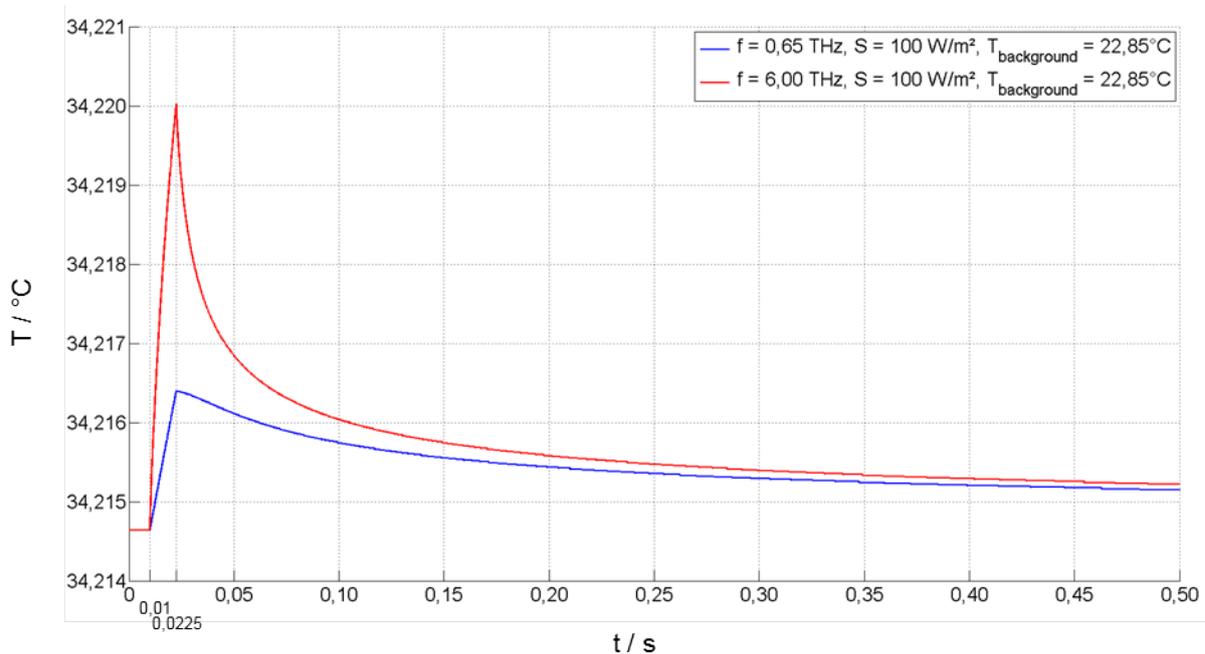


Abbildung 231: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Corneaoberfläche liegenden Punkt bei Exposition durch eine für die Dauer von 12,5 ms senkrecht eindringenden TEM-Welle der Leistungsdichte 100 W/m^2 für die Frequenzen 0,65 und 6 THz (Umgebungstemperatur $22,85^\circ\text{C}$)

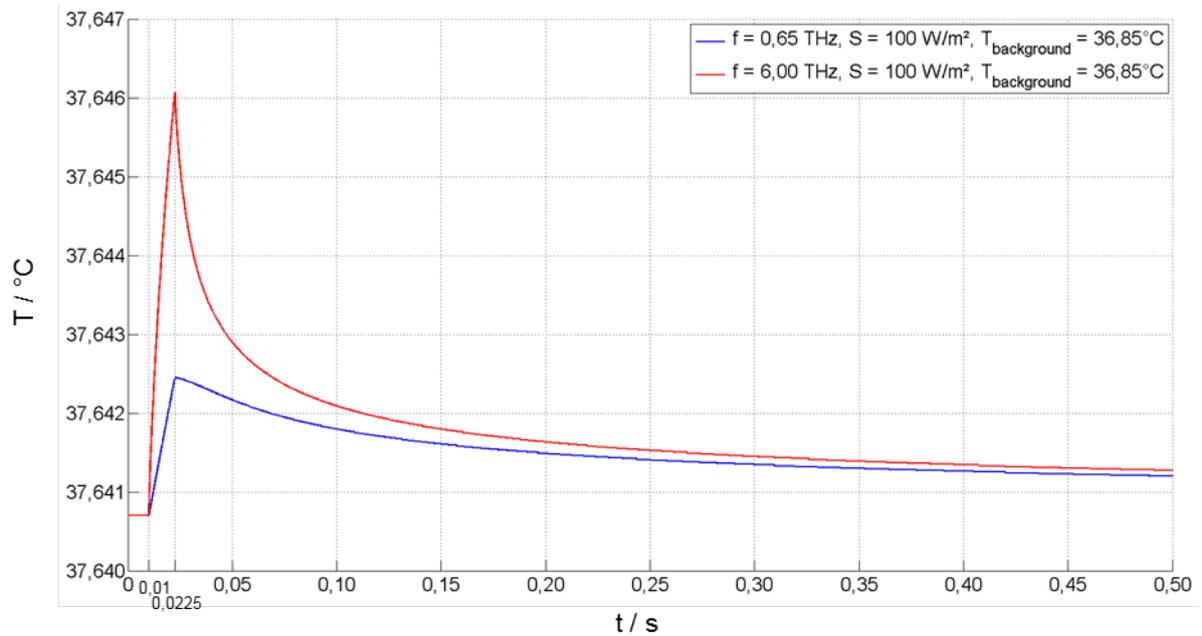


Abbildung 232: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Corneaoberfläche liegenden Punkt bei Exposition durch eine für die Dauer von $12,5 \text{ ms}$ senkrecht eindringenden TEM-Welle der Leistungsdichte 100 W/m^2 für die Frequenzen $0,65$ und 6 THz (Umgebungstemperatur $36,85^\circ\text{C}$)

c) Variation der thermischen Parameter

Zur Untersuchung der Sensitivität der errechneten expositionsbedingten Erwärmung des Auges gegenüber den thermischen Gewebeparametern sowie der gewählten Konvektionsrandbedingung mit der umgebenden Luft werden verschiedene Parametersätze aus der Literatur verwendet. Hierzu wurde das Modell der vorangegangenen Temperatursimulationen mit dem Datensatz von Karampatzakis et al. [163] (vgl. Tabelle 38) im Auge verwendet und durch die in den Tabellen 41 und 42 angegebenen Datensätze ersetzt. Neben den in den Tabellen genannten thermischen Eigenschaften wurden für beide Variationsrechnungen zudem die Konvektionsfaktoren um $3,9 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ auf $h_c = 20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ erhöht. Sämtliche weiteren Modellparameter bleiben hingegen identisch.

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k / \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	Spezifische Wärmekapazität $c / \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Blutflusskoeffizient $b / \text{W}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$	Metabolismus $Q_{\text{met}} / \text{W}/\text{m}^3$
Cornea	0,58	4200	-	-
Kammerwasser	0,58	3997	-	-
Linse	0,40	3000	-	-
Vitreous Humour	0,58	4178	-	-

Tabelle 41: Thermische Materialparameter für das in Abbildung 201 gezeigte Modell nach Hirata 2005 [216]

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k / \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	Spezifische Wärmekapazität $c / \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Blutflusskoeffizient $b / \text{W}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$	Metabolismus $Q_{\text{met}} / \text{W}/\text{m}^3$
Cornea	0,52	3600	-	-
Kammerwasser	0,58	4000	-	-
Linse	0,40	3000	-	-
Vitreous Humour	0,58	4000	-	-

Tabelle 42: Thermische Materialparameter für das in Abbildung 201 gezeigte Modell nach Hirata et al. 2007 [217]

Die Simulationen der stationären Temperaturverteilung entlang einer in z-Richtung durch das Augenmodell verlaufenden Geraden wurden für die Exposition durch eine homogene ebene Welle mit der Frequenz 6 THz und Leistungsdichte $100 \text{ W}/\text{m}^2$ durchgeführt und entsprechen somit dem in Unterpunkt a) gefundenen „worst case“-Szenario. Die Ergebnisse sind in Abbildung 233 grafisch dargestellt und in Tabelle 43 für einen Messpunkt dicht unter der Corneaoberfläche ausgewertet.

