

Simulation der Wirkung elektromagnetischer Felder im Terahertz-Frequenzbereich auf biologische Gewebe

von der Fakultät für
Elektrotechnik, Informationstechnik und Medientechnik
der Bergischen Universität Wuppertal
genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

von

Oliver Spathmann, M.Sc.
aus
Wuppertal

Wuppertal 2016

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Juni 2016
Referent: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Markus Clemens
Korreferent: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Ullrich Pfeiffer

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20160627-094233-4

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20160627-094233-4>]

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnisse und Vorwort

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis.....	IX
Abkürzungsverzeichnis	XI
Symbolverzeichnis	XIII
Vorwort	XVII

1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zielsetzung und Konzept.....	4
2 Problemstellung	5
2.1 Beispiel: Dielektrischer Halbraum	7
2.2 Beispiel: Menschlicher Körper.....	8
2.3 Beispiel: Probencontainer.....	9
2.4 Beispiel: Augenmodell	13
2.5 Fazit.....	15
3 Entwicklung von Simulationsmodellen biologischer Gewebe	16
3.1 Mischtheorie - Effective Medium Theory	16
3.1.1 Literaturdaten zu dielektrischen Eigenschaften von Grundbestandteilen	17
3.1.2 Mischmethoden	21
3.1.3 Entwicklung und Verwendung einer „Mixing Toolbox“	26
3.2 Numerische Untersuchungen zur Mischtheorie	27
3.2.1 Die „Free-Space“-Methode	27
3.2.2 Analyse der absorbierten Leistung.....	30
3.2.3 Fazit.....	36
3.3 Augenmodelle für die Untersuchung der Wirkung von EM-Feldern im THz-Frequenzbereich	37
3.3.1 Anatomischer Aufbau des menschlichen Auges.....	37
3.3.2 Entwicklung von Augenmodellen.....	39
3.3.3 Vergleich des Materialmodells der Kornea mit Literaturdaten.....	46
3.4 Hautmodelle für die Untersuchung der Wirkung von EM-Feldern im THz-Frequenzbereich	48
3.4.1 Anatomischer Aufbau der Haut.....	48
3.4.2 Entwicklung von Hautmodellen.....	49
3.4.3 Vergleich des Materialmodells der Haut mit Literaturdaten.....	56

4	Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe	58
4.1	Elektromagnetische Simulationen	58
4.1.1	Modellbildung des Rechenraumes	58
4.1.2	Untersuchungen an den Teilkörpermodellen des Auges	59
4.1.3	Untersuchungen an den Teilkörpermodellen der Haut	79
4.2	Thermische Simulationen	97
4.2.1	Erwärmung von biologischen Geweben durch Absorption hochfrequenter Feldenergie	97
4.2.2	Temperaturverteilung im Thorax	98
4.2.3	Temperaturverteilung im menschlichen Auge	120
5	Fazit.....	137
5.1	Zusammenfassendes Fazit	137
5.2	Ausblick.....	140
	Literatur.....	141
	Liste eigener Veröffentlichungen und Berichte.....	147
	Zeitschriftenbeiträge.....	147
	Konferenzbeiträge	148
	Technische Berichte	150

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Empfohlene Basisgrenzwerte nach ICNIRP	3
Abbildung 2.1:	Darstellung von Polarisationsmechanismen über der Frequenz	6
Abbildung 2.2:	Eindringverhalten einer HEW in den menschlichen Körper	8
Abbildung 2.3:	Geometrie des μ -Dishes	10
Abbildung 2.4:	Betrag der elektrischen Feldstärke im Querschnitt des μ -Dishes	11
Abbildung 2.5:	SAR-Verteilung im Querschnitt des μ -Dishes	12
Abbildung 2.6:	Verteilung der Leistungsflussdichte bei 100 GHz	13
Abbildung 2.7:	Perspektivische Ansicht eines Teilkörpermodells des Auges	14
Abbildung 2.8:	Elektrische Feldstärke im Längsschnitt der Kornea	14
Abbildung 3.1:	Darstellung eines Mischvorgangs	17
Abbildung 3.2:	Dielektrische Eigenschaften von reinem Wasser	18
Abbildung 3.3:	Dielektrische Eigenschaften von Fetten	21
Abbildung 3.4:	Schema der MG3D-Methode	21
Abbildung 3.5:	Schema der MG2D-Methode	22
Abbildung 3.6:	Schema der DL-Methode	23
Abbildung 3.7:	Schema der Br-Methode	24
Abbildung 3.8:	Schema der L-Methode	25
Abbildung 3.9:	Schema der IL-Methode	25
Abbildung 3.10:	Schema der „Free-Space“-Methode	27
Abbildung 3.11:	Simulationsmodell und Ergebnisse der „Free-Space“-Methode	29
Abbildung 3.12:	Rechenraum der Bandleitung zur Simulation einer TEM-Welle	31
Abbildung 3.13:	Schichtenmodell für die Analyse absorbierter Leistungen	32
Abbildung 3.14:	Verteilungen der elektrischen Feldstärke und der Volumenleistungs- dichte zum Vergleich der absorbierten Leistungen im geschichteten und im homogenisierten Modell	32
Abbildung 3.15:	Materialmodell für die numerische SAR-Simulation	34
Abbildung 3.16:	Ergebnis der Feld- und SAR-Simulation	35
Abbildung 3.17:	Anatomischer Aufbau der Kornea im Längsschnitt	37
Abbildung 3.18:	Anatomie der Mikrostruktur des Stromas in der Kornea	38

Abbildung 3.19: Planares Schichtenmodell der Kornea, nutzbar bis 2 THz	39
Abbildung 3.20: Mischvorgänge zu den dielektrischen Materialparametern des Korneamodells bis 2 THz	40
Abbildung 3.21: Mittels Mischtheorie entwickelte Materialdaten des Auges von 0,1 bis 2 THz.....	43
Abbildung 3.22: Planares Schichtenmodell der Kornea, nutzbar bis 10 THz	44
Abbildung 3.23: Modell der Keratinozyten	45
Abbildung 3.24: Mittels Mischtheorie entwickelte Materialdaten des Auges von 2 bis 10 THz	46
Abbildung 3.25: Dielektrische Materialdaten der Kornea im Vergleich	47
Abbildung 3.26: Anatomie der menschlichen Haut.....	49
Abbildung 3.27: Hautmodell aus vier Materialschichten	50
Abbildung 3.28: Hautmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie	50
Abbildung 3.29: Mikroskopische Schnittaufnahme einer verhältnismäßig dicken Hautschicht	51
Abbildung 3.30: Hautmodell mit Rillen.....	51
Abbildung 3.31: Hautmodell mit Haar.....	52
Abbildung 3.32: Zweidimensionale schematische Darstellung des Stratum Corneums.....	53
Abbildung 3.33: Mischvorgänge zu den in Abbildung 3.34 angegebenen dielektrischen Materialparametern	54
Abbildung 3.34: Mittels Mischtheorie bestimmte dielektrische Materialparameter der Haut.....	55
Abbildung 3.35: Dielektrische Materialdaten der Haut im Vergleich	56
Abbildung 4.1: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im Teilkörpermodell des Auges	60
Abbildung 4.2: Normierte SAR-Verteilung im Teilkörpermodell des Auges	61
Abbildung 4.3: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 2 THz	62
Abbildung 4.4: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 2 THz.....	62
Abbildung 4.5: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im Augenmodell bei 650 GHz	64
Abbildung 4.6: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell bei 650 GHz.....	64
Abbildung 4.7: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im Teilkörpermodell des Auges	66
Abbildung 4.8: Normierte SAR-Verteilung im Teilkörpermodell des Auges bei 6 THz.....	67
Abbildung 4.9: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 10 THz mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten.....	67

Abbildung 4.10: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 10 THz	68
Abbildung 4.11: SAR-Verteilungen im Augenmodell bei 2 THz.....	70
Abbildung 4.12: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im Augenmodell bei 6 THz	71
Abbildung 4.13: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell bei 6 THz.....	71
Abbildung 4.14: Modell zur Untersuchung dielektrischer Kontraste	74
Abbildung 4.15: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung bei der Untersuchung dielektrischer Kontraste	75
Abbildung 4.16: SAR _{Voxel} bei der Untersuchung dielektrischer Kontraste	77
Abbildung 4.17: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im planaren Teilkörpermodell der Haut bei 650 GHz	80
Abbildung 4.18: Normierte SAR-Verteilung im planaren Teilkörpermodell der Haut bei 650 GHz.....	80
Abbildung 4.19: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell (bis 1,5 THz)	81
Abbildung 4.20: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell (bis 1,5 THz).....	81
Abbildung 4.21: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell (bis 10 THz)	82
Abbildung 4.22: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell (bis 10 THz).....	82
Abbildung 4.23: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell bei 0,1 THz.....	84
Abbildung 4.24: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell bei 0,1 THz	85
Abbildung 4.25: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell bei 1 THz.....	85
Abbildung 4.26: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell bei 1 THz	86
Abbildung 4.27: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell bei 6 THz.....	86
Abbildung 4.28: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell bei 6 THz	87
Abbildung 4.29: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im planaren Teilkörpermodell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht bei 650 GHz	89
Abbildung 4.30: Normierte SAR-Verteilung im planaren Teilkörpermodell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht bei 650 GHz.....	90
Abbildung 4.31: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 1,5 THz).....	90
Abbildung 4.32: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 1,5 THz)	91
Abbildung 4.33: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 10 THz).....	91

Abbildung 4.34: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 10 THz)	92
Abbildung 4.35: Normierte elektrische Feld- und SAR-Verteilungen des Hautmodells mit Rillen.....	94
Abbildung 4.36: Normierte elektrische Feld- und SAR-Verteilungen des Hautmodells mit Rillen und Haar	95
Abbildung 4.37: Schichtenmodell für thermische Untersuchungen im Thoraxbereich.....	98
Abbildung 4.38: Schema zur Berücksichtigung expositionsbedingter Wärmequellen in thermischen Modellen.....	100
Abbildung 4.39: Stationäre Temperaturverteilung im Längsschnitt des planaren Schichtenmodells des Thoraxes bei Exposition durch eine TEM-Welle mit $f = 650$ GHz und der Leistungsdichte $S = 100$ W m ⁻²	101
Abbildung 4.40: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ und $S = 100$ W m ⁻² für drei Frequenzen.....	102
Abbildung 4.41: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ und $f = 0,65$ THz für vier Leistungsdichten.....	103
Abbildung 4.42: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ und $f = 0,65$ THz für vier Leistungsdichten.....	104
Abbildung 4.43: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ und $f = 6$ THz für vier Leistungsdichten.....	105
Abbildung 4.44: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ und $f = 6$ THz für vier Leistungsdichten.....	105
Abbildung 4.45: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes für $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ aufgrund der Exposition des Hautmodells mit Rillen bei $S = 100$ W m ⁻² und vier Frequenzen.....	107
Abbildung 4.46: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes für $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ aufgrund der Exposition des Hautmodells mit Rillen und Haar bei $S = 100$ W m ⁻² und vier Frequenzen.....	108
Abbildung 4.47: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65$ THz	109
Abbildung 4.48: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65$ THz	110

Abbildung 4.49: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$	111
Abbildung 4.50: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$	111
Abbildung 4.51: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$	112
Abbildung 4.52: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$	113
Abbildung 4.53: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$	113
Abbildung 4.54: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$	114
Abbildung 4.55: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 12,5 ms-Exposition durch eine TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz bei einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$	116
Abbildung 4.56: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 12,5 ms-Exposition durch eine TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz bei einer Leistungsdichte von 100 W m^{-2}	117
Abbildung 4.57: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes für drei Sätze thermischer Materialparameter	119
Abbildung 4.58: Längsschnitt durch das für die Temperaturberechnung verwendete Augenmodell	120
Abbildung 4.59: Vergleich der natürlichen Temperaturverteilungen entlang einer in z-Richtung mittig durch das Modell des Auges verlaufenden Auswertelinie des verwendeten Modells mit Literaturdaten	122
Abbildung 4.60: Stationäre Temperaturverteilung in einem Längsschnitt des thermischen Augenmodells bei der Exposition durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$	124
Abbildung 4.61: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 6 \text{ THz}$..	125

Abbildung 4.62: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 6 \text{ THz}$..	125
Abbildung 4.63: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 0,65 \text{ THz}$	126
Abbildung 4.64: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 0,65 \text{ THz}$	126
Abbildung 4.65: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$	128
Abbildung 4.66: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$	129
Abbildung 4.67: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$...	129
Abbildung 4.68: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$...	130
Abbildung 4.69: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer $12,5 \text{ ms}$ -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für die Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ einer TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz	132
Abbildung 4.70: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer $12,5 \text{ ms}$ -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für die Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ einer TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz	132
Abbildung 4.71: Stationäre Temperaturverteilungen im thermischen Modell des Auges für drei Sätze thermischer Materialparameter.....	135

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1:	Materialparameter des μ -Dishes mit Kulturmedium	10
Tabelle 3.1:	Parameter der „double-Debye“-Gleichung für reines Wasser im Frequenzbereich zwischen 0,1 THz und 1 THz nach [Liebe et al., 1991] für die Temperaturen $T = 20^{\circ}\text{C}$ und 37°C	18
Tabelle 3.2:	Dielektrische Parametersätze $\epsilon_{r, iA}$ und $\epsilon_{r, iB}$ mit aus der „Invers-Linearen“ Methode (Gleichung 3.9) berechneten $\epsilon_{r, iL A}$ und $\epsilon_{r, iL B}$	28
Tabelle 3.3:	Absorbierte Leistung des Invers-Linear geschichteten Modells bei $f = 1$ THz	33
Tabelle 3.4:	Dielektrische Parameter des physiologischen Modells bei $f = 10$ THz	34
Tabelle 3.5:	Ergebnisse des physiologischen Modells bei $f = 10$ THz	35
Tabelle 3.6:	Parameter der „double-Debye“-Gleichung für reines Wasser bis 2 THz nach [Liebe, et al.] für die Temperaturen $34,25^{\circ}\text{C}$ und 35°C	40
Tabelle 4.1:	Elektrische Materialparameter ϵ_r' und κ sowie Dichte ρ [Scott, 1988] für numerische Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges bis 2 THz	60
Tabelle 4.2:	Eindringtiefen δ in das Teilkörpermodell des Auges für Frequenzen bis 2 THz	63
Tabelle 4.3:	Ergebnisse der Variation dielektrischer Eigenschaften im Auge bei 0,65 THz	65
Tabelle 4.4:	Dielektrische Materialparameter ϵ_r' und κ für numerische Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges von 2 bis 10 THz	66
Tabelle 4.5:	Eindringtiefen δ in das Teilkörpermodell des Auges für Frequenzen bis 10 THz	68
Tabelle 4.6:	Dielektrische Materialparameter ϵ_r' und κ für numerische Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges mit homogenisiertem Stroma bei 2 THz, Dichte ρ nach [Scott, 1988]	69
Tabelle 4.7:	Ergebnisse der Variation dielektrischer Eigenschaften im Auge bei 6 THz	72
Tabelle 4.8:	Dielektrische Materialparameter für die numerische Kontrastuntersuchung bei 100 THz	75
Tabelle 4.9:	Dielektrische Materialparameter ϵ_r' und κ für numerische Untersuchungen am Hautmodell	79
Tabelle 4.10:	Maxima der elektrischen Feldstärken und der $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ sowie Eindringtiefen δ im planaren Modell der Haut	83

Tabelle 4.11: Ergebnisse der Variation dielektrischer Parameter in der Haut bei 0,1, 1 und 6 THz	88
Tabelle 4.12: Maxima der elektrischen Feldstärken und der SAR _{Voxel} sowie Eindringtiefen δ im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie.....	93
Tabelle 4.13: In [Spathmann et al., 2014] zusammengestellte Materialparameter des thermischen Thoraxmodells; thermische Parameter nach [Samaras et al., 2007], Dichten sind aus [Duck, 1990] und [Christ et al., 2006] entnommen...	99
Tabelle 4.14: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C bzw. 36,85°C an der Hautoberfläche durch Exposition des Thoraxmodells mit einer TEM-Welle bei zwei Frequenzen und vier verschiedenen Leistungsdichten	106
Tabelle 4.15: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C bzw. 36,85°C an der Hautoberfläche durch Kurzzeit-Exposition (50 ms) des Thoraxmodells mit einer TEM-Welle bei zwei Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten	115
Tabelle 4.16: Thermische Materialparameter für das Thoraxmodell nach [Xu and Lu, 2011]	118
Tabelle 4.17: Thermische Materialparameter für das Thoraxmodell nach [Hasgall et al., 2012].....	118
Tabelle 4.18: Temperaturen der natürlichen Verteilung im Vergleich zu denen bei Exposition durch ein 6 THz-Feld an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt der Thoraxmodelle für verschiedene Sätze thermischer Parameter	120
Tabelle 4.19: Thermische Materialparameter für das Augenmodell nach [Karampatzakis and Samaras, 2010]	121
Tabelle 4.20: Maximale Temperaturerhöhungen an der Korneaoberfläche durch Langzeit-Exposition mit einer TEM-Welle für zwei Frequenzen und verschiedene Leistungsdichten bei Umgebungstemperaturen von 22,85°C bzw. 36,85°C	127
Tabelle 4.21: Maximale Temperaturerhöhungen an der Korneaoberfläche nach Kurzzeit-Exposition (50 ms) mit einer TEM-Welle für zwei Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten bei einer Umgebungstemperatur von 22,85°C bzw. 36,85°C	130
Tabelle 4.22: Thermische Materialparameter nach [Hirata, 2005] für das in Abbildung 4.58 gezeigte Modell	133
Tabelle 4.23: Thermische Materialparameter nach [Hirata et al., 2007] für das in Abbildung 4.58 gezeigte Modell	134
Tabelle 4.24: Temperaturen der natürlichen und der durch eine TEM-Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ expositionsbedingten Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Augenoberfläche für eine kontinuierliche Exposition bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ unter Verwendung verschiedener Parametersätze	135

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bezeichnung
B	Blut
Br	„Bruggeman“-Methode
cm	Zentimeter
CST	Computer Simulation Technology
DL	„double-layer“-Methode
E	Einschluss
eff	effektiv
EM	elektromagnetisch
End	Endothelium
Epi	Epithelium
et al.	lateinisch für „und Andere“
EuD	Epidermis und Dermis
FS	„Free-Space“-Methode
GF	Grenzfläche
GHz	Gigahertz
H	Hintergrund
HEW	homogene ebene Welle
HF	hochfrequent
ICNIRP	International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection
IL	„Invers-Lineare“ Methode
Ker	Keratinocyten
konst.	konstant
Konv	Konvektion
Kor	Korneocyten
KT	Körperkerntemperatur
KW	Kammerwasser
L	„Lineare“ Methode
M	Makromoleküle

Abkürzung	Bezeichnung
max	Maximum
met	metabolisch
MG2D	„Maxwell-Garnett“-Methode 2D
MG3D	„Maxwell-Garnett“-Methode 3D
min	Minimum
mm	Millimeter
NaCl	Natriumchlorid
ps	Pikosekunde
rad	radiated; deutsch: abgestrahlt
S	surface; deutsch: Oberfläche
SAR	spezifische Absorptionsrate
SB	Stratum Basale
SC	Stratum Corneum
SEMCAD	Simulation Platform for Electromagnetic Compatibility, Antenna Design and Dosimetry
SG	Stratum Granulosum
SS	Stratum Spinosum
Stör	Störschicht
tan	tangential
TEM-Welle	transversal elektromagnetische Welle
TH	thermisch
THz	Terahertz
tot	total
Var	Variante
µm	Mikrometer

Symbolverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A_{GF}	Größe der Grenzfläche GF	m^2
A_S	Größe der bestrahlten Oberfläche	m^2
a	Radius der Außenkugel in der „double-Layer“-Methode	m
b	Radius der Innenkugel in der „double-Layer“-Methode	m
b_B	Blutflusskoeffizient	$W/(m^3K)$
c_{TH}	spezifische Wärmekapazität	$V A s/(kg K)$
d	Dicke	m
E	elektrische Feldstärke	V/m
\underline{E}_z	komplexe elektrische Feldstärke in z -Richtung	V/m
\hat{E}	Spitzenwert der elektrischen Feldstärke	V/m
\hat{E}_{max}	maximaler Spitzenwert der elektrischen Feldstärke	V/m
\vec{E}	elektrischer Feldstärkevektor	V/m
$\underline{\vec{E}}$	Phasor des elektrischen Feldstärkevektors	V/m
e	Euler'sche Zahl	–
\vec{e}_x	Einheitsvektor in x -Richtung	–
\vec{e}_z	Einheitsvektor in z -Richtung	–
f	Frequenz	$1/s = Hz$
\underline{H}_y	komplexe magnetische Feldstärke in y -Richtung	A/m
\vec{H}	magnetischer Feldstärkevektor	A/m
$\underline{\vec{H}}$	Phasor des magnetischen Feldstärkevektors	A/m
$h_{TH, c}$	Konvektionskoeffizient	$W/(m^2K)$
$h_{TH, cr}$	äquivalenter Konvektionskoeffizient	$W/(m^2K)$

Symbol	Bezeichnung	Einheit
J	elektrische Stromdichte	A/m ²
j	imaginäre Einheit	$\sqrt{-1}$
k_{TH}	thermische Leitfähigkeit	W/(m K)
\underline{k}	komplexe Wellenzahl	1/m
\vec{k}	Wellenvektor	1/m
$\underline{\vec{k}}$	komplexer Wellenvektor	1/m
\vec{l}	Abstand vektoriell	m
\vec{M}	Drehmoment	N m
m	Masse	kg
N	Menge der natürlichen Zahlen	–
N	Anzahl	–
n	Laufindex	–
P	Leistung	W
$P_{\text{absorbiert}}$	absorbierte Leistung	W
$P_{\text{TH, conv}}$	konvektiv übertragene Wärmeleistung	W
$P_{\text{TH, rad}}$	abgestrahlte Wärmeleistung	W
\vec{p}	elektrisches Dipolmoment	A s m
Q_{EM}	volumenbezogene elektrische Verlustleistung	W/m ³
Q_{met}	metabolische Wärmeproduktionsrate	W/m ³
q	elektrische Ladung	A s = C
\underline{r}	Reflexionskoeffizient	–
\underline{r}_{12}	Teil-Reflexionskoeffizient	–
S	Leistungsdichte	W/m ²
SAR	spezifische Absorptionsrate	W/kg
T	Temperatur	°C
ΔT_{max}	maximale Temperaturänderung	K
t	Zeit	s
\underline{t}	Transmissionskoeffizient	–
V	Volumen	m ³
v_{E}	Volumenanteil des Einschlusses am Gesamtvolumen	–
v_i	Anteil des Volumens i am Gesamtvolumen	–

Symbol	Bezeichnung	Einheit
v_n	Anteil des Volumens n am Gesamtvolumen	–
$W_{\text{absorbiert}}$	absorbierte Energie	V A s
w	Volumenverhältnis	–
\underline{Z}_F	komplexer Feldwellenwiderstand	Ω
$\underline{\Gamma}$	komplexer Reflexionsfaktor	–
δ	Eindringtiefe	m
$\underline{\varepsilon}$	komplexe Permittivität	A s/(V m)
ε_r	komplexe relative Permittivität	–
ε_r'	Realteil der komplexen relativen Permittivität	–
ε_r''	Imaginärteil der komplexen relativen Permittivität	–
ε_S	unterer Grenzwert der „double-Debye“-Gleichung	–
$\varepsilon_{\text{TH, GF}}$	Emissionskoeffizient an einer Grenzfläche	–
ε_0	elektrische Feldkonstante	A s/(V m)
ε_2	zusätzliches Frequenzlimit der „double-Debye“-Gleichung	–
ε_∞	oberer Grenzwert der „double-Debye“-Gleichung	–
κ	elektrische Leitfähigkeit	S/m = 1/(Ω m)
λ	Wellenlänge	m
λ_0	Wellenlänge im Vakuum	m
$\underline{\mu}$	komplexe Permeabilität	V s/(A m)
$\underline{\mu}_r$	komplexe relative Permeabilität	–
μ_0	magnetische Feldkonstante	V s/(A m)
π	Kreiszahl Pi	–
ρ	Dichte	kg/m ³
σ_{TH}	Stefan-Boltzmann-Konstante	W/(m ² K ⁴)
τ	Zeitkonstante	s
$1/\tau_1$	untere Relaxationsfrequenz	1/s
$1/\tau_2$	obere Relaxationsfrequenz	1/s
χ_e	elektrische Suszeptibilität	–
χ_{EL}	Anteil der Elektronenpolarisation an χ_e	–

Symbol	Bezeichnung	Einheit
χ_{Ion}	Anteil der Ionenpolarisation an χ_e	–
χ_{Or}	Anteil der Orientierungs- oder Dipolpolarisation an χ_e	–
χ_{RL}	Anteil der Raumladungspolarisation an χ_e	–
ω	Kreisfrequenz	1/s
ω_{TH}	Perfusionsrate	$\text{m}^3/(\text{kg s})$
$\tan \delta_V$	Verlustfaktor	–

Vorwort

Die vorliegende Dissertation beinhaltet Teilergebnisse sowie Textpassagen, die bereits vorab vom Autor selbst in wissenschaftlichen Zeitschriften und Konferenzbeiträgen veröffentlicht oder in technischen Berichten dargestellt wurden. Es sei an dieser Stelle explizit auf den vom Autor dieser Dissertation mitverfassten Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben „Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich – Vorhaben 3610S80001“ [Spathmann et al., 2014] im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz hingewiesen. Aus diesem Bericht wurden einige der im Folgenden dargestellten, vom Autor selbst entwickelten Ergebnisse und verfassten Textpassagen übernommen und durch Zitate kenntlich gemacht.

Weitere wissenschaftliche Arbeiten des Autors sind im Kapitel „Liste eigener Veröffentlichungen und Berichte“ mit bibliographischen Informationen zusammengestellt.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Hochfrequente (HF) elektromagnetische (EM)-Felder, z.B. emittiert von technischen Systemen in der Medizintechnik, von Radio- und Fernsehsendern, oder von Mobilfunkbasisstationen und den meist körpernah getragenen mobilen Endgeräten, umgeben Menschen täglich. Zur Beurteilung der Wirkung von diesen und anderen potenziellen Immissionsfeldern im Dezimeter- und Zentimeterwellenbereich auf Menschen wurden in den letzten Jahren hochgenaue, so genannte „anatomisch korrekte“ Computermodelle des Menschen entwickelt, durch die eine zuverlässige Berechnung körperinterner Felder mittels numerischer Methoden zur Lösung der Maxwell'schen Gleichungen ermöglicht wird. Aufnahmen von biologischen Geweben bzw. Organen, die mittels Magnetresonanztomographie erzeugt wurden, dienen oftmals als Basis für die Ermittlung der Geometrieparameter dieser Modelle, die eine Auflösung im Bereich von wenigen zehntel Millimeter (mm) haben können.

Im Rahmen der bisher umfangreichsten Studie zur Katalogisierung der stark frequenzabhängigen dielektrischen Materialparameter von Körpergeweben wurden 1996 in drei wissenschaftlichen Arbeiten [Gabriel et al., 1996a], [Gabriel et al., 1996b], [Gabriel et al., 1996c] von der Forschungsgruppe um Camelia Gabriel biologische Gewebedaten untersucht und erstmals als eine im Internet frei verfügbare Datensammlung [Gabriel et al., Web] veröffentlicht. Für insgesamt 57 Gewebearten werden darin dielektrische Materialparameter als parametrisches Modell mit den Daten von Gabriel et al. im Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 Gigahertz (GHz) angegeben.

Mit der ebenfalls frei verfügbaren Datensammlung der „IT'IS Foundation“ [Hasgall et al., 2012] wird seit 2011 daran gearbeitet, die umfangreiche Datenlage zu dielektrischen Materialparametern aus der Literatur bis 100 GHz – auch aus den Arbeiten von Gabriel et al. – zusammenzufassen und um thermische Materialparameter sowie temperaturabhängige Daten der Viskosität, z.B. von physiologischen Körperflüssigkeiten, zu erweitern.

Moderne technische Anwendungen, z.B. in der Medizin-, Sicherheits-, Kommunikations- oder Prüftechnik, können bei Frequenzen oberhalb von 100 GHz, dem Terahertz-Frequenzbereich (allgemein definiert zwischen 100 GHz und 10 Terahertz (THz)), operieren. Für die Bewertung der Wirkung der durch diese Systeme emittierten EM-Felder auf Menschen fehlen bislang die dielektrischen Materialparameter in den genannten Datensammlungen [Gabriel et al., Web], [Hasgall et al., 2012].

Für die numerische Untersuchung körperinterner Felder im THz-Frequenzbereich sind die oben genannten Auflösungen der Geometriemodelle zudem nicht ausreichend, da, wie z.B. in [Kunz and Luebbers, 1993] beschrieben, für die numerische Feldanalyse die geometrische Auflösung eines Modells möglichst besser als ein Zehntel der Wellenlänge im Material sein sollte. Für Untersuchungen bei 10 THz sollte die Auflösung also im Bereich von einigen Mikrometern liegen.

Bezüglich der Grenzwerte, die von den für Strahlenschutzfragen zuständigen politischen Gremien, Berufs- und Fachverbänden sowie wissenschaftlichen Expertenkommissionen entwickelt werden, kann die aktuelle Situation am besten durch eine Zusammenfassung der von der „International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection“ (ICNIRP) ausgegebenen Empfehlungen [ICNIRP, 1998], [ICNIRP, 2010], [ICNIRP, 2013] dargestellt werden. Ziel der in Abbildung 1.1 dargestellten Basisgrenzwerte ist es, expositionsbedingte biologische Effekte, die zu einer mittelbaren oder unmittelbaren gesundheitlichen Schädigung führen können, zu verhindern. Die dargestellten Basisgrenzwerte umfassen für wissenschaftlich anerkannte Effekte das Frequenzspektrum von sehr niedrigen Frequenzen bis hin zu 100 THz.

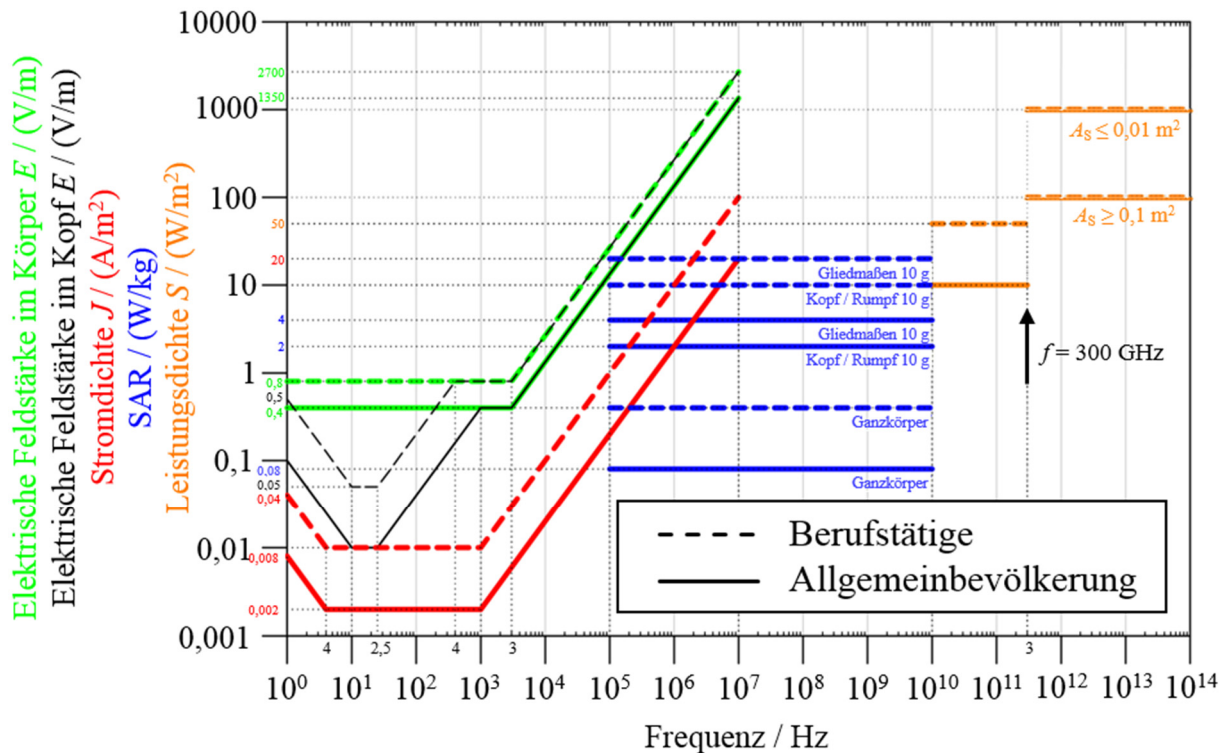


Abbildung 1.1: Empfohlene Basisgrenzwerte nach ICNIRP für die Allgemeinbevölkerung und für Berufstätige im Frequenzbereich von 1 Hz bis 100 THz [ICNIRP, 1998], [ICNIRP, 2010], [ICNIRP, 2013] (A_s : Größe der bestrahlten Hautoberfläche); Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Für Frequenzen im THz-Bereich ist die folgende Situation gültig: Bis zu einer Frequenz von 300 GHz gelten die extrapolierten Grenzwerte aus dem Mikrowellenbereich. Oberhalb von 300 GHz beziehen sich die Grenzwerte auf Richtlinien zum Schutz der Haut und des Auges vor Laserstrahlung. Oberhalb und unterhalb der Frequenz $f = 300$ GHz besteht ein signifikanter Unterschied der empfohlenen Basisgrenzwerte für die Leistungsdichte S von mindestens einer Größenordnung [Schmid, 2010].

Ein solcher gravierender Unterschied in den Empfehlungen zum Schutz vor der Wirkung von EM-Feldern im THz-Frequenzbereich auf Menschen ist nicht akzeptabel, wenn die Anzahl von technischen Anwendungen in diesem Frequenzbereich weiterhin mit der aktuellen Geschwindigkeit steigt [Spathmann et al., 2014].

1.2 Zielsetzung und Konzept

Aufgrund der in Abschnitt 1.1 dargestellten Motivation ist das Ziel dieser Arbeit die Entwicklung von Methoden zur Simulation der Wirkung von EM-Expositionsfeldern auf biologisches Gewebe im THz-Frequenzbereich.

Hierzu sollen Techniken der numerischen Feldanalyse zum Einsatz kommen. Das EM-Feld im exponierten Körper wird im Hinblick auf die Eindringtiefe, die räumliche elektrische Feldstärkeverteilung sowie die absorbierte HF-Leistung untersucht. Aus der EM-Exposition resultierende Temperaturanstiegsprofile werden über der Zeit und dem Ort für verschiedene Leistungsdichten einfallender EM-Felder unterschiedlicher Frequenz berechnet.

Geometrische Modelle von anatomischen Teilkörpern müssen hierzu entwickelt werden, die der Anforderung einer örtlichen Auflösung von einem Zehntel der Wellenlänge im Material [Kunz and Luebbers, 1993] genügen und dadurch Größenordnungen im Mikrometer (μm)-Bereich haben.

Frequenzabhängige dielektrische Materialdaten für solche Teilkörpermodelle existieren nicht im ausreichenden Maße in der Literatur für den Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 10 THz und werden hier unter Verwendung der dielektrischen Mischtheorie berechnet.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 beschäftigt sich mit der allgemeinen Problemstellung bei der Simulation der biologischen Wirkung von EM-Feldern mit Frequenzen bis zu 100 GHz und illustriert diese an mehreren numerischen Beispielen. Simulationsmodelle, bestehend aus Geometrie- und Materialmodellen für die Untersuchung der Wirkung von EM-Wellen bis zu einer Frequenz von 10 THz, werden unter Zuhilfenahme von biologischer Literatur bzw. der dielektrischen Mischtheorie in Kapitel 3 für das menschliche Auge und die Haut entwickelt. Das 4. Kapitel beschreibt numerische Untersuchungen der Expositionswirkung auf biologische Gewebe im Frequenzbereich von 100 GHz bis 10 THz. Zunächst werden die aus Modellrechnungen resultierenden elektromagnetischen Felder hinsichtlich räumlicher Verteilung, Eindringtiefe und spezifischer Absorptionsrate analysiert. Auf Basis thermischer Gewebedaten werden im Anschluss natürliche Temperaturverteilungen (ohne Exposition) im Körper berechnet. Durch die absorbierte hochfrequente Verlustleistung als zusätzliche Wärmequelle steigt die Temperatur im exponierten Gewebe an. Temperaturanstiegsprofile werden als Funktion des Ortes sowie der Dauer und der Intensität der Exposition untersucht.

Kapitel 5 fasst die gefundenen Erkenntnisse zusammen und gibt Anregungen für weitere Forschungsarbeiten.

2 Problemstellung

Biologische Gewebe gehören aus Sicht der Elektrotechnik zur Kategorie der Dielektrika. Dies sind elektrisch isolierend wirkende Materialien, die jedoch auch eine elektrische Leitfähigkeit haben können.

Reale dielektrische Materialien werden über die komplexe Permittivität $\underline{\epsilon} = \epsilon_0 \underline{\epsilon}_r$ mit der elektrischen Feldkonstante $\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1}$ und der komplexen relativen Permittivität $\underline{\epsilon}_r$ beschrieben. Ist ein Dielektrikum verlustbehaftet, gilt für die komplexe relative Permittivität $\underline{\epsilon}_r = \epsilon_r' - j \epsilon_r'' = \epsilon_r' - j \kappa \omega^{-1} \epsilon_0^{-1}$ mit der imaginären Einheit j , definiert als $j^2 = -1$, und der Kreisfrequenz $\omega = 2 \pi f$ in s^{-1} , wobei die elektrische Leitfähigkeit $\kappa > 0 \text{ S m}^{-1}$ ist. Die komplexe Permeabilität $\underline{\mu} = \mu_0 \underline{\mu}_r$ wird beschrieben durch die magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ V s A}^{-1} \text{ m}^{-1}$ und die komplexe relative Permeabilität $\underline{\mu}_r$. Da biologische Gewebe üblicherweise keine magnetischen Eigenschaften besitzen, gilt für diese im Folgenden $\underline{\mu} = \mu_0$.

Die dielektrischen Parameter der meisten biologischen Gewebe unterliegen zudem einer starken Frequenzabhängigkeit, die sich durch die Ladungsverteilungen der Atome bzw. Moleküle erklärt, anhand derer Dielektrika in die Gruppen der polaren und nichtpolaren Stoffe eingeordnet werden [Ivers-Tiffée und von Münch, 2007]. Das Wassermolekül ist das prominenteste Beispiel für eine polare Ladungsverteilung, bei der die positiven und negativen Ladungsschwerpunkte räumlich voneinander separiert sind. Damit kann diesem Molekül ein Dipolmoment $\vec{p} = |q| \vec{l}$ zugeordnet werden, wobei – per Definition – \vec{l} vom negativen zum positiven Ladungsschwerpunkt zeigt. Befindet sich das Molekül in einem elektrischen Feld, wirkt auf den Dipol ein Drehmoment $\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}$. Abhängig von seiner Bewegungsfreiheit versucht der Dipol, sich parallel zum elektrischen Feldstärkevektor auszurichten.

Moleküle und Atome, die in Abwesenheit von elektrischen Feldern keine Dipolmomente besitzen, können durch extern anliegende Felder eine räumliche Trennung der Ladungsschwerpunkte erfahren. Die dadurch entstehenden Dipolfelder überlagern sich mit dem erzeugenden Feld.

Das Maß der Polarisierbarkeit eines Materials wird elektrische Suszeptibilität $\chi_e = \epsilon_r - 1$ genannt und setzt sich additiv aus den vier folgenden Mechanismen zusammen:

1. Elektronenpolarisation χ_{EL}
2. Ionenpolarisation χ_{Ion}
3. Orientierungs- oder Dipolpolarisation χ_{Or}
4. Raumladungspolarisation χ_{RL}

Die Polarisierbarkeit ist materialabhängig und weist neben der Frequenz- oftmals auch eine starke Temperaturabhängigkeit auf. Die genannten Polarisationsmechanismen treten zudem in verschiedenen Materialien nicht immer bei gleicher Frequenz (vgl. Teilsuszeptibilitäten in Abbildung 2.1) und Intensität auf.

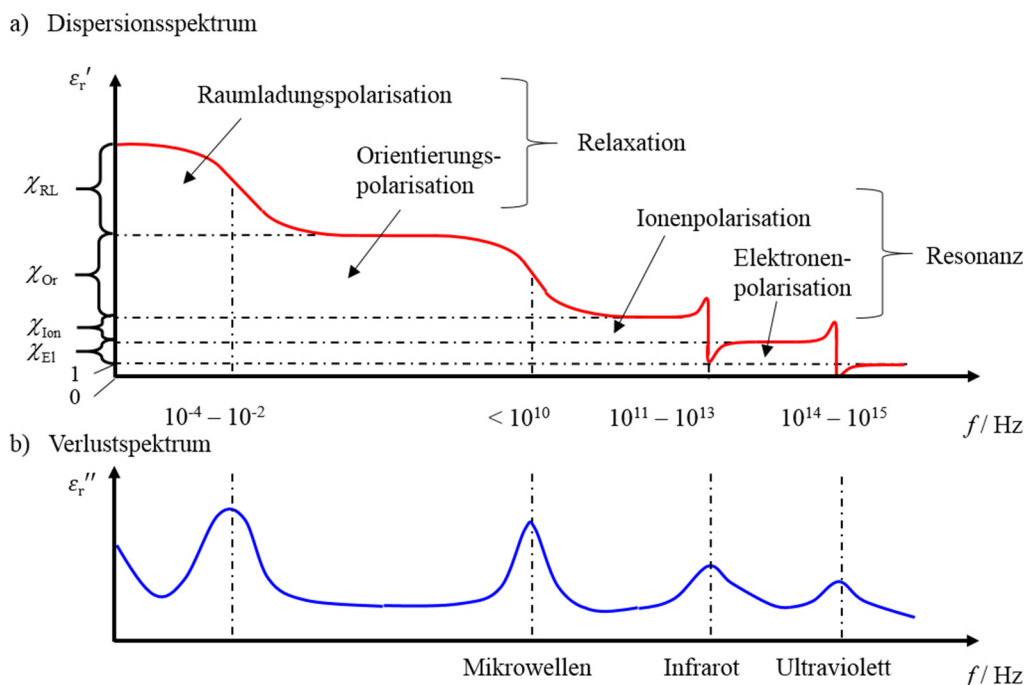


Abbildung 2.1: Darstellung von Polarisationsmechanismen über der Frequenz

Frequenzabhängigkeit von a) ϵ_r' und b) ϵ_r'' ;

Abbildungsinhalte aus [Ivers-Tiffée und von Münch, 2007]

Das Dispersionsspektrum in Abbildung 2.1 a) beschreibt den Verlauf von ϵ_r' . An den Frequenz-Obergrenzen der Raumladungs- und Orientierungspolarisation handelt es sich bei den Übergängen um Relaxationen, deren jeweiliger Abklingvorgang mit einer charakteristischen Zeitkonstante τ beschrieben wird. Die Übergänge der Ionen- und Elektronenpolarisation sind hingegen Resonanzen, die sich durch Über- und Unterschwinger deutlich von den Relaxationen unterscheiden.

Das in Abbildung 2.1 b) dargestellte Verlustspektrum zeigt das Verhalten von ϵ_r'' . Befindet sich ein Dielektrikum in einem zeitlich veränderlichen Wechselfeld, so kann die Umlagerung

der Dipole aufgrund von Reibungseffekten oberhalb einer bestimmten Frequenz der Umpolarisation des externen Feldes nicht mehr folgen und eilt nach. Mit wachsender Frequenz des anregenden Feldes steigen auch die durch die Reibung bedingten Wärmeverluste. Im Verlustspektrum ist dies an den lokalen Maxima sichtbar. Ab einer bestimmten Frequenz sind dann die Verluste so hoch, dass die Umrichtung der Dipole überhaupt nicht mehr stattfinden kann. Für den entsprechenden Polarisationsmechanismus bedeutet dies, dass er seine Wirksamkeit verliert. Die Obergrenzen von Wirkmechanismen im Frequenzbereich des Dispersionsspektrums von ϵ_r' stellen somit lokale Maxima im Verlustspektrum von ϵ_r'' dar [Ivers-Tiffée und von Münch, 2007].

Nachstehend wird der prinzipielle Einfluss von dielektrischem Material auf das Verhalten elektromagnetischer Felder an vier Beispielen (dielektrischer Halbraum, menschlicher Körper, Probencontainer und Augenmodell) demonstriert.

2.1 Beispiel: Dielektrischer Halbraum

Trifft eine homogene ebene Welle (HEW) aus einem luftgefüllten Raumbereich senkrecht auf die ebene Oberfläche eines dielektrischen Halbraums mit $\underline{\epsilon}_r$, so werden Anteile des Immissionsfeldes an der Grenzfläche reflektiert bzw. transmittiert. Für den beschriebenen Fall ist der komplexe Reflexionsfaktor gegeben als $\underline{\Gamma} = (1 - \underline{\epsilon}_r^{0,5}) / (1 + \underline{\epsilon}_r^{0,5})$ und somit ausschließlich abhängig von der Permittivität.

Der transmittierte Anteil des Immissionsfeldes entspricht dem Expositionsfeld, dessen Amplitude in einem verlustbehafteten Dielektrikum infolge von Absorption mit zunehmendem Eindringen abklingt. Die Eindringtiefe δ ist dabei definiert als die Strecke entlang des Ausbreitungspfadens der Welle, längs derer die Amplitude des Expositionsfeldes auf das 1/e-fache ihres Bezugswertes an der Oberfläche des Dielektrikums abfällt:

$$\delta = \frac{1}{\omega \left[\frac{\mu \underline{\epsilon}}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\kappa}{\omega \underline{\epsilon}} \right)^2} - 1 \right) \right]^{0,5}} \quad [\text{Jordan and Balmain, 1960}] \quad 2.1$$

$$\text{mit } \kappa / (\omega \underline{\epsilon}) \gg 1 \text{ und } \underline{\epsilon} = \epsilon_0 \underline{\epsilon}_r \quad [\text{Polk and Postow, 1986}]. \quad 2.2$$

2.2 Beispiel: Menschlicher Körper

Die Frequenzabhängigkeit der Eindringtiefe wird nachstehend an einer Serie numerischer Beispielrechnungen für eine in x -Richtung propagierende HEW illustriert, die auf das anatomische Menschmodell „Visible Human“ [NLM, Web] trifft. Die Ausbreitungsrichtung der HEW ist durch den Wellenvektor

$$\vec{k} = k \vec{e}_x = \sqrt{\epsilon \mu_0} \vec{e}_x \quad 2.3$$

mit dem Einheitsvektor \vec{e}_x beschrieben. Damit ist der Phasor des elektrischen Feldstärkevektors gegeben als

$$\vec{E} = \hat{E} \vec{e}_z e^{-jkx} \quad 2.4$$

Der Phasor des magnetischen Feldstärkevektors \vec{H} steht orthogonal auf \vec{E} und \vec{k} . Das Verhältnis der Amplituden der beiden Feldstärken stellt den Feldwellenwiderstand dar: $\underline{Z}_F = -\underline{E}_z / \underline{H}_y = [\mu_0 / \epsilon]^{0,5}$ [Küpfmüller et al., 2008].