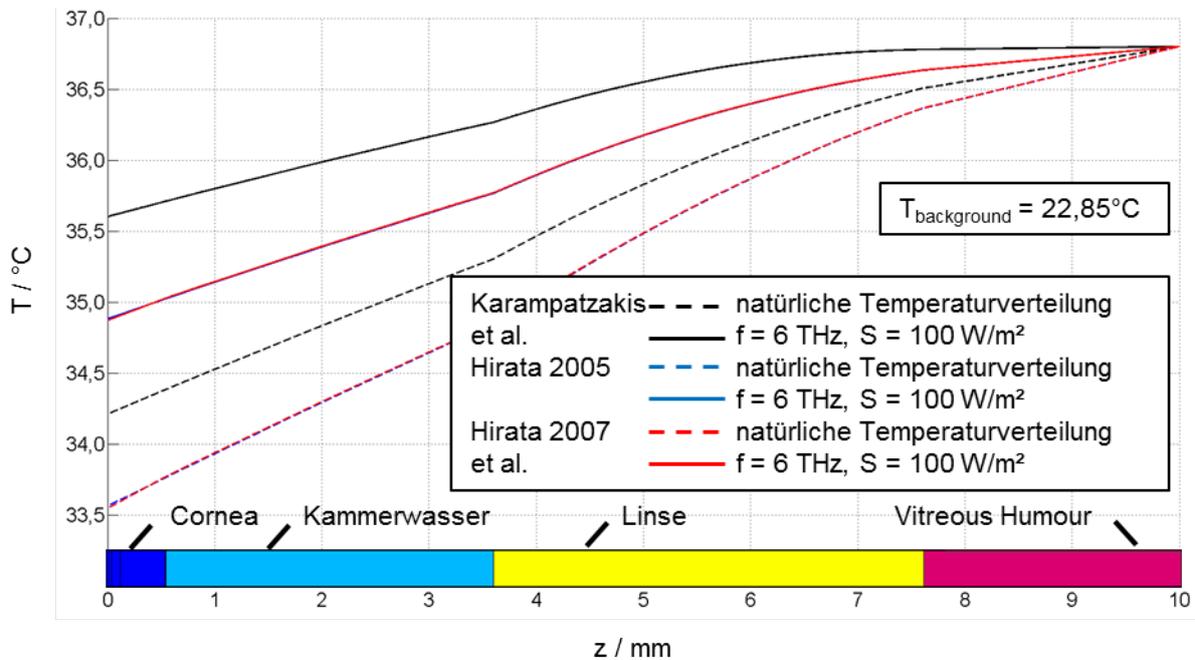


Abbildung 233: Stationäre Temperaturberechnungen entlang einer in z-Richtung mittig durch das Auge verlaufenden Geraden bei $22,85^\circ\text{C}$ Umgebungstemperatur für die natürliche Temperaturverteilung sowie für eine Exposition der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W/m}^2$ auf Basis der physiologischen Parameter von Karampatzakis et al. [163], Hirata 2005 [216] und Hirata et al. 2007 [217]

	$T / ^\circ\text{C}$ Natürliche Temperatur	$T / ^\circ\text{C}$ $S = 100 \text{ W/m}^2$ ($f = 6 \text{ THz}$)	$\Delta T_{\text{max}} / ^\circ\text{C}$
Karampatzakis et al. [208]	34,21	35,60	1,39
Hirata 2005 [216]	33,56	34,88	1,32
Hirata et al. 2007 [217]	33,55	34,87	1,32

Tabelle 43: Temperaturen der natürlichen Verteilung und bei Exposition durch eine homogene ebene Welle der Frequenz 6 THz und der Leistungsdichte 100 W/m^2 an einem $10 \mu\text{m}$ unter der Corneaoberfläche liegenden Messpunkt für verschiedene in der Literatur gegebene physiologische Parameter

Aus den berechneten Temperaturverläufen lässt sich folgern, dass die hier betrachteten Variationen der thermischen Leitfähigkeit sowie der spezifischen Wärmekapazität fast keinen Einfluss auf den Temperaturanstieg haben. Die Erhöhung des Konvektionskoeffizienten h_C hingegen reduziert die basale Temperatur des Modells um mehr als $0,6 \text{ K}$. Neben den kleineren absoluten Temperaturen wird durch das höhere h_C ebenfalls die maximale Temperaturdifferenz ΔT_{max} verringert.

4 Zusammenfassendes Fazit

4.1 Vorgehensweise zur Expositionsbestimmung

Das wesentliche Ziel dieses Vorhabens bestand in der Erarbeitung und Anwendung von messtechnischen und rechnerischen Verfahren zur Ermittlung der Exposition von Personen gegenüber Strahlung kommerzieller Terahertz-Quellen, die bereits heute oder voraussichtlich in naher Zukunft beispielsweise in der Sicherheitstechnik, der Medizindiagnostik, der Pharmazie, der Gentechnik, der Materialanalytik, der Raumfahrt und der Ultrabreitband-Kommunikation eingesetzt werden.

Alle in diesem Abschlussbericht dokumentierten Detailarbeiten, wie Literaturrecherchen, Diskussion bekannter Sender- und Detektorprinzipien, Auswahl und Test von Sendern, Selbstbau und Test von Detektoren, Erprobung von Messverfahren zur Charakterisierung eines THz-Immissionsfeldes, Entwicklung von Teilkörper- und Feldanregungs-Modellen für Computer-Simulationen, Nutzung einer selbst entwickelten Methodik zur Abschätzung der häufig in der Literatur noch nicht auffindbaren dielektrischen Materialparameter im THz-Frequenzbereich sowie numerische Feld-, SAR- und Temperaturberechnungen zur Erfassung der Exposition des menschlichen Körpers durch THz-Strahlung zwischen 0,1 und 10 THz, waren auf diese Zielsetzung ausgerichtet.

Nach dem aktuellen Erkenntnisstand sollte ein praxistaugliches Konzept zur Bestimmung der Exposition zwei voneinander getrennte Verfahrensschritte enthalten:

1. Die (meist messtechnische) Bestimmung der Intensität und der räumlichen Verteilung des Immissionsfeldes am potenziellen Aufenthaltsort von Personen bei deren Abwesenheit (Kapitel 2) und
2. die (rechnerische) Bestimmung der Exposition des dem Immissionsfeld aus 1. ausgesetzten menschlichen Körpers (Kapitel 3).

Diese Punkte gliedern sich – wie nachstehend skizziert - jeweils wiederum in verschiedene Unterschritte.

- 1a) Identifikation der am potenziellen Aufenthaltsort wirksamen THz-Quelle(n) sowie ihrer Sendefrequenz(en) und der Einfalls- und Polarisationsrichtungen des Feldes
- 1b) Ermittlung der absoluten Leistungsdichte-Verteilung des Immissionsfeldes mit einem auf SI-Einheiten kalibrierten Detektor durch integrierende Messung (z.B. „knife edge“, bei strahlförmiger Richtcharakteristik der Quelle) oder „punktweises“ Abscannen (bei diffuser Richtcharakteristik)
- 2a) Nutzung der gemessenen Leistungsdichte-Verteilung des Immissionsfeldes als Anregung für die numerische Expositionsrechnung (Aperturfeldverfahren) im menschlichen Körper
- 2b) Bestimmung der elektromagnetischen Feldverteilung, absorbierten Leistung und Temperaturerhöhung im hoch aufgelösten Teilkörpermodell (Haut, Auge, usw.)

Mit dem unter 1. vorgeschlagenen messtechnischen Verfahren werden die Immissionswerte der Leistungsdichte ohne Anwesenheit des menschlichen Körpers ermittelt. Dabei werden die später am Körper einer Person entstehenden Reflexionen, die von den Eigenschaften der Anregung (Frequenz, Intensitätsverteilung, Einfallswinkel, Polarisation) und des menschlichen Körpers (geometrische Struktur, frequenzabhängige elektrische Materialparameter) abhängen, bei der Messung nicht erfasst. Diese finden jedoch in den unter 2. stattfindenden numerischen Feldberechnungen Berücksichtigung, weil die Anregungsfläche mit der Leistungsdichte-Verteilung des einfallenden Immissionsfeldes immer vor der Oberfläche des Körpermodells platziert wird.