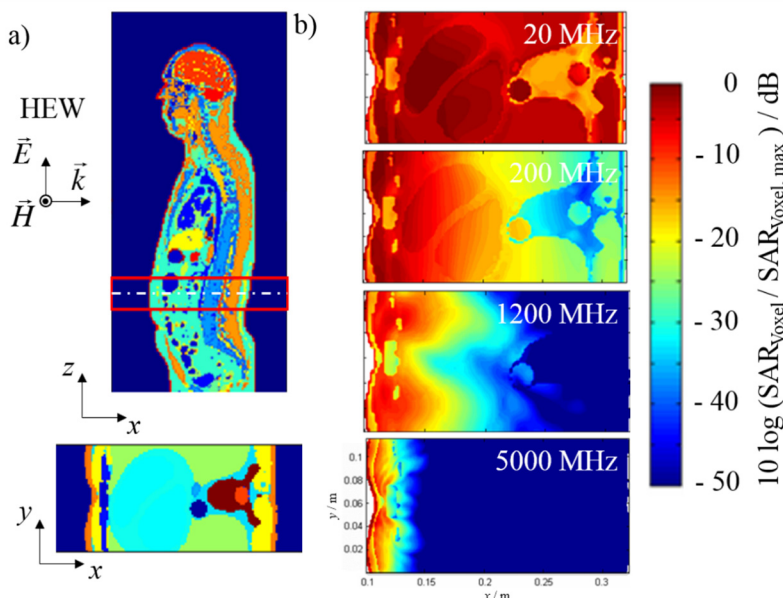


Abbildung 2.2: Eindringverhalten einer HEW in den menschlichen Körper
 a) Vertikaler und horizontaler Schnitt durch das Menschmodell „Visible Human“ mit skizzierter einfallender HEW und b) normierter lokaler SAR-Verteilung im horizontalen Schnitt bei vier ausgewählten Frequenzen [Bitz et al., 2009]

Abbildung 2.2 demonstriert die Frequenzabhängigkeit des Eindringens eines elektromagnetischen Feldes am Beispiel der spezifischen Absorptionsrate (SAR) in einem inhomogenen, anatomisch aufgebauten Computermodell des menschlichen Körpers. Für ein verlustbehaftetes

Dielektrikum, das sich in einem EM-Feld befindet, ist die SAR definiert als die im Volumen V pro Zeiteinheit absorbierte Energie $(dW_{\text{absorbiert}} / dt) = P_{\text{absorbiert}}$ des hochfrequenten Feldes, dividiert durch die Masse m des Volumens, also $\text{SAR} = P_{\text{absorbiert}}(V) / m(V)$. Ausgedrückt durch den Scheitelwert \hat{E} der elektrischen Feldstärke einer HEW gilt dann auch

$$\text{SAR} = \frac{1}{2} \frac{\kappa |\hat{E}|^2 V}{m(V)} = \frac{1}{2} \frac{\kappa |\hat{E}|^2}{\rho}, \quad 2.5$$

wobei ρ die Dichte des Materials im betrachteten Volumen beschreibt.

In Abbildung 2.2 ist eine deutliche Frequenzabhängigkeit der SAR-Verteilung bedingt durch das Eindringverhalten elektromagnetischer Felder zu erkennen. Während bei 20 MHz die lokale SAR im gesamten Querschnitt verhältnismäßig gleichmäßig ist, konzentriert sich das Gebiet der höchsten Absorption bei steigender Frequenz zunehmend auf den Bereich dicht unterhalb der exponierten Körperoberfläche. Bei einer auf das Menschmodell einfallenden HEW der Frequenz 5000 MHz ist die in den Körper eindringende Leistung bereits nach wenigen Zentimetern nahezu vollständig absorbiert. Bei den in dieser Arbeit noch zu behandelnden Frequenzen im THz-Bereich ergeben sich häufig deutlich geringere Eindringtiefen.

2.3 Beispiel: Probencontainer

Zur Demonstration grundsätzlich unterschiedlicher Auswirkungen der Wellenlängen von Expositionsfeldern im THz-Bereich und bei vergleichsweise niedrigen Frequenzen, z.B. im Mikrowellenbereich (um 2 GHz), für den umfassende dosimetrische Forschungsergebnisse verfügbar sind, wird ein μ -Dish mit Deckel (μ -Dish^{50mm, low}; Hersteller: ibidi GmbH), befüllt mit einem Kulturmedium (Dulbecco's Modified Eagle Medium – DMEM), als Probencontainer herangezogen. Dieses Objekt wurde beispielsweise in einer Studie verwendet [Jastrow et al., 2010], in welcher das μ -Dish als Gefäß für eine Zellsuspension genutzt wurde, die durch einen von unten einfallenden Gauß'schen Strahl bei der Frequenz 106 GHz exponiert wurde.

Für die numerische Simulation der EM-Exposition des μ -Dishes wurde das kommerzielle Programmpaket CST STUDIO SUITE® [CST] verwendet. Die Geometrie des μ -Dishes ist in Abbildung 2.3 gezeigt und wurde entsprechend auf das Rechenmodell übertragen [Spathmann et al., 2014].

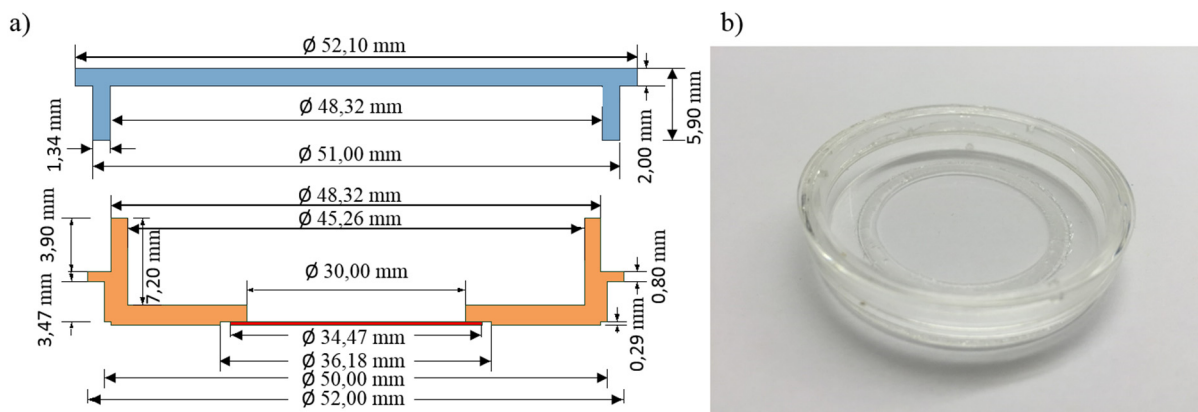


Abbildung 2.3: Geometrie des μ -Dishes

a) Konstruktionszeichnungen im Querschnitt mit Deckel (blau), Schale (orange) und 200 μm dicke Folie (rot); b) perspektivisches Foto

Die dielektrischen Materialparameter wurden von [Jastrow et al., 2010] übernommen und um die Werte für die Dichte ρ ergänzt (Tabelle 2.1). Der Verlustfaktor $\tan \delta_v$ ist definiert als $\tan \delta_v = \epsilon_r'' / \epsilon_r'$.

Tabelle 2.1: Materialparameter des μ -Dishes mit Kulturmedium

Material	Materialparameter
Deckel – Polystyrene	$\epsilon_r' = 3,00$; $\tan \delta_v = 0,01$; $\rho = 1.050 \text{ kg/m}^3$
Schale – Polystyrene	$\epsilon_r' = 2,28$; $\tan \delta_v = 0,0001$; $\rho = 1.050 \text{ kg/m}^3$
Folie – Polystyrene	$\epsilon_r' = 2,34$; $\tan \delta_v = 0,005$; $\rho = 1.050 \text{ kg/m}^3$
Kulturmedium – DMEM	$\epsilon_r' = 5,98$; $\tan \delta_v = 1,83$; $\rho = 1.100 \text{ kg/m}^3$

Aufgrund der bei 2 und 100 GHz ähnlichen Werte von ϵ_r' bzw. $\tan \delta_v$ wurden die Materialparameter für beide Frequenzen verwendet, um den Effekt von verschiedenen Verhältnissen der geometrischen Strukturen zur Wellenlänge zu verdeutlichen.

Die berechneten elektrischen Feldstärkeverteilungen, angeregt durch eine von unten senkrecht auf den Boden des μ -Dishes einfallende HEW bei 2 und 100 GHz, sind in Abbildung 2.4 gezeigt.

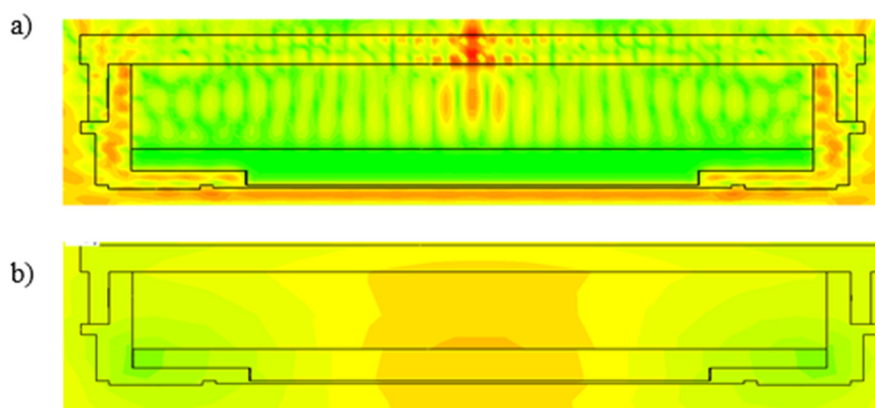


Abbildung 2.4: Betrag der elektrischen Feldstärke im Querschnitt des μ -Dishes, exponiert durch eine von unten senkrecht einfallende HEW bei a) $f=100$ GHz und bei b) $f=2$ GHz [Spathmann et al., 2012]

Auf eine Skalierung wurde verzichtet, um ausschließlich den prinzipiellen Effekt verschiedener Frequenzen zu diskutieren. Rote Farben kennzeichnen hohe, grüne niedrige elektrische Feldstärken.

Der gesamte Boden ist mit dem Kulturmedium (DMEM) bedeckt, das über der Folie eine Höhe von 2,41 mm aufweist (vgl. Abbildung 2.4). Das bei 100 GHz in a) von unten durch die Folie in das μ -Dish eintretende elektrische Feld klingt schnell auf zu vernachlässigende Werte ab. Demgegenüber existiert innerhalb der Wände des μ -Dishes eine merkliche Feldstärke mit einem Maximum in der Mitte des Deckels. Dieser Effekt ist bedingt durch eine Führung des Energieflusses entlang der Wände des μ -Dishes, die bei diesen kleinen Wellenlängen wie dielektrische Wellenleiter wirken. Innerhalb des Deckels propagiert die Energie nach innen und konzentriert sich im Mittelpunkt.

Die elektrische Feldstärkeverteilung bei der 2 GHz-Simulation (vgl. Abbildung 2.4 b)) ist völlig unterschiedlich: Die Feldstärke des von dem μ -Dish umschlossenen Hohlraums ist wesentlich größer und hat ihr Maximum in der Umgebung der Symmetrieachse. Da die Wellenlänge der exponierenden Welle hier erheblich größer ist als die geometrischen Dimensionen, ist die Welle nicht an einzelne Strukturen des μ -Dishes gebunden. Vielmehr wird die einfallende Welle durch Beugung und Reflexion gestört; zudem wirkt das gesamte μ -Dish ähnlich einer Linse.

Abbildung 2.5 zeigt die zugehörigen SAR-Verteilungen. Aufgrund der logarithmischen Skalierung werden Regionen mit kleinen SAR-Werten hervorgehoben. Die dünne Schicht der absorbierten Leistung am Boden in Abbildung 2.5 a) korrespondiert mit der geringen Eindringtiefe bei 100 GHz. Diese ist bedingt durch den hohen Anteil der Feldenergie, der durch das verlustbehaftete Material absorbiert wird. Im Gegensatz dazu ist die SAR bei 2 GHz über das gesamte

Volumen des Kulturmediums verteilt, und das Maximum ist deutlich geringer als bei 100 GHz. Das Verhältnis der jeweils über 1 mg gemittelten maximalen spezifischen Absorptionsraten beträgt $SAR_{\max, 1 \text{ mg}, 100 \text{ GHz}} / SAR_{\max, 1 \text{ mg}, 2 \text{ GHz}} = 14,4$.

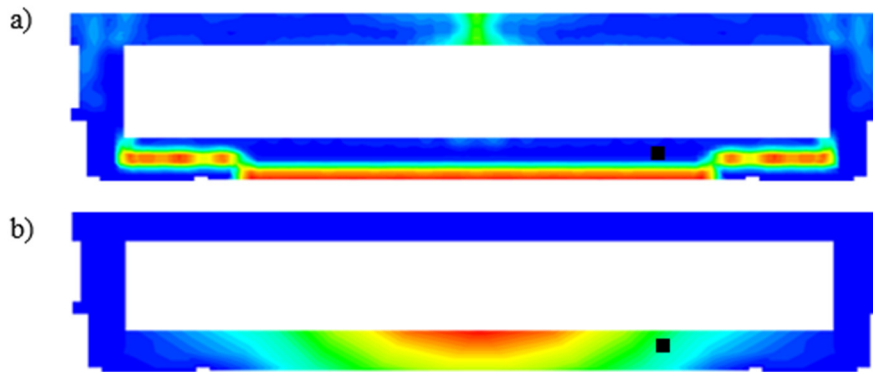


Abbildung 2.5: SAR-Verteilung im Querschnitt des μ -Dishes, korrespondierend zu den in Abbildung 2.4 gezeigten elektrischen Feldstärkerverteilungen für a) 100 GHz und b) 2 GHz; die schwarzen Quadrate deuten die ungefähre Ausdehnung der würfelförmigen SAR-Referenzmasse von 1 mg an [Spathmann et al., 2012]

Das Nebenmaximum der SAR in der Mitte des Deckels wird durch das Maximum der elektrischen Feldverteilung in Abbildung 2.4 a) erzeugt, obwohl die Leitfähigkeit im Deckelmaterial viel geringer als im Kulturmedium ist.

Abschließend ist in Abbildung 2.6 die Verteilung der Leistungsflussdichte für die Exposition bei 100 GHz im Querschnitt (a) und in einer horizontalen Schnittebene durch den Deckel (b) gezeigt. Außerhalb des Objektes ist in (a) ein annähernd ungestörter vertikaler Verlauf der Leistungsflussdichte zu erkennen. Innerhalb der Wände und des Deckels des μ -Dishes ist eine führende Wirkung des Materials auf den Leistungsfluss zu beobachten, der im Deckel fokussierend wirkt. Der von außen radial nach innen verlaufende Leistungsfluss (b) resultiert in einem Maximum in der Mitte des Deckels, analog zu den Verteilungen der elektrischen Feldstärke und der SAR bei einer Expositionsfrequenz von 100 GHz [Spathmann et al., 2014].

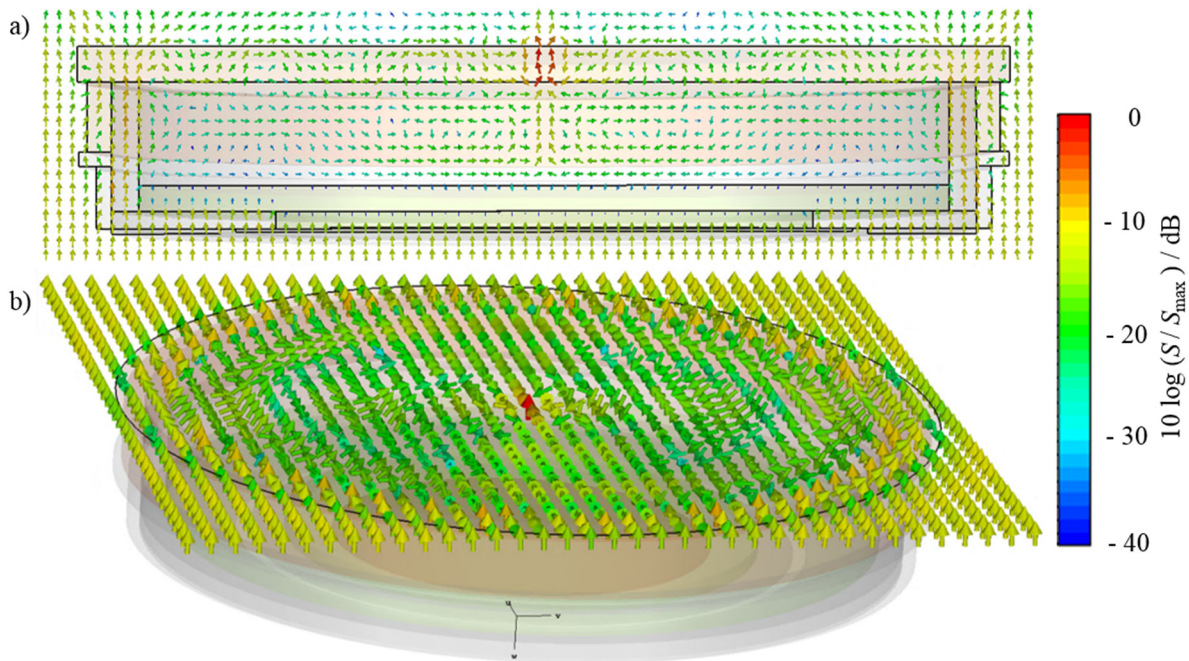


Abbildung 2.6: Verteilung der Leistungsflussdichte bei 100 GHz
 a) in der Querschnittsfläche und b) in einem horizontalen Schnitt durch den Deckel des μ -Dishes [Spathmann et al., 2014]

2.4 Beispiel: Augenmodell

In Abschnitt 2.3 wurde am Beispiel eines μ -Dishes mit Kulturmedium die wellenführende Eigenschaft der Struktur sowie die geringe Eindringtiefe des Expositionsfeldes bei 100 GHz diskutiert. Auch für menschliches Körpergewebe ist davon auszugehen, dass die Eindringtiefe im THz-Bereich weit kleiner als 1 mm ist. Um eine erste quantitative Abschätzung der im Zuge der vorliegenden Arbeit zu beachtenden Eindringtiefen in diesem Frequenzbereich geben zu können, wird im Folgenden das Beispiel eines anatomischen Teilkörpermodells des Auges untersucht [Spathmann et al., 2014].

Das in Abbildung 2.7 gezeigte Modell wurde für numerische Simulationen mit der Software SEMCAD X [SEMCAD] entwickelt. Die Augenhöhle, gelb dargestellt, umschließt den Augapfel, der aus insgesamt 12 verschiedenen Gewebetypen besteht.

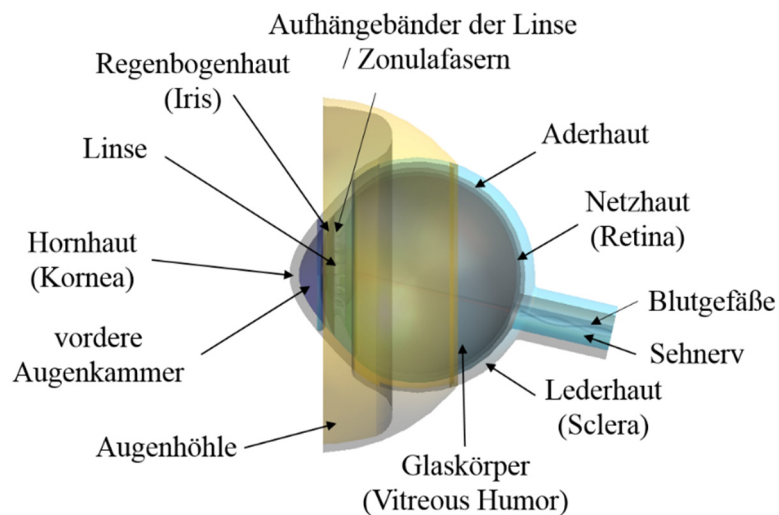


Abbildung 2.7: Perspektivische Ansicht eines Teilkörpermodells des Auges;
Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2012]

Für die numerische Simulation wurde das Modell mit einer von links auf die Oberfläche einfallenden HEW der Frequenz 100 GHz und der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ exponiert. Die einfallende Welle exponiert dabei insbesondere die an der Oberfläche des Augapfels liegende Kornea, die in Abbildung 2.7 grau dargestellt ist. Auf der linken Seite ist die Kornea von Luft umgeben, auf der rechten Seite grenzt sie an die mit Flüssigkeit gefüllte vordere Augenkammer. Abbildung 2.8 zeigt, im logarithmischen Maß, die resultierende elektrische Feldstärkeverteilung innerhalb der Kornea. Die außerhalb der Kornea auftretenden Feldstärken sind ausgeblendet.

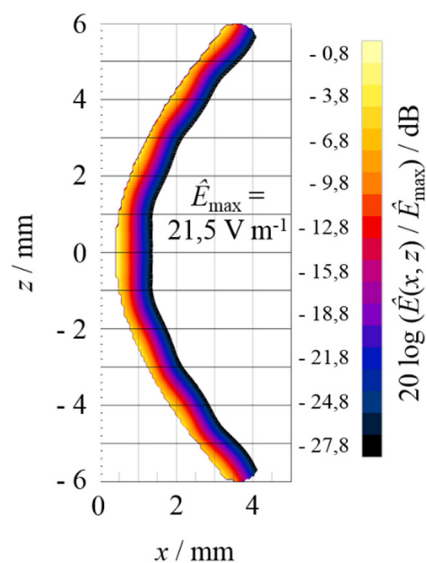


Abbildung 2.8: Elektrische Feldstärke im Längsschnitt der Kornea, exponiert durch eine senkrecht einfallende ebene Welle mit der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ und der Frequenz 100 GHz (\hat{E}_{\max} – maximaler Spitzenwert)

Erwartungsgemäß wird die durch die Luft in das Auge transmittierte elektrische Feldenergie bei 100 GHz bereits innerhalb der ca. 1 mm dicken Kornea sehr stark absorbiert (um mehr als 28 dB). Die dielektrischen Materialparameter wurden gemäß [Gabriel et al., Web] für die Kornea mit $\epsilon_r' = 7,993$ und $\kappa = 57,04 \text{ S m}^{-1}$ und für die vordere Augenkammer mit $\epsilon_r' = 7,001$ und $\kappa = 77,31 \text{ S m}^{-1}$ angenommen; die resultierende Eindringtiefe ist kleiner als 0,5 mm [Spathmann et al., 2014].

2.5 Fazit

Mit Wellenlängen im Freiraum hinunter bis zu $\lambda_{0, \min} = 30 \text{ }\mu\text{m}$ bei $f = 10 \text{ THz}$ ist es offensichtlich, dass klassische Ganzkörpermodelle nicht für numerische Untersuchungen der Wirkung von EM-Feldern im THz-Bereich auf biologische Gewebe geeignet sind. Gebiete im Inneren solcher Körpermodelle, die aufgrund der geringen Eindringtiefe nicht an der Absorption der Feldenergie beteiligt sind, können den Rechenaufwand dermaßen vergrößern, dass die heute zur Verfügung stehenden Rechenleistungen von modernen Großcomputerverbänden nicht in der Lage sind, die resultierenden Gleichungssysteme zu lösen. Zudem sind die geometrischen Auflösungen der meist aus Abbildungen der Magnetresonanztomographie entstandenen Ganzkörpermodelle im Bereich weniger mm zu grob, um die realistische Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit dem exponierten Gewebe zu simulieren.

Für die in den folgenden Kapiteln gezeigten numerischen Untersuchungen wurden daher hochgenaue Teilkörpermodelle unterschiedlicher Komplexität von verschiedenen Körperpartien benötigt. Abhängig von der betrachteten Frequenz sind Modelle mit geometrischen Dimensionen bis auf Zellebene vonnöten. Neben dem bereits beschriebenen Mangel an dielektrischen Gewebedaten oberhalb von 100 GHz wird das Problem hierdurch erweitert. So kann beispielsweise die Haut nicht mehr als makroskopisches Gewebe betrachtet werden, sondern ihr mikroskopischer Aufbau mit einer Unterteilung in Stratum Corneum, Epidermis, Dermis und Subcutis (und gegebenenfalls weiteren Substrukturen) muss berücksichtigt werden [Spathmann et al., 2015b]. Dielektrische Daten solcher Unterstrukturen sind in den bisher gängigen Datenbanken [Gabriel et al., Web], [Hasgall et al., 2012] nicht verfügbar.

3 Entwicklung von Simulationsmodellen biologischer Gewebe

3.1 Mischtheorie - Effective Medium Theory

Bei der numerischen Simulation der Wirkung von EM-Feldern auf biologische Gewebe bzw. ihre Unterstrukturen ist eine genaue Kenntnis über deren dielektrische Materialparameter unverzichtbar. Für Simulationen im THz-Frequenzbereich wird im Folgenden das Konzept der Mischtheorie verwendet [Giordano, 2003], [Sihvola, 2000] (in der Literatur oft als „Effective Medium Theory“ bezeichnet), um die fehlenden dielektrischen Daten zu bestimmen. Zur Berechnung der effektiven Materialparameter eines Mediums werden bei diesem Konzept algebraische Formeln verwendet. In der Literatur werden für die in dieser Arbeit benötigten Grundbestandteile eines Mediums (z.B. Wasser, Salz, Protein, Fett) die komplexwertigen Permittivitäten beschrieben. Diese bekannten Grundbestandteile werden unter Beachtung von Geometrien und Volumenanteilen der betrachteten Mikrostruktur miteinander vermischt. Die Nutzbarkeit so genannter Mischformeln wird in der Literatur gezeigt, beispielsweise in [Huclova et al., 2012], [Taylor et al., 2011], [Walker et al., 2002], [Spathmann et al., 2014]. Für den Fall, dass Erkenntnisse zu dielektrischen Materialdaten, basierend auf experimentellen Messungen, nur in sehr geringem Umfang oder gar nicht verfügbar sind, bietet das vorgeschlagene Konzept die Grundlage für numerische Simulationen zur Untersuchung von Reflexion und Absorption [Spathmann et al., 2014].

Die nachfolgende Abbildung 3.1 illustriert die Verfahrensweise bei der Anwendung der Mischtheorie. Zunächst werden mindestens zwei Grundbestandteile eines Mediums vorausgesetzt. Als Eingangsgrößen gehen in die algebraische Mischformel die bekannten frequenzabhängigen dielektrischen Materialdaten sowie die Volumenverhältnisse der verwendeten Grundbestandteile zueinander ein. Geometrien der Grundbestandteile, z.B. in Form von sphärischen Einschlüssen in einem Hintergrundmaterial, werden durch die Wahl einer geeigneten Mischformel berücksichtigt. Die so gefundenen Daten können nun direkt für numerische Simulationen ver-

wendet oder als neu definierte Materialdaten bei weiteren Anwendungen der Mischtheorie eingesetzt werden. Jede Anwendung einer Mischformel führt damit immer zu einer Homogenisierung der Mikrostruktur.

Der Grad der Homogenisierung ist beschränkt durch den Kontrast zweier Grundbestandteile. Unter Kontrast werden hier zum einen der Unterschied der Permittivitäten zueinander, zum anderen die geometrischen Abmessungen der inhomogenen Strukturen gegenüber den betrachteten Wellenlängen im Material verstanden [Spathmann et al., 2014].

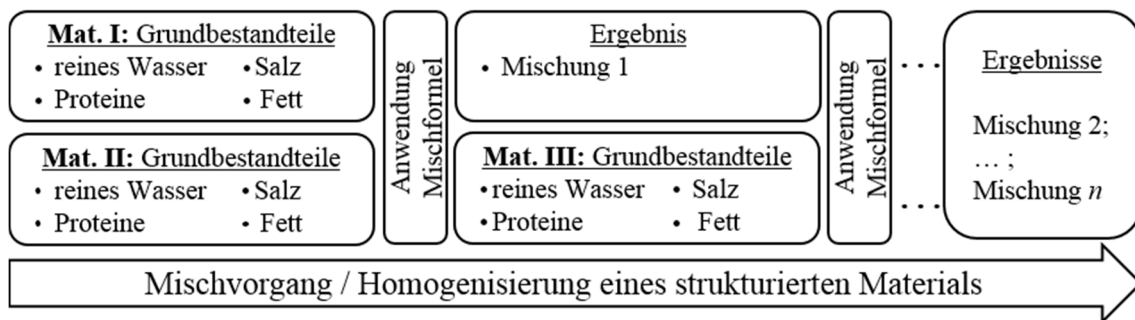


Abbildung 3.1: Darstellung eines Mischvorgangs zur Homogenisierung eines strukturierten Materials [Spathmann et al., 2014]

Die dielektrischen Grundbestandteile von Mischungen sowie die in dieser Arbeit verwendeten Mischmethoden werden im Folgenden beschrieben.

3.1.1 Literaturdaten zu dielektrischen Eigenschaften von Grundbestandteilen

a) Dispersive dielektrische Eigenschaften von reinem Wasser: $\epsilon_{r, \text{Wasser}}(f, T)$

Der Wasseranteil in biologischen Geweben kann mit teilweise über 90%, z.B. im Blutplasma, sehr hoch sein und ist ein Hauptbestandteil vieler menschlicher Körperbereiche. Durch die hohe komplexe Permittivität des Wassers bei Frequenzen im THz-Bereich bestimmt es maßgeblich die dielektrischen Gewebeeigenschaften mit [Taylor et al., 2011]. Eine genaue Beschreibung von Real- und Imaginärteil der Permittivität von Wasser ist somit entscheidend für eine realistische Simulation der Wirkung elektromagnetischer Felder auf biologische Gewebe.

Dielektrische Spektraleigenschaften von reinem Wasser können beispielsweise mittels einer „double-Debye“-Gleichung beschrieben werden:

$$\epsilon_r(f) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_2}{1 + j2\pi f \tau_1} + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_\infty}{1 + j2\pi f \tau_2} \quad 3.1$$

Hierbei wird $\epsilon_r(f)$ ausgedrückt durch eine reellwertige Dielektrizitätskonstante ϵ_∞ als Grenzwert für Frequenzen weit größer als die obere Relaxationsfrequenz $1/\tau_2$ und durch eine ebenfalls

reelle Dielektrizitätszahl ϵ_s für Frequenzen deutlich kleiner als die untere Relaxationsfrequenz $1/\tau_1$. Der Wert von ϵ_2 stellt ein zusätzliches Frequenzlimit dar [Gabriel et al., Web], und τ_1 bzw. τ_2 sind die charakteristischen Zeitkonstanten im Frequenzspektrum.

Abbildung 3.2 zeigt Spektralkurven des Realteils $\epsilon_r', \text{Wasser}(f, T)$ und des durch die Leitfähigkeit $\kappa_{\text{Wasser}}(f, T) = 2 \pi f \epsilon_0 \epsilon_r''$ ausgedrückten Imaginärteils der komplexen Permittivität von reinem Wasser im Frequenzbereich zwischen 0,1 THz und 10 THz für die beispielhaft gewählten Temperaturen 20°C und 37°C als Parameter.

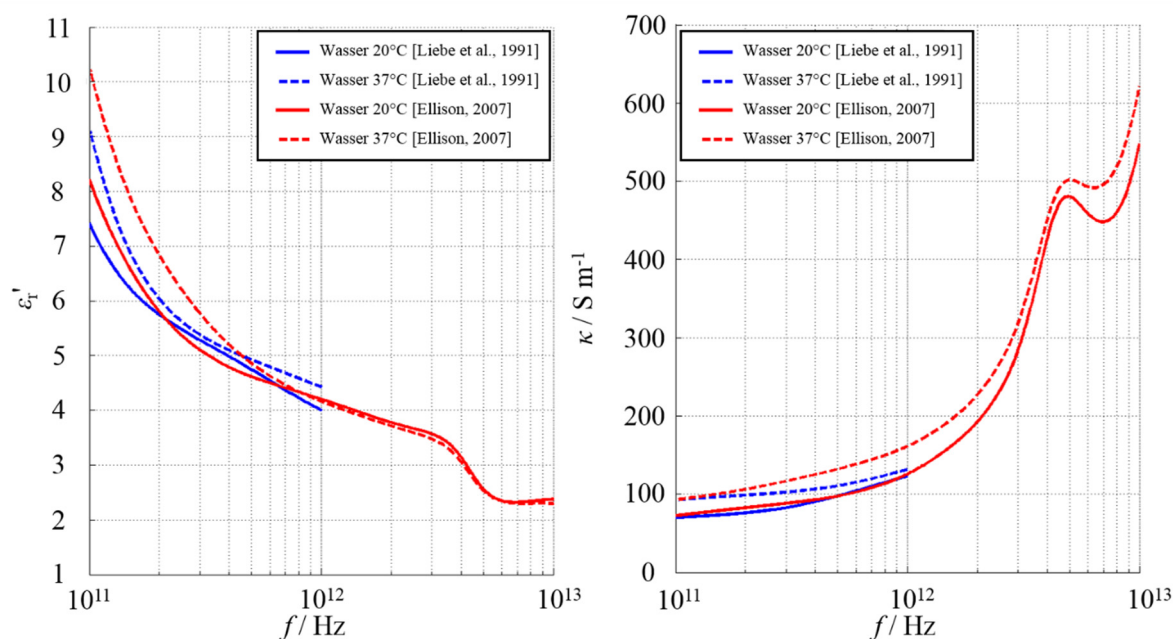


Abbildung 3.2: Dielektrische Eigenschaften von reinem Wasser im Frequenzbereich von 100 GHz bis 10 THz für $T = 20^\circ\text{C}$ (—) und 37°C (- -). blau: $\epsilon_r', \text{Wasser}$ und κ_{Wasser} nach [Liebe et al., 1991] rot: $\epsilon_r', \text{Wasser}$ und κ_{Wasser} nach [Ellison, 2007]

Die blau dargestellten Kurven basieren auf der Auswertung von Gleichung (3.1) unter Verwendung der in [Liebe et al., 1991] angegebenen Parameter, die in Tabelle 3.1 zusammengestellt sind.

Tabelle 3.1: Parameter der „double-Debye“-Gleichung für reines Wasser im Frequenzbereich zwischen 0,1 THz und 1 THz nach [Liebe et al., 1991] für die Temperaturen $T = 20^\circ\text{C}$ und 37°C

$T / ^\circ\text{C}$	ϵ_s	ϵ_2	ϵ_∞	τ_1 / ps	τ_2 / ps
20	80,07	5,37	3,34	9,39	0,13
37	74,28	4,98	3,77	6,28	0,16

Da die „double-Debye“-Parameter von Liebe et al. nur bis zu einer Frequenz von maximal 2 THz gültig sind, wurden zudem in Abbildung 3.2 die mit der „Ellison“-Approximationsgleichung berechneten Werte der dielektrischen Materialdaten von reinem Wasser bis zu einer Frequenz von 10 THz in Rot dargestellt. In der Arbeit von Ellison wurden auf Basis einer ausgiebigen Literaturstudie Materialdaten von Wasser unter atmosphärischem Druck im Bereich $0 \leq f \leq 25$ THz und $0 \leq T \leq 100^\circ\text{C}$ zusammengetragen. Die gefundenen Daten wurden dann mittels einer Fitting-Formel zusammengefasst. Diese Gleichung umfasst mit den dazu gehörigen Parametern mehrere Seiten; daher wird hier auf die Originalarbeit [Ellison, 2007] verwiesen.

b) Die Permittivität von Elektrolyten: $\underline{\epsilon}_{r, \text{Elektrolyt}}(f)$

Fügt man reinem Wasser Salze bei, wie z.B. Natriumchlorid (NaCl), so spricht man von einem Elektrolyt. Physiologische Flüssigkeiten in biologischen Organismen, wie beispielsweise das Blutplasma, enthalten Elektrolyte, deren elektrisches Leitvermögen auf der Ionenleitfähigkeit basiert. Beispiele für Untersuchungen zu dielektrischen Materialparametern salzhaltiger Flüssigkeiten im mm- und Sub-mm-Wellenlängenbereich finden sich unter anderem in [Wei and Sridhar, 1990] und [Peyman et al., 2007].

Mit experimentell bestimmten Koeffizienten, z.B. in [Bitz et al., 2001], [Loidl et al., 2008] kann der Effekt von Salzen auf die komplexe Permittivität beschrieben werden. Die zu beobachtenden Konzentrationen in physiologischen Flüssigkeiten und Geweben beeinflussen überwiegend den Imaginärteil, der Einfluss auf den Realteil ist eher zu vernachlässigen [Jepsen and Merbold, 2010]. Dies erlaubt es, bei Elektrolyten das dielektrische Modell von reinem Wasser $\underline{\epsilon}_{r, \text{Wasser}}$ einfach um den Anteil der ionischen Leitfähigkeit $-j \kappa_{\text{ionisch}} (2 \pi f \epsilon_0)^{-1}$ zu ergänzen [Schwan and Foster, 1980], vgl. Gleichung 3.2.

$$\underline{\epsilon}_{r, \text{Elektrolyt}}(f) = \underline{\epsilon}_{r, \text{Wasser}}(f) - j \frac{\kappa_{\text{ionisch}}}{2 \pi f \epsilon_0} \quad 3.2$$

Im Mikrowellenbereich wird die elektrische Leitfähigkeit nach [Saviz and Faraji-Dana, 2013] mit $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S m}^{-1}$ angenommen. Untersuchungen an Lösungen mit NaCl im THz-Frequenzbereich, z.B. in [Jepsen and Merbold, 2010], belegen für biologische Elektrolyte, dass die Erhöhung des Imaginärteils der komplexen Permittivität durch NaCl als klein angesehen werden darf. Der Beitrag von reinem Wasser bei Körpertemperatur an der Leitfähigkeit liegt jedoch zwischen fast 100 und gut 600 S m^{-1} . Dieser nur geringe Einfluss von NaCl auf die Permittivität

physiologischer Elektrolyte im THz-Bereich erhöht die Wichtigkeit einer Betrachtung von weiteren Makromolekülen [Spathmann et al., 2014].

c) Dielektrische Eigenschaften von Makromolekülen und Proteinen: $\epsilon_{r, \text{Protein}}(f)$

Die Permittivitäten von Proteinen bis zu einer Frequenz von einigen THz werden in den meisten Untersuchungen auf Basis von Messungen an Pellets, die aus Pudern gepresst wurden, bzw. an Protein-Lösungen ermittelt [Marklez et al., 2000]. Die vorliegenden Daten weisen darauf hin, dass dielektrische Verluste von Makromolekülen im Vergleich zu denen von Wasser für den hier betrachteten Frequenzbereich als vernachlässigbar angesehen werden können [Taylor et al., 2011]. Für die Genauigkeit der Mischtheorie ist dies von großem Vorteil, da, wie in Abschnitt a) beschrieben, die dielektrischen Eigenschaften von Wasser besonders intensiv und genau untersucht sind und somit die Sensitivität auf die exakten Eingabeparameter der nicht in diesem Maße bekannten dielektrischen Daten von Makromolekülen sinkt [Spathmann et al., 2014].

Für den Mikrowellenbereich [Grant, 1982] bis hin in den THz-Frequenzbereich [Taylor et al., 2011] ist es aus oben genannten Gründen in der Literatur gängige Praxis, die Wirkung von Makromolekülen in wasserhaltigen Flüssigkeiten als konstantes $\epsilon_{r, M}'$ über der Frequenz unter Verwendung der Mischtheorie zu berücksichtigen. Typischerweise wird $\epsilon_{r, M}'$ hierzu ein Wert zwischen 2 und 3 zugeordnet [Taylor et al., 2011].

d) Permittivität von Lipiden und Fetten: $\epsilon_{r, F}(f)$

Lipide und Fette sind Bestandteile von vielen Körpergeweben, wie z.B. der menschlichen Haut. Zelluläre oder interzelluläre Bi-Lipid-Membranen sind häufig in der Literatur hinsichtlich ihrer Materialdaten untersucht worden. In adipösen Geweben, deren Zellen der Ansammlung von Fetten dienen, können größere Fetttröpfchen gefunden werden. Die Eigenschaften von Lipiden für den Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz wurden in [Reid, 2009] durch einen „double Debye“-Fit dargestellt. Die Debye-Parameter nach [Reid, 2009] sind $\epsilon_{\infty} = 2,5$, $\epsilon_S = 2,8$, $\epsilon_2 = 2,6$, $\tau_1 = 1$ ps und $\tau_2 = 0,1$ ps (vgl. Abschnitt a)) und wurden für die Berechnung der in Abbildung 3.3 gezeigten Frequenzverläufe zwischen 0,1 THz und 10 THz verwendet [Spathmann et al., 2014]. Im Vergleich zu den in Abbildung 3.2 gezeigten dielektrischen Materialparametern von reinem Wasser ($\epsilon_{r, \text{Wasser}}'$ und κ_{Wasser}) sind die entsprechenden Parameter von Fett ($\epsilon_{r, F}'$ und κ_F) im gesamten betrachteten Frequenzbereich deutlich kleiner und unterliegen einer erheblich geringeren Variation.

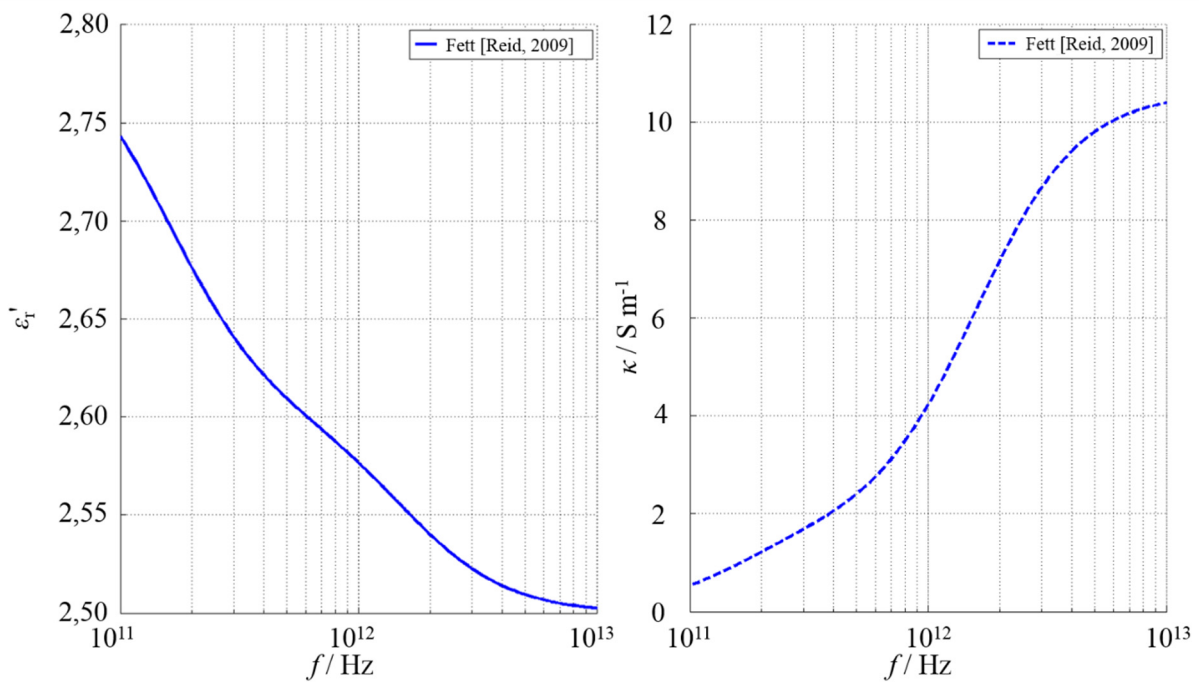


Abbildung 3.3: Dielektrische Eigenschaften von Fetten nach [Reid, 2009] für den Frequenzbereich von 0,1 bis 10 THz

3.1.2 Mischmethoden

a) „Maxwell-Garnett“-Methode 3D: $\epsilon_{r, \text{MG3D}}(f)$ [Sihvola et al., 2000]

Die „Maxwell-Garnett“-Methode 3D (MG3D) wird verwendet, um die resultierende effektive Permittivität $\epsilon_{r, \text{MG3D}}$ für ein Gebiet homogener sphärischer Einschlüsse $\epsilon_{r, E}$ in einem Hintergrundmaterial $\epsilon_{r, H}$ zu berechnen. Abbildung 3.4 zeigt schematisch, wie kugelförmige Einschlüsse (z.B. Proteine) in einem Hintergrundmaterial (z.B. Elektrolyt) durch Anwendung der MG3D zu einem homogenen Materialmodell approximiert werden.

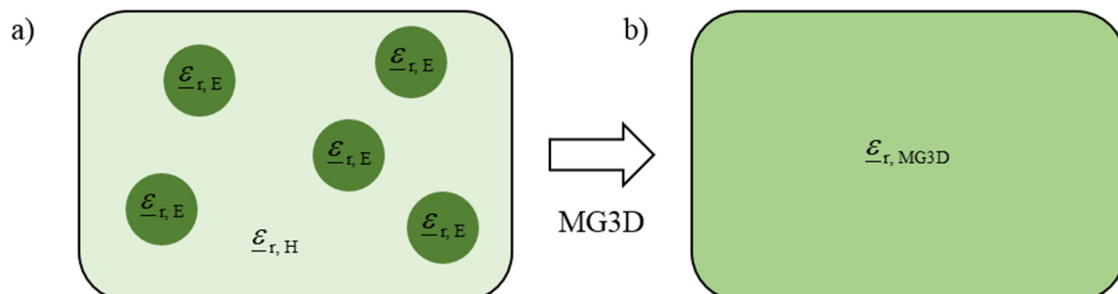


Abbildung 3.4: Schema der MG3D-Methode mit a) inhomogener und b) nach Mischung homogener Materialverteilung

Gleichung 3.3 gibt die Berechnungsformel zu dieser Mischmethode wieder:

$$\underline{\varepsilon}_{r, \text{MG3D}}(f) = \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) + 3 v_E \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) \frac{\underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f) - \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f)}{\underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f) + 2 \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) - v_E [\underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f) - \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f)]} \quad 3.3$$

mit dem Volumenanteil der Einschlüsse $v_E = V_{\text{Einschluss}} / (V_{\text{Einschluss}} + V_{\text{Hintergrund}})$

Für dessen Intervallgrenzen nimmt Gleichung 3.3 folgende Werte an:

$$v_E = 0: \underline{\varepsilon}_{r, \text{MG3D}}(f) = \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f)$$

$$\text{und } v_E = 1: \underline{\varepsilon}_{r, \text{MG3D}}(f) = \underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f),$$

wobei $v_E = 0$ keinem Beitrag der Einschlüsse und $v_E = 1$ keinem des Hintergrundes entspricht. Besonders für kleine Volumenanteile v_E [Huclova et al., 2012] eines eingeschlossenen Materials ist die MG3D geeignet.

b) „Maxwell-Garnett“-Methode 2D: $\underline{\varepsilon}_{r, \text{MG2D}}(f)$ [Sihvola, 2000]

Homogene zylinderförmige Einschlüsse in einem Hintergrundmaterial können mit einer weiteren Variante, der „Maxwell-Garnett“-Methode 2D (MG2D), behandelt werden. Die Methode berücksichtigt das dielektrische Verhalten von unendlich langen, parallel verlaufenden zylinderförmigen Einschlüssen in Fällen, bei denen der elektrische Feldstärkevektor \vec{E} des Expositionsfeldes senkrecht zu den Zylinderachsen polarisiert ist. Abbildung 3.5 veranschaulicht das Schema dieses Verfahrens.

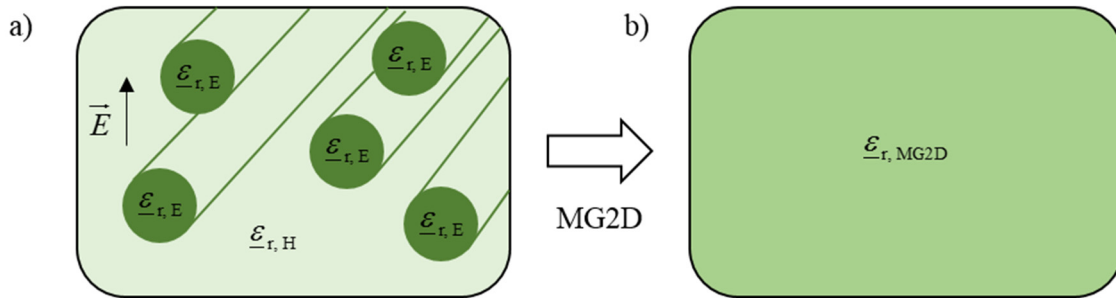


Abbildung 3.5: Schema der MG2D-Methode mit a) inhomogener und b) nach Mischung homogener Materialverteilung. Der elektrische Feldstärkevektor \vec{E} des Expositionsfeldes ist senkrecht zu den Achsen der zylindrischen Einschlüsse orientiert

Die Berechnungsformel für die effektive Permittivität lautet:

$$\underline{\varepsilon}_{r, \text{MG2D}}(f) = \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) + 2 v_E \underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) \frac{\underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) - \underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f)}{\underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) + \underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f) + v_E (\underline{\varepsilon}_{r, \text{H}}(f) - \underline{\varepsilon}_{r, \text{E}}(f))} \quad 3.4$$

An den Intervallgrenzen ($v_E = 0$ bzw. $v_E = 1$) für den Volumenanteil $v_E = V_{\text{Einschluss}} / (V_{\text{Einschluss}} + V_{\text{Hintergrund}})$ gelten analog die Aussagen aus Abschnitt a).

c) „double-layer“-Methode: $\underline{\varepsilon}_{r, DL}(f)$ [Sihvola, 2000]

Mit den beschriebenen „Maxwell-Garnett“-Methoden lassen sich die dielektrischen Eigenschaften von homogenen Einschlüssen in einem Hintergrundmaterial als effektives Materialmodell beschreiben. Hat ein Einschluss eine inhomogene Materialverteilung, so können Methoden zur Berücksichtigung von heterogenen Einschlüssen verwendet werden [Sihvola, 2000]. Für den Spezialfall von Geometrien eines Einschlusses, die als eine doppelwandige Kugel beschrieben werden können (vgl. Abbildung 3.6), ist es möglich, die „double-layer“-Methode (DL) zu verwenden.

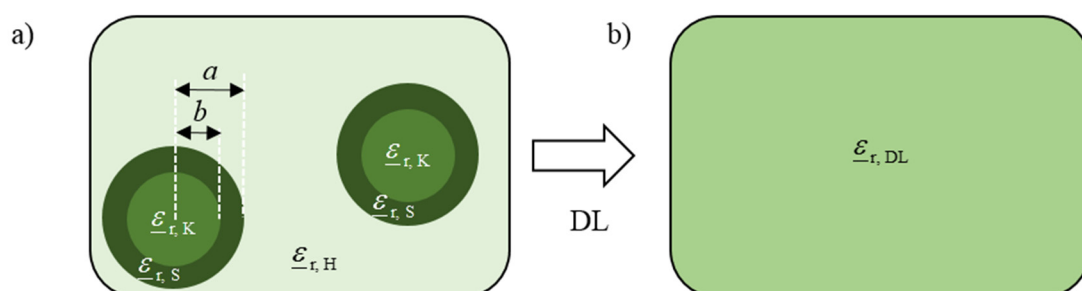


Abbildung 3.6: Schema der DL-Methode mit a) inhomogener und b) nach Mischung homogener Materialverteilung. Der Radius der Außenschale ($\underline{\varepsilon}_{r,S}$) ist mit a , der des Kerns ($\underline{\varepsilon}_{r,K}$) mit b gekennzeichnet.

Mit den Gleichungen 3.5 und 3.6 können die effektiven komplexen Permittivitäten doppelwandiger Kugeln in einem Hintergrundmaterial bestimmt werden:

$$\underline{\varepsilon}_{r,DL}(f) = \underline{\varepsilon}_{r,H}(f) \frac{1 + 2A(f)}{1 - A(f)} \quad 3.5$$

mit

$$A(f) = v_E \cdot \frac{[\underline{\varepsilon}_{r,S}(f) - \underline{\varepsilon}_{r,H}(f)][\underline{\varepsilon}_{r,K}(f) + 2\underline{\varepsilon}_{r,S}(f)] + w[\underline{\varepsilon}_{r,K}(f) - \underline{\varepsilon}_{r,S}(f)][\underline{\varepsilon}_{r,H}(f) + 2\underline{\varepsilon}_{r,S}(f)]}{[\underline{\varepsilon}_{r,K}(f) + 2\underline{\varepsilon}_{r,S}(f)][\underline{\varepsilon}_{r,S}(f) + 2\underline{\varepsilon}_{r,H}(f)] + 2w[\underline{\varepsilon}_{r,K}(f) - \underline{\varepsilon}_{r,S}(f)][\underline{\varepsilon}_{r,S}(f) + 2\underline{\varepsilon}_{r,H}(f)]} \quad 3.6$$

Analog zu den vorherigen Methoden sind $\underline{\varepsilon}_{r,K}(f)$, $\underline{\varepsilon}_{r,S}(f)$ und $\underline{\varepsilon}_{r,H}(f)$ die Permittivitäten des Kugelkerns, der umhüllenden Kugelschale und des Hintergrundmaterials und v_E der Volumenanteil des gesamten Einschlusses mit Außenradius a . Das Volumenverhältnis des Kerns zu dem des Einschlusses wird mit $w = (b/a)^3$ gewichtet, dabei ist b der Kernradius [Sihvola, 2000].

d) „Bruggeman“-Methode: $\underline{\epsilon}_{r, Br}(f)$ [Taylor et al., 2011]

Besteht ein biologisches Gewebe aus mehreren Teilbereichen mit N komplexen dielektrischen Materialkomponenten, die ausschließlich unter Beachtung ihrer Volumenverhältnisse v_n homogenisiert werden sollen, kann die „Bruggeman“-Methode (Br) verwendet werden. Abbildung 3.7 zeigt das Schema der „Bruggeman“-Methode am Beispiel einer inhomogenen Materialverteilung, bestehend aus zwölf gleich groß gewählten Teilbereichen mit $N = 3$ unterschiedlichen Materialkomponenten.

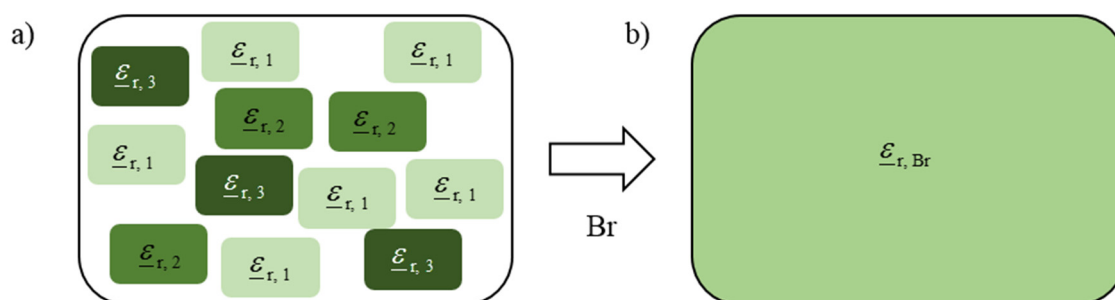


Abbildung 3.7: Schema der Br-Methode mit a) aus 3 Materialkomponenten bestehender inhomogener und b) nach Mischung homogener Verteilung

Für die Berechnung der komplexen Permittivität mit dieser Methode muss Gleichung 3.7 bezüglich $\underline{\epsilon}_{r, Br}(f)$ gelöst werden [Taylor et al., 2011].

$$\sum_{n=1}^N v_n \left(\frac{\underline{\epsilon}_{r, Br}(f) - \underline{\epsilon}_{r, n}(f)}{\underline{\epsilon}_{r, n}(f) + 2\underline{\epsilon}_{r, Br}(f)} \right) = 0; \sum_{n=1}^N v_n = 1 \quad 3.7$$

Der Index n kennzeichnet in v_n den Volumenanteil der n -ten Materialkomponente am Gesamtvolumen bzw. in $\underline{\epsilon}_{r, n}$ deren Permittivität. Die Geometrien der zu homogenisierenden Materialien werden bei dieser Methode nicht beachtet.

e) „Lineare“-Methode: $\underline{\epsilon}_{r, L}(f)$ [Sihvola, 2000]

Soll ein aus N verschiedenen Materialschichten aufgebautes Gewebe mittels der Mischtheorie homogenisiert werden, so kann in Fällen, in denen die Polarisation des elektrischen Feldes parallel zu den Grenzflächen der Schichten verläuft, die „Lineare“-Methode (L) verwendet werden (vgl. Abbildung 3.8) [Sihvola, 2000].

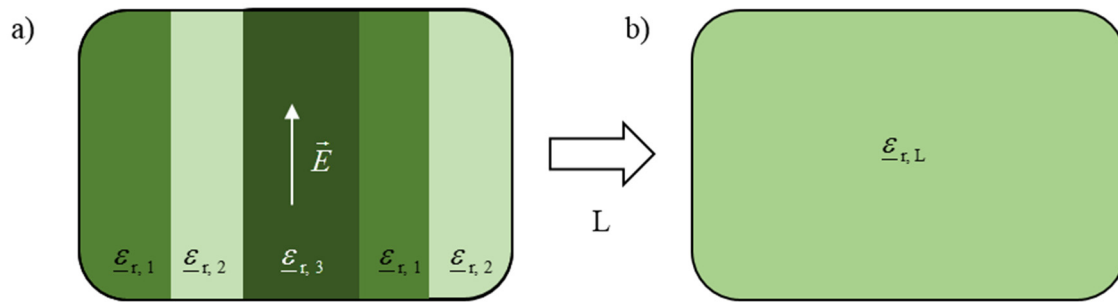


Abbildung 3.8: Schema der L-Methode mit a) inhomogener und b) nach Mischung homogener Materialverteilung

Die Permittivität der Mischung wird gemäß Gleichung 3.8 unter Beachtung der Volumina und Materialeigenschaften berechnet (vgl. Definitionen in d) „Bruggeman“-Methode).

$$\underline{\epsilon}_{r,L}(f) = \sum_{n=1}^N v_n \underline{\epsilon}_{r,n}(f); \sum_{n=1}^N v_n = 1 \quad 3.8$$

f) „Invers-Lineare“ Methode: $\underline{\epsilon}_{r,IL}(f)$

Besteht der Bedarf, ein geschichtetes Material analog zu dem in e) beschriebenen Fall, jedoch mit einem elektrischen Feldvektor, der senkrecht zu den Grenzflächen polarisiert ist, zu homogenisieren, so kann die „Invers-Lineare“ Methode (IL) gemäß Abbildung 3.9 und Gleichung 3.9 verwendet werden.

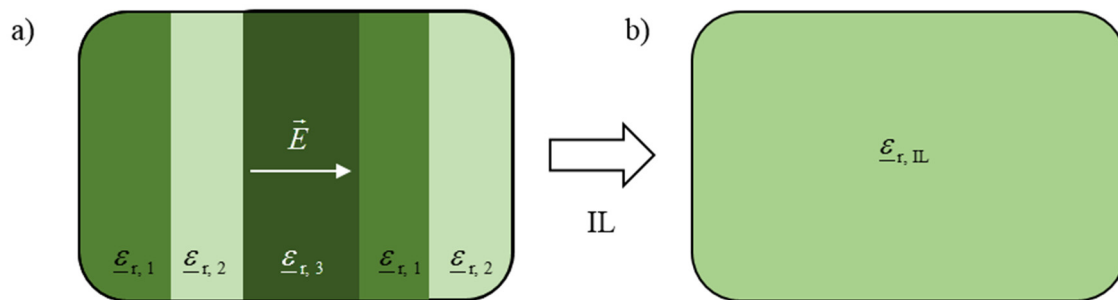


Abbildung 3.9: Schema der IL-Methode mit a) inhomogener und b) nach Mischung homogener Materialverteilung

$$\frac{1}{\underline{\epsilon}_{r,IL}(f)} = \sum_{n=1}^N \frac{v_n}{\underline{\epsilon}_{r,n}(f)}; \sum_{n=1}^N v_n = 1 \quad 3.9$$

Hinweis: Mischmethoden, die im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung dielektrischer Materialdaten biologischer Gewebe verwendet wurden, sind in diesem Abschnitt diskutiert worden. Für andere Anwendungsgebiete existieren weitere Mischformeln, die beispielsweise in [Sihvola, 2008] aufgeführt sind.

3.1.3 Entwicklung und Verwendung einer „Mixing Toolbox“

Für die Berechnung der frequenzabhängigen effektiven komplexen Permittivität eines Materials, bestehend aus den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Grundbestandteilen, wurde unter Verwendung der in 3.1.2 dargestellten Mischmethoden am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Bergischen Universität Wuppertal in Kooperation mit der University of Tehran (Iran) eine „Mixing Toolbox“ programmiert [Saviz et al., 2013], [Spathmann et al., 2014].

Die auf MATLAB®-Programmiercode basierende Mixing Toolbox wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um die bislang in der Literatur nicht ausreichend zur Verfügung stehenden, aber für die Simulation der Wirkung elektromagnetischer Felder auf biologische Gewebe dringend benötigten dielektrischen Materialparameter oberhalb von 100 GHz abzuschätzen.

Ausgehend von einem frei definierbaren Frequenzbereich werden zunächst die dispersiven dielektrischen Materialparameter der Grundbestandteile einer Mischung berechnet. Diese können unter Verwendung der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Methoden miteinander kombiniert und zu einem effektiven Materialmodell homogenisiert werden. Das resultierende homogene Dielektrikum kann dann für weitere Anwendungen der Mischmethoden genutzt werden.

Die „Mixing Toolbox“ folgt damit dem in Abbildung 3.1 gezeigten Prinzip des Mischvorgangs und liefert als Ergebnis die effektiven dielektrischen Parameter $\epsilon_{r, \text{eff}}$ eines komplex strukturier-ten Materials. Sie ist online unter <http://antennalab.ut.ac.ir/en/> frei verfügbar [Spathmann et al., 2014].

3.2 Numerische Untersuchungen zur Mischtheorie

In Abschnitt 3.1 wurden die Mischtheorie zur Abschätzung dielektrischer Materialdaten, ihre potenziellen Anwendungsmöglichkeiten und eine Programmumgebung vorgestellt, die ihre Nutzung erleichtert.

In diesem Abschnitt werden zwei Ansätze gezeigt, die die Anwendbarkeit der Mischtheorie für die Bestimmung von dielektrischen Materialparametern bestätigen. Für die elektromagnetischen Berechnungen wurde eine kommerzielle Software zur numerischen Lösung der Maxwell'schen Gleichungen im Zeitbereich verwendet [CST].

3.2.1 Die „Free-Space“-Methode [Spathmann et al., 2015a]

Die aus der Hochfrequenz-Messtechnik bekannte „Free-Space“-Methode kann äquivalente dielektrische Parameter $\underline{\epsilon}_{r, FS}$ aus homogenen oder transversal zur Wellenausbreitungsrichtung strukturierten Materialproben ermitteln, wie z.B. in [Ghodgaonkar et al., 1990], [Galek et al., 2010], [Courtney, 1998], [Lee and Park, 2009] gezeigt.

Abbildung 3.10 zeigt das Messprinzip für den Ausschnitt einer transversal unendlich ausgedehnten homogenen Materialprobe der Dicke d , die von Luft vor und hinter der Probe begrenzt ist. Zudem ist eine senkrecht auf die Probe einfallende HEW mit daraus resultierenden komplexen Reflexions- (\underline{r}) und Transmissionskoeffizienten (\underline{t}) dargestellt, die für die Bestimmung der dielektrischen Materialparameter $\underline{\epsilon}_{r, FS}$ auszuwerten sind.

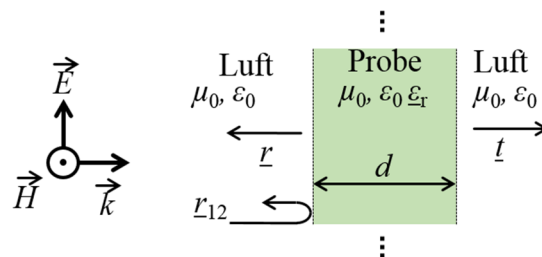


Abbildung 3.10: Schema der „Free-Space“-Methode

Schematische Darstellung einer HEW, die senkrecht auf die Oberfläche einer dielektrischen Schicht der Dicke d mit der komplexen relativen Permittivität $\underline{\epsilon}_r$ auftrifft. Außerdem sind die Gesamt-Koeffizienten der Transmission \underline{t} und der Reflexion \underline{r} sowie der Teil-Reflexionskoeffizient an der linken Materialgrenze \underline{r}_{12} veranschaulicht [Spathmann et al., 2015a]

Im Gegensatz zu der klassischen Messmethode, bei der eine Materialprobe z.B. zwischen zwei Hornantennen positioniert und exponiert wird und als Messgrößen Reflexions- und Transmissionsfaktoren aufgenommen werden, sind hier numerische Simulationen zu verwenden, um diese Parameter zu bestimmen.

Zur Berechnung der äquivalenten Permittivität $\underline{\epsilon}_{r,FS}$ der Probe aus den Ergebnissen \underline{r} und \underline{t} der „Free-Space“-Methode werden die folgenden Gleichungen 3.10 und 3.11 verwendet:

$$\underline{\epsilon}_{r,FS} = \epsilon_{r,FS}' - j\epsilon_{r,FS}'' = \left(\frac{1 - \underline{r}_{12}}{1 + \underline{r}_{12}} \right)^2 \quad 3.10$$

$$\underline{r}_{12} = \frac{\underline{r}^2 - \underline{t}^2 + 1}{2\underline{r}} \pm \sqrt{\left(\frac{\underline{r}^2 - \underline{t}^2 + 1}{2\underline{r}} \right)^2 - 1} \quad 3.11$$

Die mit Gleichung 3.11 berechnete partielle Reflexion \underline{r}_{12} ist ausschließlich aus \underline{r} und \underline{t} zu ermitteln. Das Vorzeichen der Wurzel muss so gewählt werden, dass die Bedingung $|\underline{r}_{12}| \leq 1$ erfüllt wird. Eine ausführliche Ableitung der „Free-Space“-Methode kann z.B. in [Vincente et al., 2011] nachgelesen werden.

Die „Free-Space“-Methode wird nun an einem konkreten Beispiel angewendet, um mit Hilfe von Gleichung 3.10 die Mischtheorie zu bestätigen.

Dazu wird in Anlehnung an Abbildung 3.9 das Schichtenmodell einer Probe betrachtet, das aus acht transversal angeordneten homogenen ebenen Schichten mit zwischen zwei komplexen Werten alternierenden Permittivitäten $\underline{\epsilon}_{r,1}$ und $\underline{\epsilon}_{r,2}$ besteht. Tabelle 3.2 zeigt zwei unterschiedliche Parametersätze $\underline{\epsilon}_{r,iA}$ und $\underline{\epsilon}_{r,iB}$ für die transversal strukturierte Probe. Die Probe wird von einer senkrecht einfallenden homogenen ebenen Welle exponiert. Wegen des transversal zu den Schichten ausgerichteten elektrischen Feldstärkevektors (vgl. Gleichung 3.9) wird die „Invers-Lineare“ Methode benutzt, um die effektiven dielektrischen Parameter zu berechnen. Die Ergebnisse der Mischung sind für beide Parametersätze in Tabelle 3.2 als Permittivität $\epsilon_{r,IL}$ und Leitfähigkeit κ_{IL} wiedergegeben.

Tabelle 3.2: Dielektrische Parametersätze $\underline{\epsilon}_{r,iA}$ und $\underline{\epsilon}_{r,iB}$ mit aus der „Invers-Linearen“ Methode (Gleichung 3.9) berechneten $\underline{\epsilon}_{r,IL A}$ und $\underline{\epsilon}_{r,IL B}$ [Spathmann et al., 2015a]

Name	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ν_i
Satz A	$\epsilon_{r,1A} = 5,00; \epsilon_{r,2A} = 7,50$ $\epsilon_{r,IL A} = 5,36$	$\kappa_{1A} = 1,00; \kappa_{2A} = 1,30$ $\kappa_{IL A} = 1,05$	$\nu_1 = 0,8; \nu_2 = 0,2$
Satz B	$\epsilon_{r,1B} = 10,00; \epsilon_{r,2B} = 16,00$ $\epsilon_{r,IL B} = 10,81$	$\kappa_{1B} = 3,00; \kappa_{2B} = 3,50$ $\kappa_{IL B} = 3,09$	$\nu_{IL} = 1$

Zum Vergleich mit diesen Ergebnissen wurden über die Gleichungen 3.10 und 3.11 der „Free-Space“-Methode für dieselbe Probe die Koeffizienten \underline{r} und \underline{t} numerisch bestimmt und die äquivalenten Materialparameter $\underline{\epsilon}_{r,FS A}$ und $\underline{\epsilon}_{r,FS B}$ im Frequenzbereich zwischen 10 GHz und 150 GHz berechnet. Abbildung 3.11 a) zeigt den bereits oben beschriebenen Querschnitt der Probe sowie ihren Längsschnitt. In Abbildung 3.11 b) sind die Ergebnisse für beide Parametersätze als schwarze und rote gestrichelte Kurven abgebildet. Die durchgezogenen Kurven geben die durch die Anwendung der „Invers-Linearen“ Methode (vgl. Tabelle 3.2) analytisch berechneten Parameter wieder.

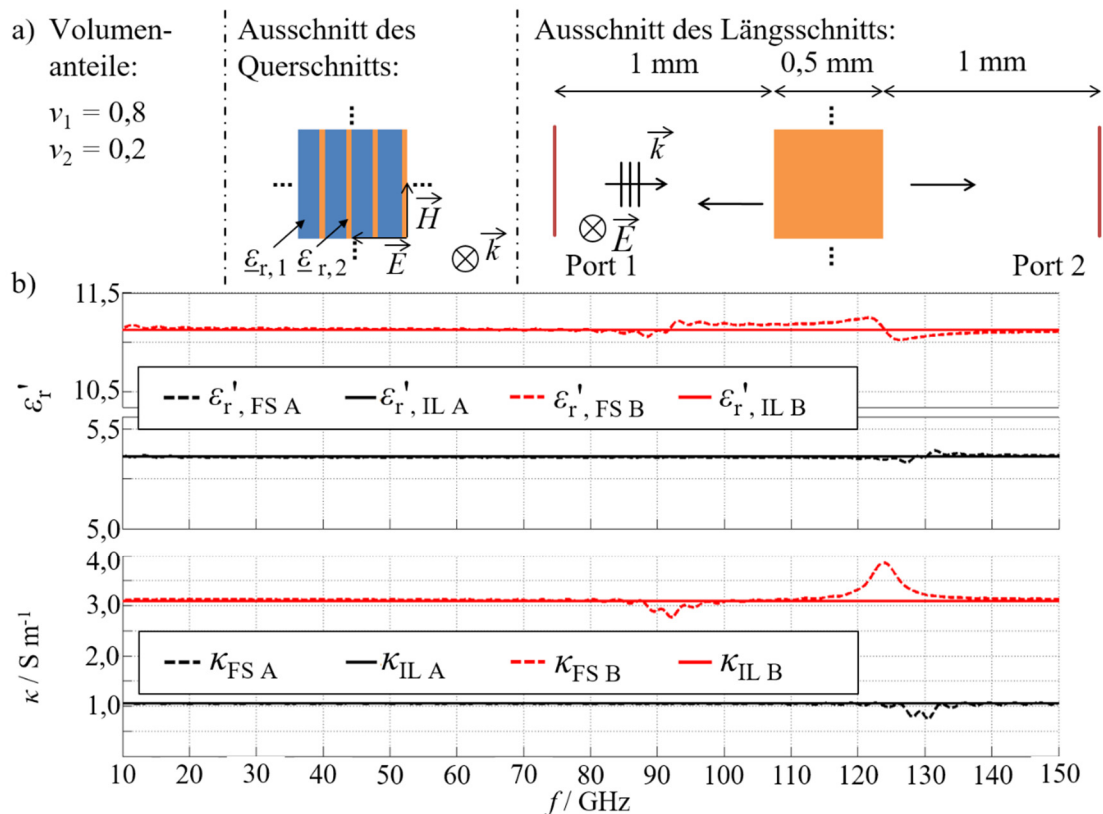


Abbildung 3.11: Simulationsmodell und Ergebnisse der „Free-Space“-Methode
 a) Schematische Darstellung des verwendeten Simulationsszenarios in einer Schnittebene $z = \text{konst.}$ (links) und einer Schnittebene $x = \text{konst.}$ (rechts);
 b) Numerisch berechnete Ergebnisse von $\epsilon_{r,FS}$ und κ_{FS} im Vergleich zu der Mischtheorie mit $\epsilon_{r,IL}$ und κ_{IL} für zwei Sätze (A und B) von Parametern [Spathmann et al., 2015a]

Für den Materialparametersatz A (schwarze Kurven in Abbildung 3.11 b)) ist bis etwa 130 GHz eine gute Übereinstimmung der Realteile der Permittivitäten und elektrischen Leitfähigkeiten der analytisch mit der Mischmethode berechneten Daten $\epsilon_{r,IL A}$ und $\kappa_{IL A}$ und dem mit der „Free-Space“-Methode numerisch bestimmten Äquivalent $\epsilon_{r,FS A}$ und $\kappa_{FS A}$ zu erkennen. Bis zu einer Frequenz von 90 GHz gilt dies analog auch für den Parametersatz $\epsilon_{r,IL B}$ und $\kappa_{IL B}$ (rote Kurven).

Unsicherheiten von $\epsilon_{r,FS}'$ und κ_{FS} treten bei Frequenzen in der Umgebung von $f_n = 0,5 n c_0 \epsilon_{r,FS}^{-0,5} d^{-1}$ mit $n \in \mathbb{N}$ auf. Diese Frequenzen erfüllen die Bedingung $d = n \lambda / 2$, wodurch Divergenzen bei der „Free-Space“-Methode entstehen. Dieser bekannte Effekt wird auch in der Literatur beschrieben (z.B. [de Paula et al., 2011]).

3.2.2 Analyse der absorbierten Leistung [Spathmann et al., 2015a]

Zur weiteren Überprüfung der Mischtheorie wird eine auf der absorbierten Leistung basierende Auswertemethode verwendet. Die Basisgröße zur Berücksichtigung thermischer Erwärmung aufgrund von EM-Exposition ist die spezifische Absorptionsrate (SAR), die bereits im Zusammenhang mit Gleichung (2.5) definiert wurde. Im Gegensatz zu der „Free-Space“-Methode konzentriert sich dieser Ansatz auf die interne Reaktion von biologischem Gewebe auf eine EM-Exposition. Die SAR kann als zusätzliche EM-induzierte Wärmequelle in die Wärmetransportgleichung nach Pennes (vgl. Abschnitt 4.2 - Thermische Simulationen) eingefügt werden. Hierdurch ist die thermische Reaktion von exponiertem Gewebe berechenbar, was von großem Vorteil für die Beurteilung der Exposition ist, da Grenzwertempfehlungen für die SAR oberhalb von 10 GHz nicht existieren.

Der hier vorgeschlagene Ansatz zur Verifikation der Mischtheorie geht von der Hypothese aus, dass das durch die Mischtheorie analytisch berechnete homogene Materialmodell mit $\epsilon_{r,IL}$ und das ursprüngliche inhomogen strukturierte Modell vergleichbare absorbierte Leistungen liefern.

Für die folgenden Untersuchungen wird eine linear polarisierte transversal-elektromagnetische Welle (TEM) verwendet, die in einer Bandleitung propagiert. Zur Simulation der Exposition der gezeigten Modelle durch die TEM-Welle wird das in Abbildung 3.12 gezeigte numerische Modell einer Bandleitung verwendet. Als seitliche Begrenzungen des Rechenraums werden elektrische ($E_{\tan} = 0$, grün) und magnetische ($H_{\tan} = 0$, blau) Randbedingungen verwendet; in z-Richtung wird das Modell durch offene Randbedingungen vor der Anregungsfläche bzw. hinter dem Modell abgeschlossen. Ausgehend von der rot dargestellten Anregungsfläche, auf der das homogene Feld des Ausschnitts aus einer HEW¹ eingeprägt wird, propagiert die TEM-Welle

¹ Die unendlich ausgedehnten, ebenen Phasenfronten einer HEW können physikalisch nicht auftreten. In vielen Fällen ermöglicht dieses Modell jedoch die lokale Beschreibung von Strahlungsfeldern realistischer Feldquellen. Bei einem Feld, das auf einer homogen belegten, seitlich begrenzten Fläche eingeprägt wird, ist die Abstrahlung in den freien Raum beugungsbedingt divergierend. Diese Divergenz wird hier durch die Bandleitungsrandbedingungen verhindert.

ungestört in positiver z -Richtung durch die Bandleitung und trifft senkrecht auf die Oberfläche des zu untersuchenden Materialmodells auf.

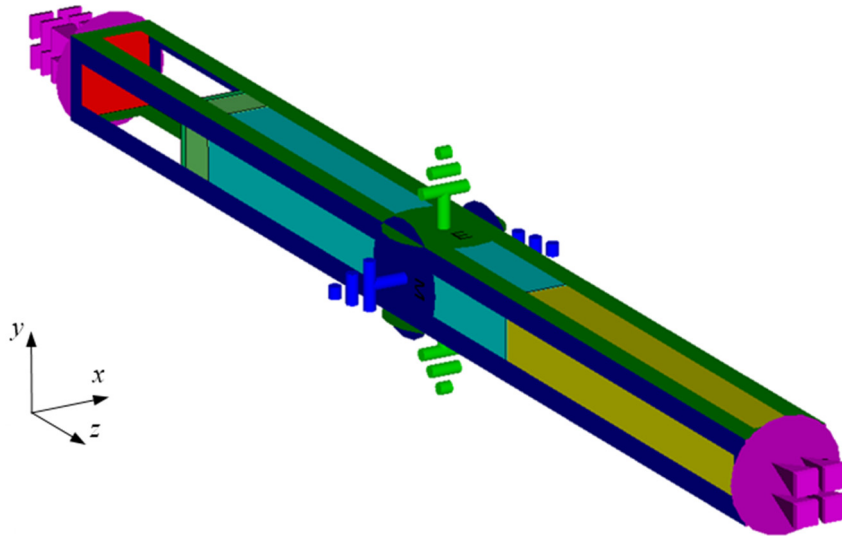


Abbildung 3.12: Rechenraum der Bandleitung zur Simulation einer TEM-Welle mit elektrischen ($E_{\tan} = 0$, grün), magnetischen ($H_{\tan} = 0$, blau) und offenen Randbedingungen (magenta) und der Anregungsfläche (rot) [Spathmann et al., 2014]. Die Bandleitung enthält in diesem Beispiel ein Materialmodell mit ebenen Grenzflächen.

Für numerische Berechnungen wird der Innenraum der Bandleitung durch ein Rechengitter in feine Quader (Voxel) zerlegt, denen materialspezifische dielektrische Parameter und Dichten zugewiesen werden. Es ist offensichtlich, dass die Diskretisierungsweite des Rechengitters die Genauigkeit der Ergebnisse beeinflusst. Kriterien für die Diskretisierungsweite sind unter anderem Details der zu berücksichtigenden Geometrien und die Forderung nach einer Mindestauflösung des Rechenraums, die möglichst besser als ein Zehntel der Wellenlänge im Material sein sollte [Kunz and Luebbers, 1993].

Die Analyse der absorbierten Leistung erfolgt zunächst für das Grundmodell aus Abbildung 3.11 mit dem Parametersatz $\underline{\epsilon}_r, i_A$ aus Tabelle 3.2. Dieses Modell wurde in Ausbreitungsrichtung \vec{k} verlängert, um Auswirkungen von Reflexionen am Ende des Rechenraumes auf das erste 0,5 mm lange Modellstück zu vermeiden (vgl. Abbildung 3.13 a)). Diese Maßnahme war notwendig, weil eine Verwendung offener Randbedingungen direkt auf der Oberfläche einer transversal strukturierten Geometrie mit der verwendeten Software nicht möglich ist. Zudem wurde die in x -Richtung geschichtete Geometrie gegenüber Abbildung 3.11 a) in x -Richtung symmetriert (vgl. Abbildung 3.14).

Die mit diesem modifizierten Modell gefüllte Bandleitung wurde bei der Frequenz 1 THz betrieben und angeregt mit einer elektrischen Feldstärkeamplitude der TEM-Welle bei $z = 0$ von

1 V m^{-1} (in Abbildung 3.13 als roter Kreis mit den Richtungen des elektrischen (grüner Pfeil) und des magnetischen (blauer Pfeil) Feldstärkevektors dargestellt).

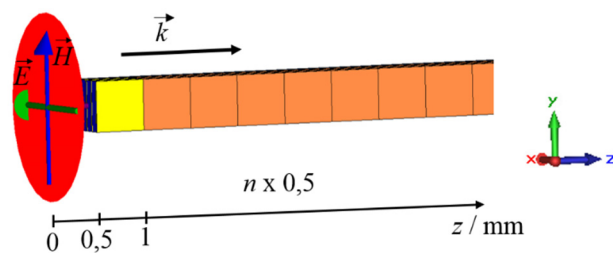


Abbildung 3.13: Schichtenmodell für die Analyse absorbierter Leistungen, basierend auf der in Abbildung 3.11 a) gezeigten Geometrie (hier gelb), einer Verlängerung um $n \times 0,5$ mm in z -Richtung und einer auftreffenden TEM-Welle mit Polarisation des elektrischen Feldes in x - und Propagation in z -Richtung [Spathmann et al., 2015a]

Als Ergebnis der Simulation sind in Abbildung 3.14 die Verteilungen der elektrischen Feldstärken und der dazugehörigen absorbierten Volumenleistungsdichten für den Materialparameteratz $\underline{\epsilon}_{r, iA}$ und die Materialparameter aus der Mischtheorie $\underline{\epsilon}_{r, ILA}$ gegenübergestellt. Es ist zu beachten, dass die Modelle, anders als in Abbildung 3.11 a), hier in Schnittebenen $y = \text{konst.}$ dargestellt sind.

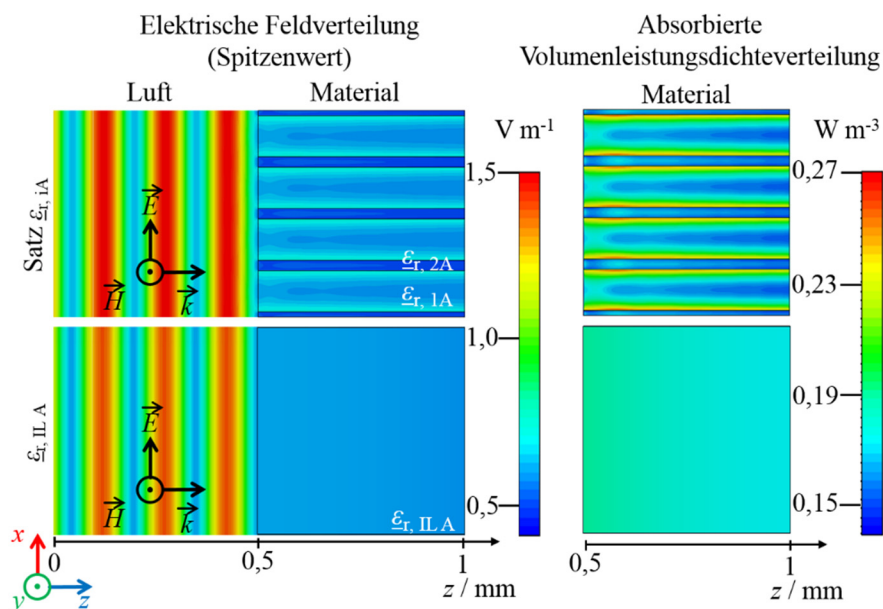


Abbildung 3.14: Verteilungen der elektrischen Feldstärke und der Volumenleistungsdichte zum Vergleich der absorbierten Leistungen im geschichteten (oben) und im homogenisierten Modell (unten)

Links: Elektrische Feldverteilungen in einem Längsschnitt $y = \text{konst.}$ durch die Mittelachse der Modelle, exponiert durch eine TEM-Welle mit $f = 1 \text{ THz}$ und der Amplitude 1 V m^{-1} bei $z = 0$

Rechts: Korrespondierende Volumenleistungsdichteverteilungen $P_{\text{absorbiert}} / V_{\text{Voxel}}$ ($V_{\text{Voxel}} \approx 8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^3$) [Spathmann et al., 2015a]

Die beiden elektrischen Feldverteilungen in der Luft vor den Materialmodellen zeigen fast denselben Stehwelligkeitsanteil aufgrund der überlagerten Reflexion von der Modelloberfläche. Innerhalb der Modelle liegen die Feldstärkewerte in der gleichen Größenordnung; lokale Unterschiede sind aufgrund der verschiedenen Materialeigenschaften zu erkennen.

Insbesondere in der Verteilung der absorbierten Leistungsdichte beim geschichteten Modell zeigt sich der lokale Effekt der unterschiedlichen Leitfähigkeiten κ_{iA} . Die quantitativen Ergebnisse der absorbierten Leistungen sind in Tabelle 3.3 gegeben. Die absorbierte Leistung des strukturierten Modells unterscheidet sich nur um etwa 1% im Vergleich zu dem Modell der Mischtheorie, was für einen großen Anwendungsbereich ein tolerierbarer Fehler ist.

Tabelle 3.3: Absorbierte Leistung des Invers-Linear geschichteten Modells bei $f = 1$ THz [Spathmann et al., 2015a]

Name	Absorbierte Leistung in Material 1 und 2 / total / pW	$(P_{IL} - P_{tot}) / P_{tot}$
Satz A (vgl. Tabelle 3.2)	$P_1 = 19,04; P_2 = 4,01; P_{tot} = 23,05$	- 1,01%
$\epsilon_r, IL A$	$P_{IL} = 22,82$	

Als ein weiteres Beispiel wird nun ein Materialmodell einer physiologischen Flüssigkeit, bestehend aus einem Elektrolyt und kugelförmig modellierten Proteinen (vgl. Abbildung 3.15), diskutiert. Hierzu wurden zunächst die dielektrischen Eigenschaften des physiologischen Elektrolyts mit Gleichung 3.2 berechnet; dazu wurde die komplexe Permittivität für reines Wasser aus [Ellison, 2007] übernommen und die ionische Leitfähigkeit mit $\kappa_{ionisch} = 1,35 \text{ S m}^{-1}$ gewählt, was der Größenordnung der Werte von [Huclova et al., 2012] entspricht. Proteine werden in diesem Elektrolyt als zufällig angeordnete kugelförmige Einschlüsse mit einem Volumenanteil von $v_E = 0,12$ und einer ausschließlich reellwertigen Permittivität von $\epsilon_r', \text{Protein} = 3$ [Saviz and Faraji-Dana, 2013] berücksichtigt. Auf Basis der so bestimmten Einzeldaten wurden schließlich durch Anwendung von Gleichung 3.3 die in Tabelle 3.4 als Satz C deklarierten effektiven Materialparameter $\epsilon_r', \text{MG3D}$ und κ_{MG3D} berechnet.

Tabelle 3.4: Dielektrische Parameter des physiologischen Modells bei $f = 10$ THz
Dichte aller Materialien $\rho = 1.000 \text{ kg m}^{-3}$

Name	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$
Satz C	$\epsilon_r', \text{Elektrolyt} = 2,28;$ $\epsilon_r', \text{Protein} = 3,00$	$\kappa_{\text{Elektrolyt}} = 629,98;$ $\kappa_{\text{Protein}} = 0,00$
$\epsilon_r, \text{MG3D}$	$\epsilon_r', \text{MG3D} = 2,39$	$\kappa_{\text{MG3D}} = 564,73$

Diese Parameter aus Tabelle 3.4 wurden zur Simulation des Modells aus Abbildung 3.15 verwendet.

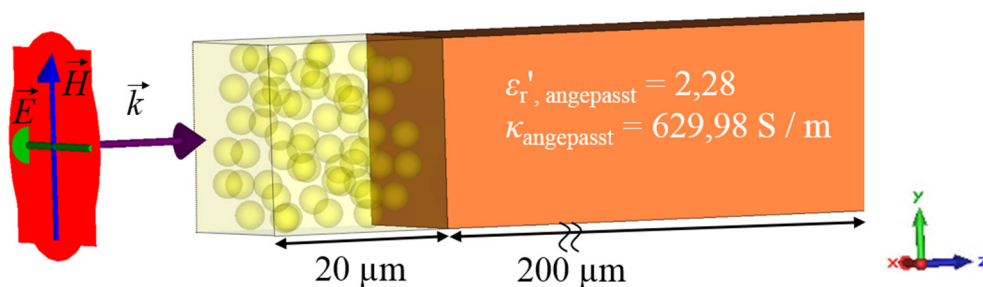


Abbildung 3.15: Materialmodell für die numerische SAR-Simulation bestehend aus 59 Kugeln in einem Würfel der Kantenlänge $20 \mu\text{m}$ (gelb) mit einer homogenen Erweiterung (orange) in z -Richtung, die als angepasster Absorber genutzt wird, sowie einer TEM-Welle (rot) als Anregung mit einem elektrischen Feldstärkevektor in x - und Propagation in z -Richtung [Spathmann et al., 2015a]

Das würfelförmige Materialmodell (gelb) hat eine Kantenlänge von $20 \mu\text{m}$ und 59 kugelförmige Körper zur Repräsentation von Proteinen. Die Anzahl der Kugeln wurde entsprechend des Volumenanteils v_E gewählt. Die orangefarbene Erweiterung verhindert Reflexionen am Ende des Materialmodells durch die angepassten Materialeigenschaften und die hohe Absorption bei 10 THz .

Die Ergebnisse der Exposition durch eine TEM-Welle bei $f = 10 \text{ THz}$ mit einem Scheitelwert der elektrischen Feldstärke von 1 V m^{-1} sind in Abbildung 3.16 gezeigt.

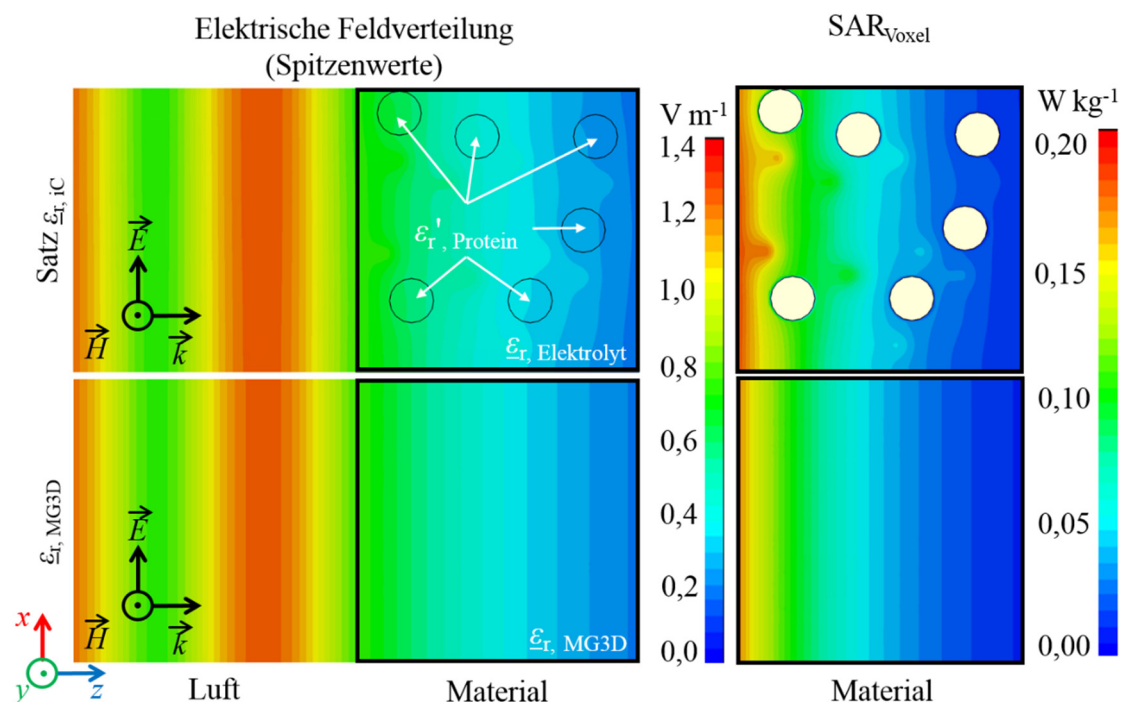


Abbildung 3.16: Ergebnis der Feld- und SAR-Simulation

Links: Elektrische Feldverteilung in einem Längsschnitt mit $y = \text{konst.}$ durch die Mittelachse des Modells einer physiologischen Flüssigkeit, exponiert durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle mit $f = 10\ \text{THz}$ und einem Spitzenwert von $1\ \text{V m}^{-1}$

Rechts: Korrespondierende Verteilung der $SAR_{\text{Voxel}} = P_{\text{absorbiert}}(V_{\text{Voxel}}) / m(V_{\text{Voxel}})$;

Abbildung aus [Spathmann et al., 2015a]

Eine partielle Übereinstimmung zwischen den Verteilungen des strukturierten und des effektiven Materialmodells ist offensichtlich. Lokale Verzerrungen sind hauptsächlich durch die verlustlosen Proteinkugeln im Elektrolyt begründet.

Die absorbierten Leistungen sind in Tabelle 3.5 gegenübergestellt. Der Unterschied von nur 0,65% zeigt wieder eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse von strukturiertem und homogenisiertem Modell [Spathmann et al., 2015a].

Tabelle 3.5: Ergebnisse des physiologischen Modells bei $f = 10\ \text{THz}$

Name	Absorbierte Leistung / pW	$(P_{\text{MG3D}} - P_{\text{tot}}) / P_{\text{tot}}$
Satz C $\epsilon_r', \text{MG3D}$	$P_{\text{tot}} = 0,465$	0,65%
	$P_{\text{MG3D}} = 0,462$	

3.2.3 Fazit

In diesem Abschnitt wurden zwei Ansätze zur Bestätigung der Anwendbarkeit der Mischtheorie vorgestellt.

Das Konzept der „Free-Space“-Methode wurde verwendet, um die „Invers-Lineare“ Methode in einem Frequenzbereich ab 10 GHz zu validieren bis zu Frequenzen, in deren Umgebung die „Free-Space“-Methode aufgrund der bekannten $\lambda/2$ -Effekte als Referenz ungeeignet wird [Spathmann et al., 2015a].