Umgebungseinflüsse, z.B. Reflexionen an ortsfesten und/oder beweglichen Objekten (z.B. anderen Personen), die Veränderungen des Immissionsfeldes bewirken würden, gehen in die Messergebnisse mit ein, wenn sie entsprechend nachgestellt werden.

4.2 Bewertung der Exposition

Die zahlreichen, in diesem Vorhaben für den THz-Bereich erarbeiteten dosimetrischen Ergebnisse hinterlassen im Hinblick auf die Diskussion von Expositions-Grenzwerten ein diffuses Bild.

Die Leistungsdichte als Basisgröße ist nach derzeitigen Grenzwertempfehlungen für den unteren Terahertz-Frequenzbereich zwischen 100 und 300 GHz gemäß Abbildung 40 auf den Maximalwert 10 W/m^2 beschränkt [95] mit der Nebenbedingung, dass sie zeitlich über $68/(f/\text{GHz})^{1,05}$ Minuten (entsprechend 32 s bei 100 GHz und 10 s bei 300 GHz) zu mitteln ist. Ihr zulässiger Grenzwert erhöht sich aber bei Überschreiten der 300 GHz-Marke sprunghaft um mindestens 1 Größenordnung auf 100 W/m^2 , für viele Expositionsszenarien auch auf 1000 W/m^2 [108], und behält diese Werte selbst bei Dauorexposition für den gesamten oberen Terahertz-Bereich bei (vgl. Abschnitt 1.6.3). Daran wird deutlich, dass für diese Diskrepanz widersprüchliche physikalische Konzepte und der Umstand Pate gestanden haben, dass der THz-Frequenzbereich lange Zeit praktisch völlig uninteressant war.

Die Leistungsdichte allein kann somit offensichtlich nicht als direktes Expositions-kriterium dienen, sondern es müssen als Basisgrößen andere körperinterne physikalische Größen zur Bewertung herangezogen werden.

Prinzipiell wäre es zunächst denkbar, im Terahertzbereich in Anbetracht der kleinen Wellenlängen und der geringen Eindringtiefen eine Dosimetrie auf SAR-Basis mit deutlich kleineren Bezugsmassen als 10 g einzuführen. Es ist dabei aber zu bedenken, dass es zum einen für die dann resultierenden SAR-Werte keine vorliegenden Vergleichswerte gibt (anders als im Fall des Personen- und Arbeitsschutzes für den Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 10 GHz) und dass zum anderen die SAR als Quelle induzierter thermischer Effekte lediglich die lokale initiale Veränderung eines sich erst einstellenden Temperaturfeldes darstellt, das durch diverse Transportmechanismen deutlich größere räumliche Ausmaße im biologischen System annimmt als die relativ kleinräumig begrenzte SAR-Verteilung.

Nebenbei sei angemerkt, dass die im Zuge dieses Berichts bei der Darstellung von SAR-Verteilungen angegebenen Voxel-basierten $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}}$ -Werte nur als Bezugswerte für die Logarithmierung dienen

und wegen der extrem kleinen Voxel-Abmessungen keine praktische Bedeutung für die Bewertung der Exposition haben.

Im Hinblick auf die Beurteilung thermischer Effekte erscheint es daher vorteilhafter, direkt die Erwärmung des Körpergewebes als Maß heranzuziehen und die Temperaturänderung für einen weiten Wertebereich der anregenden Leistungsdichte, beispielsweise zwischen $0,1$ und 100 W/m^2 zu untersuchen.

Der im Rahmen dieser Studie für eine Dauorexposition mit einer Leistungsdichte von 100 W/m^2 berechnete höchste Temperaturanstieg gegenüber dem natürlichen Zustand liegt im Frequenzbereich zwischen $0,1$ und 10 THz an der Haut-Oberfläche bei fast $2,7 \text{ K}$ und am Auge bei knapp $1,4 \text{ K}$.

Für den hier nicht betrachteten Grenzwert der Leistungsdichte von 1000 W/m^2 aus [108] wäre mit etwa zehnmal höheren Temperaturanstiegen zu rechnen unter der Voraussetzung, dass der Wärmetransport auch unter diesen Bedingungen durch die in der Literatur übliche Formulierung der „bioheat transfer equation“ und ihrer Parameter beschrieben werden darf.

Als Bewertungsmaßstab für die Festlegung zulässiger Basiswerte der Temperaturerhöhung ist im Terahertz-Frequenzbereich voraussichtlich die Körper-Kerntemperatur nicht unbedingt geeignet, weil die stärkste expositionsbedingte Erwärmung unmittelbar unter der Hautoberfläche auftritt; hierzu ist allerdings dringend Expertenwissen aus der Biologie und der Medizin gefragt, um Empfehlungen für die tolerierbaren Grenztemperaturen verschiedener oberflächennaher Körperregionen zu formulieren.

Eventuell kann später dann auch bei bekannter Abhängigkeit der Temperaturerhöhung von der externen Leistungsdichte und ihrer räumlichen Verteilung zusätzlich die relativ einfach bestimmbare Leistungsdichte als konservative Referenzgröße definiert werden.

Stellt man hypothetisch in den Raum, dass es im Terahertz-Frequenzbereich möglicherweise bislang unbekannte, nicht-thermische biologische Effekte durch elektromagnetische Felder gibt, so wären andere Expositionsgrößen als die Temperatur oder die SAR zur Bewertung heranzuziehen, wie dies auch im Niederfrequenzbereich bis 10 MHz mit den dort bekannten Wirkungen, z.B. Reizungen von Nerven- und Muskelgewebezellen, praktiziert wird.

Würde man – wieder spekulativ – herausfinden, dass nicht-thermische Effekte im THz-Bereich beispielsweise von den körperinneren Feldstärken abhängen, könnte man diese mit Hilfe der hier vorgestellten Dosimetrie ebenfalls unmittelbar ermitteln.

Hier wäre es die Aufgabe von Biologen, Medizinern und Ingenieuren, in weiteren interdisziplinären Studien nicht-thermische Effekte im Terahertz-Frequenzbereich zu widerlegen bzw. aufzudecken, sodass nötigenfalls Grenzwertempfehlungen durch die Biologie und Medizin entwickelt werden könnten.

Bei den angegebenen Ergebnissen für Maxima der elektrischen Feldstärke E_{max} handelt es sich um auf jeweils ein Voxel bezogene Werte; um physikalisch aussagekräftige Feldwerte zu erhalten, müssten geeignete Mittelungsvorschriften für lokale Feldmaxima erarbeitet werden, z.B. durch Festlegung

von Mittelungsflächen oder -volumina, die sich an Zellstruktur-Abmessungen orientieren. Diese gemittelten Feldstärken wären dann mit ebenfalls noch festzulegenden maximal zulässigen Feldwerten zu vergleichen.

4.3 Beurteilung der vorgestellten Sicherheitsscanner

Dieser Abschlussbericht wurde eingeleitet mit einigen Bemerkungen zu Presse-Äußerungen über Ganzkörper-Personenscanner. Zum Ende des Berichts soll die Thematik „Sicherheitsscanner“ als Beispiel für eine THz-Applikation noch einmal aufgegriffen werden.

Für die in den Abschnitten 1.3.5 und 2.1.2 behandelten 3D-Abbildungssysteme wurde gezeigt, dass bei beiden Scannerprinzipien (divergierendes System 1 [65, 66] bzw. fokussierendes System 2 [67]) die Bestrahlung des Körpers bzw. einzelner Körperbereiche jeweils nur für den Bruchteil einer zehntel Sekunde (50 ms (System 1) [210] bzw. 12,5 ms (System 2)) andauert. (Diese Zeiten dürfen nicht mit den Gesamt-Messzeiten von ca. 125 ms (System 1) bzw. ca. 6 Minuten (System 2) für die 3D-Bildgebung verwechselt werden, die neben den Bestrahlungsdauern auch noch die Auswertezeiten und im Fall des fokussierenden Systems zusätzlich die Scan- und Justierzeiten beinhalten). In den Abschnitten 3.4.2.2 b2) und b3) wurden aufgrund dieser kurzen Bestrahlungszeiten selbst bei der fiktiv angenommenen maximalen Bestrahlungsstärke (Leistungsdichte) von 100 W/m^2 ($= 10 \text{ W/cm}^2$) nur transiente Temperaturerhöhungen der Hautoberfläche von unter 15 mK (entsprechend $0,015^\circ\text{C}$) mit Abklingzeiten im Sekundenbereich ermittelt.

Setzt man die tatsächlich in den Systemen verwendeten Sendeleistungen an, die mit mittleren Intensitäten des auf den Körper einfallenden Feldes von ca. 16 mW/m^2 (System 1; vgl. Tabelle 15) bis zu etwa $1,2 \text{ W/m}^2$ (System 2) verbunden sind, stellen sich so geringe Temperaturerhöhungen ein, dass sie nur theoretisch berechnet, aber mit keinem Messgerät im Körper nachgewiesen werden könnten. Von einem kritischen thermischen Effekt kann bei diesen Sicherheitsscannern also keinesfalls die Rede sein.

Literatur

- [1] Bundesamt für Strahlenschutz, Strahlenschutzaspekte bei „Nackt-Scannern“, 24.10.2008 (aktualisierte Version vom 30.11.2012: „Strahlenschutzaspekte bei Ganzkörperscannern“, http://www.bfs.de/de/elektro/papiere/body_scanner.html)
- [2] K. Cooper, R. Dengler, N. Llombart, A. Talukder, A. Panangadan, C. Peay, I. Mehdi und P. Siegel, Fast, high-resolution terahertz radar imaging at 25 meters, Proc. SPIE 7671, Terahertz Physics, Devices, and Systems IV: Advanced Applications in Industry and Defense, 76710Y, 2010
- [3] Bundesamt für Strahlenschutz, Zwischenbericht zum Forschungsprojekt: „Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich“ Online: http://www.emf-forschungsprogramm.de/akt_emf_forschung.html/dosi_HF_005.html
- [4] G.P. Gallerano et al., Overview of Terahertz Radiation Sources, Proceedings of the 2004 FEL Conference, pp. 216-221, September 2004.
- [5] ELVA-1, Solid State Noise Source ISSN-06, www.elva-1.spb.ru.
- [6] Virginia Diodes, vadiodes.com, VDI WR9.0 THz Starter Kit: 82-1100 GHz.
- [7] Virginia Diodes, vadiodes.com, 1800-1900 GHz Amplified Multiplier Chain.
- [8] E. Öjefors et al., A 820GHz SiGe Chipset for Terahertz Active Imaging Applications, IEEE International Solid-State Circuits Conference, ISSCC 2011, pp. 224-225, February 2011.
- [9] O. Momeni et al., High Power Terahertz and Millimeter-Wave Oscillator Design: A Systematic Approach, Solid-State Circuits, IEEE Journal of , vol.46, no.3, pp.583-597, March 2011.
- [10] A. Crocker et al., Stimulated Emission in the Far Infra-Red, Nature 201, pp. 250-251, Jan. 1964.
- [11] Ch. Jördens et al., Potenziale der bildgebenden Terahertz-Spektroskopie, TU Braunschweig, Technisches Messen, Vol. 75, No. 1, pp. 71-76, Jan. 2008.
- [12] Patent DE102006010297B3, Photoleitende Terahertz Antenne, <http://www.patent-de.com/20070719/DE102006010297B3.html>
- [13] J. Faist, et al., Quantum Cascade Laser, Science 264 (5158): 553-556, April 1994.
- [14] www.uni-protokolle.de/Lexikon/Quantenkaskadenlaser.html
- [15] G. Scalari et al., Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz, Applied Physics Letters, vol.88, no.14, pp.141102-141102-3, Apr 2006.
- [16] B. S. Williams, Terahertz quantum-cascade lasers, Nature Photonics, vol. 1, pp. 517-525, Sep. 2007.
- [17] M. Gustavsson et al., Uni-travelling-carrier photodiode performance with high optical power 10 Gb/s data, Optical Fiber Communication Conference, vol.1, p. 776, Feb. 2004.
- [18] M. Tonouchi, Cutting-edge terahertz technology, Nature Photonics, vol. 1, pp. 97 - 105, Feb. 2007.
- [19] Y. Kim, Applications of Coherent Terahertz Light Source and Possibility at Indiana University, Workshop on ICS and High Intensity Accelerators, March 2010.

- [20] Z. Jiang and X.-C. Zhang, .Terahertz imaging via electrooptic effect. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, p. 2644, 1999.
- [21] R. Wilk, Menlo Systems GmbH, Terahertz Time Domain Spectroscopy with femtosecond fiber lasers, White Paper, www.menlosystems.com, Sept. 2010.
- [22] E.R. Brown et al., Photomixing up to 3.8 THz in lowtemperature-grown GaAs, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, p. 285, 1995.
- [23] Rückwärtswellenoszillatoren (BWOs), www.pi1.uni-stuttgart.de/research/Methoden/Submm2_d.php.
- [24] C. Dietlein, et al., Aqueous blackbody calibration source for millimeter-wave/terahertz metrology, *Applied Optics*, vol. 47, no. 30, pp. 5604-5614, October 2008.
- [25] A. Steiger, Optical methods for power measurement of terahertz radiation, *Optics Express*, Vol. 18, No. 21, Oct. 2010.
- [26] P. Helisto et al., Antenna-coupled microbolometers for passive THz direct detection imaging arrays, *European Microwave Integrated Circuits Conference*, pp. 35–38, 10-13 Sept. 2006.
- [27] QMC Instruments Ltd, OAD-7 Golay detector operating manual, 4th Jan 2005.
- [28] F. Sizov, THz radiation sensors, *Opto-Electronics Review* vol. 18, no. 1, pp. 10-36, 2010.
- [29] T. Yasui, et al., Detection system operating at up to 7 THz using quasioptics and Schottky barrier diodes. *Rev. Sci. Instr.*, vol. 77, 2006.
- [30] P.L. Richards, Cosmic microwave background experiments – past, present and future, *Digest IRMMW–THz–2007 Conf.*, 12-15, Cardiff, 2007.
- [31] M. Aurino et al., New technology of high Tc superconducting hot electron bolometer for terahertz mixing, *Journal of Physics: Conference Series* 97, 2008.
- [32] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, John Wiley & Sons, 3rd ed., 2005.
- [33] C. Kübler et al., Ultrabroadband terahertz pulses: Generation and field-resolved detection. *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 20, 128–133, 2005.
- [34] T.W. Crowe et al., Development and Characterization of a 2.7 THz LO Source, *ISSTT*, March 2011.
- [35] B. Heinemann, et al., SiGe HBT technology with f_T/f_{max} of 300GHz/500GHz and 2.0 ps CML gate delay, *Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 688-691, Dec. 2010.
- [36] E. Öjefors et al., A 820 GHz SiGe chipset for terahertz active imaging applications, *Solid-State Circuits Conference, Digest of Technical Papers*, 224-226, Feb. 2011.
- [37] A. K. Geim, K. S. Novoselov, The rise of graphene, *Nature Materials*, vol. 6, 183-191, 2007.
- [38] W. Strupinski et al., Graphene Epitaxy by Chemical Vapor Deposition on SiC, *Nano Letters*, vol. 11, 1786-1791, March 2011.
- [39] X. Zheng et al., Organic Broadband Terahertz Sources and Sensors, *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 2, 1-19, 2007.
- [40] S. Komiyama et al., A single-photon detector in the far-infrared range. *Nature*, vol. 403, 405–407, 2000.