Die Analyse der absorbierten Leistung bei 1 und 10 THz bekräftigt demgegenüber, dass die Mischtheorie ein geeignetes Werkzeug zur Entwicklung von äquivalenten homogenisierten Materialmodellen darstellt.

Der Vergleich des geschichteten Modells zu dessen homogenem Äquivalent zeigte Unterschiede von etwa 1% in der absorbierten Leistung, was aus Sicht der Bestimmung realistischer Gewebeparameter eine völlig akzeptable Fehlergröße ist.

Die Analyse der absorbierten Leistungen P_{tot} bzw. P_{MG3D} in einer physiologischen Flüssigkeit als strukturiertes bzw. homogenisiertes Modell ergab eine Differenz deutlich kleiner als 1% [Spathmann et al., 2015a].

3.3 Augenmodelle für die Untersuchung der Wirkung von EM-Feldern im THz-Frequenzbereich

In diesem Abschnitt werden die Modelle für die numerischen Untersuchungen von realistischen Expositionsszenarien des menschlichen Auges vorgestellt. Hierzu wird zunächst der anatomische Aufbau des Auges untersucht. Die bereits in Abschnitt 2.4 gezeigte Simulation mit einer HEW der Frequenz 100 GHz, die auf ein Teilkörpermodell des Auges trifft, hat gezeigt, dass fast die gesamte HF-Feldenergie innerhalb der Kornea absorbiert und somit in Wärme umgesetzt wird. Da bei steigenden Frequenzen die Eindringtiefe tendenziell abnimmt, liegt der Schwerpunkt der Modellentwicklung hier bei einer möglichst exakten Beschreibung der Kornea. Auf Basis der in der Literatur gefundenen anatomischen Daten werden Geometriemodelle mit Dimensionen im μm -Bereich entwickelt und im Anschluss mittels der Mischtheorie die benötigten Material-Permittivitäten bestimmt.

3.3.1 Anatomischer Aufbau des menschlichen Auges

Die Kornea ist ein etwa 0,6 mm dickes Gewebe, mittig auf der Außenseite des Augapfels angeordnet; sie gehört somit zu den potenziell von EM-Feldern exponierten Körperregionen. Die anatomische Darstellung des Längsschnitts in Abbildung 3.17 zeigt fünf deutlich unterscheidbare Unterschichten der Kornea [Spathmann et al., 2014].

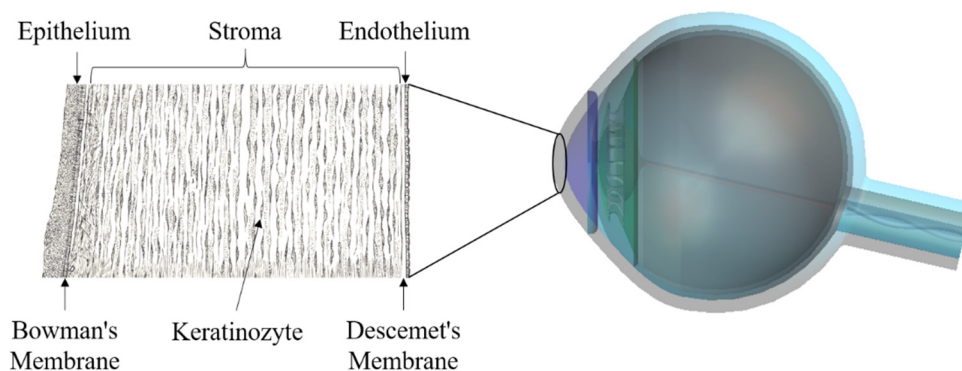


Abbildung 3.17: Anatomischer Aufbau der Kornea im Längsschnitt
Modifizierte und erweiterte Abbildung aus [WikiCommons, Kornea];
Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2014]

Beginnend mit der an die Luft grenzenden Schicht sind diese das Epithelium, die Bowman's Membrane, das Stroma, die Descemet's Membrane und das Endothelium. Die mit Kammerwasser gefüllte vordere Augenkammer umgibt die Kornea von der Innenseite. Dicht gepackte Zellreihen bilden das Epithelium und Endothelium. Das Epithelium ist etwa $50 \mu\text{m}$ dick und

weist sechs Zellreihen auf, das Epithelium mit einer Dicke von $5\ \mu\text{m}$ besteht aus einer einzelnen Schicht [Michelacci, 2003], [Remington, 2012]. Zwei weitere dünne Schichten sind die Bowman's und Descemet's Membranen; diese stark collagenhaltigen Lagen haben eine Dicke von jeweils etwa $10\ \mu\text{m}$ [Hayashi et al., 2002]. Den größten Volumenanteil der Kornea stellt das Stroma mit über 80% dar und ist damit von zentraler Bedeutung für die weiteren Betrachtungen [Spathmann et al., 2014].

Die optische Transparenz in Kombination mit der mechanischen Belastbarkeit der Kornea wird unter anderem von dem Volumenanteil (etwa 12,4% [Leonard and Meek, 1997]) und der geometrischen Anordnung von Collagenfasern im Stroma beeinflusst.

Das Stroma mit einer Dicke von $500\ \mu\text{m}$ besteht aus etwa 200 Lamellen (s. Abbildung 3.18 a)). Die Ausdehnung jeder einzelnen Lamelle ist nicht konstant und kann vom äußeren zum inneren Bereich des Stromas variieren. Lamellen beinhalten parallel angeordnete Collagenfasern (vgl. Abbildung 3.18 b)) mit einem minimalen Durchmesser von etwa $40\ \text{nm}$, deren Orientierung innerhalb einer Lamelle stets gleich bleibt [Alumbrad and Akhtar, 2011]; benachbarte Lamellen hingegen weisen unterschiedliche Orientierungen der Fasern auf. Der Winkel zwischen den Collagenfasern benachbarter Lamellen variiert, beträgt aber im Zentrum der Kornea oftmals etwa 90° [Boote et al., 2006].

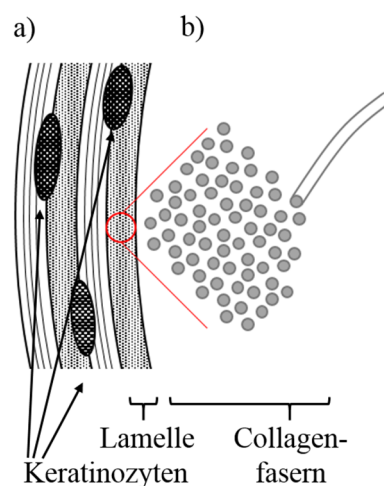


Abbildung 3.18: Anatomie der Mikrostruktur des Stromas in der Kornea mit a) Lamellen und Keratinozyten und b) Collagenfasern; Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2014]

Zudem liegen zwischen den Lamellenschichten vereinzelt Zellen, die sogenannten Keratinozyten, die 2% des Gesamtvolumens im Stroma einnehmen. Ihre Körper haben einen Durchmesser von etwa $30,9\ \mu\text{m}$ sowie eine Dicke von ca. $1,34\ \mu\text{m}$ [Doughty et al., 2001] und bilden mittels dünner Zellfortsätze Netzwerke im Stroma aus.

3.3.2 Entwicklung von Augenmodellen

Auf Basis des in Abschnitt 3.3.1 dargestellten anatomischen Aufbaus der Kornea werden verschiedene numerische Geometrie- und Materialmodelle für die späteren EM-Simulationen entwickelt. Hierbei werden Modelle für die Frequenzbereiche von 100 GHz bis 2 THz und von 2 THz bis 10 THz gezeigt. Die benötigten Materialparameter werden unter Zuhilfenahme der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Mischtheorie bestimmt.

a) Entwicklung eines Augenmodells für den Frequenzbereich von 0,1 bis 2 THz

Als EM-Simulationsmodell für den Frequenzbereich von 100 GHz bis 2 THz wird ein ebenes Modell aus vier Gewebeschichten verwendet. Abbildung 3.19 a) zeigt den Längsschnitt des Modells. Hinter einer 500 μm dicken Luftschicht beginnend, wird das Epithelium mit 50 μm , das Stroma mit 500 μm , das Endothelium mit 5 μm und die mit Kammerwasser gefüllte vordere Augenkammer mit 445 μm Dicke berücksichtigt. Das Gewebemodell hat damit eine Tiefe von 1 mm. Der Querschnitt wird quadratisch mit einer Kantenlänge von zunächst 141 μm angesetzt (vgl. Abbildung 3.19 b)). Eine perspektivische Darstellung enthält Abbildung 3.19 c).

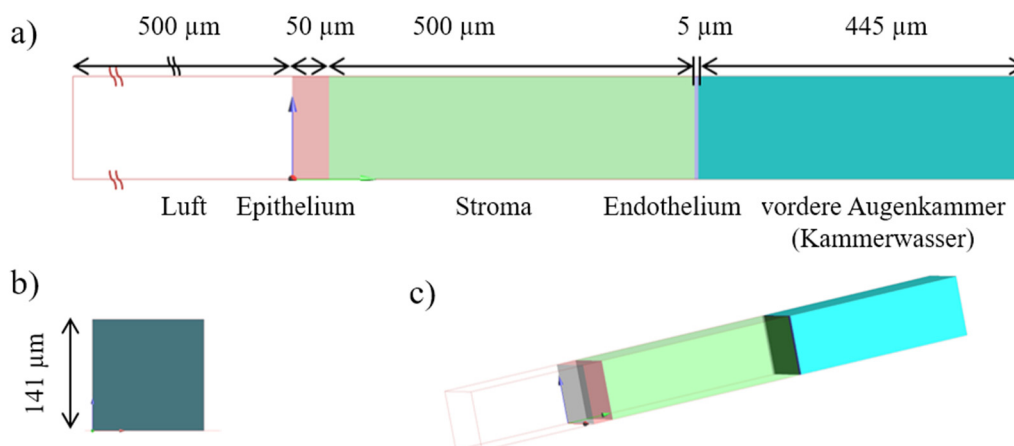


Abbildung 3.19: Planares Schichtenmodell der Kornea, nutzbar bis 2 THz
 Modell für Simulationen im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 2 THz,
 a) im Längsschnitt, b) im Querschnitt und c) perspektivisch dargestellt;
 Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Die in Abschnitt 3.1 beschriebene Mischtheorie wird hier verwendet, um die fehlenden Materialparameter zu berechnen (vgl. Abbildung 3.20 a)).

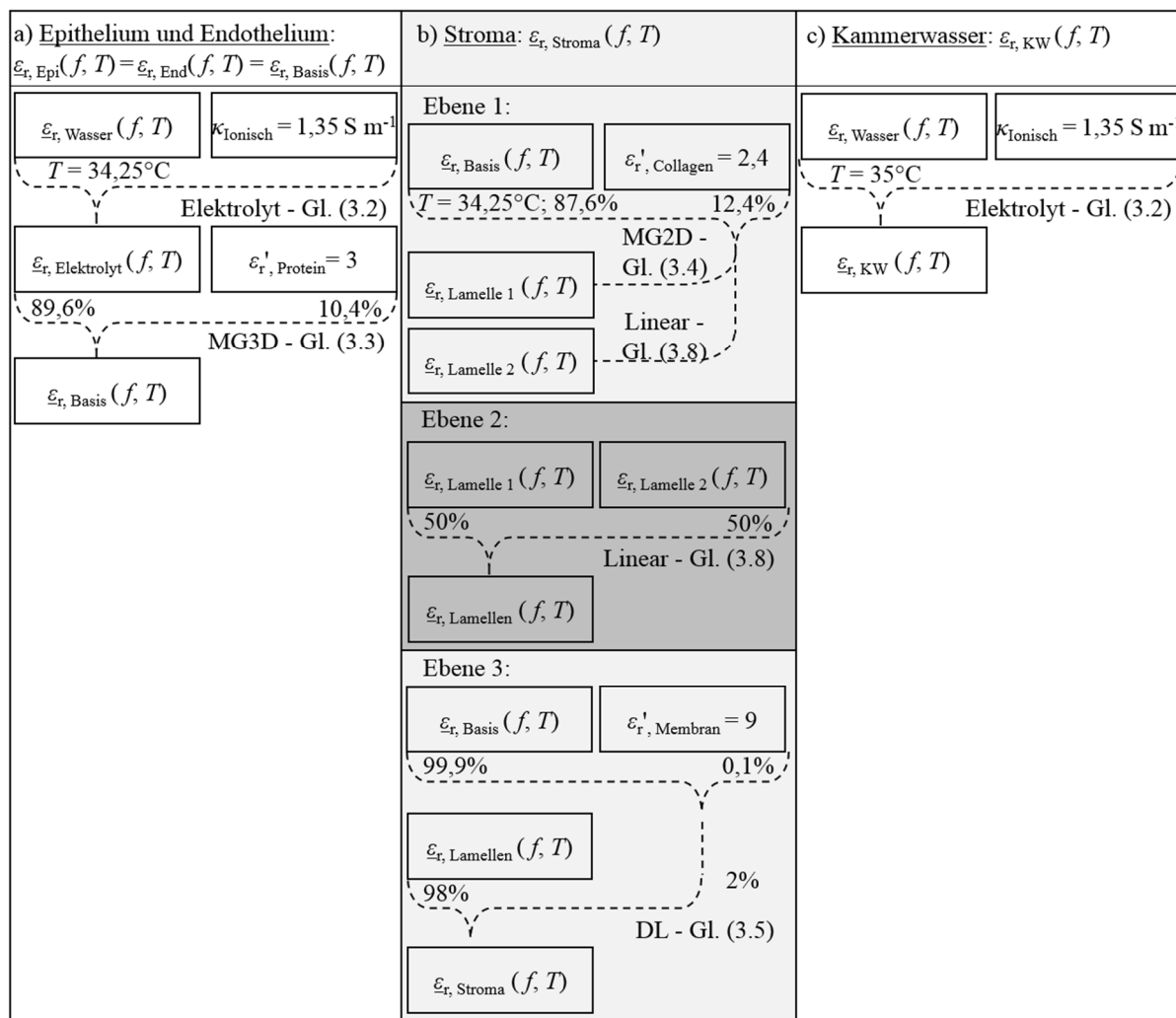


Abbildung 3.20: Mischvorgänge zu den dielektrischen Materialparametern des Korneamodells bis 2 THz;
 Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2014]

In einem ersten Schritt werden die Permittivitäten von reinem Wasser $\epsilon_{r, \text{Wasser}}(f, T)$ mittels der „double-Debye“-Gleichung (vgl. Gleichung 3.1) mit den Parametern aus Tabelle 3.6 für eine Temperatur T von $34,25^\circ\text{C}$ und für die Frequenzen 0,1, 0,65, 1,0, 1,5 und 2,0 THz bestimmt.

Tabelle 3.6: Parameter der „double-Debye“-Gleichung für reines Wasser bis 2 THz nach [Liebe, et al.] für die Temperaturen $34,25^\circ\text{C}$ und 35°C

$T / ^\circ\text{C}$	ϵ_s	ϵ_2	ϵ_∞	τ_1 / ps	τ_2 / ps
34,25	75,17	5,04	3,7	6,66	0,17
35,00	74,92	5,03	3,7	6,55	0,16

Die so ermittelten komplexen Permittivitäten von reinem Wasser werden gemäß Gleichung 3.2 um einen ionischen Leitfähigkeitsterm mit $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S m}^{-1}$ [Saviz and Faraji-Dana, 2013]

erweitert. Der damit beschriebene Elektrolyt mit $\underline{\epsilon}_{r, \text{Elektrolyt}}(f, T)$ stellt das Hintergrundmaterial dar, in das im nächsten Schritt Proteine als kleine kugelförmige Einschlüsse mit einer über der Frequenz konstanten und reellwertigen Permittivität $\epsilon_{r, \text{Protein}} = 3$ eingelagert werden. Zur Vermischung dieser Einschlüsse mit dem Hintergrundmaterial wird die Maxwell-Garnett-Methode 3D (vgl. Gleichung 3.3) angewendet, um ein homogenisiertes physiologisches Basismaterial $\underline{\epsilon}_{r, \text{Basis}}(f, T)$ zu erhalten. Bei der Mischung werden die gegenüber der Wellenlänge sehr kleinen kugelförmigen Einschlüsse mit einem Volumenanteil von $v_E = 10,4\%$ [Leonard and Meek, 1997] berücksichtigt.

Die Permittivität des Basismaterials $\underline{\epsilon}_{r, \text{Basis}}(f, T)$ wird zur Beschreibung des Epitheliums $\underline{\epsilon}_{r, \text{Epi}}(f, T)$, des Endotheliums $\underline{\epsilon}_{r, \text{End}}(f, T)$ sowie der von einer Membran umschlossenen Zellflüssigkeit der Keratinozyten im Stroma (vgl. Abbildung 3.20 b)) verwendet.

Das Stroma ist, wie in Abschnitt 3.3.1 gezeigt, durchsetzt von Collagenfasern unterschiedlicher Orientierung. Für das Materialmodell werden diese Collagenfasern mit einer frequenzkonstanten und reellwertigen Permittivität von $\epsilon_{r, \text{Collagen}} = 2,4$ [Ameen et al., 1998] angenommen. Ihr Volumenanteil innerhalb des Stromas beträgt $v_E = 12,4\%$, und der Winkel zwischen Collagenfasern benachbarter Lamellen wird in der Mitte der Kornea mit 90° genähert [Boote et al., 2006]. Aufgrund dieser beiden unterschiedlichen Orientierungen von Collagenfasern in den Lamellen ist es angebracht, eine Kategorisierung in zwei Lamellentypen durchzuführen (vgl. Abbildung 3.20 b) Ebene 1). Hierbei wird unterschieden, ob der elektrische Feldvektor der exponierenden Welle senkrecht (Lamellen des Typs 1 mit $\underline{\epsilon}_{r, \text{Lamelle 1}}(f, T)$) oder parallel (Lamellen des Typs 2 mit $\underline{\epsilon}_{r, \text{Lamelle 2}}(f, T)$) zur Zylinderachse der Fasern polarisiert ist. Für die Bildung des Materialmodells der Lamelle Typ 1 wird die Maxwell-Garnett-Methode 2D (vgl. Gleichung 3.4) benutzt, um die Collagenfasern mit dem homogenisierten physiologischen Basismaterial $\underline{\epsilon}_{r, \text{Basis}}(f, T = 34,25^\circ\text{C})$ zu vermischen. Bei Lamellen des Typs 2 wird aufgrund der parallelen Orientierung des elektrischen Feldstärkevektors zur Achse der Collagenfasern die „Lineare“ Mischmethode (vgl. Gleichung 3.8) unter Verwendung der oben genannten Parameter für $\epsilon_{r, \text{Collagen}}$ und v_E angewandt.

Die durchschnittliche Dicke einer Lamelle beträgt etwa $2,5 \mu\text{m}$. Für den in diesem Abschnitt betrachteten Frequenzbereich des Expositionsfeldes bis maximal 2 THz beträgt die kleinste Freiraumwellenlänge $\lambda_0 = 150 \mu\text{m}$. Es ist daher möglich, die dielektrischen Eigenschaften in einem weiteren Schritt zu homogenisieren. Die Lamellen des Typs 1 und 2 werden hierzu mit gleichen Volumenanteilen mittels der linearen Mischmethode (vgl. Gleichung 3.8) zu $\underline{\epsilon}_{r, \text{Lamellen}}(f, T)$ homogenisiert (vgl. Abbildung 3.20 b) Ebene 2).

Eine vollständige Modellierung der Keratinozyten einschließlich ihrer oben erwähnten Zellfortsätze ist in diesem Materialmodell wegen der relativ großen Wellenlängen noch nicht notwendig. Sie werden jedoch als doppelwandige Vollkugeln mit in das Materialmodell des Stromas aufgenommen, um den Effekt einer dünnen Membran um den Zellkörper der Keratinozyten zu berücksichtigen. Hierzu wird die durch die Gleichungen 3.5 und 3.6 beschriebene „double-layer“-Methode verwendet. Das angenommene physiologische Basismaterial $\underline{\epsilon}_r, \text{Basis}(f, T)$ des Zellkerns mit einem Volumenanteil von 99,9% gegenüber der umschließenden Membran wird mit deren frequenzunabhängiger und reellwertiger Permittivität von $\epsilon_r', \text{Membran} = 9$ vermischt. Unter Berücksichtigung des Volumenanteils $v_E = 2\%$ der Keratinozyten, umgeben von einem Hintergrundmaterial aus Lamellen mit $\underline{\epsilon}_r, \text{Lamellen}(f, T)$, kann das homogenisierte Materialmodell des Stromas mit $\underline{\epsilon}_r, \text{Stroma}(f, T)$ (vgl. Abbildung 3.20 b) Ebene 3) bestimmt werden.

Die von der Innenseite des Auges an die Kornea angrenzende vordere Augenkammer ist mit Kammerwasser gefüllt. Für die Materialmodellbildung des Kammerwassers wird das „double-Debye“-Modell (vgl. Gleichung 3.1) mit den Parametern aus Tabelle 3.6 verwendet (vgl. Abbildung 3.20 c)). Da das Kammerwasser weiter im Augeninneren liegt, ist eine leicht höhere Temperatur als die der Kornea von $T = 35^\circ\text{C}$ angenommen. Für die Bestimmung des Kammerwassers $\underline{\epsilon}_r, \text{KW}(f, T)$ werden die mittels der „double-Debye“-Gleichung bestimmten Materialdaten von reinem Wasser wie bei der Kornea um einen ionischen Leitfähigkeitsterm $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S m}^{-1}$ mittels Gleichung 3.2 erweitert.

Die resultierenden Materialparameter für die numerischen Simulationen sind in Abbildung 3.21 zusammengestellt. Es ist zu erkennen, dass die hier gezeigten Materialkurven hauptsächlich durch die dielektrischen Eigenschaften des Wassers geprägt werden. Je höher der Wasseranteil eines Gewebes, desto höher liegen auch die Werte für ϵ_r' und κ ; die Formen der Materialkurven sind jedoch bei allen Gewebearten sehr ähnlich [Spathmann et al., 2014].

Für die numerischen Simulationen genutzte Materialdaten, ergänzt um die Dichte ρ , werden in Kapitel 4 Tabelle 4.1 angegeben.

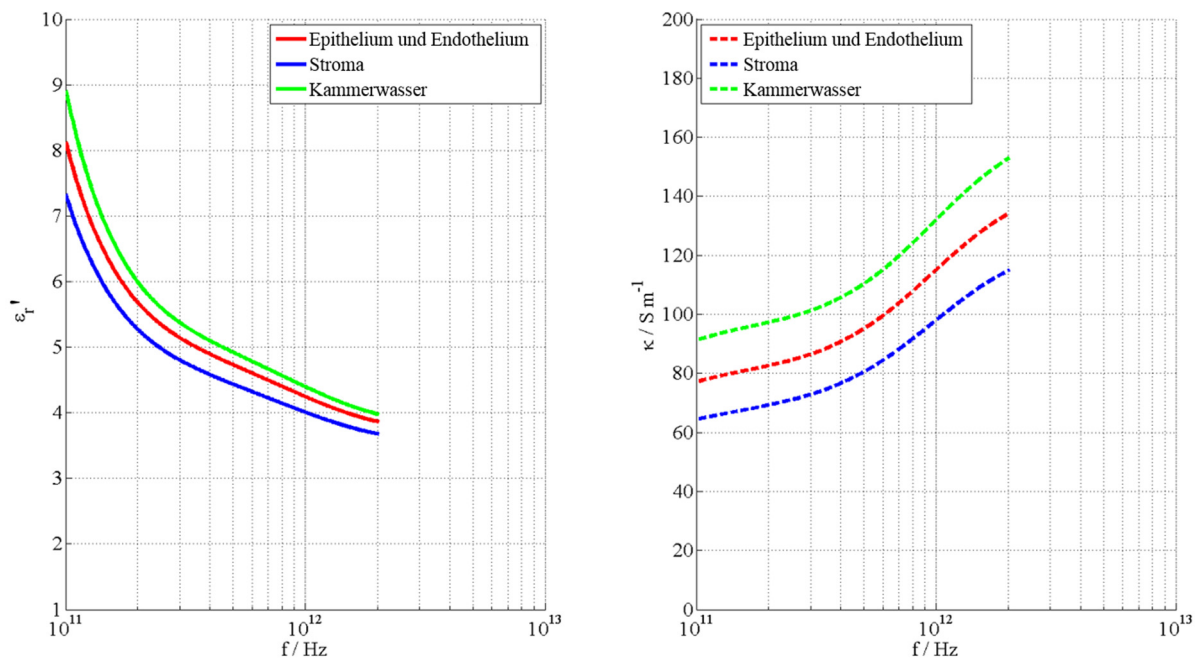


Abbildung 3.21: Mittels Mischtheorie entwickelte Materialdaten des Auges von 0,1 bis 2 THz

b) Entwicklung eines Augenmodells für den Frequenzbereich von 2 bis 10 THz

Für die Simulation der Exposition eines Augenmodells im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz kann aufgrund der zu erwartenden geringeren Eindringtiefe der elektrischen Feldstärke das in Abbildung 3.19 gezeigte Modell um 40% auf nun 0,6 mm verkürzt werden. Die Kantenlänge im Querschnitt bleibt bei 141 μm . Der in Abbildung 3.22 a) dargestellte Längsschnitt des Modells hat im Vergleich zu dem vorangegangenen Modell eine auf 45 μm verkleinerte vordere Augenkammer. Ebenfalls wurde der Bereich der Luft von 500 μm auf 300 μm verringert. Wesentlicher Unterschied dieses Modells ist jedoch das Stroma. Das im niedrigeren Frequenzbereich als homogen berücksichtigte Geometriemodell wird nun durch die diskreten Modelle von Lamellen und den dazwischenliegenden Keratinozyten ersetzt (vgl. Abbildung 3.22 b)). In Abbildung 3.22 c) ist eine zusätzliche perspektivische Darstellung des Modells gezeigt [Spathmann et al., 2014].

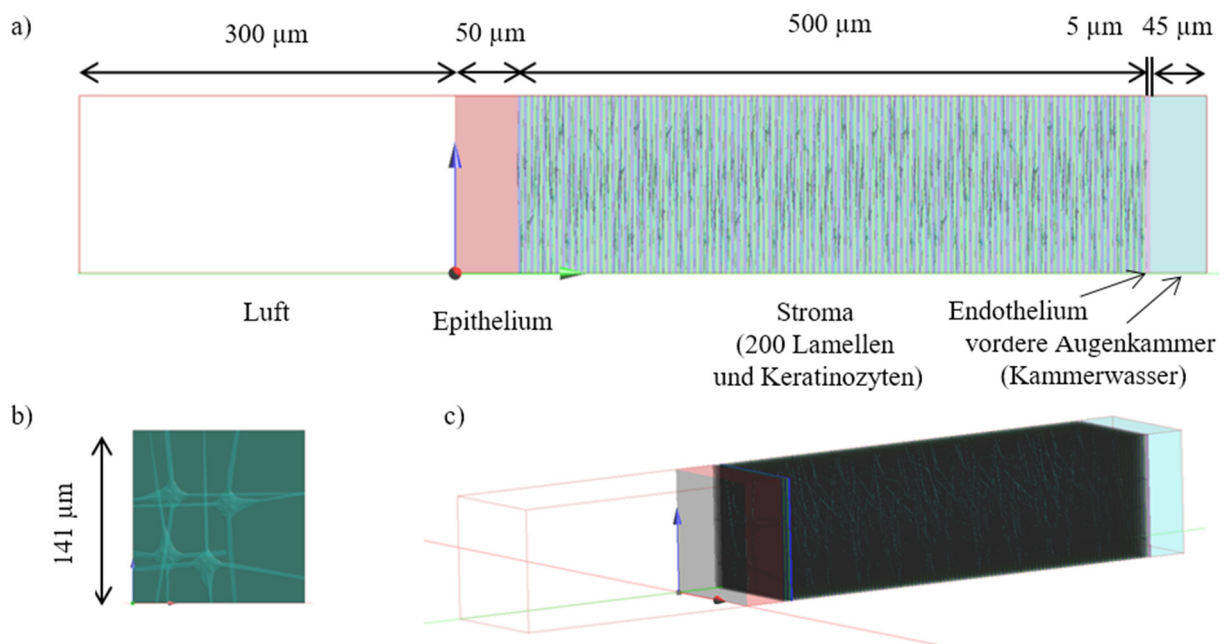


Abbildung 3.22: Planares Schichtenmodell der Kornea, nutzbar bis 10 THz
 Modell für Simulationen im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz mit drei-dimensional modellierten Keratinozyten
 a) im Längsschnitt, b) im halbtransparenten Querschnitt und c) perspektivisch dargestellt [Spathmann et al., 2014]

Die 200 Lamellen der Typen 1 und 2 sind alternierend geschichtet, zwischen ihren Grenzflächen sind die Keratinozyten eingesetzt. Die Geometrie der Keratinozyten wurde mittels eines MATLAB®-Skriptes modelliert. Mit einem Durchmesser von 30,9 µm und einer Dicke von 1,34 µm sind die Dimensionen des Zellkörpers nach [Doughty et al., 2001] gewählt. Die Positionierung von genau einer Zelle zwischen zwei Lamellen resultiert in einem Volumenanteil von 2% Keratinozyten im Stroma [Brightbill et al., 2009] bei der gewählten Kantenlänge der quadratischen Querschnittsfläche von 141 µm. In Abbildung 3.23 ist das Modell der zwischen den Lamellen des Stromas liegenden Keratinozyten gezeigt. Die in (a) gezeigte Keratinozyte hat einen länglich gebildeten Zellkörper mit vier Zellfortsätzen. Ihre deutlich erkennbare unregelmäßig geformte Oberfläche stellt eine wesentlich genauere Nachbildung einer realen Zelle im Vergleich zu einer ausschließlich planaren Modellbildung dar. Abbildung 3.23 b) zeigt perspektivisch die mit einem Abstand von jeweils 2,5 µm angeordneten 200 Keratinozyten, wie sie im Modell des Stromas berücksichtigt werden.

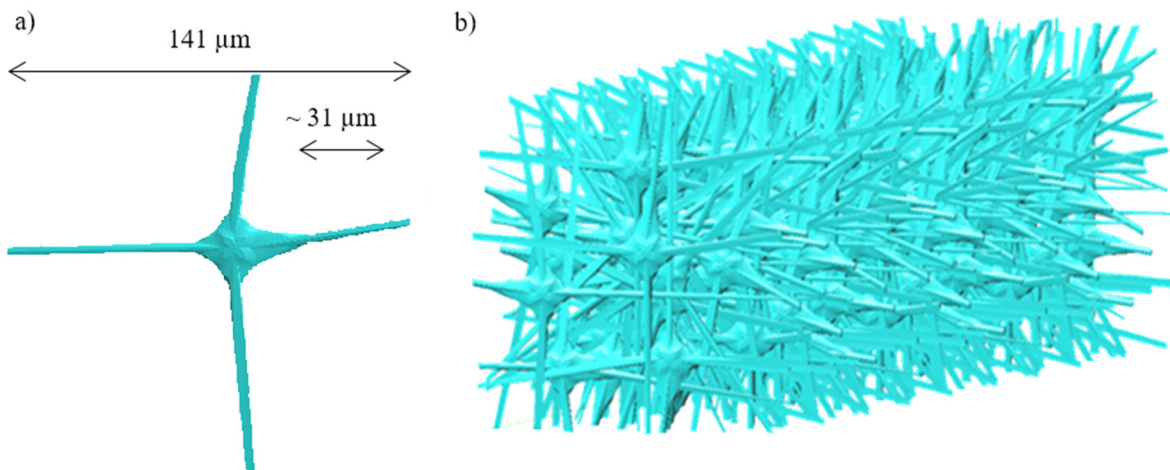


Abbildung 3.23: Modell der Keratinozyten

a) als Aufsicht einer einzelnen Zelle mit vier Zellfortsätzen und b) als perspektivische Ansicht von 200 Keratinozyten gemäß der Verwendung im Strommodell [Spathmann et al., 2014]

Der Mischvorgang ist analog zu dem Materialmodell der Kornea bis zu einer Frequenz von 2 THz aus Abschnitt 3.3.2 a). Da die Materialdaten von reinem Wasser mit den „double-Debye“-Parametern nach [Liebe et al., 1991] nur bis maximal 2 THz verwendbar sind, werden für die hier betrachteten Frequenzen von 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9 und 10 THz die dielektrischen Daten von reinem Wasser nach [Ellison, 2007] verwendet. Für die oben genannten Frequenzen wurden folgende Daten aus den Abbildungen von [Ellison, 2007] für $\underline{\epsilon}_{r, \text{Wasser}}(f) = \epsilon_r' - j \epsilon_r''$ bei einer Temperatur von $T = 39^\circ\text{C}$ abgelesen: $(3,8 - j 2,1, 3,55 - j 2,0, 3 - j 2,1, 2,7 - j 1,9, 2,3 - j 1,7, 2,2 - j 1,25, 2,3 - j 1,1, 2,3 - j 1,2)$.

Wie auch bei dem Geometriemodell aus Abbildung 3.22 werden aufgrund der hohen Frequenz die Lamellen des Typs 1 und 2 sowie die Keratinozyten nicht miteinander vermischt; der in Abbildung 3.20 b) gezeigte Mischvorgang endet mit der Ebene 1 für Lamellen des Typs 1 und 2. Der Einfluss der Membran, die 0,1% des Volumens einer Keratinozyte (Ker) einnimmt, wird vernachlässigt, wodurch für diese die dielektrischen Parameter $\underline{\epsilon}_{r, \text{Ker}}(f, T) = \underline{\epsilon}_{r, \text{Basis}}(f, T)$ gelten. Die Ergebnisse der beschriebenen Mischvorgänge sind in Abbildung 3.24 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss der orthogonalen Orientierung der Collagenfasern in benachbarten Lamellen nur in verhältnismäßig geringen Unterschieden der Permittivität resultiert. Im Vergleich hierzu sind in den Materialmodellen des Kammerwassers sowie des Mischmaterials Epithelium/Endothelium/Keratinozyten stärkere Abweichungen zu beobachten, die, wie bereits in Abschnitt a) erwähnt, maßgeblich durch den Wassergehalt des betrachteten Gewebes geprägt sind [Spathmann et al., 2014].

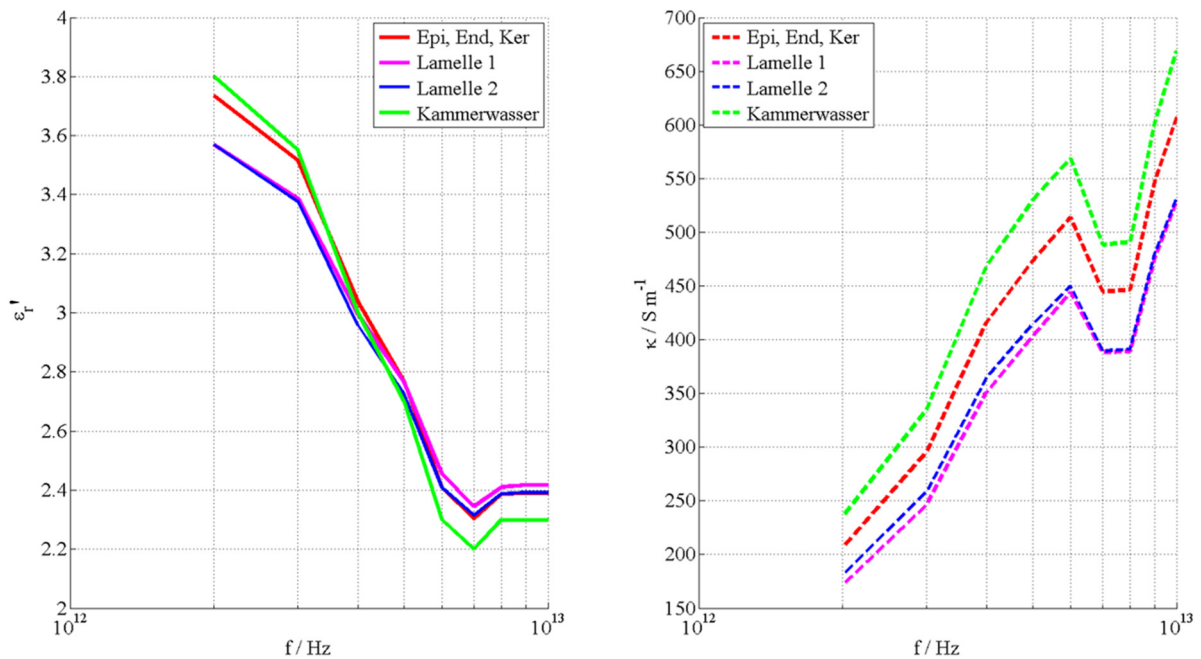


Abbildung 3.24: Mittels Mischtheorie entwickelte Materialdaten des Auges von 2 bis 10 THz

In Kapitel 4 Tabelle 4.4 sind die für die numerischen Simulationen an den benötigten Frequenzstützstellen eingesetzten dielektrischen Materialparameter zusammengefasst; die Dichten ρ für die Modelle können gemäß Tabelle 4.1 verwendet werden.

3.3.3 Vergleich des Materialmodells der Kornea mit Literaturdaten

Für den THz-Frequenzbereich ist ein direkter Vergleich dielektrischer Materialparameter von biologischen Geweben, z.B. der Kornea, aufgrund der aktuell spärlichen Datenlage in der Literatur nicht möglich. Um dennoch eine Aussage über die Güte des vorgeschlagenen Mischmodells treffen zu können und ein mit Literaturdaten vergleichbares Materialmodell für $\underline{\epsilon}_{r, \text{Kornea}}(f, T)$ zu erhalten, wurden die dielektrischen Materialparameter des Schichtenmodells der Kornea, bestehend aus Epithelium, Stroma und Endothelium, mittels der Mischtheorie homogenisiert.

Zunächst wurde hierzu mittels der Approximationsformel nach [Ellison, 2007] die komplexe Permittivität von reinem Wasser $\underline{\epsilon}_{r, \text{Wasser}}(f, T)$ bei einer Temperatur von 34,25°C zwischen 1 GHz und 10 THz bestimmt. Danach wurden die in Abbildung 3.20 a) und b) beschriebenen Mischvorgänge angewendet, um die dielektrischen Materialparameter der einzelnen Korneaschichten zu erhalten. Die resultierenden Parameter wurden weitergehend mit der Linearen Mischmethode (Gleichung 3.8) zu einem homogenen Materialmodell vermischt. Die Volumen-

anteile hierzu wurden auf Basis der Schichtdicken in Abbildung 3.19 a) gewählt. Das so berechnete Materialmodell der Kornea $\underline{\epsilon}_r, \text{Kornea}(f, T)$ ist, getrennt nach relativer Permittivität und Leitfähigkeit, in Abbildung 3.25 dargestellt und den bis zu einer Frequenz von 100 GHz vorhandenen Literaturdaten von Gabriel et al. gegenübergestellt.

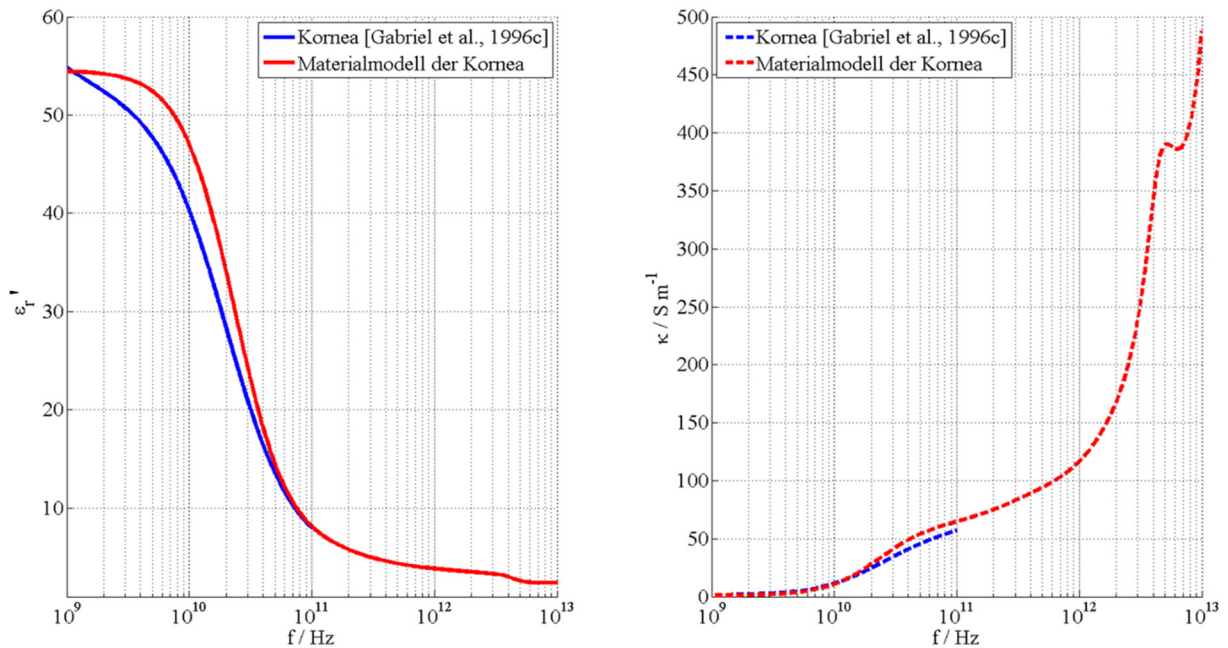


Abbildung 3.25: Dielektrische Materialdaten der Kornea im Vergleich mit der Literatur [Gabriel et al., 1996c] im Frequenzbereich zwischen 1 GHz und 10 THz

Es ist zu erkennen, dass die Ergebnisse der Mischtheorie sowie die Daten aus der Literatur für den Frequenzbereich zwischen 1 und 100 GHz eine gute Übereinstimmung zeigen. So sind beispielsweise die Verläufe der relativen Permittivität für die Literaturdaten und für die Mischergebnisse oberhalb einer Frequenz von etwa 30 GHz kaum zu unterscheiden.

Die geringen Unterschiede im Vergleich der Mischergebnisse mit den Literaturdaten bis 100 GHz zeigen, dass die Methode der Mischtheorie zur Entwicklung eines Materialmodells der Kornea geeignet ist und zu ausreichend genauen Ergebnissen führt. Für den höheren Frequenzbereich oberhalb von 100 GHz ist daher davon auszugehen, dass das verwendete Modell ebenfalls realistische Materialdaten liefert.

3.4 Hautmodelle für die Untersuchung der Wirkung von EM-Feldern im THz-Frequenzbereich

In diesem Abschnitt werden Modelle für die numerische Untersuchung der Wirkung von EM-Feldern mit Frequenzen im THz-Bereich auf die Haut vorgestellt. Analog zur Entwicklung der Augenmodelle in Abschnitt 3.3 wird hierzu zunächst die Anatomie des Gewebes untersucht. Die so gewonnenen Kenntnisse werden genutzt, um Geometriemodelle zu erstellen. Verteilt über den menschlichen Körper kann die Beschaffenheit der Haut, z.B. die Dicke verschiedener Hautschichten oder die Behaarung, stark variieren. Hierfür werden Modelle unterschiedlicher Komplexität bzw. Körperregionen vorgestellt. Dielektrische Materialdaten werden mittels der Mischtheorie berechnet.

3.4.1 Anatomischer Aufbau der Haut

Die Beschaffenheit der Haut, beispielsweise die Dicke einzelner Hautschichten oder ihre Struktur, variiert stark mit der betrachteten Körperregion. Die Haut der Nase und der Augenlider beispielsweise ist sehr dünn, was bei vielen Menschen als ein Durchschimmern von feinen Blutgefäßen bereits rein optisch erkennbar ist. Die Haut-Innenseiten der Hände und -Unterseiten der Füße sind wesentlich dicker und erhalten so unter anderem eine höhere mechanische Belastbarkeit.

In Abbildung 3.26 ist eine Unterteilung in drei Hautschichten erkennbar. Von außen nach innen sind dies die Epidermis (Oberhaut), die Dermis (Lederhaut) und die Subcutis (Unterhaut).

Eine äußere Schutzschicht des Organismus gegenüber mechanischen und chemischen Einflüssen ist die Epidermis. Vom Stratum Basale aus wachsen kontinuierlich neue Zellen heran, die sich im Laufe der Zeit stetig weiter an die Oberfläche der Haut schieben und somit die Epidermis erneuern. Dabei verlieren die Zellen ihre ursprüngliche Form und ihren Wasseranteil und werden immer flacher. An der Oberfläche, dem Stratum Corneum, befinden sich nur noch tote flache Hornzellen mit einem sehr geringen Wasseranteil, die z.B. durch leichte mechanische Reibung abgetragen werden. Zudem verlaufen auch Haare, deren Wurzeln in der Dermis liegen, durch die Epidermis.

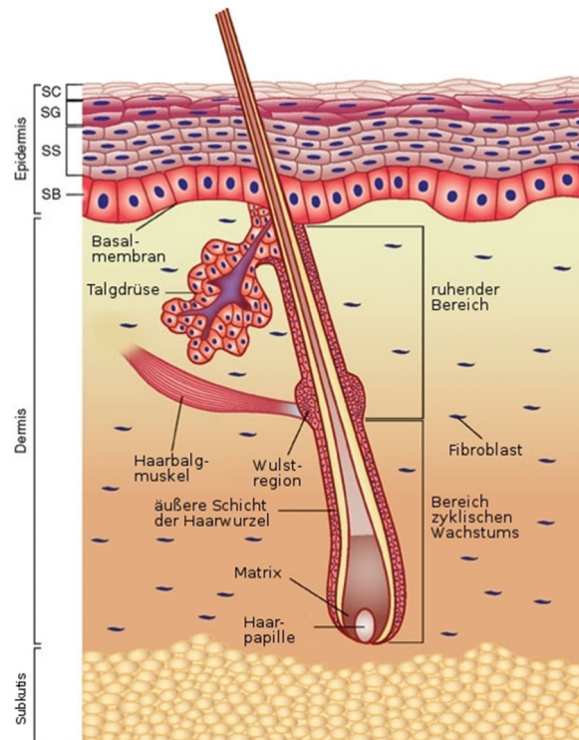


Abbildung 3.26: Anatomie der menschlichen Haut

Querschnitt der Haut, bestehend aus den Schichten Epidermis, Dermis und Subcutis sowie einem Haar mit Wurzel und Talgdrüse. Die Epidermis ist zudem unterteilt in das Stratum Corneum (SC), Stratum Granulosum (SG), Stratum Spinosum (SS) und Stratum Basale (SB) [WikiCommons, Haut]

Durch Papillen werden Epidermis und Dermis miteinander verbunden. Die Dermis besteht unter anderem aus Collagen, wodurch sie zugleich elastisch, aber auch reißfest ist. Außerdem befinden sich in diesem Gewebe Gefäße des Blut- und Lymphsystems sowie Nervenfasern.

Die tiefste hier betrachtete Gewebeschicht ist die Subcutis. Zum Schutz vor Kälte sowie als Energiespeicher werden hier Fettzellen in einem Netz aus Bindegewebe eingelagert.