- [41] Y. Kawano et al., Terahertz photon-assisted tunneling in carbon nanotube quantum dots, *J. Appl. Phys.*, vol. 103, Issue 3, pp. 034307-034307-4, 2008.
- [42] J. Wei et al., Ultrasensitive hot-electron nanobolometers for terahertz astrophysics, *Nat. Nanotech-nol.*, vol. 3, 496-500, 2008.
- [43] H. M. Manohara et al., Carbon nanotube Schottky diodes using Ti-Schottky and Pt-ohmic contacts for high frequency applications, *Nano. Lett.*, vol. 5, 1469-1474, 2005.
- [44] M. Tarasov et al., Carbon nanotube based bolometers, *JETP Lett.*, vol. 84, 267-270, 2006.
- [45] A. Lisauskas et al., Terahertz imaging with Si MOSFET focal-plane arrays, *Proc. SPIE 7215*, vol. 7215., pp. 72150J-72150J-11, 2009.
- [46] R. Hadi et al., A broadband 0.6 to 1 THz CMOS imaging detector with an integrated lens, *Microwave Symposium, IEEE MTT-S International*, June 2011.
- [47] H. Sherry et al., Lens-Integrated THz Imaging Arrays in 65nm CMOS Technologies, *RFIC*, June 2011.
- [48] W. Lehbrink, Radar-Chips aus SiGe, *Infineon Technologies*, 14 AUTOMOTIVE 3-4, 2008.
- [49] SUCCESS-Konsortium (Silicon-based Ultra Compact Cost-Efficient System design for mm-Wave Sensors, www.success-project.eu, EU.
- [50] U.R. Pfeiffer et al., A SiGe Quadrature Transmitter and Receiver Chipset for Emerging High-Frequency Applications at 160 GHz, *IEEE ISSCC, San Francisco CA*, pp. 416-417, February 2010.
- [51] S. Cherry, Edholm's law of bandwidth, *IEEE SPECTRUM*, vol. 41, no. 7, pp. 58-60, 2004.
- [52] M. Koch, Terahertz Communications: A 2020 Vision, *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, pp. 325-338, Springer 2007.
- [53] A. Hirata et al., 120-GHz-band millimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission, *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, Vol. 54, No. 5, pp. 1937-1944, May 2006.
- [54] M. Siegel, Die Terahertz-Technologie und ihre möglichen Anwendungen, *Anwendungspotenzial von passiven THz-Empfangssystemen, Zukünftige Technologien Consulting der VDI Technologiezentrum GmbH*, pp. 16-21, Dec. 2006.
- [55] P. Siegel, Terahertz technology, *IEEE, Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 50, 910, 2002.
- [56] A. Semenov et al., *IEEE MTT-S International Microwave Symposium, Philadelphia, PA*, June 8-13, 2003.
- [57] V. Zakosarenko et al., Time domain multiplexing for superconducting bolometers read out by integrated SQUIDs, *11th International Workshop on Low Temperature Detectors*, Aug. 2006.
- [58] Institute of Photonic Technology, Jena, Germany, *Towards a Terahertz Video Cam: Fast and Cryogen-free Security Camera*, *S-Pulse International RSFQ Technology Workshop*, No. 4, January 2010.
- [59] G. Notni, *Bildgebende THz-Systeme für zerstörungsfreie Prüfung*, 388. JENAer Carl-Zeiss-Optikkolloquium, Jena, Dec. 2009.
- [60] C. Mann, Real time passive imaging at 250GHz for security: Technology and phenomenology, *Electromagnetics in Advanced Applications*, pp.1013-1015, Sept. 2009.
- [61] SCC500H - Uncooled vanadium oxide microbolometer Focal Plane Array, www.baesystems.com, Aug. 2007.

- [62] A. W. M. Lee et al., Real-Time Imaging Using a 4.3-THz Quantum Cascade Laser and a 320x240 Microbolometer Focal-Plane Array, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 13, July 2006.
- [63] H. Richter et al., A compact, continuous-wave terahertz source based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocooler, *Optics Express*, Vol. 18, Issue 10, pp. 10177-10187, May 2010.
- [64] S. Ahmed, Rohde & Schwarz, Private Mitteilung an M. Zang, Februar 2013
- [65] M. Kircher-Kohl, Recent Innovations. Semiconductors and System Solutions, Infineon Technologies Austria AG, MIT Europe Conference, March 2011.
- [66] S. S. Ahmed, Novel Fully Electronic Active Real-Time Millimeter-Wave Imaging System based on a Planar Multistatic Sparse Array, *MTT-S International Microwave Symposium*, June 2011.
- [67] K. B. Cooper et al., Penetrating 3-D Imaging at 4- and 25-m Range Using a Submillimeter-Wave Radar, *Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 12, pp. 2771-2778, Dec. 2008.
- [68] K. Kawase, et al., Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints, *Opt. Express* 11, p. 2549, 2003.
- [69] M. C. Kemp et al., Security applications of terahertz technology, *Proc SPIE*, vol. 5070, pp. 44-52, 2003.
- [70] A. Hoffknecht et al., Die Terahertz-Technologie und ihre möglichen Anwendungen, Anwendungspotenzial von passiven THz-Empfangssystemen, *Zukünftige Technologien Consulting der VDI Technologiezentrum GmbH*, pp. 44-45, Dec. 2006.
- [71] P.F. Taday, Using Terahertz Pulse Spectroscopy to Study the Crystalline Structure of a Drug: A Case Study of the Polymorphs of Ranitidine Hydrochloride, *Journal of Pharmaceutical Sciences*, vol. 92, no. 4, pp. 831-838, April 2003.
- [72] S. Wietzke et al., Terahertz imaging: a new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints, *Journal of the European Optical Society - Rapid Publications*, vol. 2, pp. 07013, 2007.
- [73] M. Koch, Applications for THz Systems. Approaching Markets and Perspectives for an Innovative Technology, *Optik und Photonik*, No. 4, pp. 26-30, Wiley-VCH, Weinheim, Dec. 2008.
- [74] C. Jördens et al., Detection of foreign bodies in chocolate with pulsed terahertz spectroscopy, *Opt. Eng.*, Vol. 47, 037003, 2008.
- [75] M. Thumm et al., *Hochfrequenzmesstechnik: Verfahren und Meßsysteme*, Teubner Verlag, Taschenbuch-1, Jan. 1998.
- [76] M. Etribeau et al., Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12233 slanted edge methodology, *Proc. SPIE* 5251, 243, 2004.
- [77] C. C. Ling, Large Area Bolometers for THz Power Measurements, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 42, No. 4, pp. 758-760, Apr. 1994.
- [78] M. Galeazzia et al., Microcalorimeter and bolometer model, *Journal of Applied Physics*, Vol. 93, No. 8, pp. 4856-4869, Apr. 2003.
- [79] Agilent, 431C Power Meter Operating and Service Manual, February 1966, www.agilent.com.
- [80] T. Kleine-Ostmann, THz Metrology, *Frequenz, Journal of RF/Microwave Engineering, Photonics and Communications*, 62, 5-6, pp. 137-148, May 2008.

- [81] Virginia Diodes, Erickson Instruments PM4, Millimeter-Submillimeter Power Meter, Operating manual, www.virginiadiodes.com, Jul 2009.
- [82] Virginia Diodes, Power Measurement above 110 GHz, VDI Application Note, vadiodes.com, Oct. 2007.
- [83] Thomas Keating Instruments, TK Absolute Power / Energy Meter System, Installation and Operating Instructions, www.terahertz.co.uk, Jan. 2010.
- [84] Gentec EO, Measuring THz Radiation...choose a Pyroelectric Detector or Golay Cell, Application Note 1011, Rev. A, www.gentec-eo.com, May 2009.
- [85] Microtech Instruments Inc., THz Detectors – Golay Cells, Datasheet, www.mtinstruments.com.
- [86] Tydex, Golay Cell GC-1P, Datasheet, www.tydex.ru.
- [87] D. Dooley, Sensitivity of broadband pyroelectric terahertz detectors continues to improve, Laser Focus World, May 2010.
- [88] Gentec EO, Energy Detectors – How It Works, Application Note, www.gentec-eo.com.
- [89] Gentec EO, THz Detector THZ-I-BNC, Datasheet, www.gentec-eo.com.
- [90] Gentec EO, Energy Detectors – Absorption Curves, Datasheet, www.gentec-eo.com.
- [91] L. Liu, A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 20, No. 9, Sep. 2010.
- [92] E. Giovine, Fabrication of Schottky diodes for terahertz imaging, Microelectronic Engineering 88, pp. 2544-2546, March 2011.
- [93] Rohde & Schwarz, Spannungs- und Leistungsmesstechnik - Grundlagen, Begriffe, Produkte, Application Note, www.rsd.de.
- [94] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection): Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric and Magnetic Fields (1 Hz to 100 kHz). Health Phys., 99, 818-836, 2010.
- [95] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection): Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields (up to 300 GHz). Health Phys., 74, 494-522, 1998.
- [96] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection): Response to Questions and Comments on the Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields (up to 300 GHz). Health Physics 75 (4), 438-439; 1998.
- [97] BGV B11: Unfallverhütungsvorschrift „Elektromagnetische Felder“. Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften, Juni 2001.
- [98] EMPFEHLUNG 1999/519/EG DES RATES zur Begrenzung der Exposition der Bevölkerung gegenüber elektromagnetischen Feldern (0 Hz — 300 GHz), 12. Juli 1999.
- [99] RICHTLINIE 2004/40/EG DES EUROPÄISCHEN PARLAMENTS UND DES RATES über Mindestvorschriften zum Schutz von Sicherheit und Gesundheit der Arbeitnehmer vor der Gefährdung durch physikalische Einwirkungen (elektromagnetische Felder) (18. Einzelrichtlinie im Sinne des Artikels 16 Absatz 1 der Richtlinie 89/391/EWG), 29.4.2004
- [100] Proposal for a 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) (XXth individual Directive within the meaning of Article 16(1) of Directive 89/391/EEC), COM(2011) 348 final, 14.06.2011.

- [101] Sechszwanzigste Verordnung zur Durchführung des Bundes- Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über elektromagnetische Felder - 26. BImSchV), 16.12.1996.
- [102] IEEE C95.1-2005: IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz - 300 GHz. 19.04.2006.
- [103] IEEE P1528.1TM/D1.0: Draft Recommended Practice for Determining the Peak Spatial-Average Specific Absorption Rate (SAR) in the Human Body from Wireless Communication Devices, 30 MHz – 6 GHz: General Requirements for Using the Finite Difference Time Domain (FDTD) Method for SAR Calculations. January 2007.
- [104] Röschmann, P.: Human auditory system response to pulsed radiofrequency energy in RF coils for magnetic resonance at 2.4 to 170 MHz. *Magnetic Resonance in Medicine*, 21, 197-215, 1991.
- [105] Frey, A. H.: Human auditory system response to modulated electromagnetic energy. *J. Appl. Physiol.*, 17, 689-692, 1962.
- [106] G. Schmid: Exposition von Personen durch Terahertz-Strahlung - Technische Aspekte. *EMF Spectrum*, ISSN 2190-9393, 1. Jg., 12-15, August 2010.
- [107] RICHTLINIE 2006/25/EG DES EUROPÄISCHEN PARLAMENTS UND DES RATES über Mindestvorschriften zum Schutz von Sicherheit und Gesundheit der Arbeitnehmer vor der Gefährdung durch physikalische Einwirkungen (künstliche optische Strahlung) (19. Einzelrichtlinie im Sinne des Artikels 16 Absatz 1 der Richtlinie 89/391/EWG), 5.4.2006.
- [108] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection): Guidelines on Limits of Exposure to Laser Radiation of Wavelengths between 180 nm and 1,000 µm. *Health Physics*, 71, 804-819, 1996.
- [109] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection): Statement on Far Infrared Radiation Exposure. *Health Physics*, 91, 630-645, 2006.
- [110] International Commission on Illumination (Commission Internationale de l'Éclairage): International lighting vocabulary. CIE, Vienna, Publication 17.4, 1987.
- [111] C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann, T. Schrader: Numerische Feldberechnungen für die Dosimetrie bei Feldexpositionen in vitro im THz-Frequenzbereich. *PTB-Mitteilungen* 120, Heft 3, 210-215, 2010.
- [112] C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann, T. Schrader: Numerical dosimetric calculations for in vitro field exposures in the THz frequency range. *Advances in Radio Science*, 8, 1-5, 2010.
- [113] Bennett et al.: Stratified Media Model for Terahertz Reflectometry of the Skin. *IEEE Sensors Journal* 11(5): 1253-1262, 2011.
- [114] N. Agmon: The Grotthuss mechanism. *Chemical Physics Letters*, 244, 456-462, 1995.
- [115] Feldman et al.: Human Skin as Arrays of Helical Antennas in the Millimeter and Submillimeter Wave Range, *Physical Review Letters* 100: 12802-1–12802-4, 2008.
- [116] Shafirstein et al.: Modelling millimetre wave propagation and absorption in a high resolution skin model: the effect of sweat glands, *Physics in Medicine and Biology*, 56 1329-1339, 2011.
- [117] Orlando et al.: Terahertz Radiation Effects and Biological Applications. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 30: 1308-1318, 2009.
- [118] C. Jastrow: Forschung zur Genotoxizität von Terahertz-Strahlung. *EMF Spectrum* 01/2011: 26-29, 2011.

- [119] Wilmlink et al.: Invited Review Article: Current State of Research on Biological Effects of Terahertz Radiation. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, Published online: 07 June 2011: <http://www.springerlink.com/content/284g466240r38210/>
- [120] Gallerano et al.: Tera-Hertz Radiation in Biological Research, Investigations on Diagnostics and Study on Potential Genotoxic Effects; THz-Bridge. <http://www.frascati.enea.it/THz-BRIDGE/reports/THz-BRIDGE%20Final%20Report.pdf>. Stand: 20.06.2011.
- [121] Zeni et al.: Cytogenetic observations in human peripheral blood leukocytes following in vitro exposure to THz radiation: a pilot study. *Health Physics Society*, 92 (4): 349-357, 2007.
- [122] Korenstein-Ilan et al.: Terahertz Radiation Increases Genomic Instability in Human Lymphocytes. *Radiation Research*, 170: 224-234, 2008.
- [123] Ramundo-Orlando et al.: Permeability Changes Induced by 130 GHz Pulsed Radiation on Cationic Liposomes Loaded With Carbonic Anhydras., *Bioelectromagnetics*, 28: 587-598, 2007.
- [124] Wilmlink et al.: In Vitro Investigation of the Biological Effects Associated With Human Dermal Fibroblasts Exposed to 2.52 THz Radiation. *Lasers in Surgery and Medicine*, 43: 152-163, 2011.
- [125] Clothier et al.: Effects of THz Exposure on Human Primary Keratinocyte Differentiation and Viability. *Journal of Biological Physics*, 29: 179-185, 2003.
- [126] Hintzsche et al.: Terahertz Radiation Induces Spindle Disturbances in Human-Hamster Hybrid Cells. *Radiation Research*, 175: 569-574, 2011.
- [127] Bock et al.: Mammalian Stem Cells Reprogramming in Response to Terahertz Radiation. *PLoS ONE* 5 (12): e15806, 2010.
- [128] Govorun et al.: Far-infrared radiation effect on the structure and properties of proteins. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 12 (12): 1469-1474, 1991.
- [129] Homenko et al.: Effects of 100 GHz Radiation on Alkaline Phosphatase Activity and Antigen Antibody Interaction. *Bioelectromagnetics*, 30: 167-175, 2009.
- [130] Alexandrov et al.: DNA breathing dynamics in the presence of a terahertz field, *Physics Letters A*, 374: 1214–1217, 2010.
- [131] Hintzsche et al.: DNA - Schäden durch Körperscanner? Gentoxität durch Terahertzstrahlung? *EMF-Spectrum* 01/2010: 8–11, 2010.
- [132] Cherkasova et al.: THz radiation sensors. *Optics and Spectroscopy*, 107 (4): 534-537, 2009.
- [133] Ivers-Tiffée, von Münch: *Werkstoffe der Elektrotechnik*. 10. Auflage, Teubner Verlag, Wiesbaden, 2007.
- [134] Gabriel et al.: The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey. *Physics in Medicine & Biology*, 41: 2231–2249, 1996.
- [135] Gabriel et al.: The dielectric properties of biological tissues: II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz. *Physics in Medicine & Biology*, 41: 2251–2269, 1996.
- [136] Gabriel et al.: The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Physics in Medicine & Biology*, 41: 2271–2293, 1996.
- [137] <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/htmlclie/htmlclie.htm>, Stand: 18.07.2011.