3.4.2 Entwicklung von Hautmodellen

Für die in Kapitel 4 gezeigten Ergebnisse numerischer Computersimulationen der Haut werden im Folgenden auf Basis der zuvor beschriebenen anatomischen Daten Modelle verschiedener Komplexität entwickelt, welche die bei der Bewertung der Exposition relevanten Aspekte berücksichtigen. Durch die bei Frequenzen im THz-Bereich zu erwartenden Eindringtiefen im Sub-mm-Bereich kann davon ausgegangen werden, dass Modelle mit einer Tiefe von wenigen Millimetern ausreichend sind. Nachfolgend wird das Hautmodell aus vier Schichten bestehen. Von außen nach innen sind dies das Stratum Corneum, die Epidermis und Dermis sowie die Subcutis. Durch den im Vergleich zum angrenzenden Gewebe sehr geringen Wasseranteil des Stratum Corneums ist die Leitfähigkeit κ im direkten Vergleich ebenfalls sehr gering. Aufgrund

dieses Kontrastes wird das Stratum Corneum trotz seiner geringen räumlichen Ausdehnung als eigenständige Materialschicht berücksichtigt; Epidermis und Dermis werden hingegen aufgrund eines ähnlichen physiologischen Aufbaus jeweils durch die gleichen dielektrischen Materialparameter beschrieben, die Dichte wird jedoch nach [Duck, 1990] variiert. Die tiefste Schicht im Hautmodell bildet die Subcutis, die als Fett angenommen wird.

Für ein erstes Modell wurden die genannten Materialschichten mit ebenen Übergängen erstellt. Die verwendeten Dicken der Materialschichten sind in dem Modellschema nach [Huclova et al., 2012] in Abbildung 3.27 gezeigt.

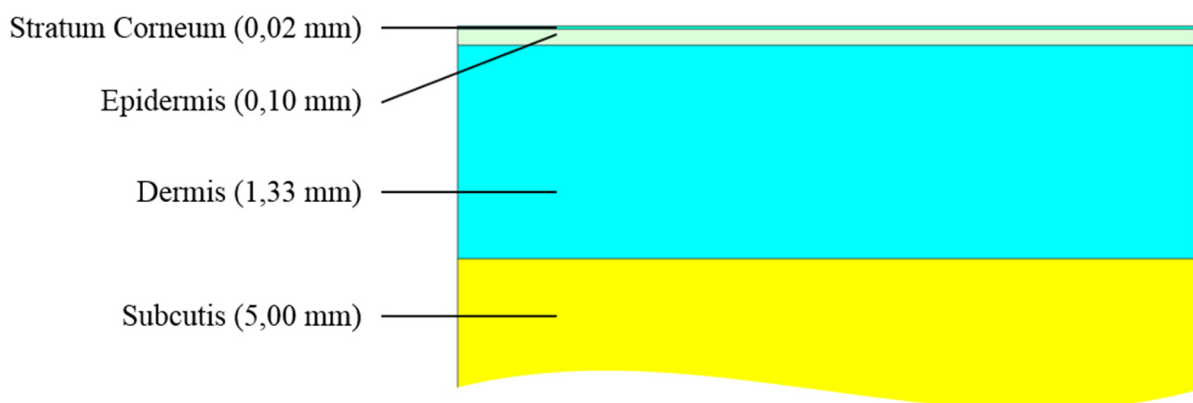


Abbildung 3.27: Hautmodell aus vier Materialschichten mit ebenen Materialübergängen nach [Huclova et al., 2012];
Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Da die Hautdicke in verschiedenen Körperregionen sowie bei jedem Individuum variieren kann, wurde ein zweites Modell mit einem verhältnismäßig dicken Stratum Corneum verwendet (Abbildung 3.28). Die Dicken der Materialschichten wurden aus mehreren anatomischen Abbildungen abgeschätzt, die den Querschnitt der Haut mikroskopisch darstellen.

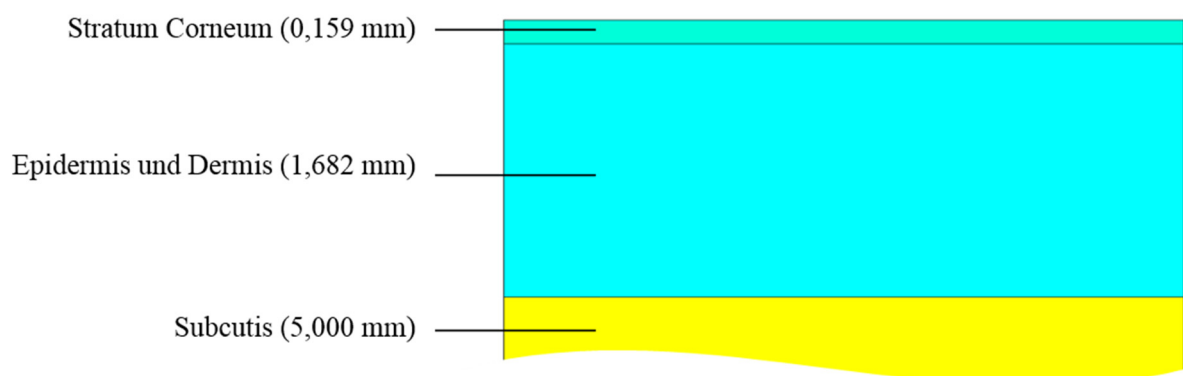


Abbildung 3.28: Hautmodell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie aus drei Materialschichten mit ebenen Materialübergängen;
Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Eine exemplarische Schnittaufnahme einer verhältnismäßig dicken Hautschicht, z.B. im Bereich der Handinnenflächen oder der Fußsohlen, ist in Abbildung 3.29 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Oberfläche der Haut sowie die einzelnen Grenzflächen ihrer Unterschichten nicht eben sind, sondern eher wellenförmige Strukturen haben.

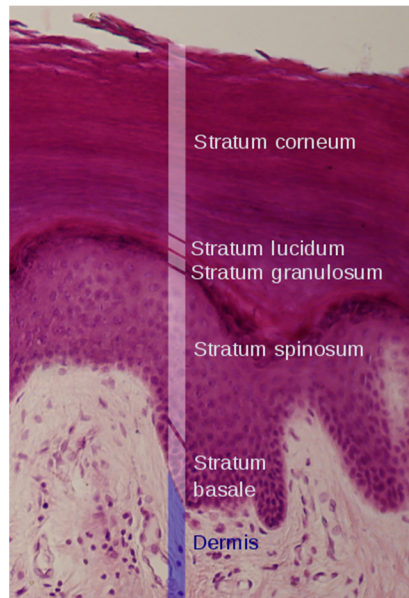


Abbildung 3.29: Mikroskopische Schnittaufnahme einer verhältnismäßig dicken Hautschicht im Querschnitt [WikiCommons, Epidermis]

Daher wurde das Modell aus Abbildung 3.28 in Anlehnung an die mikroskopische Aufnahme aus Abbildung 3.29 modifiziert. Das somit verfeinerte Modell in Abbildung 3.30 zeigt Wellenformen der Oberfläche und der Grenzflächen. Durch eine gleichmäßige Fortsetzung dieser Formen in die Bildebene hinein entstehen beim dreidimensionalen Modell Rillenstrukturen. Die Dicken dieses Modells sind gemäß Abbildung 3.28 gewählt.

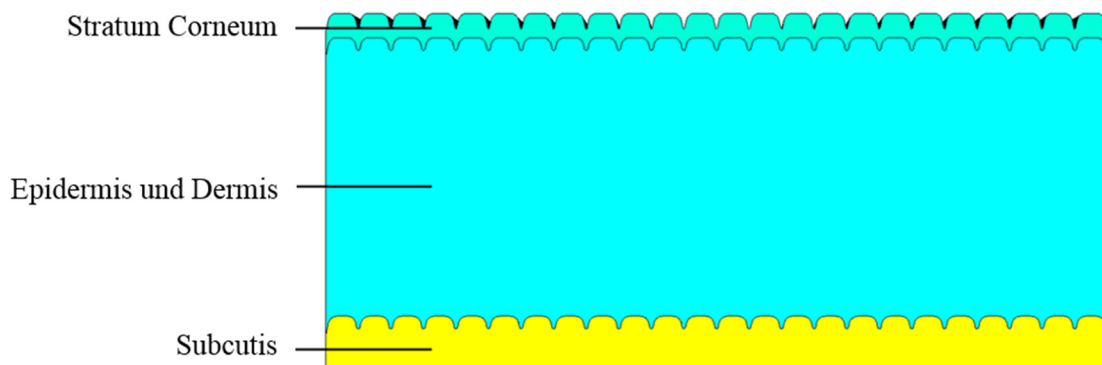


Abbildung 3.30: Hautmodell mit Rillen aus drei Materialschichten mit rillenförmiger Ober- und Grenzflächenstruktur [Spathmann et al., 2014]

Zuletzt soll das Rillenmodell um ein Haar als Störstelle erweitert werden (vgl. Abbildung 3.31).

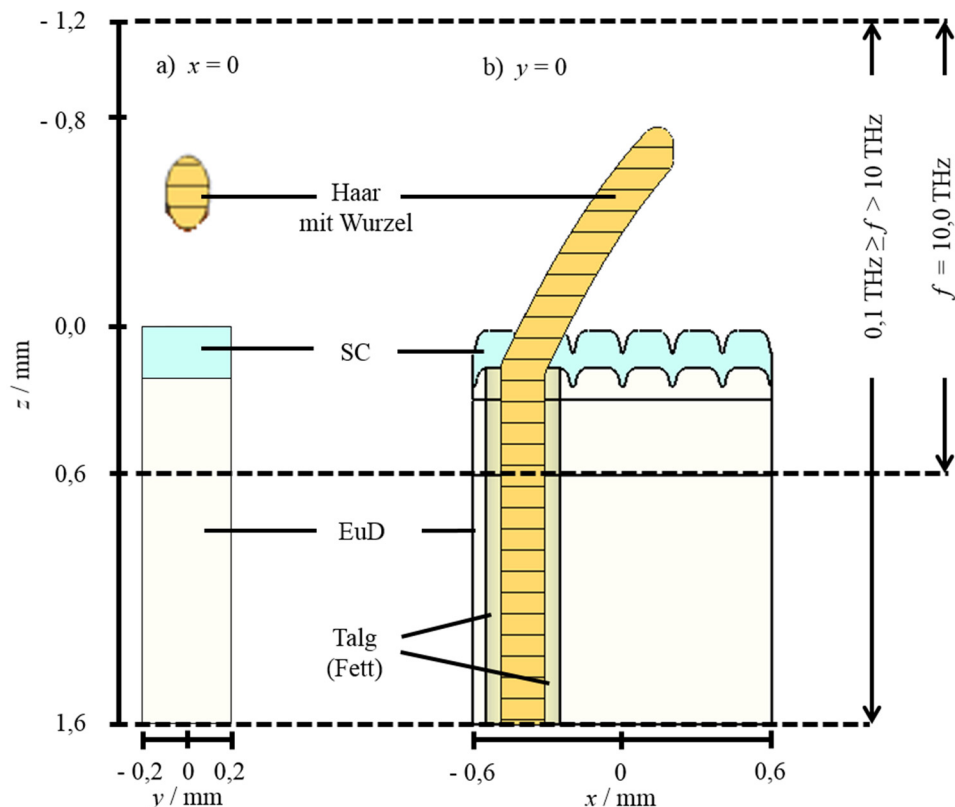


Abbildung 3.31: Hautmodell mit Haar aus Stratum Corneum (SC), Epidermis und Dermis (EuD) mit rillenförmiger Ober- und Grenzflächenstruktur, ergänzt um ein Haar mit Wurzel in a) Querschnitt mit $x = \text{konst.}$ und b) Längsschnitt mit $y = \text{konst.}$; Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2015b]

Die Haarwurzel liegt im Modell in der Gewebeschicht der Epidermis und Dermis und ist umgeben von einem Haarfollikel. In diesem Bereich wird das Haar von Fett, stammend aus einer Talgdrüse, umschlossen. Der aus der Haut herausragende Teil des Haares wird Haarschaft genannt. Für die Simulationen in Kapitel 4 werden Expositionsfrequenzen im Bereich von 0,1 THz bis 10 THz untersucht. Zur Reduktion der notwendigen Rechenressourcen wurde die Tiefe des Modells in z -Richtung bei der Frequenz 10 THz reduziert. Die verwendeten Modelltiefen sowie weitere geometrische Dimensionen sind in Abbildung 3.31 gezeigt [Spathmann et al., 2014].

Für die Bestimmung der benötigten Materialparameter der gezeigten Hautmodelle wird die in Abschnitt 3.1 eingeführte Mischtheorie verwendet, die bereits in Abschnitt 3.3.2 für die Berechnung der dielektrischen Materialparameter des Auges genutzt wurde. Nachfolgend werden

Materialparameter des Stratum Corneums, der Epidermis und Dermis sowie des Haars für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2, 4, 6, 8 und 10 THz bestimmt.

Ausgehend von der Approximationsgleichung für die dielektrischen Eigenschaften von reinem Wasser bei 37°C nach [Ellison, 2007] wird das Materialmodell mit einem ionischen Leitfähigkeitsterm $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S m}^{-1}$ gemäß Gleichung 3.2 erweitert. Dieses Materialmodell eines Elektrolyts $\epsilon_{r, \text{Elektrolyt}}(f, T)$ ist Ausgangspunkt für weitere Mischungen bei der Abschätzung der Daten für das Stratum Corneum sowie die Epidermis und Dermis.

Das nur schwach hydrierte Stratum Corneum ist schematisch in Abbildung 3.32 dargestellt und soll nachfolgend als erste Hautschicht homogenisiert werden.

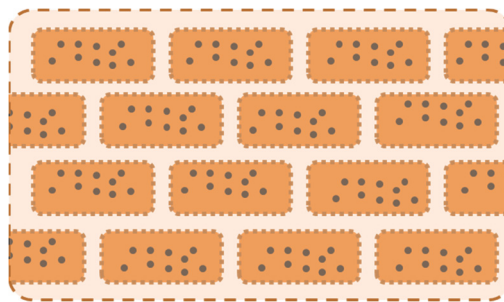


Abbildung 3.32: Zweidimensionale schematische Darstellung des Stratum Corneums mit Korneozyten (hellbraun), umgeben von einer Matrix aus Fett [Spathmann et al., 2014]

Hierzu wird das Elektrolyt $\epsilon_{r, \text{Elektrolyt}}(f, T)$ mit einem Volumenanteil von nur 18% mittels der linearen Mischmethode Gleichung 3.8 mit Makromolekülen (82%), wie z.B. Proteinen, die durch $\epsilon_{r, \text{Protein}} = 3$ berücksichtigt werden, vermischt. Als Ergebnis erhält man das Materialmodell von Korneozyten $\epsilon_{r, \text{Kor, SC}}(f, T)$, kernlose Zellen des Stratum Corneums, die in der schematischen Abbildung hellbraun dargestellt sind [Huclova et al., 2012].

Eingebettet in eine Matrix aus Lipiden $\epsilon_{r, F}(f)$ (vgl. Abschnitt 3.1.1 d)) werden die Korneozyten mit einem Volumenanteil von 85% mit dem sie umgebenden Fett durch erneute Anwendung der linearen Mischmethode aus Gleichung 3.8 vermischt (vgl. Abbildung 3.33 a)); das Resultat dieses Mischvorgangs ist das Materialmodell des Stratum Corneums $\epsilon_{r, \text{SC}}(f, T)$ [Huclova et al., 2012].

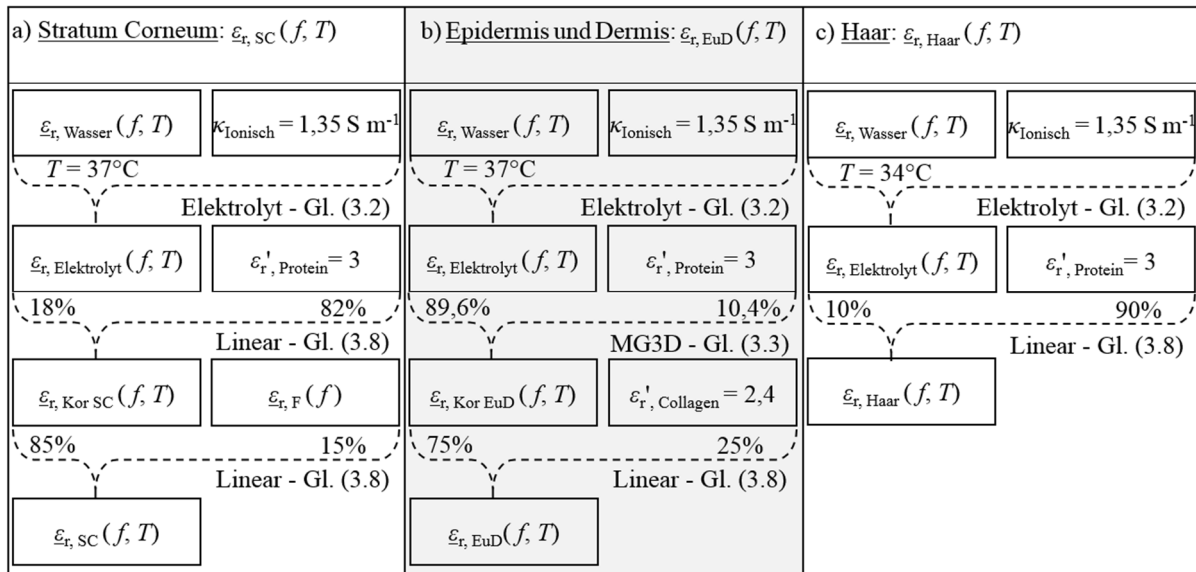


Abbildung 3.33: Mischvorgänge zu den in Abbildung 3.34 angegebenen dielektrischen Materialparametern für a) das Stratum Corneum, b) die Epidermis und Dermis und c) das Haar; Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2014], [Spathmann et al. 2015b]

Für die Bestimmung der Permittivität der Epidermis und Dermis ist eine erneute Berechnung der Materialdaten von Korneozyten mit einem nun höheren Wasseranteil und geänderten Geometrien notwendig. In den bereits für die Mischung des Stratum Corneums verwendeten Elektrolyt werden nun mittels der Maxwell-Garnett-Methode 3D (Gleichung 3.3) kugelförmig angenommene Proteine mit $\epsilon_{r, Protein} = 3$ als Einschlüsse mit einem Volumenanteil von 10,4% gemischt (vgl. Abbildung 3.33 b)). Das hieraus berechnete Materialmodell von Korneozyten (Kor) in der Epidermis und Dermis $\epsilon_{r, Kor, EuD}(f, T)$ wird mit Collagen unter Verwendung der Gleichung 3.8 homogenisiert. Dabei wird das Collagen mit einem frequenzkonstanten $\epsilon_{r, Collagen} = 2,4$ [Ameen et al., 1998] und einem Volumenanteil von 25% berücksichtigt, um einen mittleren Wasseranteil zwischen 65 und 70% [Huclova et al., 2012], [Alekseev and Ziskin, 2007] in dem kombinierten Gewebemodell der Epidermis und Dermis $\epsilon_{r, EuD}(f, T)$ zu erzielen.

Zuletzt sollen die dielektrischen Materialparameter des Haars abgeschätzt werden. Da die Körpertemperatur rasch im Haarschaft abnimmt, wurde eine durchschnittliche Temperatur von 34°C im gesamten Haarmodell angenommen. Konsequenterweise muss nun auch die Temperatur bei der Berechnung der dielektrischen Eigenschaften des Wassers auf $T = 34^\circ\text{C}$ im Modell reduziert und erneut berechnet werden [Ellison, 2007]. Im Anschluss wird analog zu den vorherigen Mischvorgängen gemäß Gleichung 3.2 das Materialmodell mit einem ionischen Leitfähigkeits-

term $\kappa_{\text{ionisch}} = 1,35 \text{ S m}^{-1}$ zu einem Elektrolyt erweitert (vgl. Abbildung 3.33 c)). Der Wasseranteil von etwa 10% im Haar [Lang, 2013] wird mittels der linearen Mischmethode nach Gleichung 3.8 mit dem Protein ($\epsilon_{r, \text{Protein}} = 3$) zu $\epsilon_{r \text{ Haar}}(f, T)$ vermischt. Gemäß [Goldstein et al., 2012] ist die Dichte des Haars mit $\rho = 1.300 \text{ kg m}^{-3}$ anzunehmen.

Da davon auszugehen ist, dass fast die vollständige elektromagnetische Feldenergie bei allen betrachteten Expositionsfrequenzen vor Erreichen der Subcutis absorbiert wird, werden ihre Materialparameter als biologisches Gewebe Fett bei $f = 100 \text{ GHz}$ nach [Gabriel et al., 1996c] mit $\epsilon_{r, \text{Fett}} = 2,89$, $\kappa_{\text{Fett}} = 3,56 \text{ S m}^{-1}$ und der Dichte $\rho = 971 \text{ kg m}^{-3}$ [Duck, 1990] angenommen. Die Ergebnisse der in Abbildung 3.33 schematisch gezeigten Mischvorgänge sind in Abbildung 3.34 zusammengestellt. Vor allem in der Leitfähigkeit κ ist ein gravierender Unterschied zwischen den Hautschichten „Stratum Corneum“ sowie „Epidermis und Dermis“ mit bis zu 320 S m^{-1} zu erkennen; auch der Realteil der relativen Permittivität ϵ_r' variiert bis zu einem Faktor von etwa 1,8. Diese Abweichungen unterstreichen die Wichtigkeit einer getrennten Betrachtung dieser Materialschichten. Die eher trockenen Gewebeschichten des Stratum Corneums und des Haars unterscheiden sich hingegen hauptsächlich in der Leitfähigkeit κ mit einer maximalen Differenz von etwa 40 S m^{-1} , während die Verläufe der relativen Permittivität ϵ_r' fast gleich sind. Die in Abschnitt 4.1 bei numerischen Untersuchungen verwendeten Daten werden - um die benötigten Dichten ρ ergänzt - zusätzlich in Tabelle 4.9 angegeben [Spathmann et al., 2014].

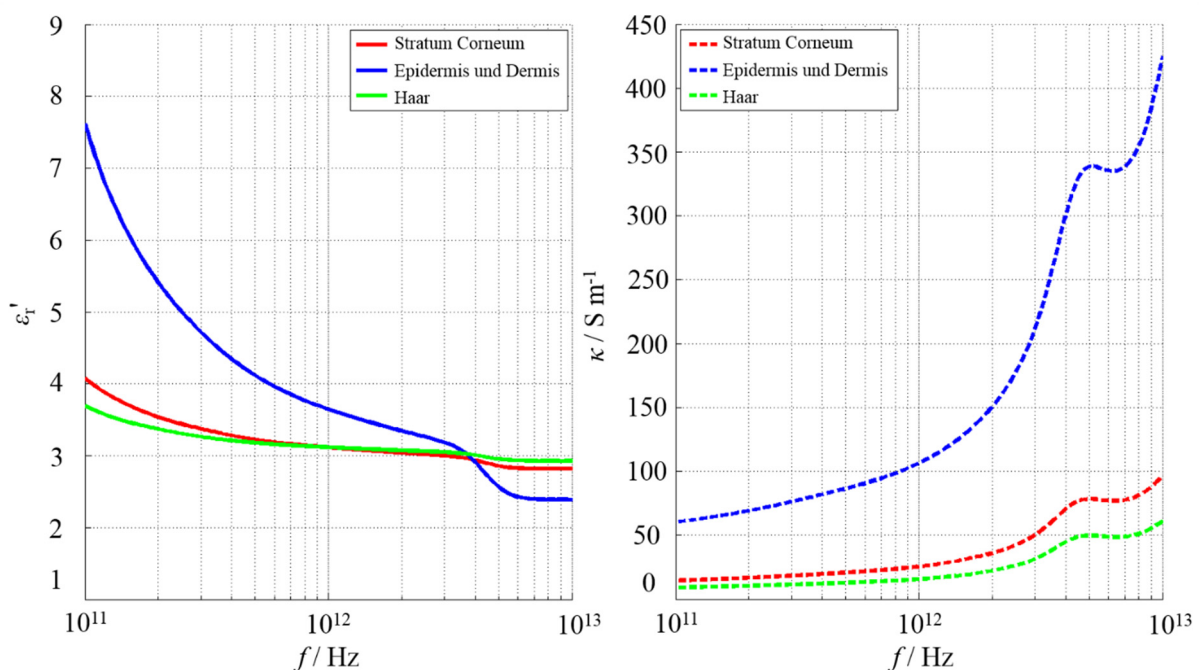


Abbildung 3.34: Mittels Mischtheorie bestimmte dielektrische Materialparameter der Haut [Spathmann et al., 2014]

3.4.3 Vergleich des Materialmodells der Haut mit Literaturdaten

Um die Konsistenz der oben berechneten Materialmodelle der Haut zu prüfen, werden in diesem Abschnitt die erzielten Ergebnisse mit Literaturdaten verglichen. Da in den gängigen Datenbanken für dielektrische Materialparameter die Haut als einzelnes Gewebe, jedoch nicht unterteilt in ihre Sub-Gewebe beschrieben wird, mussten die Materialmodelle des Stratum Corneums mit 9% und die Epidermis und Dermis mit 91% durch Anwendung der linearen Mischmethode aus Gleichung 3.8 homogenisiert werden. Die Volumenverhältnisse sind analog zu den in Abbildung 3.28 gezeigten Schichtdicken gewählt. Abbildung 3.35 zeigt die der Literatur [Gabriel et al., 1996c] entnommenen dielektrischen Gewebedaten der Haut („Skin Wet“ und „Skin Dry“) für den Frequenzbereich zwischen 1 und 100 GHz und die Resultate für das selbst entwickelte Materialmodell bis zu einer Frequenz von 10 THz.

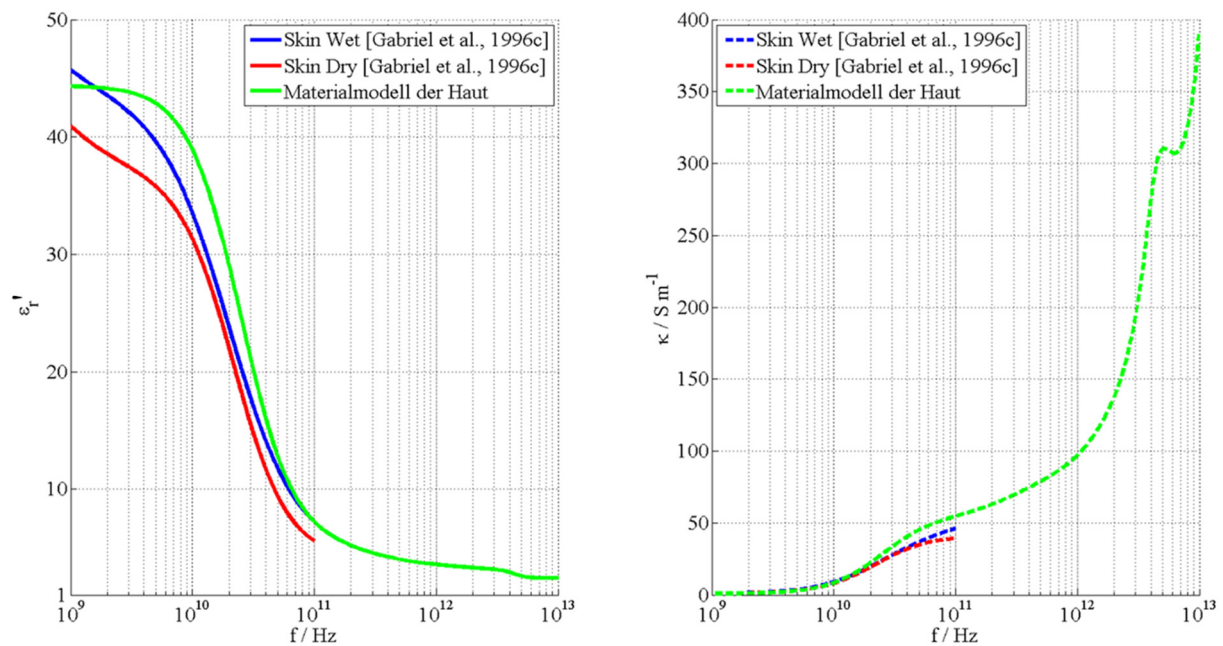


Abbildung 3.35: Dielektrische Materialdaten der Haut im Vergleich mit der Literatur [Gabriel et al., 1996c] im Frequenzbereich zwischen 1 GHz und 10 THz;
Abbildungsinhalte aus [Spathmann et al., 2014], [Spathmann et al., 2015b]

Es ist zu erkennen, dass die Verläufe des Realteils der Permittivität sowie der elektrischen Leitfähigkeit im Frequenzbereich von 1 bis 100 GHz recht gut übereinstimmen. Dies bestätigt die Richtigkeit der durch die Mischtheorie berücksichtigten Strukturen, der verwendeten dielektrischen Materialparameter der Grundbestandteile sowie ihrer Volumenverhältnisse. Oberhalb von 100 GHz ist davon auszugehen, dass die dielektrischen Eigenschaften von reinem Wasser

zu den Materialeigenschaften der Haut maßgeblich beitragen. Die ausgiebig untersuchte Permittivität von Wasser trägt somit positiv zur Genauigkeit des hier vorgeschlagenen Materialmodells der Haut bei, wodurch die Gültigkeit bis zu einer Frequenz von 10 THz gestützt wird. Die bis 100 GHz zum Vergleich herangezogene Datensammlung dielektrischer Parameter nach Gabriel et al. ist die bekannteste und wohl am häufigsten zitierte Arbeit zu biologischen Geweben im menschlichen Körper, auf die in einer Vielzahl von Artikeln verwiesen wird. Die Sammlung mit über 50 verschiedenen Gewebetypen gibt dielektrische Materialdaten als parametrisches Modell über den Frequenzbereich zwischen 10 Hz und 100 GHz an. Dazu wurden Daten aus der Literatur [Gabriel et al., 1996a] und experimentelle Ergebnisse [Gabriel et al., 1996b] berücksichtigt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

4.1 Elektromagnetische Simulationen

Dieser Abschnitt dokumentiert die Simulationsergebnisse der elektromagnetischen Feld- und SAR-Berechnungen. Für den Frequenzbereich 0,1 bis 10 THz werden die in Kapitel 3 entwickelten Teilkörpermodelle, jeweils bestehend aus Geometrie- und Materialmodell, mit dem Modell einer TEM-Welle der Leistungsdichte 1 W m^{-2} exponiert. Die mit den kommerziellen Programmpaketen CST STUDIO SUITE[®] sowie SEMCAD X berechneten räumlichen Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie die daraus bestimmten SAR-Verteilungen wurden mit MATLAB[®] graphisch aufbereitet und sind im Folgenden als Linien- oder Farbverlaufsplots dargestellt.

4.1.1 Modellbildung des Rechenraumes

Als Rechenraum wird das in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Modell der Bandleitung zur Propagation einer senkrecht auf die Oberfläche des Teilkörpermodells einfallenden TEM-Welle mit ebenen Phasenfronten verwendet. Im Folgenden wird zwischen der Exposition von Modellen mit ebenen Schichten homogener Materialverteilung und von transversal strukturierten Teilkörpermodellen unterschieden.

Aus ebenen homogenen Schichten bestehende Modelle haben parallel zur Anregungsfläche verlaufende Grenzflächen, die orthogonal an die seitlichen Randbedingungen angrenzen. Hieraus resultiert, dass die Felder im Teilkörpermodell in transversaler Richtung nicht variieren und somit bei der Exposition eine Feldverteilung mit eindimensionaler Ortsabhängigkeit in z -Richtung entsteht. Für diesen Fall wäre es theoretisch möglich, die Querschnittsfläche beliebig klein zu dimensionieren. Allerdings erfordern die hier verwendeten numerischen Verfahren, die auf der FDTD-Methode, beschrieben z.B. in [Taflove and Hagness, 2005], bzw. auf der

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

FITD [Weiland, 1996] basieren, auch im Querschnitt eine räumliche Ausdehnung, welche eine ausreichende Diskretisierung ermöglicht.

Oftmals lassen sich die lateralen Strukturen biologischer Gewebe durch periodisch wiederholte Geometrien beschreiben, beispielsweise bei dem in Abschnitt 3.4.2 gezeigten Rillenmodell der Haut. Sollen Modelle dieser Strukturart durch eine TEM-Welle exponiert werden, so kann hierfür ebenfalls das Bandleitungsmodell verwendet werden. Hierzu wird, analog zu dem Fall eines Modells mit homogenen Grenzflächen, das Teilkörpermodell in die TEM-Wellenleitung eingesetzt. Der Modellquerschnitt muss nun so ausgewählt werden, dass genau eine Periode bzw. ein ganzzahliges Vielfaches der zu wiederholenden Struktur von seitlich periodischen Randbedingungen abgeschlossen wird. Auf weitergehende Analysen von Beugungseffekten an periodischen Strukturen, beispielsweise mittels eines Floquet-Ansatzes, wurde im Folgenden verzichtet, da eine rein numerische Analyse für die hier zu untersuchende Wirkung von EM-Feldern auf biologische Gewebe ausreichend ist.

Das so aufgebaute Modell des Rechenraums kann z.B. genutzt werden, um im Fernfeld eines Personen-Scanners eine transversal großflächig ausgedehnte EM-Welle mit fast ebenen Wellenfronten [Schiessl et al., 2012], die senkrecht auf die annähernd planare Luft-Haut-Grenzfläche des menschlichen Thoraxes trifft, zu simulieren [Spathmann et al., 2014].

4.1.2 Untersuchungen an den Teilkörpermodellen des Auges

a) Exposition im Frequenzbereich zwischen 0,1 und 2 THz

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Exposition des planaren Schichtenmodells der Kornea und der mit Kammerwasser gefüllten angrenzenden vorderen Augenkammer (vgl. Abschnitt 3.3.1) durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle untersucht. Die Distanz der Anregungsfläche zur Oberfläche des Teilkörpermodells (vgl. Abschnitt 4.1.1) beträgt 0,5 mm. Die Anregung wird bei den Frequenzen $f = 0,1, 0,65, 1, 1,5$ und 2 THz und bei einer Leistungsdichte von $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ vorgenommen.

Die in Abschnitt 3.3.2 mittels Mischtheorie entwickelten Materialmodelle sind in Tabelle 4.1 für die betrachteten Frequenzen zusammengefasst und um die Dichte ρ nach [Scott, 1988] erweitert.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.1: Elektrische Materialparameter ϵ_r' und κ sowie Dichte ρ [Scott, 1988] für numerische Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges bis 2 THz [Spathmann et al., 2014]

	Epithelium, Endothelium $\underline{\epsilon}_r, \text{Epi}(f, T) = \underline{\epsilon}_r, \text{End}(f, T)$		Stroma mit Keratinocyten $\underline{\epsilon}_r, \text{Stroma}(f, T)$		Kammerwasser $\underline{\epsilon}_r, \text{KW}(f, T)$	
$\rho / (\text{kg m}^{-3})$	1.050		1.050		1.000	
f / THz	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$
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

Abbildung 4.1 zeigt die normierte elektrische Feldstärkeverteilung für die Exposition des Teilkörpermodells bei $f = 650$ GHz. Bedingt durch die Reflexion an der Grenzfläche zwischen Luft und Epithelium ist ein Stehwelligkeitsanteil vor dem Augenmodell zu erkennen. Der maximale Bezugswert der dargestellten Feldstärkeverteilung ist $\hat{E}_{\text{max}} = 39,2 \text{ V m}^{-1}$ (Spitzenwert) und liegt im Bereich der Luft. Innerhalb des Augenmodells befindet sich der höchste Feldwert unmittelbar unter der Korneaoberfläche im Epithelium und beträgt $\hat{E}_{\text{max, Auge}} = 16,6 \text{ V m}^{-1}$. Die berechnete Eindringtiefe δ des elektromagnetischen Feldes beträgt $130 \mu\text{m}$ und reicht bis ins Gewebe des Stromas.

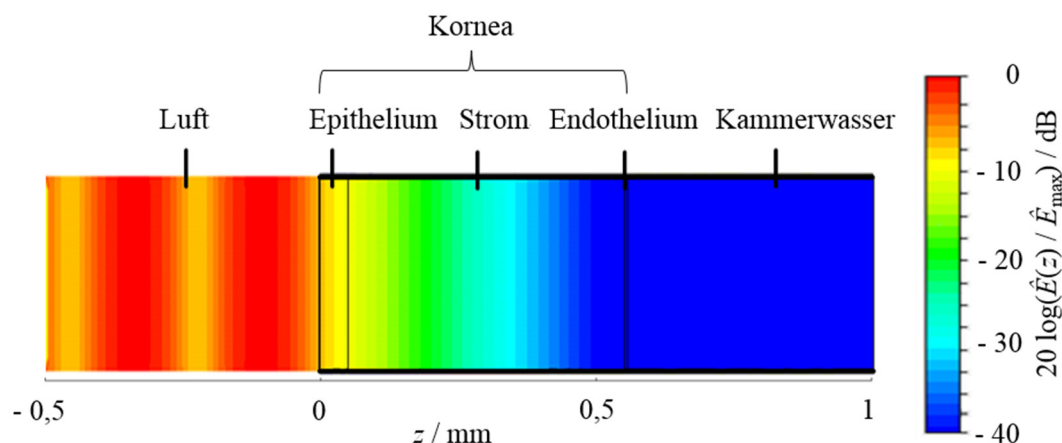


Abbildung 4.1: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im Teilkörpermodell des Auges, exponiert durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Frequenz 650 GHz im Längsschnitt durch die Bandleitungsachse [Spathmann et al., 2014]

Die normierte $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ -Verteilung in Abbildung 4.2 resultiert aus der Berechnung der voxel-massebezogenen Verlustleistung, die aufgrund der Gewebeleitfähigkeit von der in Abbildung 4.1 gezeigten elektrischen Feldstärkeverteilung im Teilkörpermodell des Auges erzeugt wird.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Da der mit Luft gefüllte Bereich vor dem Auge als verlustlos angenommen wurde, existiert in diesem Bereich keine Verlustleistung, und dieser Modellabschnitt wurde aus der Darstellung der SAR-Verteilung entfernt. Das Maximum der berechneten $SAR_{Voxel, max}$ beträgt $12,77 \text{ W kg}^{-1}$ (Effektivwert; über das Volumen eines Voxels gemittelt).

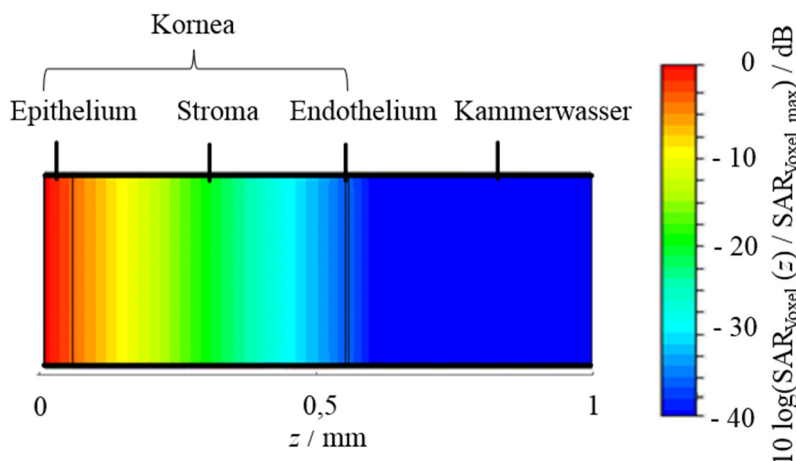


Abbildung 4.2: Normierte SAR-Verteilung im Teilkörpermodell des Auges, korrespondierend mit der in Abbildung 4.1 gezeigten elektromagnetischen Feldstärkeverteilung [Spathmann et al., 2014]

Hinweis: Die in dieser Arbeit angegebenen Maximalwerte $SAR_{Voxel, max}$ sind ausschließlich als Bezugswerte für die im logarithmischen Maßstab dargestellten SAR-Verteilungen zu verwenden. Eine praktische Bedeutung hinsichtlich der Bewertung der Exposition haben diese voxelbezogenen Maximalwerte nicht.

Eindimensionale Feldstärke- und SAR_{Voxel} -Verteilungen werden für fünf Frequenzen von 0,1 bis 2 THz entlang einer in z -Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Auswertelinie in der Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4 dargestellt. Die Linienplots mit logarithmisch skalierte Ordinate sind pro Frequenz normiert auf $\hat{E}(z=0)$ bzw. $SAR_{Voxel}(z=0)$, deren Werte in den Abbildungslegenden angegeben sind [Spathmann et al., 2014].

In Abbildung 4.3 ist wieder der Stehwelligkeitsanteil in der Luft aufgrund der Oberflächenreflexion zu erkennen. Innerhalb des Gewebemodells nimmt die elektrische Feldstärke annähernd exponentiell ab, was im logarithmischen Maßstab einem konstanten Gradienten entspricht.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

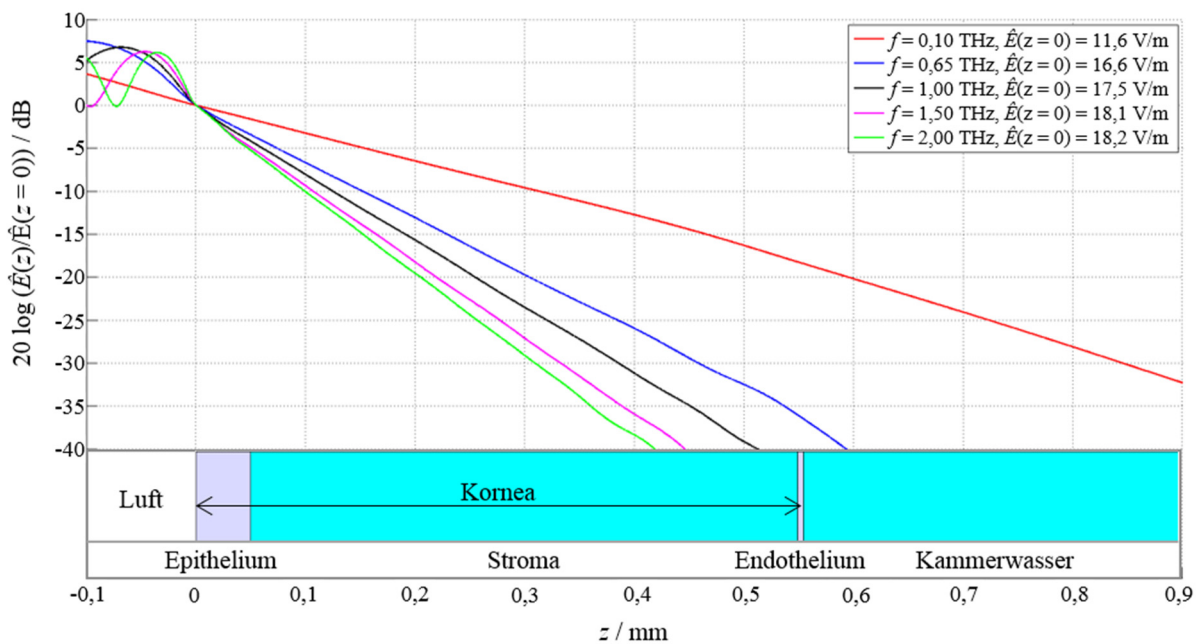


Abbildung 4.3: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 2 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

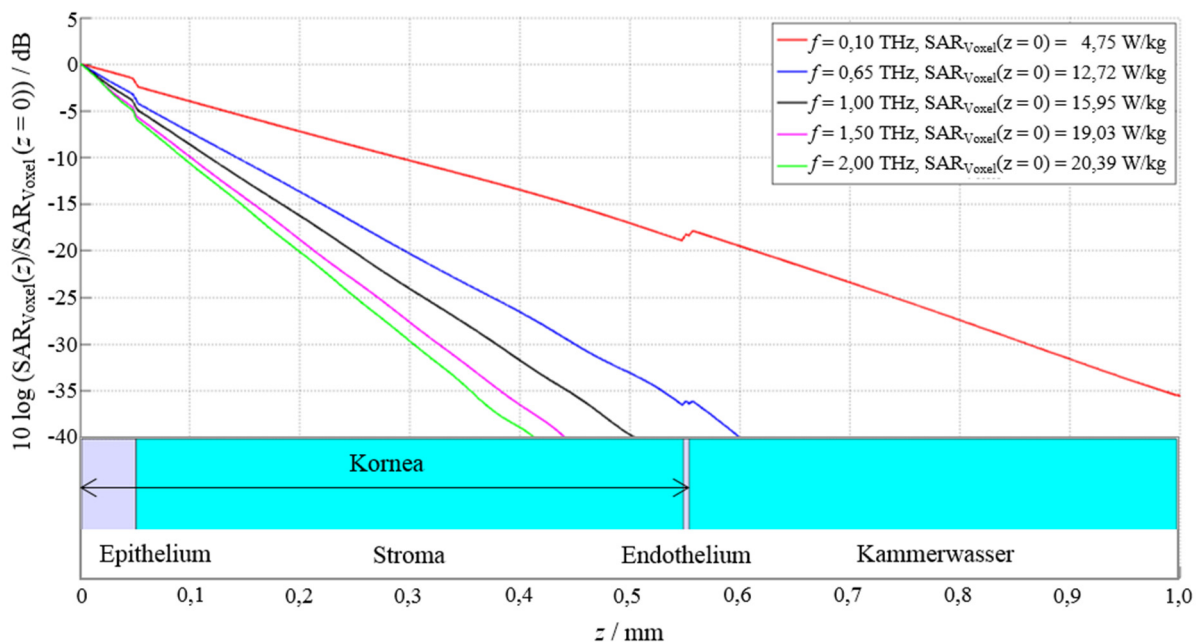


Abbildung 4.4: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 2 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Alle SAR_{Voxel} -Verteilungen aus Abbildung 4.4 zeigen einen monotonen Verlauf der SAR innerhalb jeder Gewebeschicht. An den Materialübergängen, beispielsweise zwischen Epithelium und Stroma, treten jedoch Sprünge auf, die aus den schichtspezifischen Unterschieden der Leitfähigkeiten κ resultieren.

In Tabelle 4.2 sind die Eindringtiefen δ der TEM-Welle in das Teilkörpermodell des Auges für alle hier betrachteten Frequenzen im Bereich zwischen 100 GHz und 2 THz aufgelistet.

Tabelle 4.2: Eindringtiefen δ in das Teilkörpermodell des Auges für Frequenzen bis 2 THz

f / THz	0,10	0,65	1,00	1,50	2,00
$\delta / \mu\text{m}$	270	133	108	93	87

Für die Bewertung der Unsicherheit der oben dargestellten Ergebnisse der elektrischen Feldstärke sowie der SAR hinsichtlich der verwendeten Materialparameter sollen nun bei der Frequenz 650 GHz die Permittivität ϵ_r' und die Leitfähigkeit κ jeweils um $\pm 20\%$ variiert werden. Daraus resultieren acht zusätzliche Parametersätze.

In Abbildung 4.5 sind die Linienplots der elektrischen Feldstärke, in Abbildung 4.6 die der SAR_{Voxel} , für die maximale positive Abweichung mit dem Satz $\epsilon_r' + 20\%$ und $\kappa - 20\%$ (in rot) sowie für die maximale negative mit $\epsilon_r' - 20\%$ und $\kappa + 20\%$ (in grün) im Vergleich zur Referenz (in blau, vgl. auch Tabelle 4.1) abgebildet.

Zur Bestimmung der maximalen Absolutwerte werden die jeweiligen Normierungswerte $\hat{E}(z=0)$ und $SAR_{\text{Voxel}}(z=0)$ benötigt. Bezüglich der elektrischen Feldstärke ist der Unterschied von $\hat{E}(z=0)$ für die gewählte Parametervariation jedoch so gering, dass die in Abbildung 4.5 gezeigte rote Kurve auch absolut als die höchste und somit kritischste ausgemacht werden kann.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

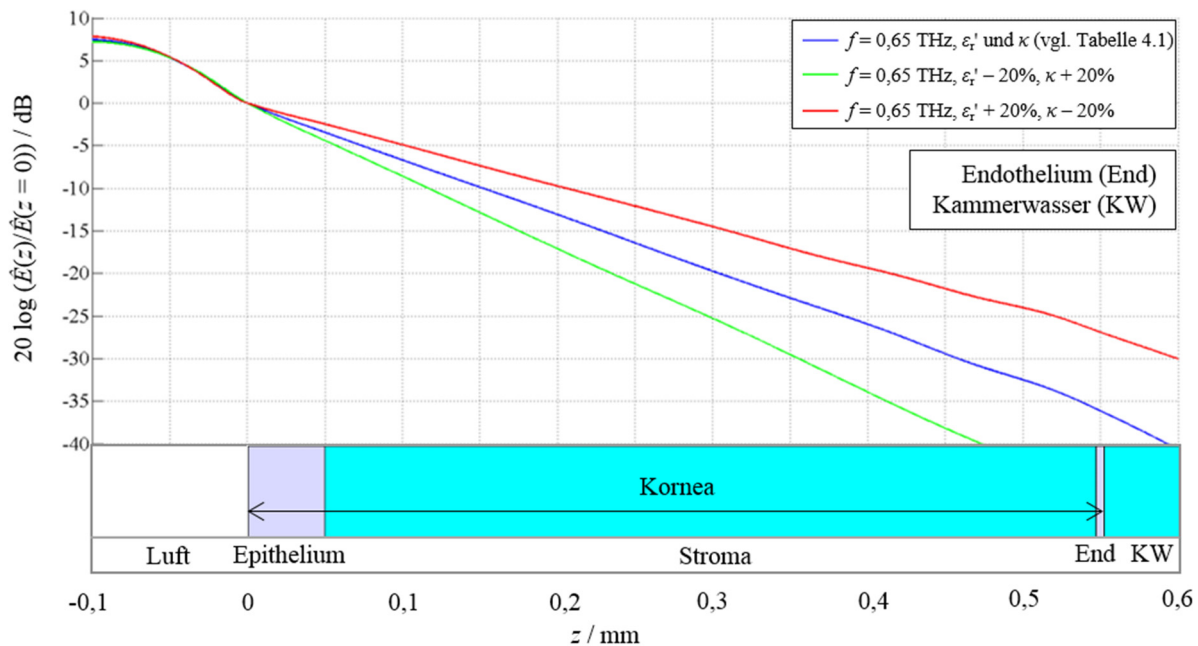


Abbildung 4.5: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im Augenmodell bei 650 GHz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

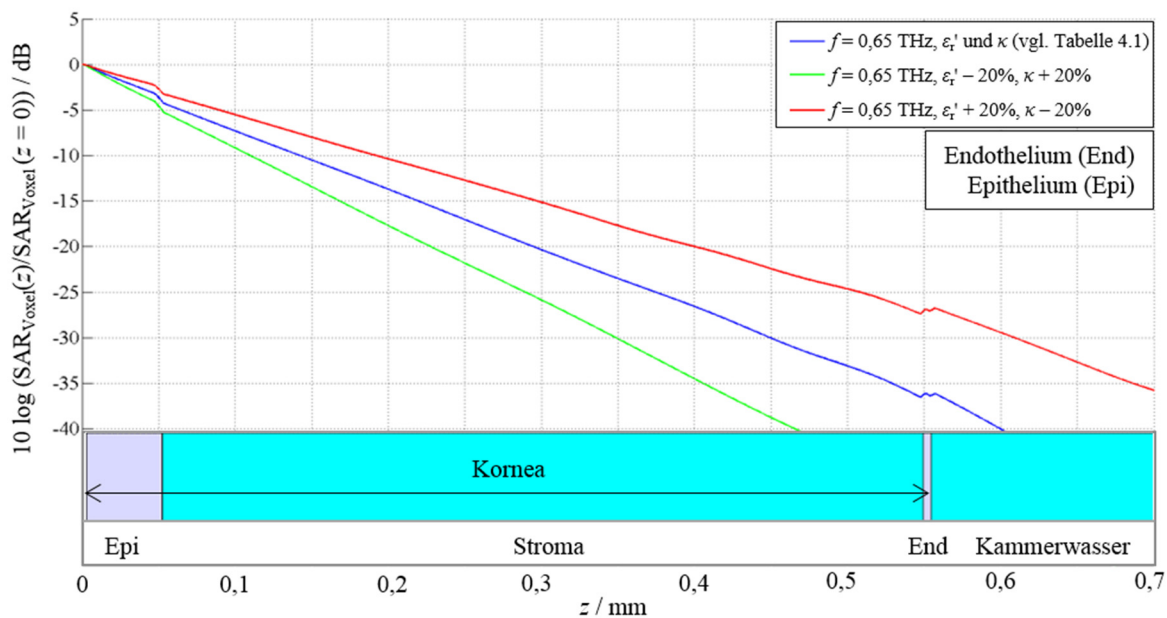


Abbildung 4.6: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell bei 650 GHz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Die Maxima der elektrischen Feldstärken und der SAR_{Voxel} sind in Tabelle 4.3 für die zuvor beschriebene Parametervariation mit acht Sätzen dielektrischer Materialeigenschaften aufgelistet [Spathmann et al., 2014].

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Variation dielektrischer Eigenschaften im Auge bei 0,65 THz. Maxima der elektrischen Feldstärken und SAR_{Voxel} für acht Parametervariationen

Variation der dielektrischen Materialparameter		Maximum der elektrischen Feldstärke (im Auge) $E_{Auge, max} / (V m^{-1})$	Maximum der SAR_{Voxel} $SAR_{Voxel, max} / (W kg^{-1})$
ϵ_r'	κ	vgl. Legenden der Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4	
$\epsilon_r' + 20\%$	κ	15,5	11,6
$\epsilon_r' - 20\%$	κ	17,2	14,2
ϵ_r'	$\kappa + 20\%$	15,9	14,7
ϵ_r'	$\kappa - 20\%$	16,6	10,5
$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa + 20\%$	15,2	13,4
$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa - 20\%$	17,6	11,9
$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa - 20\%$	15,7	9,4
$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa + 20\%$	16,7	16,2

b) Exposition im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz

Analog zu den in a) beschriebenen Simulationsreihen werden hier Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges bei der Exposition durch eine senkrecht auf die Oberfläche der Kornea einfallenden TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 1 W m^{-2}$ im Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz gezeigt. Der Abstand zwischen der Anregungsfläche und Korneaoberfläche wurde zur Reduktion notwendiger Simulationsressourcen auf 0,3 mm verkürzt. Das Geometriemodell des Auges wurde zudem im Bereich des Stromas verfeinert, indem diese zuvor als homogen berücksichtigte Gewebeschicht nun durch 200 Lamellen vom Typ 1 und 2 in alternierender Reihenfolge ersetzt wurde. Zwischen den Grenzflächen der Lamellen sind Keratinozyten eingebracht, deren komplex strukturierte Oberflächen mit detailreichen Zellmodellen (vgl. Abschnitt 3.3.2 b)) berücksichtigt werden. Die verwendeten dielektrischen Materialparameter sind in Tabelle 4.4 als Ergebnis der Mischtheorie aus Abschnitt 3.3.2 angegeben; die Dichten ρ können Tabelle 4.1 entnommen werden, wobei die Dichte der Korneozyten der des Epitheliums bzw. Endotheliums entspricht.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.4: Dielektrische Materialparameter ϵ_r' und κ für numerische Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges von 2 bis 10 THz [Spathmann et al., 2014]

$f /$ THz	Epithelium $\underline{\epsilon}_r, \text{Epi}(f, T)$ Endothelium $\underline{\epsilon}_r, \text{End}(f, T)$ Keratinocyte $\underline{\epsilon}_r, \text{Ker}(f, T)$		Lamelle Typ 1 $\underline{\epsilon}_r, \text{Lamelle 1}(f, T)$		Lamelle Typ 2 $\underline{\epsilon}_r, \text{Lamelle 2}(f, T)$		Kammerwasser $\underline{\epsilon}_r, \text{KW}(f, T)$	
	ϵ_r'	$\kappa /$ (S m ⁻¹)	ϵ_r'	$\kappa /$ (S m ⁻¹)	ϵ_r'	$\kappa /$ (S m ⁻¹)	ϵ_r'	$\kappa /$ (S m ⁻¹)
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

Die elektrische Feldstärkeverteilung bei der Expositionsfrequenz 6 THz ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der für die Normierung verwendete Scheitelwert der maximalen Feldstärke im Luftbereich beträgt $\hat{E}_{\max} = 35,4 \text{ V m}^{-1}$. Innerhalb des Teilkörpermodells tritt die höchste Feldstärke mit $20,5 \text{ V m}^{-1}$ unmittelbar unter der Oberfläche des Epitheliums auf; die Eindringtiefe beträgt $17 \mu\text{m}$.

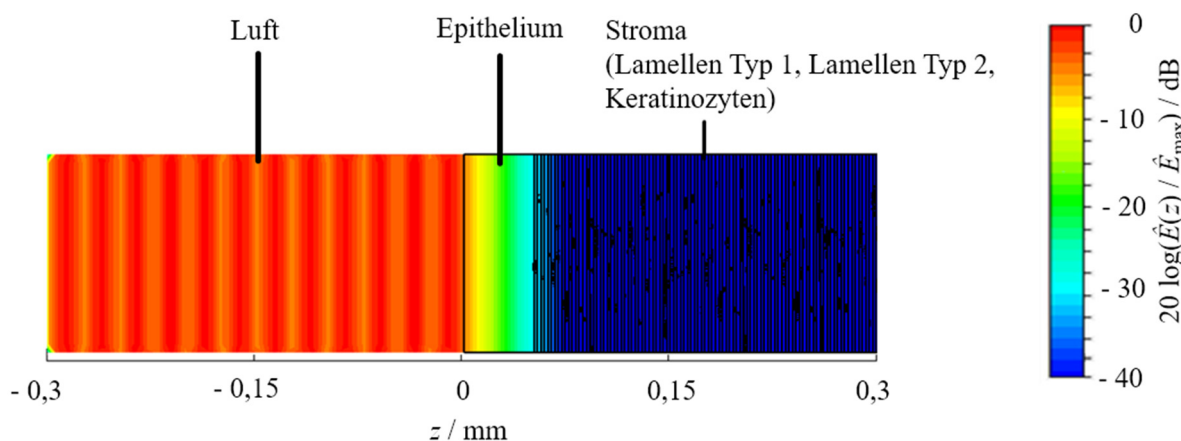


Abbildung 4.7: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im Teilkörpermodell des Auges mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten, exponiert durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Frequenz 6 THz in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse [Spathmann et al., 2014]

Die Verteilung der auf ein Voxel bezogenen SAR ist in Abbildung 4.8 dargestellt mit einem Maximum von $\text{SAR}_{\text{Voxel, max}} = 98,71 \text{ W kg}^{-1}$, resultierend aus der elektrischen Feldstärkeverteilung in Abbildung 4.7.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

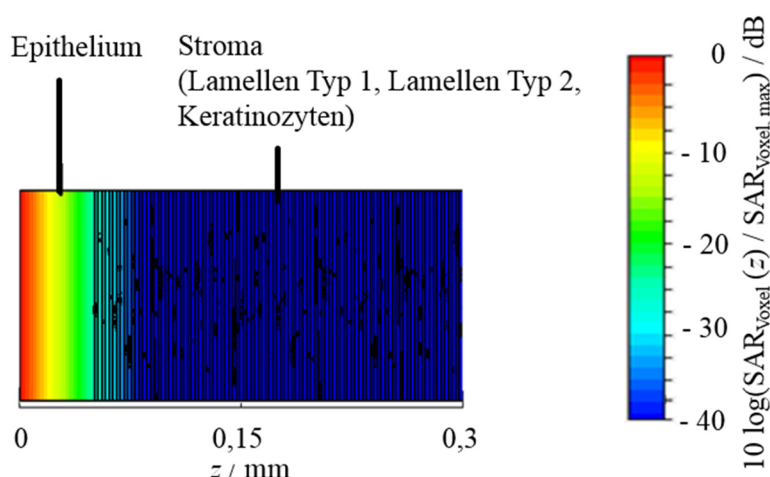


Abbildung 4.8: Normierte SAR-Verteilung im Teilkörpermodell des Auges bei 6 THz mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse, resultierend aus der elektrischen Feldstärkeverteilung in Abbildung 4.7 [Spathmann et al., 2014]

Eindimensionale Feldstärke- und SAR_{Voxel} -Verteilungen sind für fünf Frequenzen von 2 THz bis 10 THz entlang einer in z -Richtung mittig durch den Rechenraum verlaufenden Auswertelinie in Abbildung 4.9 bzw. Abbildung 4.10 dargestellt. Die Linienplots mit logarithmisch skalierte Ordinate sind pro Frequenz normiert auf $\hat{E}(z=0)$ bzw. $SAR_{\text{Voxel}}(z=0)$, deren Werte in den Abbildungslegenden angegeben sind.

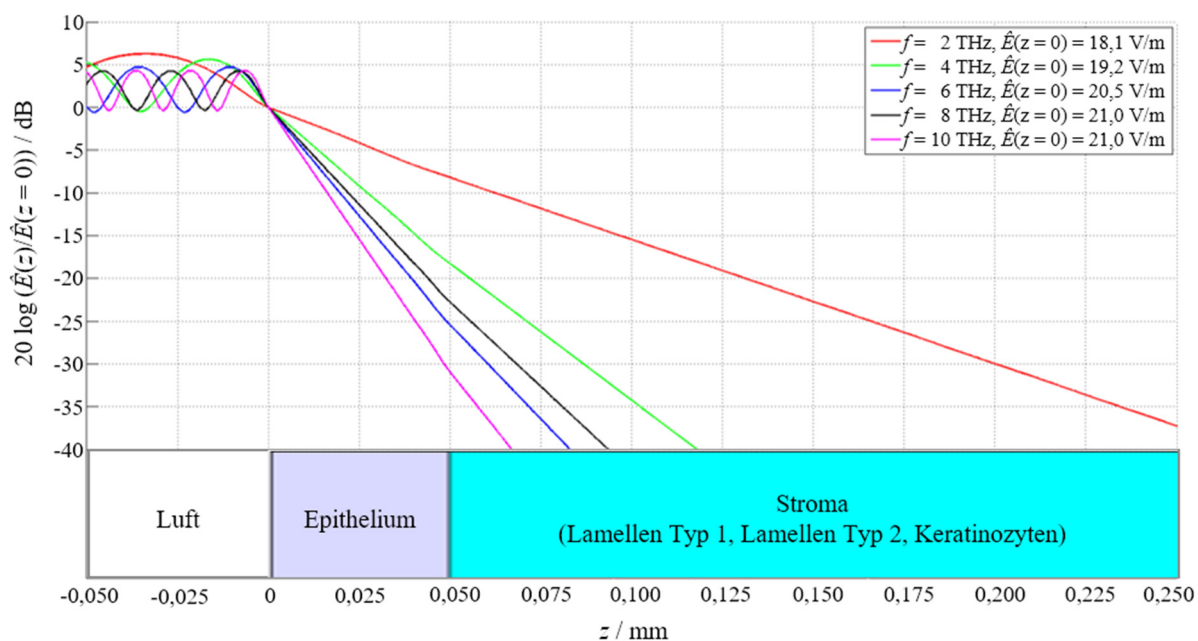


Abbildung 4.9: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 10 THz mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

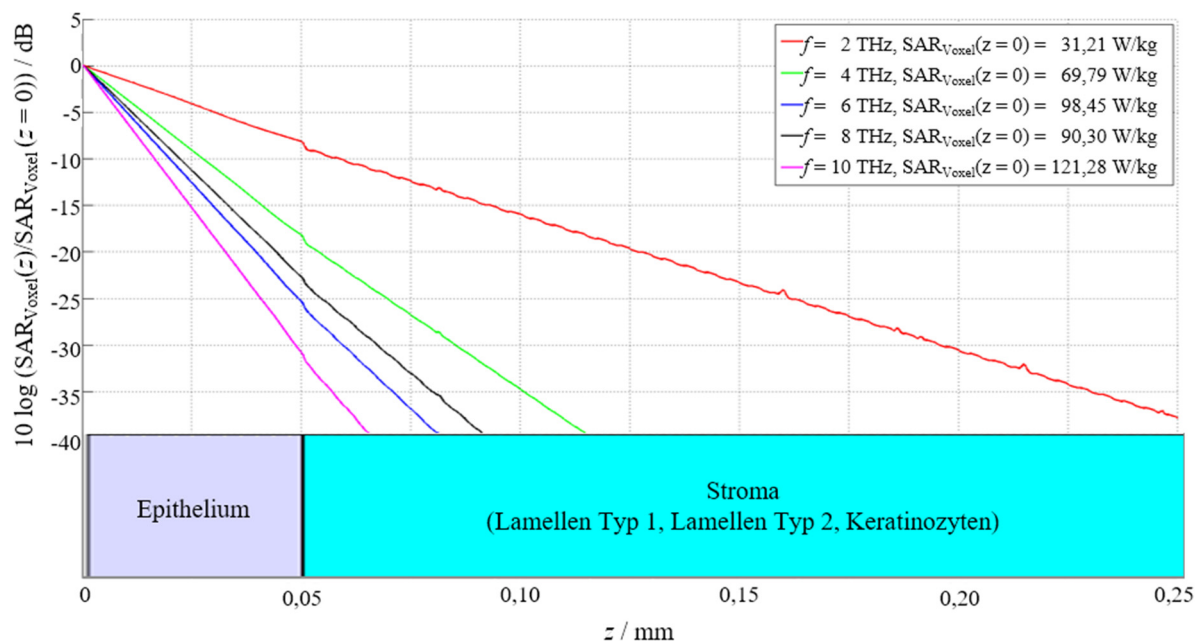


Abbildung 4.10: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell für Frequenzen bis 10 THz mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

In Tabelle 4.5 sind die Eindringtiefen δ der TEM-Welle in das Teilkörpermodell des Auges für alle hier betrachteten Frequenzen im Bereich zwischen 2 THz und 10 THz aufgelistet.

Tabelle 4.5: Eindringtiefen δ in das Teilkörpermodell des Auges für Frequenzen bis 10 THz

f / THz	2	4	6	8	10
$\delta / \mu\text{m}$	54	24	17	19	14

Im Vergleich der $SAR_{V_{\text{oxel}}}$ -Verteilungen aus Abschnitt a) für den Frequenzbereich bis 2 THz mit den hier in Abbildung 4.10 gezeigten Ergebnissen sind nun leichte Schwankungen im Bereich des Stromas erkennbar. Grund dieser Variationen sind die Unterschiede der Leitfähigkeiten κ der benachbarten Lamellen vom Typ 1 bzw. 2 sowie der Keratinozyten. Insbesondere bei der rot dargestellten Kurve für die Frequenz 2 THz sind zwei deutliche Spitzen in der SAR-Verteilung an den Positionen $z = 0,16$ mm und $z = 0,215$ mm zu erkennen, an denen die Auswertelinie jeweils den Zellkern einer Keratinozyte durchsticht.

Nachfolgend wird die Wirkung der Variation der Leitfähigkeiten κ in den Subgeweben des Stromas auf die resultierende gesamte SAR-Verteilung gegenüber der eines Stromagewebes mit homogenisierten Materialparametern untersucht.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Zur Berechnung der Materialparameter des homogenisierten Stromas wurden die in Tabelle 4.4 gegebenen Materialdaten der Lamellen und Keratinozyten mit den in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Volumenverhältnissen durch die lineare Mischmethode (Gleichung 3.8) gemittelt. Die resultierende komplexe Permittivität $\underline{\epsilon}_{r, \text{Str}}(\omega, T)$ ist in Tabelle 4.6 zusammen mit den weiteren für die numerischen Simulationen verwendeten Parametern angegeben.

Tabelle 4.6: Dielektrische Materialparameter ϵ_r' und κ für numerische Untersuchungen am Teilkörpermodell des Auges mit homogenisiertem Stroma bei 2 THz [Spathmann et al., 2014], Dichte ρ nach [Scott, 1988]

	Epithelium $\underline{\epsilon}_{r, \text{Epi}}(f, T)$ Endothelium $\underline{\epsilon}_{r, \text{End}}(f, T)$		Homogenisiertes Stroma $\underline{\epsilon}_{r, \text{Str}}(f, T)$		Kammerwasser $\underline{\epsilon}_{r, \text{KW}}(f, T)$	
$\rho / (\text{kg m}^{-3})$	1.050		1.050		1.000	
f / THz	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$
2	3,72	202,14	3,65	174,80	3,80	234,68

Abbildung 4.11 zeigt zwei SAR-Verläufe, verursacht durch die Exposition der Teilkörpermodelle des Auges mit komplex strukturiertem (rot; vgl. auch Abbildung 4.10) und homogenisiertem Stroma (blau) durch eine TEM-Welle der Frequenz 2 THz. Die $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ -Werte beider Simulationsergebnisse sind optisch kaum zu unterscheiden. Selbst durch eine Vergrößerung des Bildausschnitts im Bereich des Stromas sind nur minimale Differenzen erkennbar.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

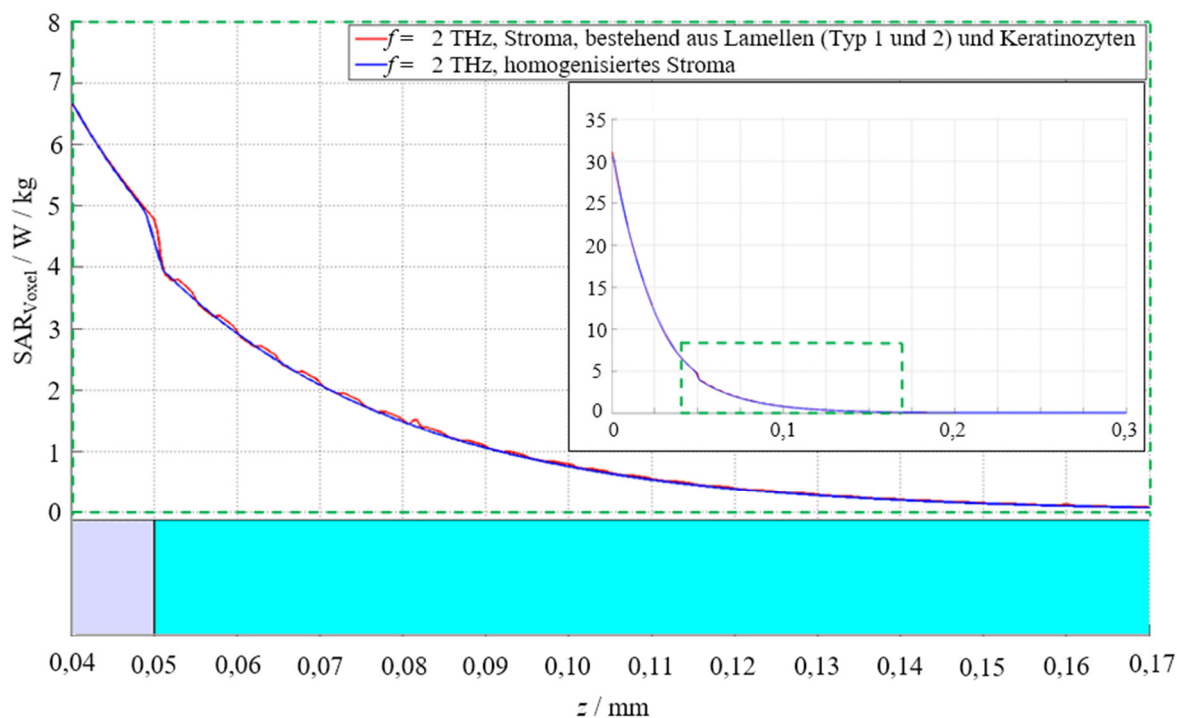


Abbildung 4.11: SAR-Verteilungen im Augenmodell bei 2 THz.

Linienplots mit linear skaliertem Ordinaten entlang einer in z -Richtung mittig durch das planare Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für ein komplex strukturiertes (rot) und für ein homogenisiertes Stroma (blau) [Spathmann et al., 2014]

Der direkte Vergleich der SAR-Verteilungen in den Augenmodellen mit homogenisiertem und komplex strukturiertem Stroma zeigt, dass unter den gegebenen strukturellen und dielektrischen Verhältnissen und bei den in dieser Arbeit betrachteten Frequenzen eine Modellierung der Gewebe bis auf Zellebene nur unwesentliche Unterschiede im SAR bewirkt. Eine weitergehende Untersuchung zu dem Einfluss von dielektrischen Kontrasten wird in diesem Abschnitt in Teil c) vorgestellt.

Zur Bewertung der Unsicherheit der gezeigten Ergebnisse hinsichtlich der Eingangsdaten der Permittivität ϵ_r' und der Leitfähigkeit κ (vgl. Tabelle 4.4) wurden diese wieder um jeweils $\pm 20\%$ variiert. Für die resultierenden acht zusätzlichen Parametersätze wurden die elektrischen Feldstärken und die SAR_{Voxel} -Werte bei 6 THz berechnet. Die Parametersätze, die zu einer maximalen positiven und negativen Abweichung von der Referenzsimulation führen, sind jeweils zusammen mit der Referenzkurve in Abbildung 4.12 und Abbildung 4.13 gezeigt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

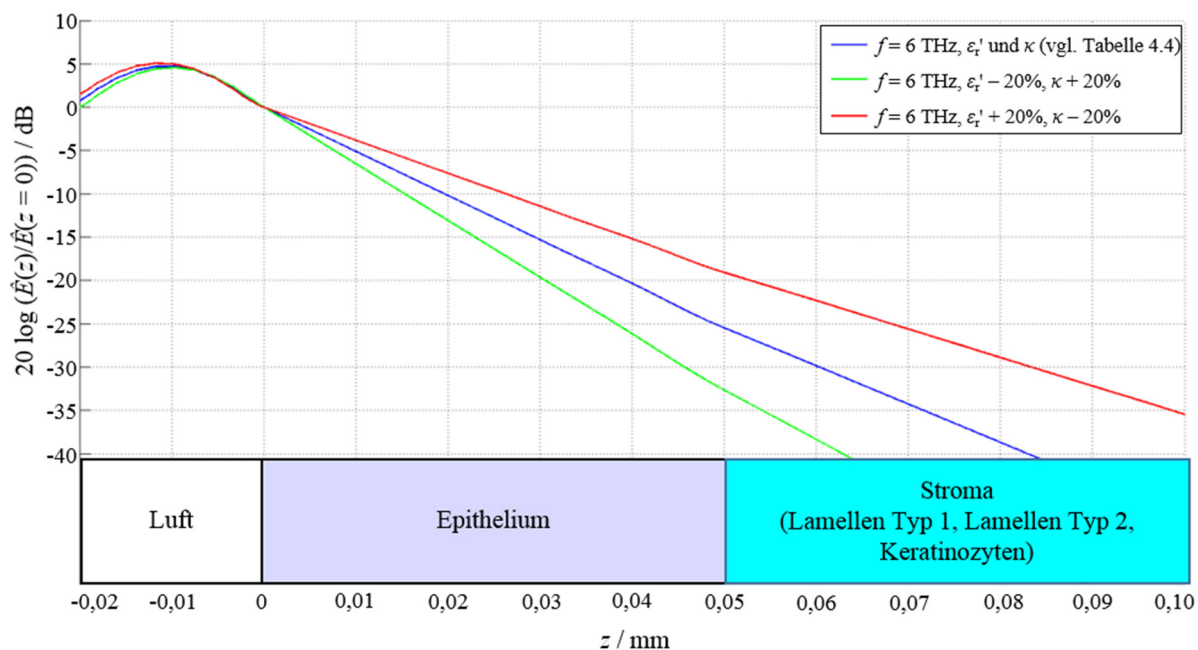


Abbildung 4.12: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im Augenmodell bei 6 THz mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

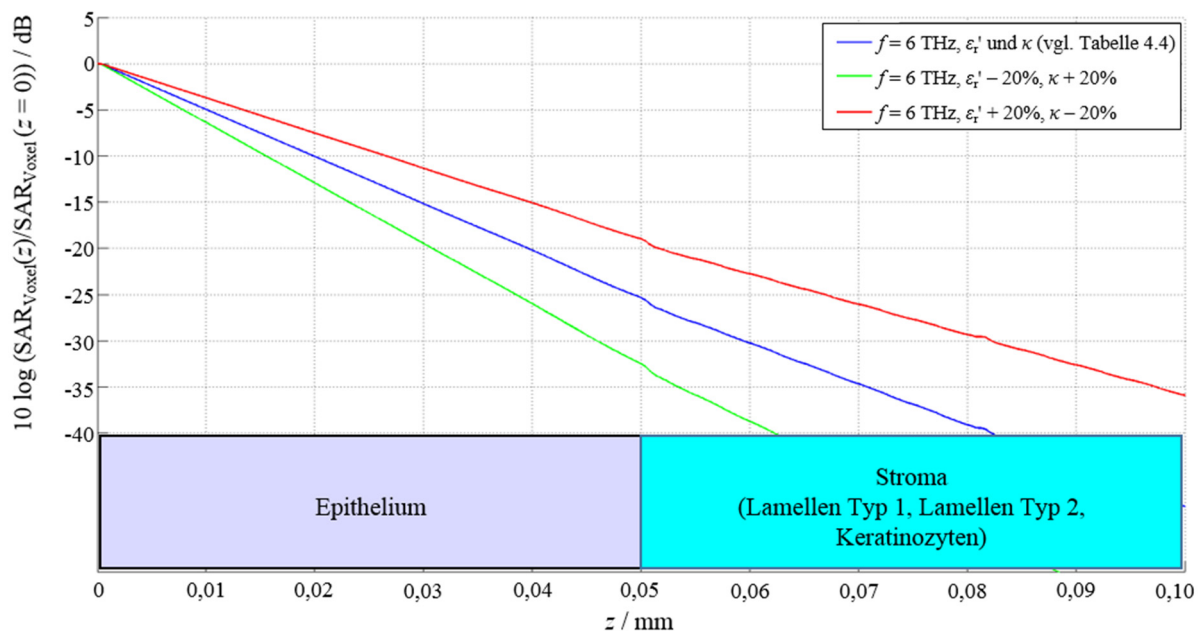


Abbildung 4.13: Normierte SAR-Verteilungen im Augenmodell bei 6 THz mit detailreichen Zellmodellen der Keratinozyten. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Die bei der Diskussion der Ergebnisse aus Abschnitt a) in Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 für die Variation der dielektrischen Materialparameter im Augenmodell bei Exposition durch eine TEM-Welle der Frequenz 6 THz angeführten Bemerkungen gelten auch hier.

Maxima der elektrischen Feldstärke und der SAR_{Voxel}-Werte für die acht Parametervariationen der Materialdatenvariation sowie der Referenzsimulation sind in Tabelle 4.7 aufgeführt.

Tabelle 4.7: Ergebnisse der Variation dielektrischer Eigenschaften im Auge bei 6 THz. Maxima der elektrischen Feldstärken und SAR_{Voxel} für acht Parametervariationen [Spathmann et al., 2014]

Variation der dielektrischen Materialparameter		Maximum der elektrischen Feldstärke (im Auge) $E_{\text{Auge, max}} / (\text{V m}^{-1})$	Maximum der SAR _{Voxel} $\text{SAR}_{\text{Voxel, max}} / (\text{W kg}^{-1})$
ϵ_r'	κ	vgl. Legenden der Abbildung 4.9 und Abbildung 4.10	
$\epsilon_r' + 20\%$	κ	19,1	90,22
$\epsilon_r' - 20\%$	κ	21,0	108,86
ϵ_r'	$\kappa + 20\%$	19,6	114,34
ϵ_r'	$\kappa - 20\%$	20,4	81,54
$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa + 20\%$	18,8	105,22
$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa - 20\%$	21,5	90,81
$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa - 20\%$	19,4	74,07
$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa + 20\%$	20,5	124,92

Bei einer erneuten Berechnung der dielektrischen Materialparameter des Auges für Frequenzen von 2 bis 10 THz – unter Verwendung der Approximationsgleichung für reines Wasser anstelle der in [Ellison, 2007, Fig. 25 (b)] graphisch dargestellten und nachfolgend abgelesenen Materialdaten – ergab sich durch die Anwendung des in Abbildung 3.20 gezeigten Mischschemas eine maximale Abweichung der Permittivität ϵ_r' von 1,97% und der Leitfähigkeit κ von 12,27% im Materialmodell des Epitheliums. Die hier durchgeführten Variationsrechnungen mit Änderungen von $\pm 20\%$ um den Referenzwert resultieren in einer maximalen Abweichung von 7% bei der elektrischen Feldstärke und von 27% bei der Voxel-SAR. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Variationen der Feldstärke und der SAR für die oben genannten, voneinander abweichenden Materialdaten von reinem Wasser noch wesentlich kleiner sind [Spathmann et al., 2014].

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

c) Untersuchung dielektrischer Kontraste an einem Störschichtenmodell

Bei der Untersuchung von diskreten Lamellen des Typs 1 und 2 sowie von Keratinozyten in einem komplex strukturierten Modell des Stromas im Vergleich zu einem homogenisierten Modell (vgl. Abbildung 4.11) konnte für $f = 2$ THz gezeigt werden, dass der Einfluss einer Strukturierung auf die SAR_{Voxel} -Verteilung unter Betrachtung physiologischer Materialdaten im Auge nur sehr schwach ist.

In Anlehnung an das Augenmodell mit strukturiertem Stroma wird nun an einem fiktiven Schichtenmodell der Einfluss von planaren Störschichten in einem annähernd homogenen Hintergrundmaterial bei einer Expositionsfrequenz von 100 THz (entsprechend einer Freifeldwellenlänge von $3 \mu\text{m}$) untersucht. Planare Störschichten bieten den Vorteil einer anschaulicheren Analyse resultierender Feldverteilungen, die bei komplex strukturierten Störelementen (z.B. Keratinozyten) äußerst schwierig ist.

In Abbildung 4.14 sind die beiden im Folgenden verwendeten Modelle gezeigt: Ausgehend von quadratischen dielektrischen Materialschichten der Kantenlänge $100 \mu\text{m}$ (a) und der Dicke $2,5 \mu\text{m}$ wird durch Aneinanderreihung (in z -Richtung) von 30 solcher Schichten (b) mit alternierenden Materialparametern die Ausgangsvariante des Geometriemodells konstruiert (c). Ergänzt wird dieses Modell in (d) durch Störschichten der Dicke $1,5 \mu\text{m}$ mit Materialeigenschaften 3, die mittig zu den Grenzflächen der alternierenden Materialschichten orientiert sind und deren Material im Überlappungsbereich verdrängen [Spathmann et al., 2014].

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

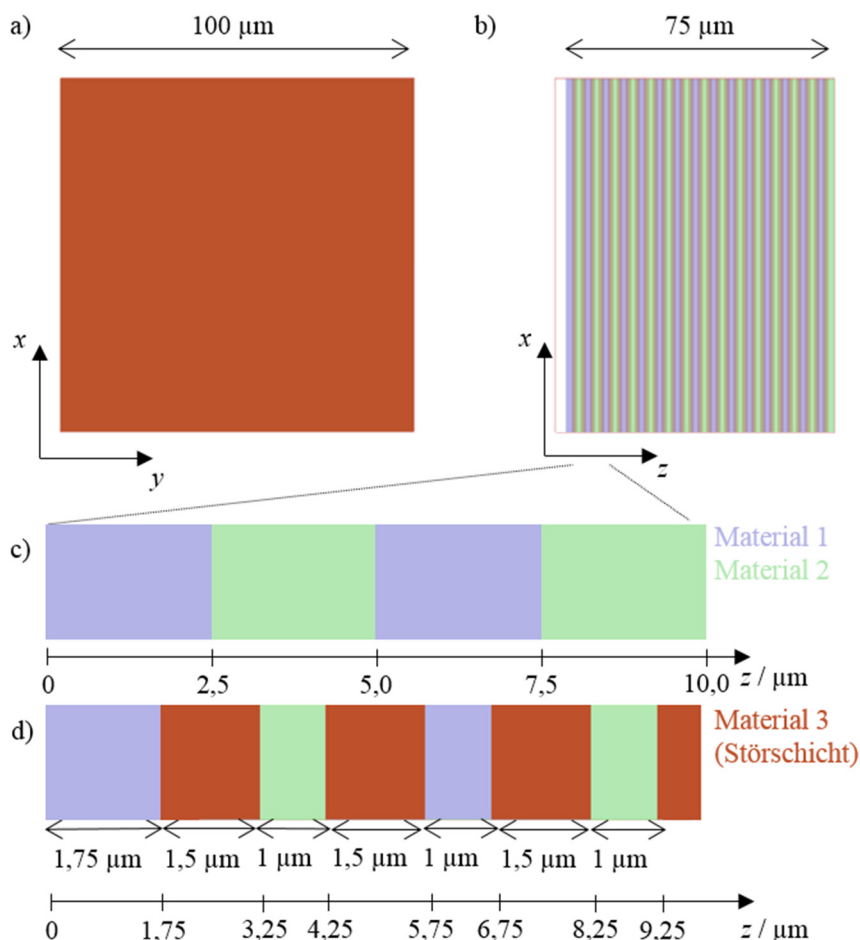


Abbildung 4.14: Modell zur Untersuchung dielektrischer Kontraste, a) im Querschnitt, b) im Längsschnitt mit 30 Schichten alternierender Materialdaten 1 und 2, c) als Detailansicht des Längsschnitts und d) als Teil des Längsschnitts mit dominierenden Störschichten des Materials 3 [Spathmann et al., 2014]

Eine Auflistung der für die nachstehend beschriebenen drei Simulationsrechnungen verwendeten dielektrischen Materialdaten ist in Tabelle 4.8 gegeben.

Für die Materialien 1 und 2 wurden die in Tabelle 4.4 für Lamelle Typ 1 und Typ 2 bei 10 THz angegebenen Materialparameter gewählt. In drei Varianten wird für die Kontrastuntersuchung das Material der Störschicht verändert: In der Ausgangsvariante 1 sind die Störschichten nicht vorhanden, so dass eine nur durch das Hintergrundmaterial beeinflusste Referenzsimulation entsteht. In den Varianten 2 und 3 werden die Störschichten (Stör) mit einer relativen Permittivität $\epsilon_{r, \text{Stör}}$ von 2,4 versehen; ihre Leitfähigkeiten $\kappa_{\text{Stör}}$ betragen dabei 1.000 S m^{-1} bzw. 10.000 S m^{-1} . Die Dichte ρ der drei verwendeten Materialien wurde auf 1.050 kg m^{-3} festgelegt [Spathmann et al., 2014].

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.8: Dielektrische Materialparameter für die numerische Kontrastuntersuchung bei 100 THz [Spathmann et al., 2014]

Variante	Material 1 $\epsilon_r, \text{Material 1}(f, T)$		Material 2 $\epsilon_r, \text{Material 2}(f, T)$		Material 3 (Störschicht) $\epsilon_r, \text{Stör}(f)$	
	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$
1	2,50	535,72	2,48	523,82	keine Störschicht	
2	2,50	535,72	2,48	523,82	2,40	1.000
3	2,50	535,72	2,48	523,82	2,40	10.000

Für die numerischen Simulationen wurde das jeweilige Schichtenmodell in das bereits bekannte Bandleitungsmodell eingebettet und mit einer senkrecht auf die Oberfläche einfallenden TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ bei der Frequenz $f = 100 \text{ THz}$ exponiert. Die Anrengungsfläche der TEM-Welle ist $3 \mu\text{m}$ vor dem Schichtenmodell positioniert.

In Abbildung 4.15 sind die berechneten elektrischen Feldstärkeverläufe auf einer mittig durch den Querschnitt des Bandleitungsmodells verlaufenden Auswertelinie entlang der z -Achse für die drei Modellvarianten gezeigt. Die Bezugsgröße der logarithmisch dargestellten Feldstärken entspricht jeweils $\hat{E}(z = 0)$ und ist in der Legende angegeben.

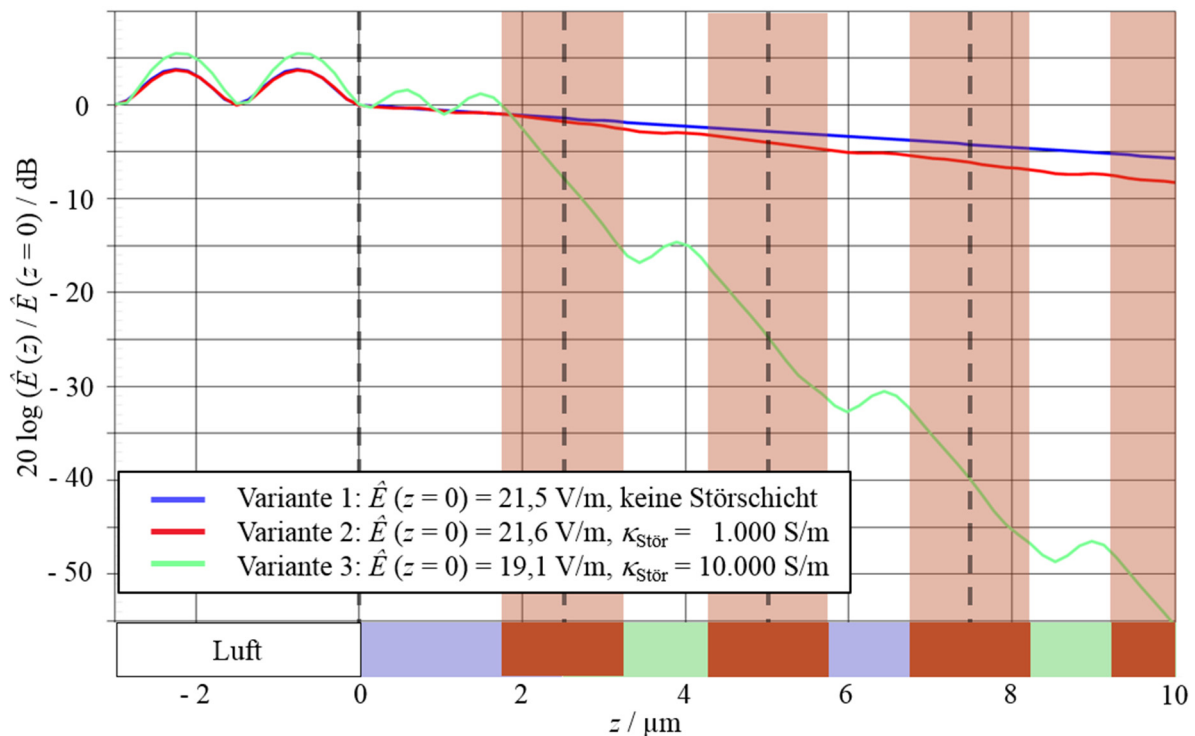


Abbildung 4.15: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung bei der Untersuchung dielektrischer Kontraste als Liniendiagramm entlang der Achse des planaren Schichtenmodells für drei verschiedene Varianten der Störschichten bei 100 THz [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

In dem mit Luft gefüllten Bereich vor dem Schichtenmodell ist in allen drei Varianten ein Stehwelligkeitsanteil zu erkennen. Dieser ist bedingt durch die Überlagerung der in z -Richtung propagierenden Welle mit ihrem an der Modelloberfläche reflektierten Anteil.

In der ersten Variante (blaue Kurve) kann der Einfluss der Materialtypen 1 und 2 in Abwesenheit von Störschichten untersucht werden. Der Abfall der elektrischen Feldstärke innerhalb des Modells hat einen nahezu konstanten Gradienten. Für die folgenden Untersuchungen wird der Effekt dieser nahezu gleichen Materialien daher vernachlässigt.

Die Störschichten der Variante 2 (rote Kurve) haben mit einer elektrischen Leitfähigkeit von $\kappa_{\text{Stör, Var 2}} = 1.000 \text{ S m}^{-1}$ in etwa die doppelte Leitfähigkeit wie die der angrenzenden Schichten des Materials 1 und 2. Auswirkungen durch die hierbei entstehenden Reflexionen sind in der Auswertung der Feldstärke an den Materialübergängen nur schwach zu erkennen, zudem wird ein etwas stärkeres Abklingen des Feldes entlang der Ausbreitungsrichtung gegenüber der Variante 1 deutlich.

Eine erhebliche Steigerung der Störschichten-Leitfähigkeit in Variante 3 (grüne Kurve) auf $\kappa_{\text{Stör, Var 3}} = 10.000 \text{ S m}^{-1}$ führt aufgrund der Leitfähigkeitssprünge an den Materialübergängen 1-3 und 2-3 zu Reflexionen, die an den Stehwellenanteilen vor den Störschichten erkennbar sind. Innerhalb der in Abbildung 4.15 rot unterlegten Bereiche der Störschichten ist kein Stehwelligkeitsanteil sichtbar. Dies ist durch die starke Dämpfung der zurücklaufenden Welle erklärbar, die beim Durchlaufen einer Störschicht etwa 15 dB beträgt [Spathmann et al., 2014].

Für die drei untersuchten Varianten ist in Abbildung 4.16 auch die Verteilung der $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ entlang derselben Auswertelinie dargestellt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

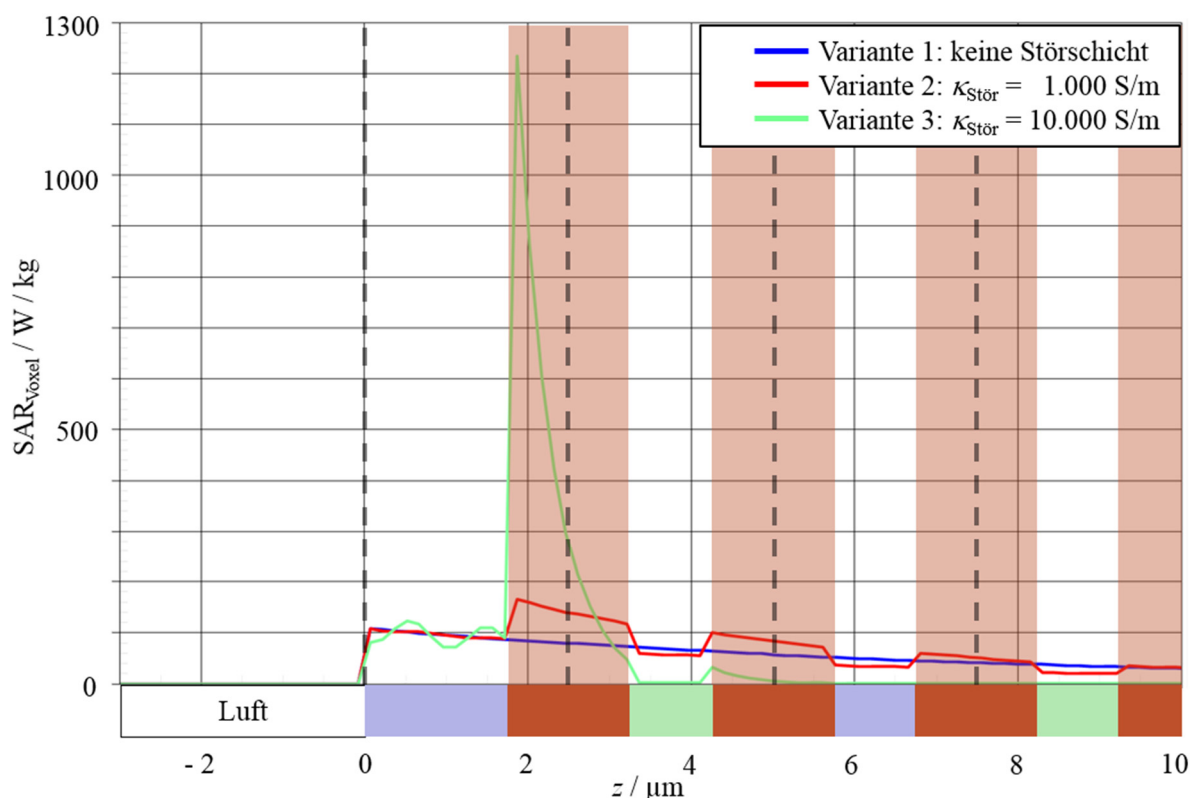


Abbildung 4.16: $\text{SAR}_{\text{voxel}}$ bei der Untersuchung dielektrischer Kontraste als Linienplot entlang der Modellachse des planaren Schichtenmodells für drei verschiedene Varianten der Störschichten bei 100 THz [Spathmann et al., 2014]

In allen drei Varianten ist der mit Luft gefüllte Bereich vor dem Schichtenmodell als verlustlos angenommen, wodurch die SAR folglich zu null wird.