- [138] Ronne et al.: Investigation of the temperature dependence of dielectric relaxation in liquid water by THz reflection spectroscopy and molecular dynamics simulation. *The Journal of Chemical Physics*, 107 (14): 5319-5331, 1997.
- [139] Pickwell et al.: Simulation of terahertz pulse propagation in biological systems. *Applied Physics Letters*, 84 (12): 2190-2192, 2004.
- [140] Kindt et al.: Far-Infrared Dielectric Properties of Polar Liquids Probed by Femtosecond Terahertz Pulse Spectroscopy. *The Journal of Physical Chemistry*, 100 (24): 10373-10379, 1996.
- [141] H. Richter et al., A compact, continuous-wave terahertz source based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocooler, *Optics Express*, Vol. 18, Issue 10, pp. 10177-10187, 2010.
- [142] Fraunhofer-Institut für Hochfrequenzphysik und Radartechnik FHR, Jahresbericht 2010.
- [143] Brown, E. R., Advancements in photomixing and photoconductive switching for THz spectroscopy and imaging, *Proc. SPIE 7938*, 793802, 2011.
- [144] Suen, J. Y. et al., Characterization and modeling of a terahertz photoconductive switch, *Appl. Phys. Lett.* 96, 141103, 2010.
- [145] Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF), Forschung für die zivile Sicherheit, Abschlussbericht, 2010.
- [146] Kukutsu, N. et al., Toward practical applications over 100 GHz, *Microwave Symposium Digest (MTT)*, pp.1, 2010.
- [147] Hirata, A. et al., 10-Gbit/s Wireless Link Using InP HEMT MMICs for Generating 120-GHz-Band Millimeter-Wave Signal, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 57, no. 5, 2009.
- [148] Song, H.-J. et al., 8 Gbit/s wireless data transmission at 250 GHz, *Electronics Letters*, Vol. 45, No. 22, 2009.
- [149] Nagatsuma, T. et al., Sub-Terahertz Wireless Communications Technologies, *Applied Electromagnetics and Communications*, pp.1-4, 2005.
- [150] Kazim, M.I. et al., Design of THz antennas for a continuous-wave interdigitated electrode photomixer, *3rd European Conference on Antennas and Propagation*, pp.1640-1644, 2009.
- [151] Gregory, Ian S. et al., Optimization of Photomixers and Antennas for Continuous-Wave Terahertz Emission, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 41, No. 5, May 2005.
- [152] Menlo Systems GmbH, TERA8-DataSheet, www.menlosystems.com.
- [153] Baktash et al., Silicon integrated patch antennas for terahertz imaging applications, *German Microwave Conference*, pp.13-15, March 2010.
- [154] Sherry, H. et al., A 1kpixel CMOS camera chip for 25fps real-time terahertz imaging applications, *Solid-State Circuits Conference*, pp. 252-254, Feb. 2012.
- [155] Popov, V.V., Polischuk, O.V., Shur, M.S., Knap, W., Plasmon terahertz response of submicron-gate high electron mobility transistor, *Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves*, 2004, Vol. 2, pp. 583 - 585, 2004
- [156] Grzyb, J. et al., Real-time video rate imaging with a 1k-pixel THz CMOS focal plane array, *Passive and Active Millimeter-Wave Imaging XV*, 83620C, May 2012.
- [157] Chen-To Tai; Pereira, C., An approximate formula for calculating the directivity of an antenna, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 24, No. 2, pp. 235-236, Mar. 1976.

- [158] Kuchling, H.: Taschenbuch der Physik, 13.te Auflage, 1991.
- [159] Al Hadi, R. et al., Terahertz Detector Arrays in a High-Performance SiGe HBT Technology, Bipolar BiCMOS Circuits and Technology Meeting, October 2012.
- [160] K. S. Kunz und R.J. Luebbers, The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1993
- [161] E. Pickwell, B. Cole, A. J. Fitzgerald, M. Pepper, und V. P. Wallace, In vivo study of human skin using pulsed terahertz radiation, Phys. Med. Biol. Vol.49, pp. 1595-1607, 2004
- [162] E. Pickwell und V. P. Wallace, Biomedical applications of terahertz technology, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 39 pp. R301–R310, 2006
- [163] A. Karampatzakis und T. Samaras, Numerical model of heat transfer in the human eye with consideration of fluid dynamics of the aqueous humour, Phys. Med. Biol. 55, pp. 5653-5665, 2010
- [164] G. A. Piersol 1913 Human Anatomy, Including Structure and development and practical considerations Vol. 2 (Philadelphia: J. B. Lippincott Company),
Online: <http://archive.org/details/humananatomyincl19192pier>
- [165] R. F. Schmidt et al., Physiologie des Menschen, Springer Berlin Heidelberg, 2007
- [166] A. Sihvola, Mixing Rules with Complex Dielectric Coefficients, Subsurface Sensing Technologies and Applications Vol.1, pp. 393-415, 2000
- [167] S. Giordano, Effective medium theory for dispersions of dielectric ellipsoids, J. of Electrostatics 58 59-76, 2003
- [168] S. Huclova, D. Erni und J. Fröhlich, Modelling and validation of dielectric properties of human skin in the MHz region focusing on skin layer morphology and material composition, J. Physics D: Applied Physics Vol.45, 025301, 2012
- [169] Z. Taylor, R. Singh, D. Bennet, P. Tewari, C. Kealey, N. Bajwa, M. Culjat, A. Stojadinovic, J. Hubschman, E. Brown und W. Grundfest, THz medical imaging: in-vivo hydration sensing, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology Vol. 1, pp. 201-219, 2011
- [170] D. Walker, B. Brown, R. Smallwood, D. Hose und D. Jones, "Modelled current distribution in cervical squamous tissue," Physiol. Meas. Vol. 23, pp. 159-168, 2002
- [171] W. J. Ellison, Permittivity of Pure Water, at Standard Atmospheric Pressure, over the Frequency Range 0–25 THz and the Temperature Range 0–100 °C, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 36, No. 1, pp. 1 – 18, 2007
- [172] H. Liebe, G. Hufford und T. Manabe, A Model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz, International Journal of Infrared and Millimeter Waves Vol. 12, No. 7, pp. 659-675, 1991
- [173] Y. Wei und S. Sridhar, Dielectric spectroscopy up to 20 GHz of LiCl/H₂O Solutions, J. Chem. Phys. Vol. 92, pp. 923-928, 1990
- [174] A. Peyman, C. Gabriel and E. Grant, Complex permittivity of sodium chloride solutions at microwave frequencies, Bioelectromagnetics Vol. 28, pp. 264-274, 2007
- [175] A. Bitz, V. Hansen, J. Streckert, Development of a concept for an exposure setup for performing impedance measurements on membranes in a radio-frequency field, Final report on behalf of the Research Association for Radio Applications, Bonn, Germany, 2001
- [176] A. Loidl, P. Lunkenheimer, R. Gulich, A. Wixforth, M. Schneider, P. Hnggi und G. Schmid, Investigation of the question, if macroscopic dielectric properties of tissues have unlimited va-