Bei der Analyse des Effekts der Materialtypen 1 und 2 in Variante 1 (blau) ergibt sich, wie bereits in der elektrischen Feldstärkeverteilung, kein signifikanter Einfluss auf die $\text{SAR}_{\text{voxel}}$ -Verteilung aufgrund der nur leicht unterschiedlichen Lamelleneigenschaften.

Die Berücksichtigung von Störschichten mit einer Leitfähigkeit von $\kappa_{\text{Stör, Var 2}} = 1.000 \text{ S m}^{-1}$ in Variante 2 (rot) zeigt trotz nur geringfügiger Änderungen in der elektrischen Feldstärkeverteilung einen deutlichen lokalen Anstieg der $\text{SAR}_{\text{voxel}}$ im Bereich der Störschichten. Diese lokale Zunahme ist durch den Zusammenhang $\text{SAR}_{\text{voxel}} = \kappa |\hat{E}|^2 / (2 \rho)$ bei einer Leitfähigkeit von $\kappa_{\text{Stör, Var 2}} = 1.000 \text{ S m}^{-1}$ erklärbar, die fast dem Doppelten der Leitfähigkeit des umgebenden Materials entspricht. Schräge Rampen im Kurven-Anstieg und -Abfall der in Abbildung 4.16 gezeigten SAR-Verteilungen an den Materialübergängen liegen hingegen in der endlichen Auflösung von $0,3 \mu\text{m}$ begründet und haben keine physikalische Ursache.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Die in Variante 3 (grün) gezeigte künstlich erhöhte Leitfähigkeit mit $\kappa_{\text{Stör, Var 3}} = 10.000 \text{ S m}^{-1}$ bewirkt eine fast vollständige Absorption der hochfrequenten Feldenergie in der ersten Störschicht. Die Absorption der nachfolgenden Schichten ist im Vergleich kaum noch bedeutsam.

Die hier präsentierten Untersuchungsergebnisse zeigen, dass zu erwartende Effekte durch die Kontraste in der Leitfähigkeit bei aneinander angrenzenden Geweben zu Reflexionen an Grenzflächen, Dämpfung der Feldstärken, Sprüngen im Anstieg und Abfall der absorbierten Leistung und somit auch der SAR führen können. Diese Effekte treten jedoch in bedeutsamer Größe erst unter Bedingungen auf, die bei der Simulation von realistischen Szenarien mit physiologisch üblichen elektrischen Leitfähigkeiten im hier interessierenden Frequenzbereich nicht zu erwarten sind. Leitfähigkeiten, wie sie in Teil b) bei der Berechnung des Korneamodells im Frequenzbereich bis 10 THz verwendet wurden (vgl. Tabelle 4.4), variieren für benachbarte Lamellen um weniger als 4%; die Leitfähigkeitsunterschiede zwischen Lamellen und Keratinozyten liegen unter 18% [Spathmann et al., 2014].

Zusammenfassend ergaben die Untersuchungen in Teil c) zum Einfluss von zunächst als potenziell feldstörend vermuteten Elementen, z.B. den Keratinozyten im Stromamodell, auf das elektrische Feld, dass Gewebestrukturen mit Abmessungen unter einigen Mikrometern bei der THz-Exposition keine nennenswerten Auswirkung auf die Feld- (bzw. SAR-)Verteilung haben und Bestandteile biologischer Gewebe dieser Größenordnung daher in den Materialmodellen des Auges und der Haut ausschließlich durch die Mischtheorie berücksichtigt werden können [Spathmann et al., 2014].

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

4.1.3 Untersuchungen an den Teilkörpermodellen der Haut

a) Exposition des planaren Schichtenmodells

In diesem Abschnitt wird zunächst die Exposition eines planaren Schichtenmodells der Haut (vgl. Abschnitt 3.4.2; Abbildung 3.27) durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ an zehn Frequenzpunkten untersucht. Im Modell der Bandleitung (vgl. Abbildung 3.12) beträgt der Abstand zwischen der Anregungsfläche und der parallel angeordneten Hautoberfläche 0,5 mm. Aus der Anwendung der Mischtheorie in Abschnitt 3.4.2 berechnete dielektrische Materialparameter der Haut sind zusammen mit weiteren für die EM-Simulationen benötigten Daten in Tabelle 4.9 zusammengefasst [Spathmann et al., 2014].

Tabelle 4.9: Dielektrische Materialparameter ϵ_r' und κ für numerische Untersuchungen am Hautmodell [Spathmann et al., 2014]

	Stratum Corneum $\epsilon_{r, SC}(f, T)$		Epidermis und Dermis $\epsilon_{r, EuD}(f, T)$		Haar $\epsilon_{r, Haar}(f, T)$	
$\rho / (\text{kg m}^{-3})$	¹ 1.500		¹ 1.190	¹ 1.116	² 1.300	
f / THz	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$	ϵ_r'	$\kappa / (\text{S m}^{-1})$
0,10	4,07	14,43	7,53	58,64	3,69	9,03
0,30	3,37	18,34	4,68	74,52	3,26	11,37
0,65	3,17	22,16	3,89	90,48	3,15	13,60
1,00	3,11	25,48	3,63	104,15	3,12	15,58
1,50	3,07	30,65	3,45	125,41	3,09	18,72
2,00	3,04	35,95	3,34	147,44	3,07	22,21
4,00	2,94	69,98	2,92	292,72	3,01	44,62
6,00	2,82	77,09	2,43	330,11	2,93	48,82
8,00	2,82	80,89	2,40	348,31	2,93	51,10
10,00	2,82	96,85	2,39	418,42	2,93	61,14

Die Dichten ρ werden nach ¹[Duck, 1990] und ²[Goldstein et al., 2012] berücksichtigt. Fett wird nach [Gabriel et al., 1996c] über die Frequenz konstant mit $\epsilon_r' = 2,89$ und $\kappa = 3,56 \text{ S m}^{-1}$ angenommen; die Dichte ρ beträgt ¹971 kg m^{-3} .

Abbildung 4.17 zeigt die normierte elektrische Feldstärkeverteilung in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei der Exposition durch eine senkrecht auf die Oberfläche des Modells einfallenden TEM-Welle der Frequenz $f = 650 \text{ GHz}$. Aufgrund einer Reflexion an der Hautoberfläche entsteht ein Stehwelligkeitsanteil in der Luft, der maximale Scheitelwert der elektrischen Feldstärkeverteilung tritt in diesem Bereich mit $\hat{E}_{\text{max}} = 35,9 \text{ V m}^{-1}$ auf. Innerhalb des Hautmodells liegt die maximale Feldstärke dicht unter der

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Oberfläche bei $20,5 \text{ V m}^{-1}$; in einer Tiefe von $120 \text{ }\mu\text{m}$ unterhalb der Hautoberfläche ist die Eindringtiefe erreicht [Spathmann et al., 2014].

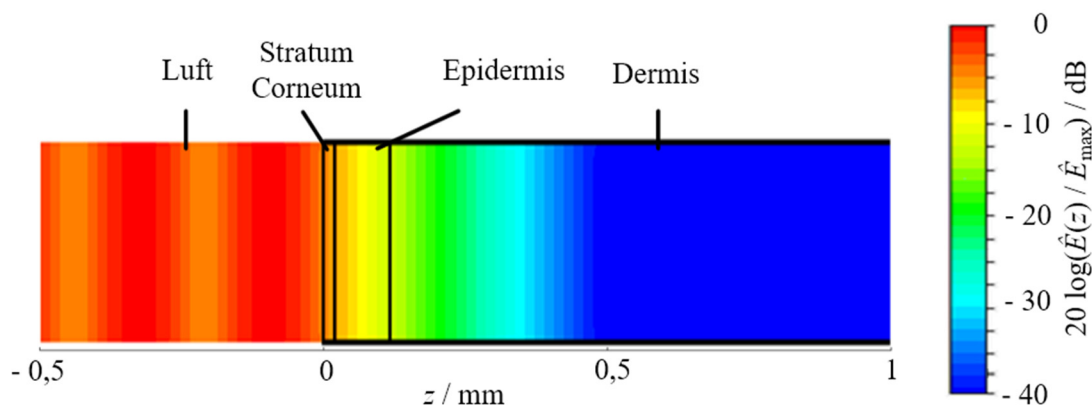


Abbildung 4.17: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im planaren Teilkörpermodell der Haut bei 650 GHz, exponiert durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells [Spathmann et al., 2014].

Die Verteilung der $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ in Abbildung 4.18 resultiert aus der in Abbildung 4.17 gezeigten elektrischen Feldstärke. Der als verlustfrei angenommene Luftbereich ist aus der Darstellung entfernt worden, so dass nun ausschließlich der Bereich der Haut zu erkennen ist. Die maximale $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ wurde aufgrund der im Vergleich zum Stratum Corneum um ein Vielfaches höheren Leitfähigkeit der Epidermis mit $10,97 \text{ W kg}^{-1}$ unmittelbar unter ihrer Oberfläche berechnet.

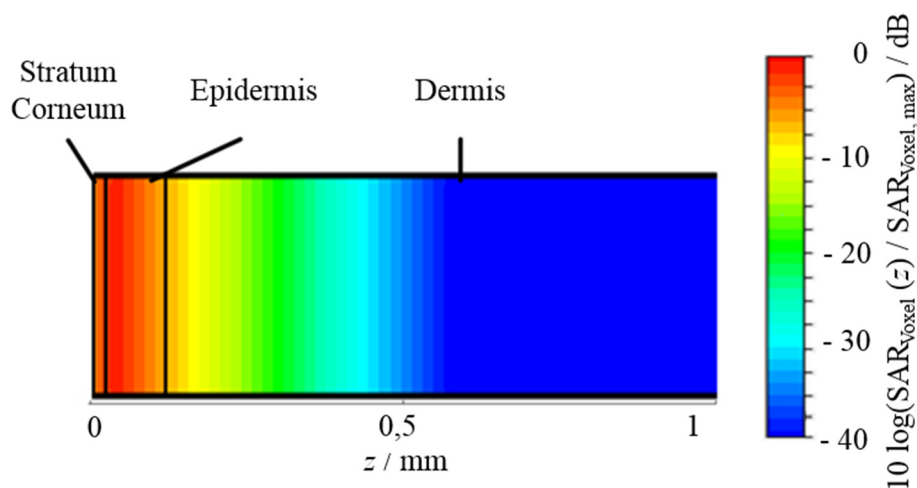


Abbildung 4.18: Normierte SAR-Verteilung im planaren Teilkörpermodell der Haut bei 650 GHz, resultierend aus der elektrischen Feldstärkeverteilung in Abbildung 4.17 in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse [Spathmann et al., 2014].

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Für fünf Frequenzen im Bereich zwischen 100 GHz und 1,5 THz sind die elektrischen Feldstärke- und SAR-Verteilungen auf einer mittig durch das Bandleitungsmodell in z-Richtung verlaufenden Auswertelinie in der Abbildung 4.19 und Abbildung 4.20 dargestellt [Spathmann et al., 2014].

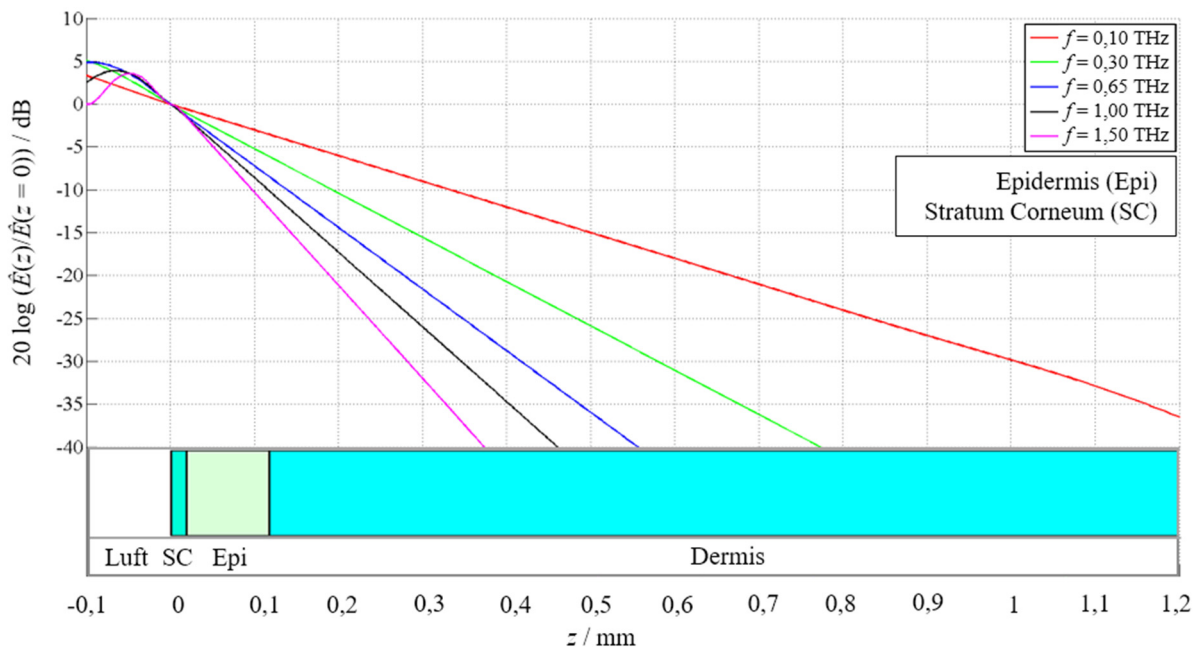


Abbildung 4.19: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell (bis 1,5 THz).
Linienplots entlang einer in z-Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

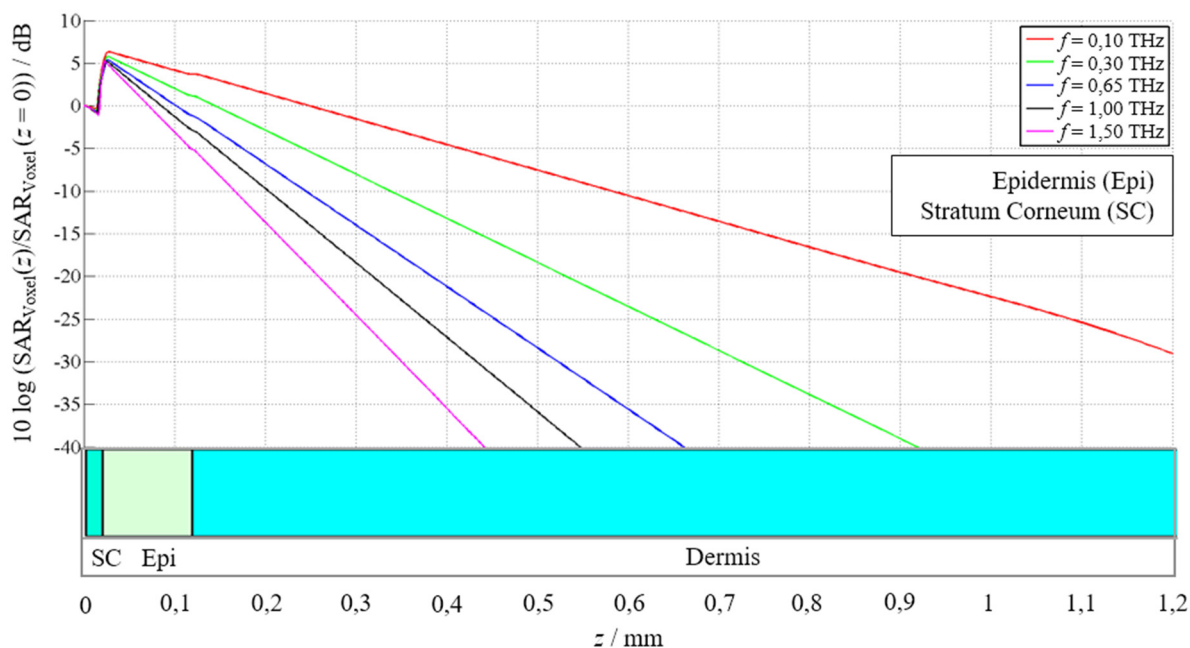


Abbildung 4.20: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell (bis 1,5 THz).
Linienplots entlang einer in z-Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Für den Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz sind die elektrischen Feldstärke- und SAR-Verteilungen in Abbildung 4.21 und Abbildung 4.22 dargestellt. Aufgrund der höheren Frequenzen und den damit niedrigeren Eindringtiefen zeigen diese Abbildungen das Hautschichtenmodell bis zu einer Tiefe von maximal 0,35 mm.

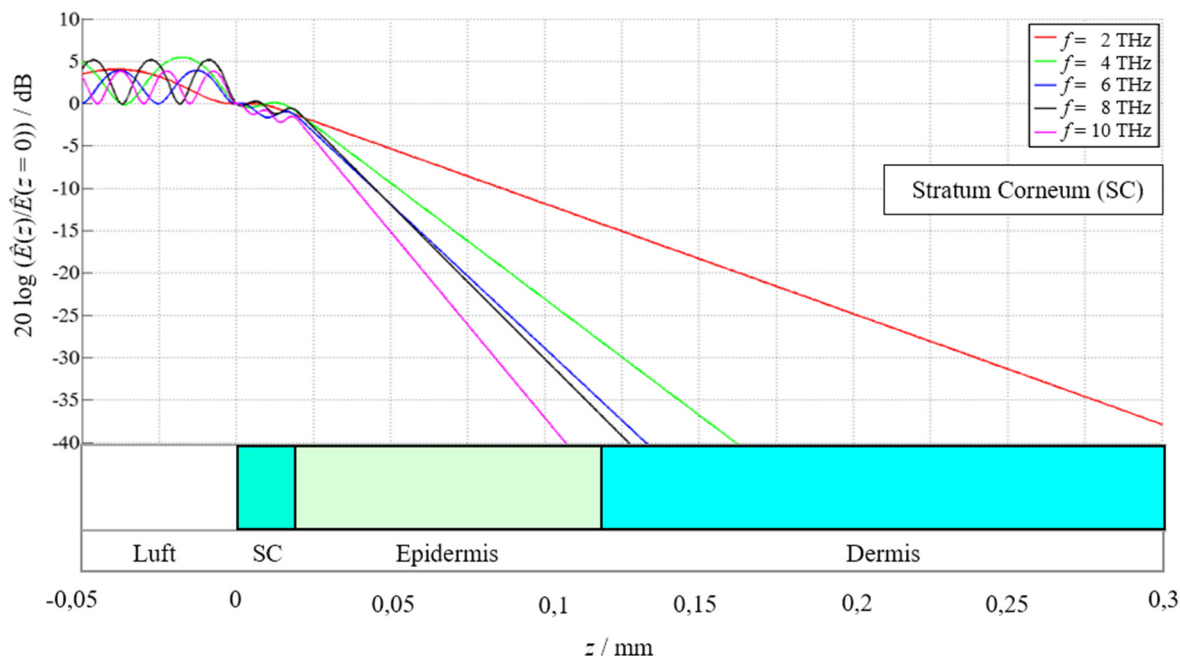


Abbildung 4.21: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell (bis 10 THz).

Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

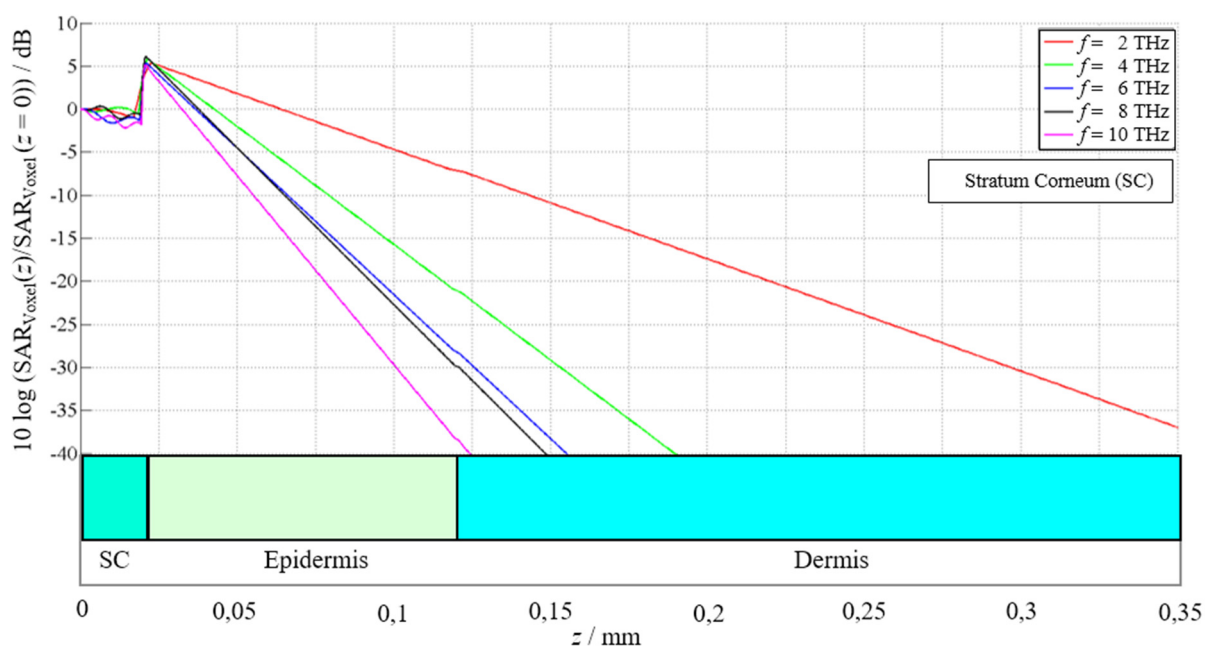


Abbildung 4.22: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell (bis 10 THz).

Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Alle SAR_{Voxel}-Verteilungen aus Abbildung 4.20 und Abbildung 4.22 zeigen im Stratum Corneum Ondulationen, die durch die Reflexion der elektrischen Feldstärke (vgl. Abbildung 4.19 und Abbildung 4.21) an der Grenzfläche zur Epidermis resultieren. Monotone Verläufe der elektrischen Feldstärke und SAR sind innerhalb der Epidermis und Dermis zu erkennen; an deren Materialübergang treten jedoch minimale Sprünge der SAR auf, die aus den schichtspezifischen Unterschieden der Leitfähigkeiten κ resultieren.

In Tabelle 4.10 sind die Maxima der elektrischen Feldstärken in der Haut sowie die maximalen SAR_{Voxel} der oben dargestellten Ergebnisse für eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ und die Eindringtiefe δ aufgelistet.

Tabelle 4.10: Maxima der elektrischen Feldstärken und der SAR_{Voxel} sowie Eindringtiefen δ im planaren Modell der Haut

Frequenz f / THz	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut $\hat{E}_{\text{Haut, max}} / (\text{V m}^{-1})$	Maximum der SAR _{Voxel} $\text{SAR}_{\text{Voxel, max}} / (\text{W kg}^{-1})$	Eindringtiefe $\delta / \mu\text{m}$
0,10	12,7	3,50	~ 290
0,30	17,0	7,31	~ 168
0,65	19,7	10,97	~ 120
1,00	20,8	13,58	~ 100
1,50	21,9	16,85	~ 85
2,00	21,2	19,43	~ 75
4,00	19,4	33,69	~ 48
6,00	21,4	42,35	~ 40
8,00	20,1	43,25	~ 40
10,00	21,4	50,75	~ 37

Hinweis: Die in dieser Arbeit angegebenen Maximalwerte SAR_{Voxel, max} sind ausschließlich als Bezugswerte für die im logarithmischen Maßstab dargestellten SAR-Verteilungen zu verwenden. Eine praktische Bedeutung hinsichtlich der Bewertung der Exposition haben diese voxelbezogenen Maximalwerte nicht.

Zur Bewertung der Unsicherheit der zuvor dargestellten Feldgrößen hinsichtlich der dielektrischen Materialdaten wurden der Realteil der Permittivität ϵ_r' und die Leitfähigkeit κ um jeweils $\pm 20\%$ variiert. Die resultierenden acht zusätzlichen Parametersätze wurden anschließend in Simulationen bei den Frequenzen 0,1, 1 und 6 THz verwendet. Die nachfolgenden sechs Abbildungen zeigen die Ergebnisse der elektrischen Feldstärke und der SAR_{Voxel} entlang einer

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

mittig durch das Modell der Bandleitung verlaufenden Auswertelinie für die Parametersätze mit der maximalen positiven und negativen Abweichung im Vergleich zum nicht variierten Referenzdatensatz. In Tabelle 4.11 sind die Maxima der elektrischen Feldstärke und der SAR_{Voxel} für die 24 Parametervariationen und die drei Referenzdatensätze aufgeführt [Spathmann et al., 2014].

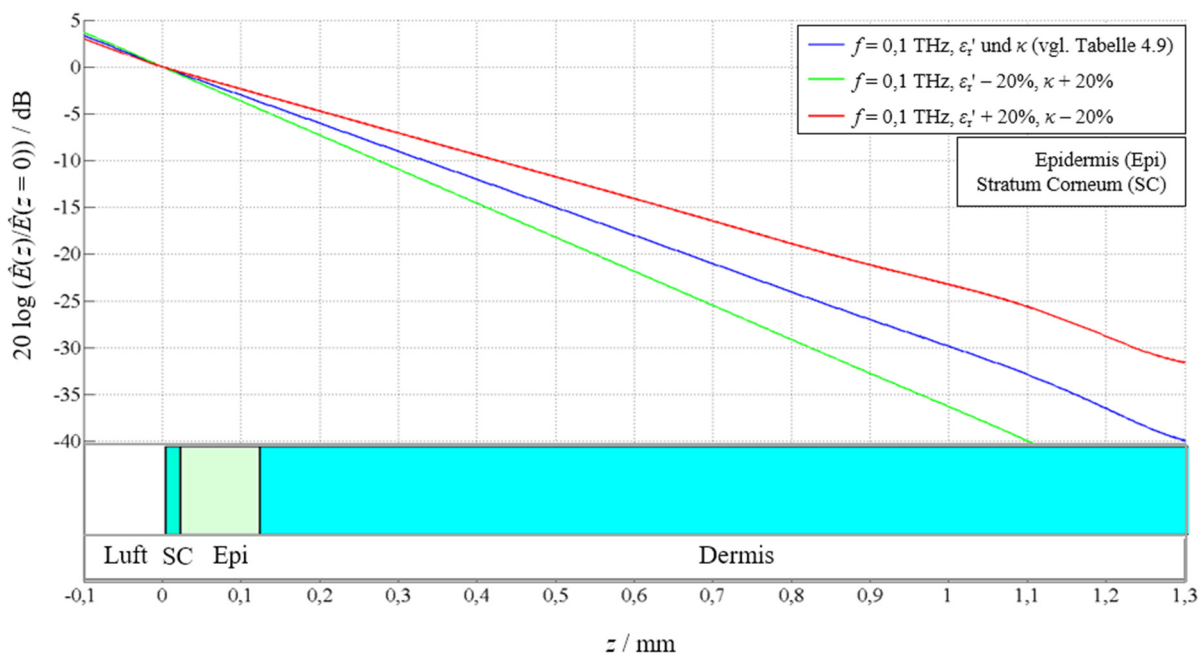


Abbildung 4.23: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell bei 0,1 THz.

Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

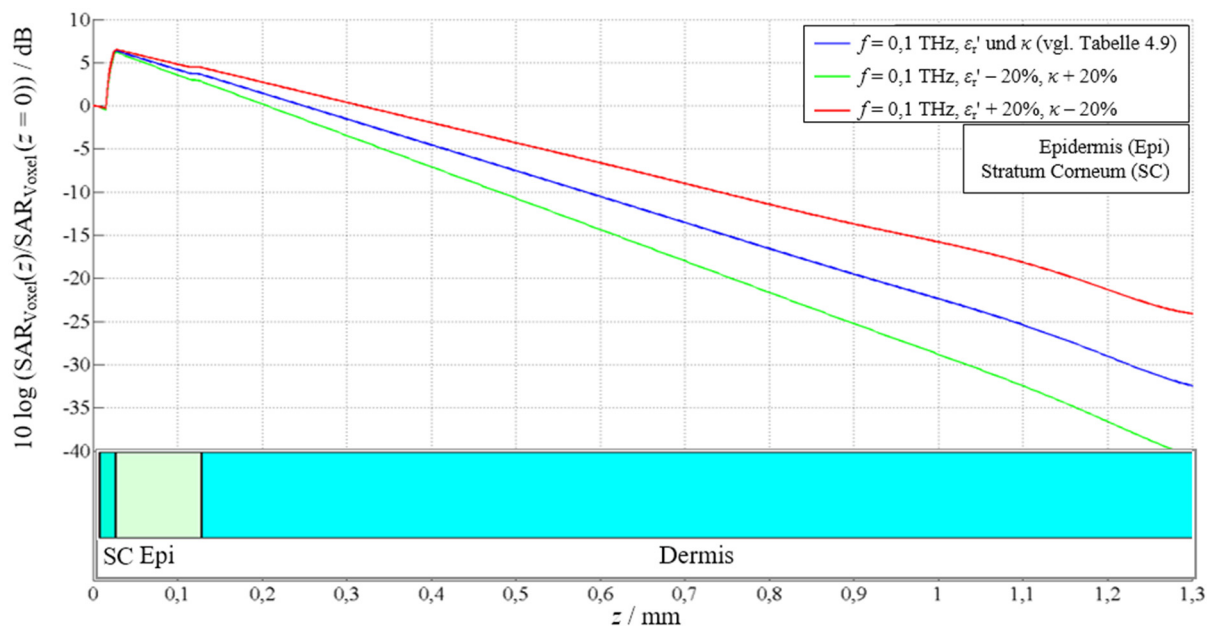


Abbildung 4.24: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell bei 0,1 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

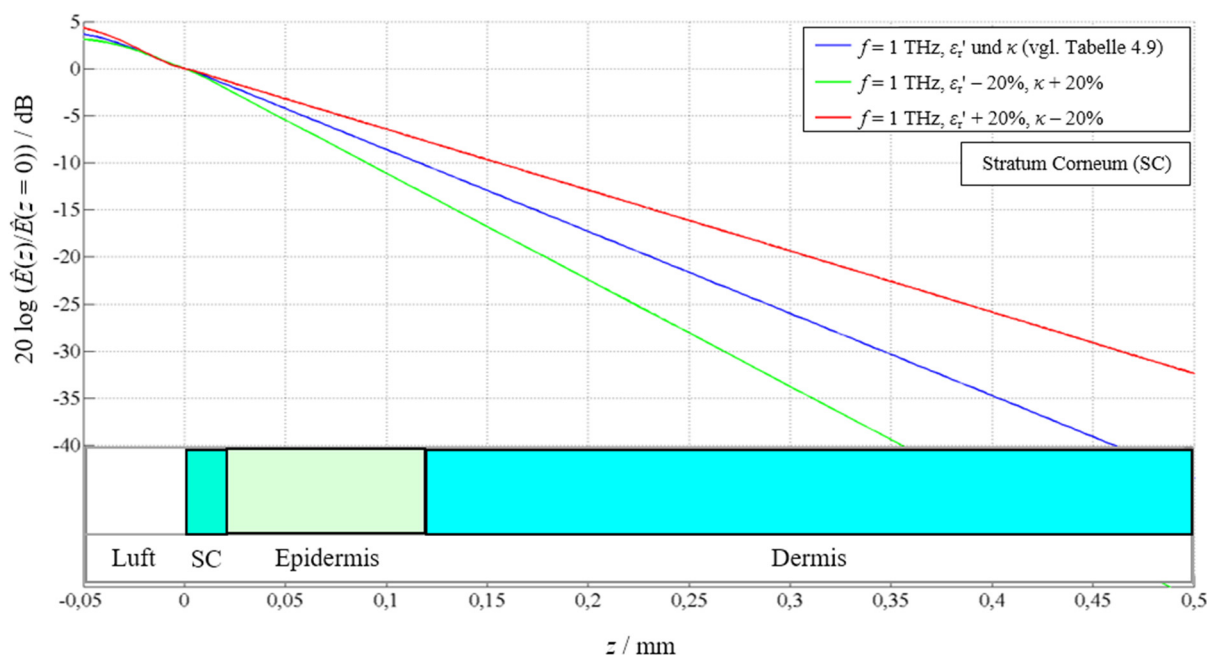


Abbildung 4.25: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell bei 1 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

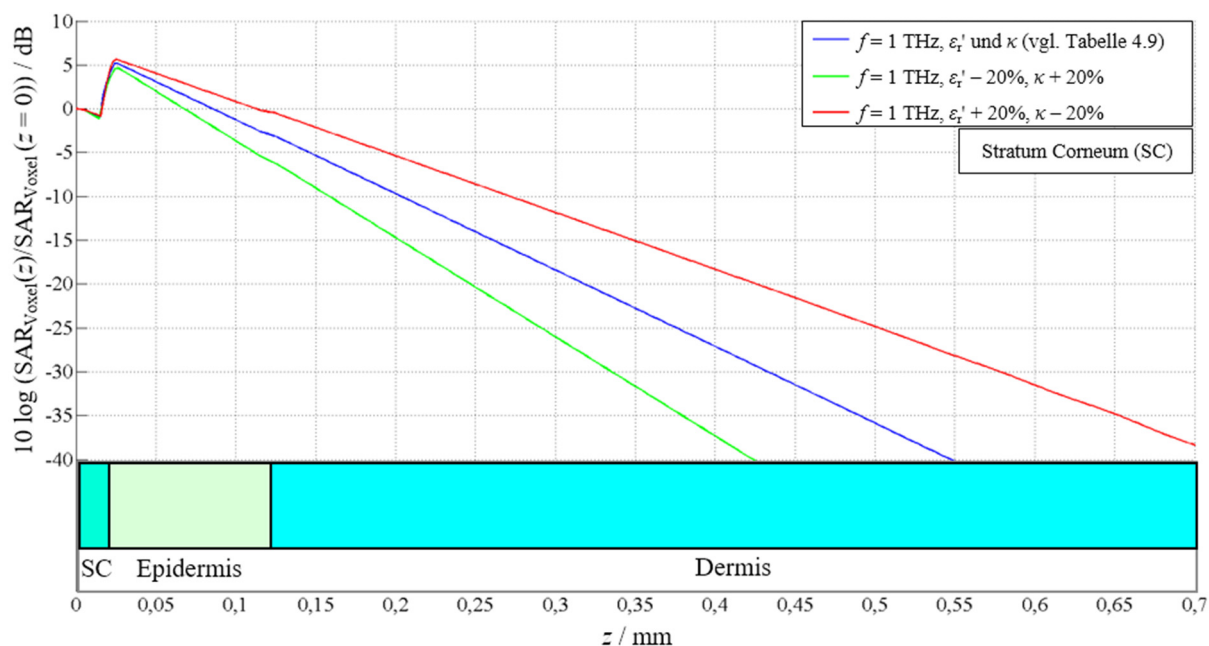


Abbildung 4.26: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell bei 1 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

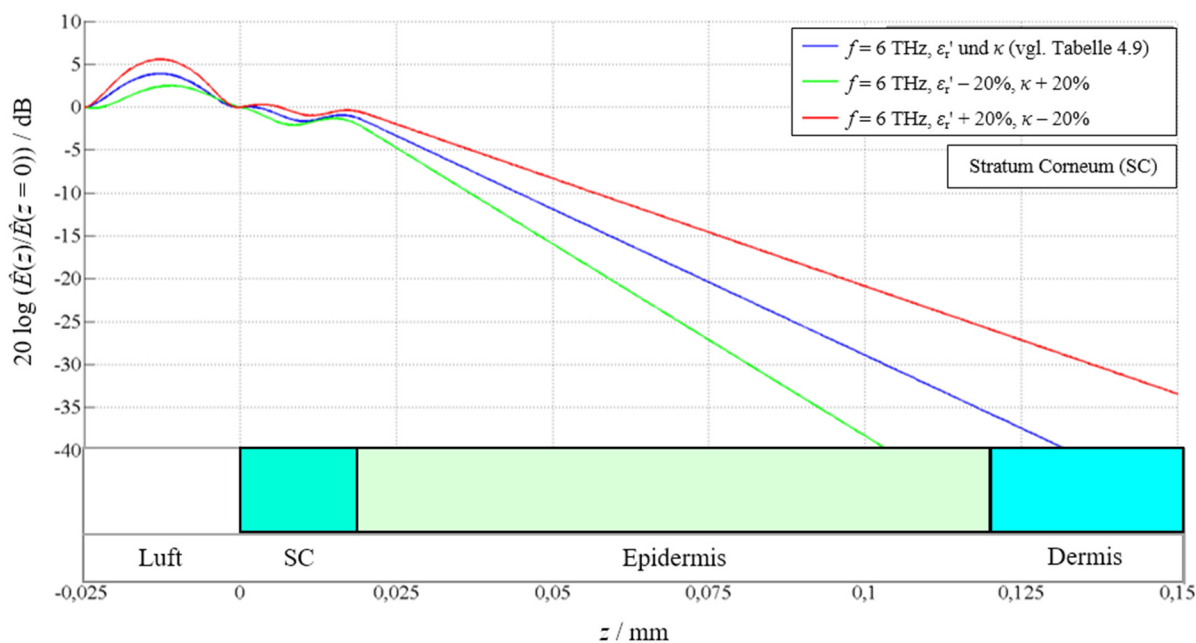


Abbildung 4.27: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Hautmodell bei 6 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

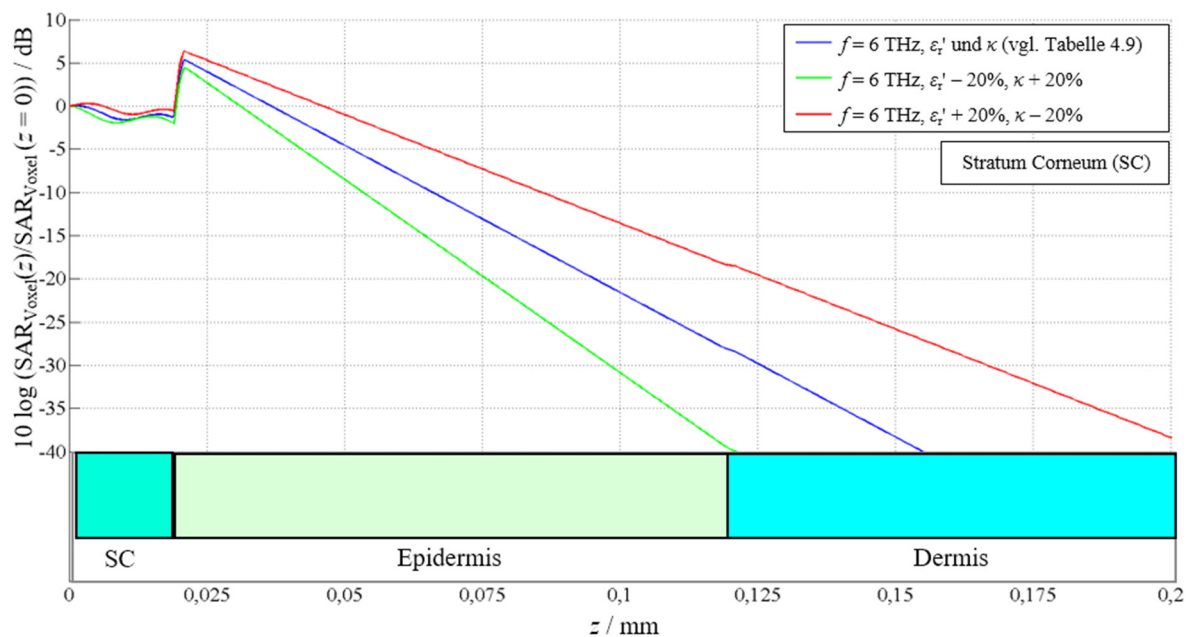


Abbildung 4.28: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Hautmodell bei 6 THz. Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie für drei Sätze dielektrischer Materialparameter [Spathmann et al., 2014]

Die gezeigten elektrischen Feldstärkeverteilungen weisen bis zu der Frequenz 1 THz einen durchgängig monotonen Verlauf innerhalb des Gewebes auf; bei 6 THz ist ein Stehwelligkeitsanteil im Stratum Corneum aufgrund der Reflexion zur Epidermis zu erkennen. Dieses Verhalten wird ebenfalls durch den Verlauf der SAR widergespiegelt. Die Dämpfung der elektrischen Feldstärke bzw. die Abnahme der SAR ist hierbei durch die Leitfähigkeit κ bestimmt; eine Steigerung der Leitfähigkeit um 20% resultiert in deutlich erkennbarer Dämpfung der gezeigten Kurven.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.11: Ergebnisse der Variation dielektrischer Parameter in der Haut bei 0,1, 1 und 6 THz.

Maxima der elektrischen Feldstärken und SAR_{Voxel} für 24 Parametervariationen [Spathmann et al., 2014]

Frequenz f / THz	Variation der dielektrischen Materialparameter		Maximum der elektrischen Feldstärke (in der Haut) $\hat{E}_{\text{Haut, max}} / (\text{V m}^{-1})$	Maximum der SAR _{Voxel} $\text{SAR}_{\text{Voxel, max}} / (\text{W kg}^{-1})$
	ϵ_r'	κ	vgl. Tabelle 4.10	
0,1	$\epsilon_r' + 20\%$	κ	12,3	3,31
	$\epsilon_r' - 20\%$	κ	13,1	3,70
	ϵ_r'	$\kappa + 20\%$	12,2	3,79
	ϵ_r'	$\kappa - 20\%$	13,3	3,12
	$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa + 20\%$	11,9	3,63
	$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa - 20\%$	13,8	3,34
	$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa - 20\%$	12,8	2,90
	$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa + 20\%$	12,5	3,96
1,0	ϵ_r'	κ	vgl. Tabelle 4.10	
	$\epsilon_r' + 20\%$	κ	19,9	12,50
	$\epsilon_r' - 20\%$	κ	22,2	14,80
	ϵ_r'	$\kappa + 20\%$	21,0	15,61
	ϵ_r'	$\kappa - 20\%$	20,7	11,33
	$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa + 20\%$	20,1	14,48
	$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa - 20\%$	22,1	12,50
	$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa - 20\%$	19,7	10,34
6,0	ϵ_r'	κ	vgl. Tabelle 4.10	
	$\epsilon_r' + 20\%$	κ	19,7	38,24
	$\epsilon_r' - 20\%$	κ	19,7	38,24
	ϵ_r'	$\kappa + 20\%$	21,6	46,40
	ϵ_r'	$\kappa - 20\%$	21,4	36,59
	$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa + 20\%$	19,7	42,56
	$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa - 20\%$	23,2	40,24
	$\epsilon_r' + 20\%$	$\kappa - 20\%$	19,6	32,94
	$\epsilon_r' - 20\%$	$\kappa + 20\%$	23,1	49,38

b) Exposition einer verhältnismäßig dicken Hautpartie

Die Dicken der einzelnen Hautschichten variieren für unterschiedliche Körperregionen. Im Folgenden werden Feldergebnisse an zehn ausgewählten Frequenzpunkten im THz-Bereich gezeigt, die bei einer Exposition einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (vgl. Abbildung 3.28) resultieren, wie sie z.B. im Bereich der Fußsohle oder der Handfläche vorliegt. Das Hautschichtenmodell wird durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

im Bandleitungsmodell exponiert; der Abstand zwischen Modelloberfläche und Anregung beträgt 0,5 mm.

In Abbildung 4.29 ist die elektrische Feldstärkeverteilung in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse bei der Frequenz 650 GHz gezeigt. Der Scheitelwert der höchsten Feldstärke im Luftbereich beträgt $\hat{E}_{\max} = 34,7 \text{ V m}^{-1}$. Innerhalb des Schichtenmodells tritt der Maximalwert $\hat{E}_{\max, \text{Haut}} = 20,8 \text{ V m}^{-1}$ im Stratum Corneum auf; die Eindringtiefe beträgt 219 μm [Spathmann et al., 2014].