- lidity at both cellular and subcellular levels, Final report for the German Federal Ministry of Environment, Nature Conservation and Nuclear Safety, 2008, Online: http://www.emf-forschungsprogramm.de/forschung/dosimetrie/dosimetrie_abges/dosi_075.html
- [177] P. Jepsen und H. Merbold, Terahertz reflection spectroscopy of aqueous NaCl and LiCl solutions, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves* Voll. 31, pp. 430-440, 2010
- [178] H. Schwan und K. Foster, RF-field interactions with biological systems: Electrical properties and biophysical mechanisms, *Proceedings of the IEEE* Vol. 68, pp.104-113, 1980
- [179] A. Marklez, A. Roitberg und E. J. Heilweil, Pulsed terahertz spectroscopy of DNA, bovine serum albumin and collagen between 0.1 and 2.0 THz, *Chemical Physics Letters* Vol. 320, pp. 42-48, 2000
- [180] E. Grant, The dielectric method of investigating bound water in biological material: an appraisal of the technique, *Bioelectromagnetics* Vol. 3, pp.17-24, 1980
- [181] C. Reid, Spectroscopic methods for medical diagnosis at terahertz wavelengths, Doctoral thesis, University College London, 2009
- [182] M. Saviz, L. Mogouon Toko, O. Spathmann, J. Streckert, V. Hansen, M. Clemens und R. Faraji-Dana, A New Open-Source Toolbox for Estimating the Electrical Properties of Biological Tissues in the Terahertz Frequency Band, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 34, pp. 529-538, 2013
- [183] Y. Michelacci, Collagens and proteoglycans of the corneal extracellular matrix, *Brazilian J. of Medical and Biological Research*, Vol. 36, pp. 1037-1046, 2003
- [184] L. Remington, *Clinical Anatomy of the visual system 3rd*, Butterworth Heinemann, Elsevier, 2012
- [185] S. Hayashi, T. Osawa und K. Tohyama, Comparative observations on corneas, with special reference to Bowman's layer and Descemet's membrane in mammals and amphibians, *J. Morphol.* Vol. 254(3), pp. 247-258, 2002
- [186] D. Leonard und K. Meek, Refractive Indices of the Collagen Fibrils and Extrafibrillar Material of the Corneal Stroma, *Biophysical Journal* Vol. 72 pp. 1382-1387, 1997
- [187] T. Almubrad und S. Akhtar, Structure of corneal layers, collagen fibrils, and proteoglycans of tree shrew cornea, *J. Molecular vision* Vol. 17, pp. 2283-2291, 2011
- [188] C. Boote, S. Hayes, M. Abahussin und Meek, Mapping Collagen Organization in the Human Cornea: Left and Right Eyes Are Structurally Distinct, *IOVS* Vol. 47, pp. 901-908, 2006
- [189] M. Doughty, W. Seabert, J. Bergmanson und Y. Blocker, A Descriptive and qualitative study of keratocytes of the corneal stroma of albino rabbits using transmission electron microscopy *Tissues and Cells* Vol. 33, pp. 408-422, 2001
- [190] D. Ameen, M. Bishop und T. McMullen, A lattice model for computing the transmissivity of the cornea and sclera, *Biophys J.* Vol. 75, pp. 2520–2531, 1998
- [191] F. Brightbill, P. McDonnell, C. McGhee, A. Farjo und O. Serdarevic, *Corneal Surgery, Theory, technique and tissue 4th ed*, 2009
- [192] J. Scott, A finite element model of heat transport in the human eye, *Phys. Med. Biol.* Vol. 33, pp. 227–241, 1988
- [193] Julius Zorn GmbH,
Online: <http://www.juzo.com/fileadmin/Bilddatenbank/Bilder/Hautschichten.jpg>

- [194] Neuromedia,
Online: http://neuromedia.neurobio.ucla.edu/campbell/skin/wp_images/161_epidermis.gif
- [195] A. Alekseev und M. Ziskin; Human Skin Permittivity Determined by Millimeter Wave Reflection Measurement, *Bioelectromagnetics* Vol. 28, pp. 331-339, 2007
- [196] G. Lang, Vorlesung Kosmetikchemie II, Chemie der haarkosmetischen Mittel, Online: <http://www1.tu-darmstadt.de/fb/ch/Fachgebiete/OC/AKSchmidt/TUD%20Boris%20Schmidt-Dateien/01Vkchaar.pdf>
- [197] R. Goldstein, P. Warren und R. Ball, Shape of a Ponytail and the Statistical Physics of Hair Fiber Bundles, *Physical Review Letters*, Vol. 108, 078101, pp. 1-4, 2012
- [198] F. Druck, *Physical Properties of Tissue: A Comprehensive Reference Book*, New York: Academic Press, 1990
- [199] R. Kühn, *Mikrowellen Antennen*, Berlin: VEB Verlag Technik, pp. 262-270, 1964
- [200] E. Neumann, *Single-Mode Fibers*, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, pp. 35-60, 1988
- [201] J. Johansson und N. Whyborn, The Diagonal Horn as a Sub-Millimeter Wave Antenna, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 40, No. 5, pp. 795-800, 1992
- [202] VDI, Virginia Diodes, Inc., Online: <http://vadiodes.com/>
- [203] K. Küpfmüller, W. Mathis und A. Reibiger, *Theoretische Elektrotechnik: Eine Einführung*, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, pp. 598-609, 2008
- [204] "Lehane's home page," 2009. Online: <http://www.mmwave.demon.co.uk/waveguide.htm>
[Accessed 2012]
- [205] A. Schiessl, A. Genghammer, S. S. Ahmed und L.-P. Schmidt, Hardware realization of a 2 m x 1 m fully electronic real-time mm-wave imaging system, *Proceedings of 9th European Conference on Synthetic Aperture Radar*, pp. 40-43, April 2012
- [206] H. Pennes, Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm, in *Journal of Applied Physiology* Vol. 1, pp. 93 - 122, 1948
- [207] T. Samaras, A. Christ und N. Kuster, Effects of geometry discretization aspects on the numerical solution of the bioheat transfer equation with the FDTD technique, in *Physics in Medicine and Biology* 51, p. N222, 2006
- [208] T. Samaras, A. Christ, A. Klingeböck und N. Kuster, Worst Case Temperature Rise in a One-Dimensional Tissue Model Exposed to Radiofrequency Radiation, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* Vol. 54, No. 3, 2007
- [209] Deutsches Mobilfunk Forschungsprogramm, Abschlussbericht „Exposition durch körpernahe Sender im Rumpfbereich“
- [210] S. Ahmed, Rohde & Schwarz, Private Mitteilung an M. Zang, September 2012
- [211] F. Xu und T. Lu, *Introduction to Skin Biothermomechanics and Thermal Pain*, Science Oress Beijing und Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011
- [212] P. Hasgall, E. Neufeld, M. Gosselin, A. Klingeböck und N. Kuster, "IT'IS Database for thermal and electromagnetic parameters of biological tissues," Version 2.2, July 11th, 2012. www.itis.ethz.ch/database
- [213] J. Lagendijk, A mathematical model to calculate temperature distributions in human and rabbit eyes during hyperthermic treatment, *Phys. Med. Biol.* Vol. 27, No. 11, pp. 1301-1311, 1982

- [214] T. Wessapan und P. Rattanadecho, Specific Absorption Rate and Temperature Increase in Human Eye Subjected to Electromagnetic Fields at 900 MHz, *Journal of heat transfer*, Vol. 134, pp. 091101.1 - 091101.11, 2012
- [215] A. Karampatzakis und T. Samaras, Numerical Modeling of Heat and Mass Transfer in the Human Eye Under Millimeter Wave Exposure, *Bioelectromagnetics* Vol. 34, pp. 291 – 299, 2013
- [216] A. Hirata, Temperatur Increase in Human Eyes Due to Near-Field Exposures at 900 MHz, 1.5 GHz, and 1.9 GHz, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 47, No. 1, pp. 68 – 76, 2005
- [217] A. Hirata, S. Watanabe, O. Fujiwara, M. Kojima, K. Sasaki und T. Shiozawa, Temperatur elevation in the eye of anatomically based head models for plane-wave exposures, *Phys. Med. Biol.* Vol. 52, pp. 6389 – 6399, 2007

| Verantwortung für Mensch und Umwelt |

Kontakt:

Bundesamt für Strahlenschutz

Postfach 10 01 49

38201 Salzgitter

Telefon: + 49 30 18333 - 0

Telefax: + 49 30 18333 - 1885

Internet: www.bfs.de

E-Mail: ePost@bfs.de

Gedruckt auf Recyclingpapier aus 100 % Altpapier.



Bundesamt für Strahlenschutz