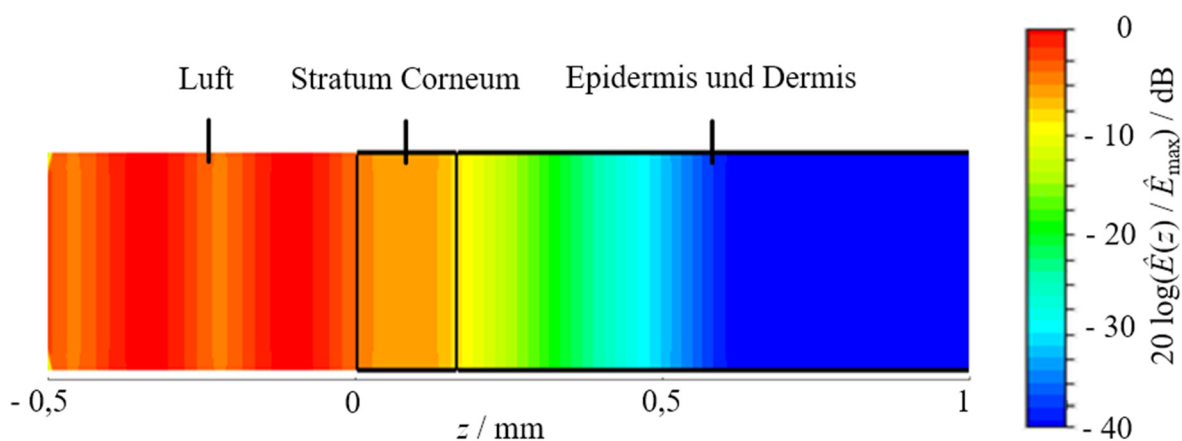


Abbildung 4.29: Normierte elektrische Feldstärkeverteilung im planaren Teilkörpermodell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht bei 650 GHz, exponiert durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells [Spathmann et al., 2014]

Die aus der elektrischen Feldverteilung resultierende SAR-Verteilung ist in Abbildung 4.30 abgebildet. Der kurz hinter der Grenzfläche zwischen Stratum Corneum und Epidermis/Dermis auftretende Maximalwert der $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ von $5,8 \text{ W kg}^{-1}$ wurde als Bezugswert der logarithmischen Skala verwendet.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

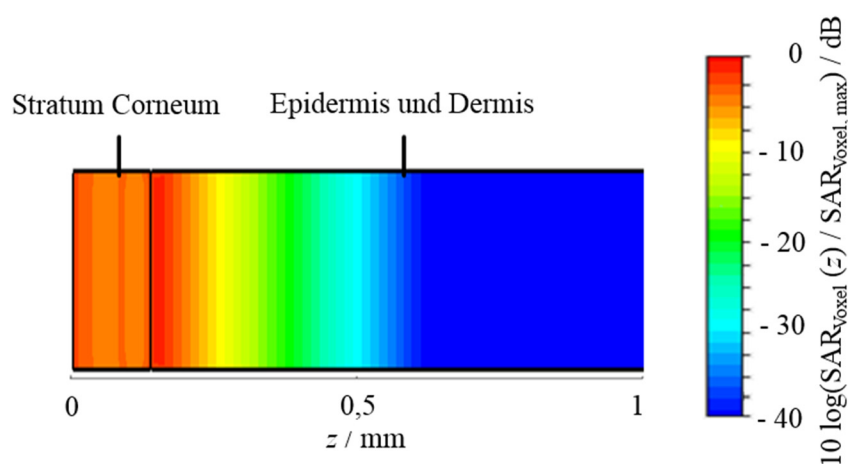


Abbildung 4.30: Normierte SAR-Verteilung im planaren Teilkörpermodell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht bei 650 GHz, resultierend aus der elektrischen Feldstärkeverteilung in Abbildung 4.29 in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse [Spathmann et al., 2014]

In den beiden nachfolgenden Abbildungen sind für eine mittig durch den Querschnitt des Bandleitungsmodells in z -Richtung verlaufende Auswertelinie die elektrische Feldstärke und die SAR_{Voxel} an fünf Frequenzpunkten zwischen 100 GHz und 10 THz illustriert [Spathmann et al., 2014].

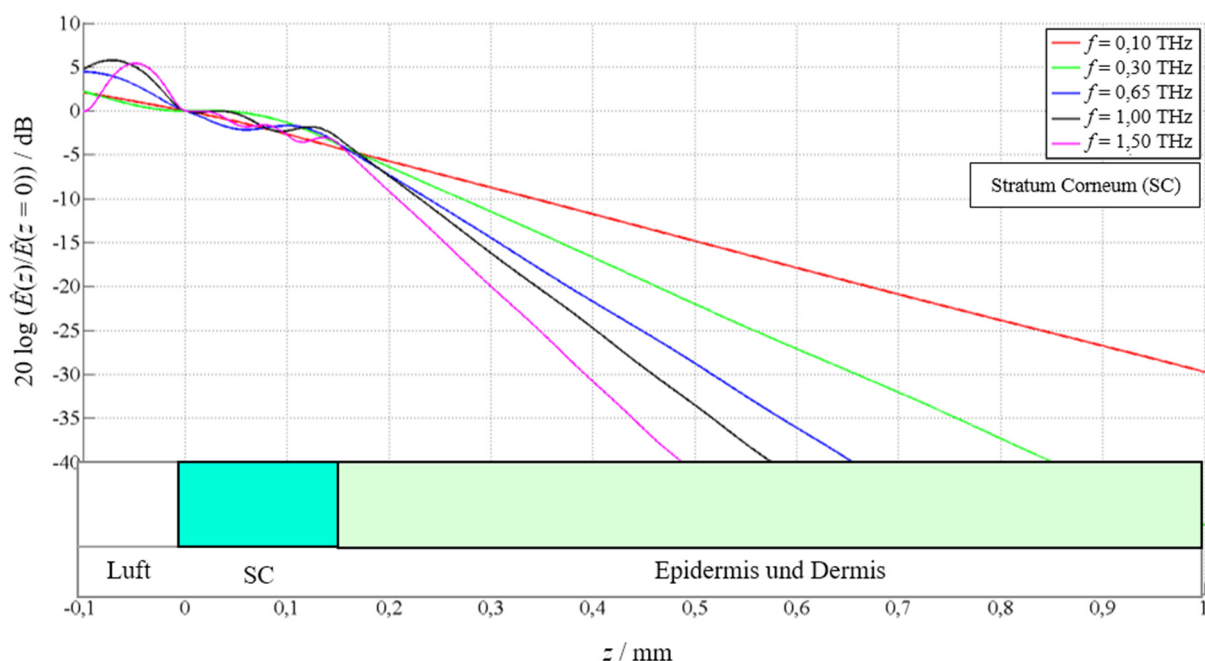


Abbildung 4.31: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 1,5 THz). Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

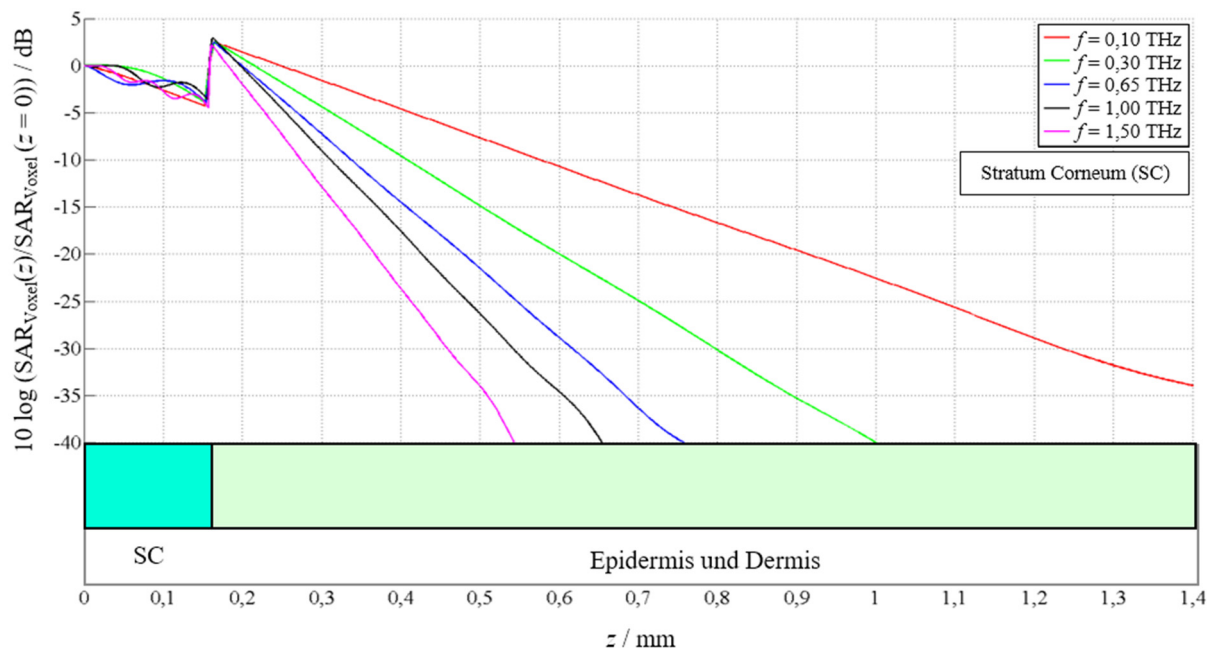


Abbildung 4.32: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 1,5 THz).
Liniendiagramm entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

Unter Verwendung der gleichen Expositionsbedingungen sind für den Frequenzbereich zwischen 2 und 10 THz die Auswertungen der elektrischen Feldstärke (Abbildung 4.33) und der $\text{SAR}_{\text{Voxel}}$ (Abbildung 4.34) gegeben.

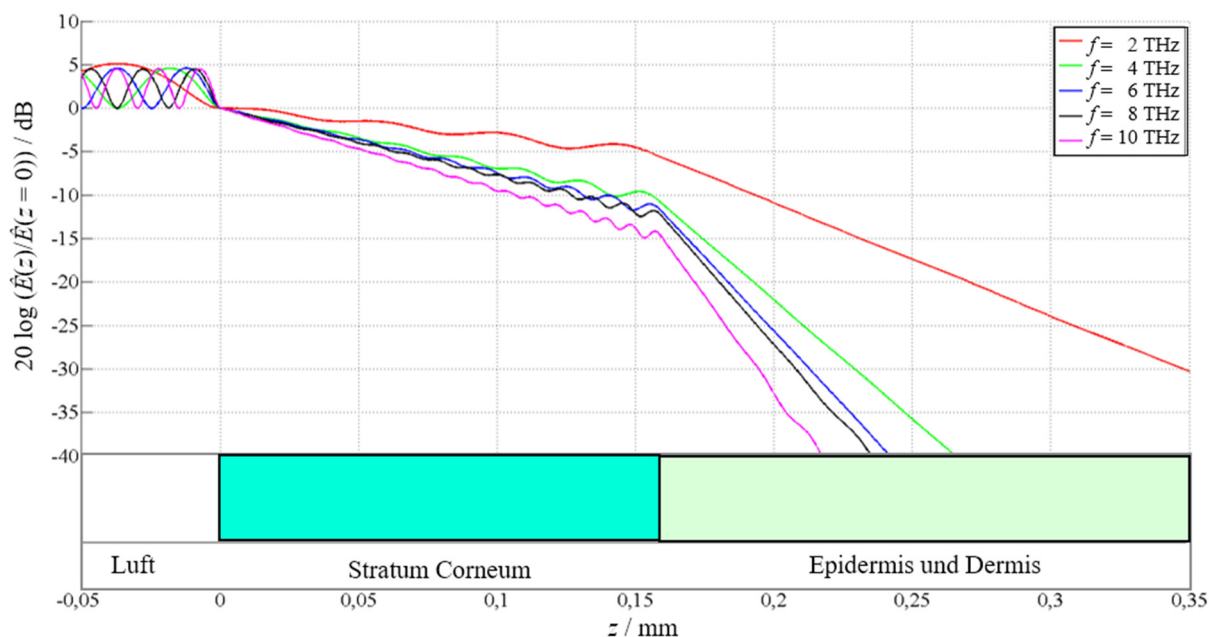


Abbildung 4.33: Normierte elektrische Feldstärkeverteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 10 THz).
Liniendiagramm entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

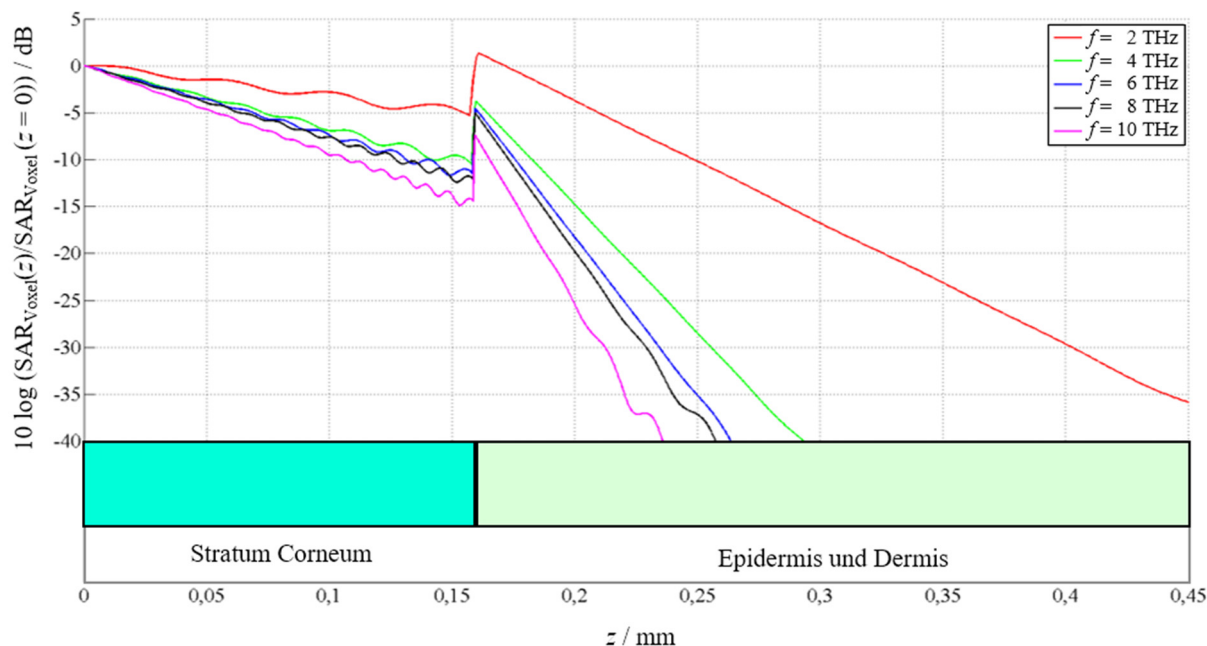


Abbildung 4.34: Normierte SAR-Verteilungen im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautschicht (bis 10 THz).
Linienplots entlang einer in z -Richtung mittig durch das Teilkörpermodell verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014]

Abbildung 4.31 und Abbildung 4.33 zeigen deutliche Stehwellenanteile in der elektrischen Feldstärkeverteilung in dem mit Luft gefüllten Bereich vor der Hautoberfläche sowie in der obersten Hautschicht, dem Stratum Corneum. Nach der Transmission der TEM-Welle in die Epidermis und Dermis ist der Abfall des Feldes exponentiell, was in einem logarithmischen Maßstab einer konstanten Steigung entspricht. Die SAR-Verteilungen (vgl. Abbildung 4.32 und Abbildung 4.34) zeigen ebenfalls einen Stehwellenanteil im Stratum Corneum. Der sprunghafte Anstieg der SAR-Verteilung an der Gewebegrenze zur Epidermis und Dermis ist durch den Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit der tieferliegenden Hautschicht zu erklären; hinter der Grenzfläche klingt die SAR-Verteilung exponentiell ab [Spathmann et al., 2014].

In Tabelle 4.12 sind die maximalen elektrischen Feldstärke- und SAR_{Voxel} -Werte innerhalb des Hautmodells für eine senkrecht einfallende TEM-Welle mit der Leistungsdichte $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ bei zehn Frequenzen zusammen mit der Eindringtiefe δ aufgestellt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.12: Maxima der elektrischen Feldstärken und der SAR_{Voxel} sowie Eindringtiefen δ im planaren Modell einer verhältnismäßig dicken Hautpartie

Frequenz f / THz	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut $\hat{E}_{\text{Haut, max}} / (\text{V m}^{-1})$	Maximum der SAR _{Voxel} $\text{SAR}_{\text{Voxel, max}} / (\text{W kg}^{-1})$	Eindringtiefe $\delta / \mu\text{m}$
0,10	18,8	3,01	~ 298
0,30	20,0	4,52	~ 245
0,65	20,4	5,80	~ 219
1,00	18,6	6,03	~ 214
1,50	19,2	6,42	~ 196
2,00	19,6	6,47	~ 183
4,00	20,3	9,62	~ 133
6,00	20,3	10,64	~ 116
8,00	20,4	11,32	~ 114
10,00	20,4	13,52	~ 95

c) Exposition einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur

Dieser Abschnitt beschreibt die Ergebnisse (elektrische Feldstärke- und SAR-Verteilungen) der Exposition des Hautmodells aus Abbildung 3.30 mit einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur. Die senkrecht einfallende TEM-Welle hat eine Leistungsdichte von $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ und wird durch eine Fläche in einem Abstand von 0,2 mm zur Oberfläche des Hautmodells bei den Frequenzen 0,1, 0,65, 1, 6 und 10 THz angeregt.

Abbildung 4.35 zeigt Farbkonturplots der resultierenden Feld- und SAR_{Voxel}-Verteilungen im logarithmischen Maßstab. Die Bezugswerte $\hat{E}_{\text{Luft, max}}$ und SAR_{Voxel, max} sowie die Maximalwerte der elektrischen Feldstärke innerhalb des Hautmodells $\hat{E}_{\text{Haut, max}}$ sind ebenfalls angegeben [Spathmann et al., 2014]. Aufgrund der transversalen Variation der Verteilungen wird auf die Darstellung von Linienplots verzichtet.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

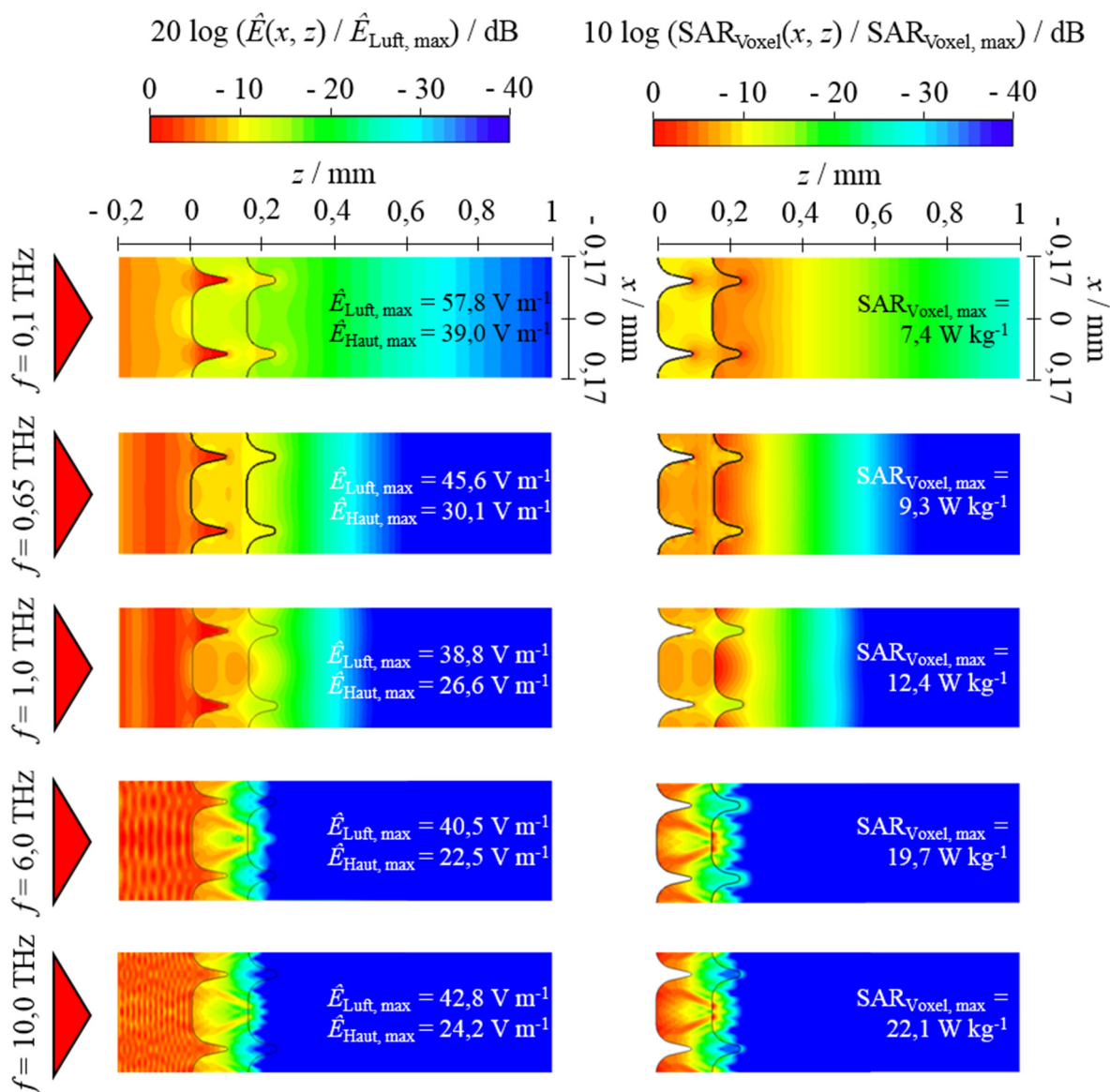


Abbildung 4.35: Normierte elektrische Feld- und SAR-Verteilungen des Hautmodells mit Rillen in einem Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei Exposition durch TEM-Wellen mit $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ bei den Frequenzen 0,1, 0,65, 1, 6 und 10 THz [Spathmann et al., 2014]

Bedingt durch die Reflexion an der strukturierten Oberfläche des Modells bilden sich in den elektrischen Feldstärkeverteilungen des Luftbereichs Interferenzmuster aus, die mit zunehmender Frequenz komplexer werden, da Feldanteile teilweise auch unter schiefen Winkeln von der Rillenstruktur reflektiert werden. Die ursprünglich planaren Phasenfronten der einfallenden Welle werden bei der Transmission durch die Oberflächenstruktur aufgrund der inhomogenen Transversalverteilung der lokalen Phasengeschwindigkeit verbogen. Der resultierende Fokus-

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

sierungseffekt führt bei Frequenzen oberhalb von 1 THz zu der Ausbildung von diskreten Strahlungskeulen, da der zeitlich gemittelte Poynting-Vektor immer senkrecht zu den Wellenfronten ausgerichtet ist; auch in den Verteilungen der SAR lässt sich dieser Effekt beobachten [Spathmann et al., 2014].

d) Exposition einer verhältnismäßig dicken Hautpartie mit Rillenstruktur und Haar

Abschließend wird das Schichtenmodell der Haut mit Rillen um einen Haarschaft mit Wurzel erweitert. Das Haar ragt dabei aus einem Haarfollikel gemäß Abbildung 3.31 heraus. Im Vergleich mit den zuvor in Abbildung 4.35 gezeigten Ergebnissen sind die hier untersuchten elektrischen Feld- und SAR-Verteilungen in Abbildung 4.36 um 90° nach rechts gedreht [Spathmann et al., 2015b].

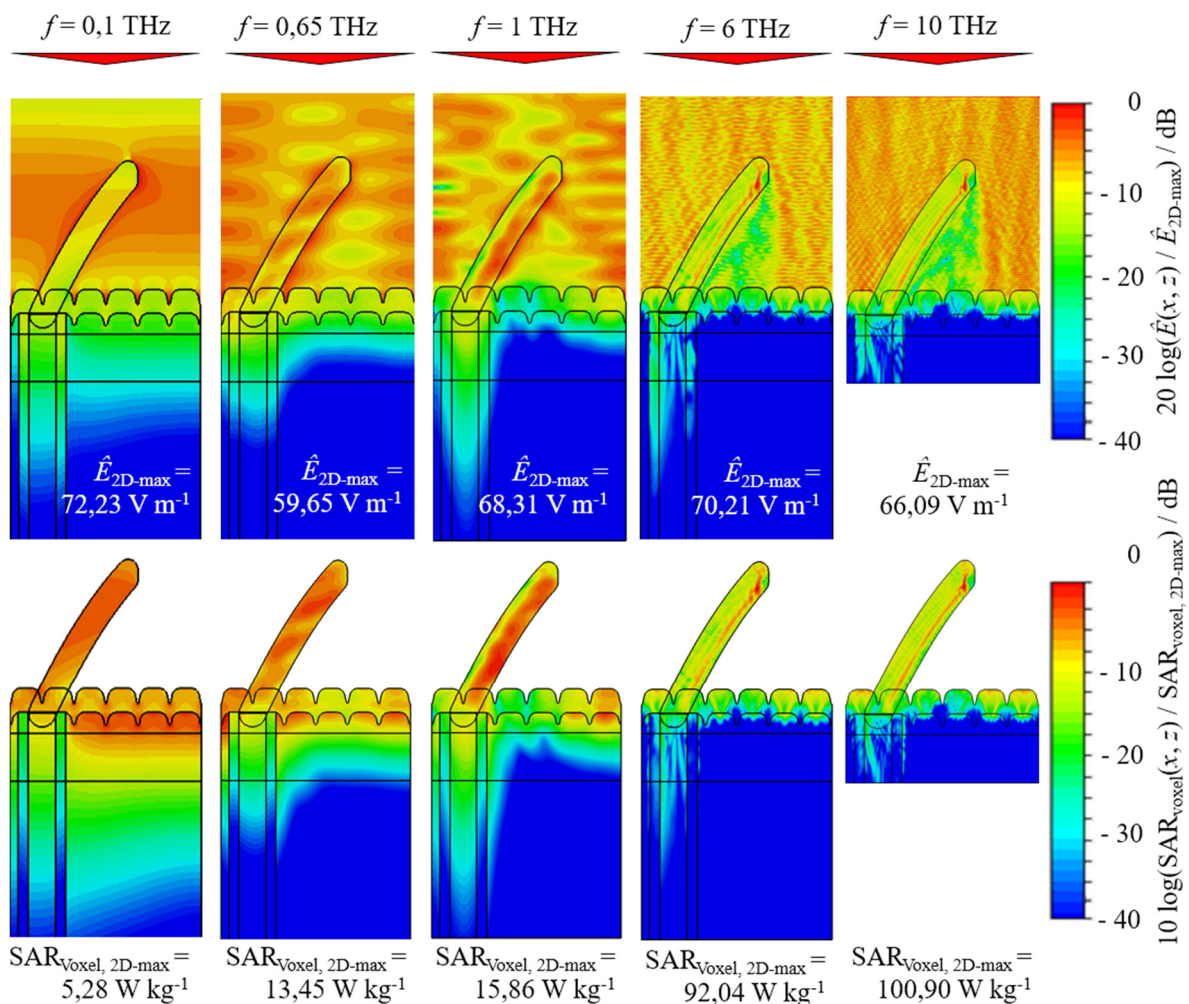


Abbildung 4.36: Normierte elektrische Feld- und SAR-Verteilungen des Hautmodells mit Rillen und Haar in einem Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei Exposition durch TEM-Wellen mit $S = 1 W m^{-2}$ bei den Frequenzen 0,1, 0,65, 1, 6 und 10 THz

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Die in einem minimalen Abstand von 1,2 mm zur Hautoberfläche liegende Anregungsfläche (vgl. Abbildung 3.31) emittiert TEM-Wellen (in Abbildung 4.36 durch rote Dreiecke schematisch dargestellt), die von oben senkrecht auf das Simulationsmodell einfallen. Die dargestellten Feldverteilungen wurden bei einer Leistungsdichte von $S = 1 \text{ W m}^{-2}$ für die Frequenzen 0,1, 0,65, 1, 6 und 10 THz berechnet. Abhängig von der betrachteten Frequenz wurde das Modell zur Reduktion notwendiger Rechenressourcen verkürzt. Bezugswerte (2D-max) der logarithmisch dargestellten Ergebnisse in den gezeigten Schnittebenen sind in der Abbildung angegeben und dienen ausschließlich einer eindeutigen Abbildungsbeschreibung; die Bewertung der Wirkung der Exposition folgt in Abschnitt 4.2.2 „Temperaturverteilung im Thorax“.

Bei allen hier gezeigten Frequenzen kann in der Verteilung der elektrischen Feldstärke beobachtet werden, dass die Welle im Bereich des Haars tiefer in die Epidermis und Dermis eindringt. Die Wurzel des Haars und die umgebende Fettschicht variieren in der relativen Permittivität ϵ_r' um etwa 30%, wodurch sie zusammen wie ein dielektrischer Wellenleiter fungieren. Auch die um mindestens den Faktor 6 kleinere elektrische Leitfähigkeit κ und die somit auch kleineren Verluste des Haars gegenüber der Epidermis und Dermis begünstigt das tiefere Eindringen der Feldstärke. Oberhalb einer Frequenz von 0,65 THz ist zudem erkennbar, dass auf der Hautoberfläche unterhalb des Haars sowohl die elektrische Feldstärke als auch die SAR erkennbar kleiner als im nicht „abgeschirmten“ Bereich sind. Dieser Effekt verdeutlicht sich mit steigender Frequenz [Spathmann et al., 2015b].

4.2 Thermische Simulationen

4.2.1 Erwärmung von biologischen Geweben durch Absorption hochfrequenter Feldenergie

Zur Bewertung der Wirkung von EM-Expositionen biologischer Gewebe mit Frequenzen im THz-Bereich wird im Rahmen dieser Arbeit die thermische Reaktion an Modellen des Auges und der Haut untersucht. Hierzu werden die aus den elektrischen Feldern resultierenden SAR-Verteilungen als zusätzliche Wärmequelle in ein thermisches Modell implementiert. Das für die Berechnung der SAR betrachtete Volumen entspricht dem eines Voxels. Die nachfolgend gezeigten Simulationsergebnisse wurden mit dem kommerziellen Programmpaket CST Studio Suite® berechnet und mit MATLAB® graphisch aufbereitet [Spathmann et al., 2014].

In einem Voxel des Rechengitters ergibt sich zwischen dem Gradienten der Temperatur T zum Zeitpunkt $t = 0$ mit dem thermischen (TH) Parameter der spezifischen Wärmekapazität c_{TH} und der SAR_{Voxel} folgender Zusammenhang:

$$c_{TH} \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=0} = SAR_{Voxel} \quad 4.1$$

Zur Berücksichtigung der Erwärmung von biologischem Gewebe durch Stoffwechselprozesse und des Wärmetransports durch Blutzirkulation wird in der Literatur die Wärmetransport-Gleichung nach Pennes [Pennes, 1948] beschrieben. Die in Gleichung 4.2 gegebene anschauliche Form ist aus [Samaras et al., 2006] entnommen:

$$\rho c_{TH} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (k_{TH} \nabla T) - b_B (T - T_B) + Q_{met} + Q_{EM} \quad 4.2$$

Die Parameter der Gleichung sind dabei die thermische Leitfähigkeit $k_{TH} / \text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$, die Temperatur der arteriellen Blutströmung T_B / K und der Blutflusskoeffizient $b_B = \rho_B c_{TH, B} \rho \omega_{TH} / \text{W m}^{-3}\text{K}^{-1}$. Das tiefgestellte „B“ indiziert dabei auf Blut bezogene Größen, die Perfusionsrate wird durch $\omega_{TH} / \text{m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-1}$ berücksichtigt. Die metabolische (met) Wärmeproduktionsrate Q_{met} und die volumenbezogene elektrische Verlustleistung $Q_{EM} = \rho SAR_{Voxel}$ sind Terme zur Berücksichtigung von Wärmequellen in der Gleichung nach Pennes.

Die abgestrahlte – im Englischen „radiated“ (rad) – Wärmeleistung $P_{TH, rad}$, die über die Gewebe-Luft-Grenzfläche (GF) A_{GF} emittiert wird, errechnet sich aus

$$P_{TH, rad} = A_{GF} \varepsilon_{TH, GF} \sigma_{TH} (T_{GF}^4 - T_{Umgebung}^4) \quad 4.3$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma_{TH} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-4}$, dem Emissionskoeffizienten $\varepsilon_{TH, GF}$ und den Temperaturen in der Umgebung $T_{Umgebung}$ sowie an der Grenzfläche T_{GF} .

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Wärmeleistung, die durch Konvektion (Konv) $P_{\text{TH, Konv}}$ über die Gewebe-Luft-Grenzfläche übertragen wird, berechnet sich durch

$$P_{\text{TH, Konv}} = A_{\text{GF}} h_{\text{TH, c}} (T_{\text{GF}} - T_{\text{Umgebung}}) \quad 4.4$$

mit dem Konvektionskoeffizienten $h_{\text{TH, c}} / \text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$.

4.2.2 Temperaturverteilung im Thorax

a) Erstellung des Modells

Um aus den in den Simulationen ermittelten SAR-Verteilungen der Haut resultierende Temperaturverläufe zu berechnen, ist die Verwendung von Modellen erforderlich, die eine Abfolge von Materialschichten bis zu einer Tiefe berücksichtigen, an der keine durch die elektromagnetische Exposition bedingte thermische Änderung zu erwarten ist und eine normale Körpertemperatur zwischen 35,8 und 37,2°C vorherrscht. Das hierzu verwendete Modell repräsentiert den Thoraxbereich und erstreckt sich mit einer Länge von 96,3 mm bis zur Muskulatur. In Abbildung 4.37 ist das planare Modell im Längsschnitt zusammen mit den verwendeten Schichtdicken dargestellt. Die Haut unterteilt sich dabei gemäß Abbildung 3.27 in drei Sub-Schichten, deren Dicken den Angaben in [Huclova et al., 2012] entsprechen und die bereits für elektromagnetische Simulationen verwendet wurden. Weitere Schichten aus Fett-, Brust- und Muskelgewebe kommen hinzu; Angaben über ihre Dicken sind aus [Samaras et al., 2008] entnommen. Das Modell hat einen quadratischen Querschnitt der Kantenlänge 0,2 mm [Spathmann et al., 2014].

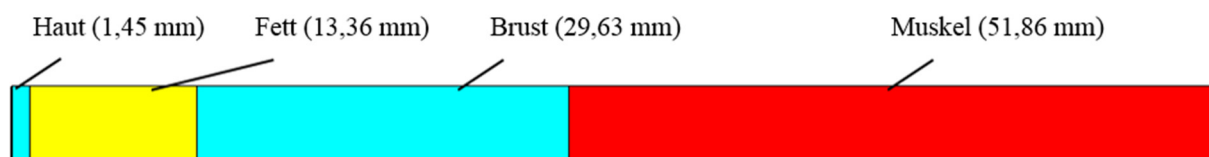


Abbildung 4.37: Schichtenmodell für thermische Untersuchungen im Thoraxbereich [Spathmann et al., 2014]

Die thermischen Parameter für die Simulationen des Thoraxmodells sind in Tabelle 4.13 zusammengefasst.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.13: In [Spathmann et al., 2014] zusammengestellte Materialparameter des thermischen Thoraxmodells; thermische Parameter nach ¹[Samaras et al., 2007], Dichten sind aus ²[Duck, 1990] und ³[Christ et al., 2006] entnommen

Gewebe	¹ Thermische Leitfähigkeit $k_{TH} /$ (W m ⁻¹ K ⁻¹)	¹ Spezifische Wärmekapazität $c_{TH} /$ (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	¹ Blutflusskoeffizient $b_B /$ (W m ⁻³ K ⁻¹)	¹ Metabolismus $Q_{met} /$ (W m ⁻³)	Dichte $\rho /$ (kg m ⁻³)
Stratum Corneum	0,35	3.437	7.170	1.620	² 1.500
Epidermis	0,35	3.437	7.170	1.620	² 1.190
Dermis	0,35	3.437	7.170	1.620	² 1.116
Fett	0,25	2.524	1.671	300	² 971
Brust	0,50	2.524	1.692	300	³ 928
Muskel	0,53	3.546	1.969	480	³ 1.041

Adiabatische Randbedingungen schließen das quaderförmige Modell an den vier seitlich begrenzenden Flächen ab. Auf der quadratischen Hautoberfläche sowie auf der gegenüberliegenden Seite im Körperinneren werden gemäß [Samaras et al., 2007] Konvektionsrandbedingungen mit $h_{TH, c \text{ Oberfläche}} = 7 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ und $h_{TH, c \text{ Innenseite}} = 70 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ verwendet. Hierdurch wird der Wärmeaustausch der Haut mit der umgebenden Luft (hier bei: $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ oder $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$) und der Muskelschicht mit dem Inneren des Körpers bei einer Körperkerntemperatur (KT) von $T_{KT} = 36,85^\circ\text{C}$ simuliert. Die Unterscheidung von zwei Umgebungstemperaturen soll die Fälle einer durchschnittlichen Raumtemperatur sowie einer angenommenen Temperatur zwischen warmer Kleidung und der Körperoberfläche abdecken.

Der erhebliche Unterschied der Ausdehnungen in Längsrichtung zwischen den thermischen und elektromagnetischen Modellen liegt an der sehr geringen Eindringtiefe der vorgestellten EM-Felder bei der Exposition mit Wellen im THz-Frequenzbereich, die nur geringe Längsabmessungen des Modells zur elektromagnetischen Simulation erfordern [Spathmann et al., 2014].

Im Folgenden wird das Prinzip zur Berücksichtigung von expositionsbedingten Wärmequellen in thermischen Modellen beschrieben, das schematisch in Abbildung 4.38 dargestellt ist.

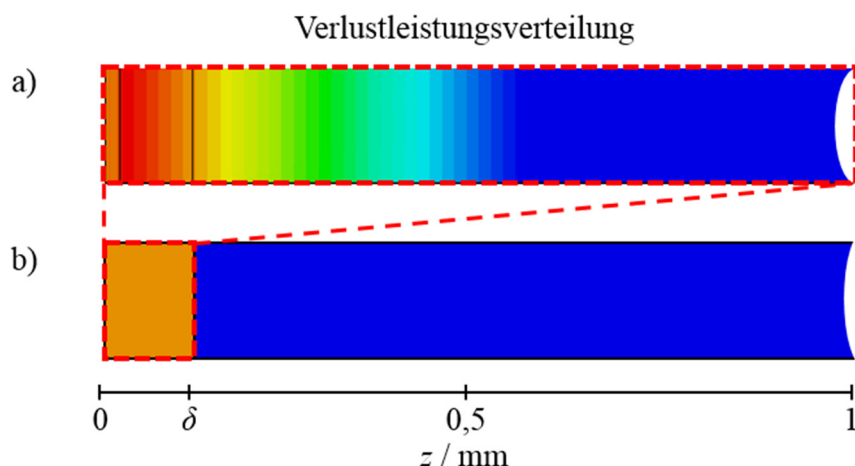


Abbildung 4.38: Schema zur Berücksichtigung expositionsbedingter Wärmequellen in thermischen Modellen

- a) mit der Verlustleistungsverteilung als Ergebnis der EM-Simulation und
b) mit der über den Querschnitt bis zur Eindringtiefe δ belegten Gesamtverlustleistung aus a) als Quelle thermischer Simulationen
(hohe Leistungsdichten sind rot; niedrige blau dargestellt)

Zunächst wird in a) die aus der EM-Feldberechnung resultierende reale Verlustleistungsverteilung über das gesamte Volumen (im Schnitt durch ein rot gestricheltes Rechteck angedeutet) des Bandleitungsmodells integriert. Im Anschluss wird in b) die so berechnete Verlustleistung gleichmäßig über das Volumen von der Oberfläche bis zur Eindringtiefe δ der elektrischen Feldstärke verteilt (ocker dargestellt). Die hieraus resultierende äquivalente homogene Volumenleistungsdichte $Q_{EM} = \rho \text{ SAR}_{\text{Voxel}}$ wird als zusätzliche lokale Wärmequelle in der Wärmetransportgleichung (Gleichung 4.2) bei der thermischen Simulation verwendet. Die verwendeten Eindringtiefen können aus Tabelle 4.10 und Tabelle 4.12 entnommen werden [Spathmann et al., 2014].

Hinweis: Die aktuellste Programmversion des verwendeten numerischen Feldlösers (CST Studio Suite 2015[®]) ist mittlerweile in der Lage, die räumliche Verteilung der EM-Verlustleistung als Quelle zusätzlicher thermischer Erwärmung in der Wärmetransportgleichung nach Pennes [Pennes, 1948] zu berücksichtigen. Untersuchungen mit unterschiedlichen Tiefen der Wärmequelle in der Größenordnung der Eindringtiefe zeigten jedoch bei gleicher Verlustleistung, dass keine signifikanten Unterschiede in den Ergebnissen resultieren.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

b) Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell

i. Stationäre Temperaturberechnung

Berechnungen für die Exposition der Haut an Modellen mit ebenen Grenzflächen

Nachfolgend werden die resultierenden stationären Temperaturverteilungen bei kontinuierlicher Exposition unter Verwendung des planaren Schichtenmodells aus Abbildung 4.37 berechnet. Die als Quelle zusätzlicher thermischer Erwärmung dienenden Verlustleistungsdichten aus der EM-Feldsimulation wurden so skaliert, dass sie einer einfallenden TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ entsprechen. Die in Abbildung 4.39 gezeigte Temperaturverteilung in einem Längsschnitt des Rechenraums wurde für eine senkrecht auf das Hautmodell einfallende TEM-Welle der Frequenz $f = 650 \text{ GHz}$ berechnet [Spathmann et al., 2014].

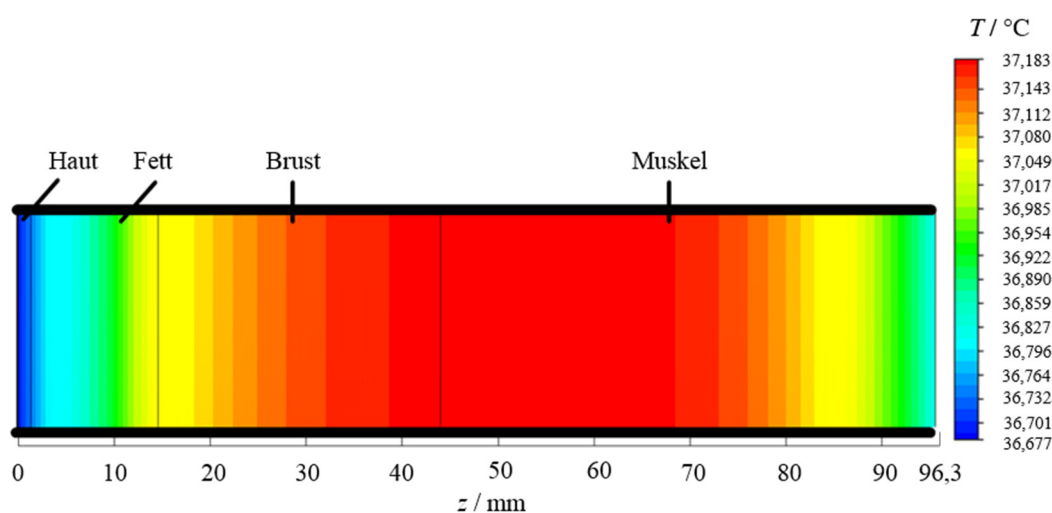


Abbildung 4.39: Stationäre Temperaturverteilung im Längsschnitt des planaren Schichtenmodells des Thoraxes bei Exposition durch eine TEM-Welle mit $f = 650 \text{ GHz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ [Spathmann et al., 2014]

Der Vergleich von drei Temperaturverteilungen, resultierend aus den Expositionsfrequenzen 0,1 THz, 0,3 THz und 10 THz, mit der natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition entlang einer mittig durch das Schichtenmodell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie ist in Abbildung 4.40 gezeigt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

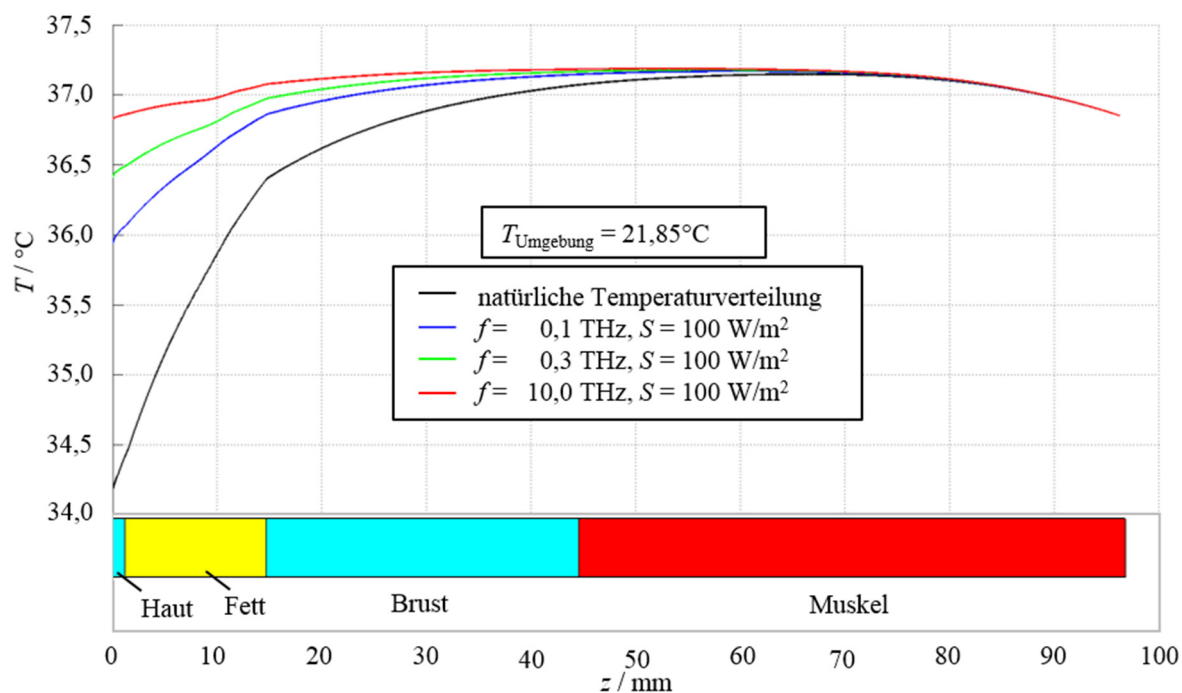


Abbildung 4.40: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ und $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ für drei Frequenzen der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]. Die höchsten Temperaturanstiege bei $f = 0,1, 0,3$ und 10 THz betragen $\Delta T_{\text{max}} = 1,77, 2,24$ und $2,66 \text{ K}$.

Unmittelbar unterhalb der Hautoberfläche tritt jeweils die maximale Temperaturerhöhung ΔT_{max} auf; für die in Abbildung 4.40 gezeigten Frequenzen ist der höchste Anstieg bei der Frequenz $f = 10 \text{ THz}$ mit $\Delta T_{\text{max}} = 2,66 \text{ K}$ berechnet worden.

Hinweis: Als Maß zur Bewertung der Exposition biologischer Gewebe gegenüber elektromagnetischen Feldern im THz-Frequenzbereich werden in dieser Arbeit expositionsbedingte Temperaturanstiegsprofile über dem Ort und der Zeit für unterschiedliche Expositionszeiten und -intensitäten berechnet. Ob die resultierenden Temperaturanstiege, z.B. gezeigt in Abbildung 4.40 für eine kontinuierliche Exposition bei einer Leistungsdichte der einfallenden TEM-Welle von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$, unter Aspekten des Personenschutzes zu hoch liegen, kann ohne die Expertise von Fachleuten aus den Bereichen der Medizin und Biologie nicht beantwortet werden. Üblicherweise orientieren sich die Basisgrenzwerte der spezifischen Absorptionsrate im Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 10 GHz zum Schutz der Allgemeinbevölkerung und von Berufstätigen (vgl. Abbildung 1.1) an der These, dass Temperaturanstiege im Körperinneren von $1 - 2^\circ\text{C}$ als potenziell gesundheitsschädigend anzusehen sind. Bei den hier berechneten

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Temperaturprofilen wird jedoch fast ausschließlich die Temperatur im äußersten Gewebebereich bis zu einer Tiefe von etwa 20 mm beeinflusst; die Temperatur im Körperinneren bleibt davon unbeeinflusst.

Die in Abbildung 4.40 gezeigten Ergebnisse wurden bei einer konstanten Umgebungstemperatur von $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ und einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ für drei Frequenzen ermittelt. In den nachfolgenden Untersuchungen werden bei den zusätzlichen Frequenzen 0,65 THz und 6 THz die Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W m^{-2} und die Umgebungstemperaturen $21,85^\circ\text{C}$ und $36,85^\circ\text{C}$ betrachtet. Abbildung 4.41 zeigt die Temperaturverteilungen bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ und $f = 0,65 \text{ THz}$ entlang einer in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie [Spathmann et al., 2014].

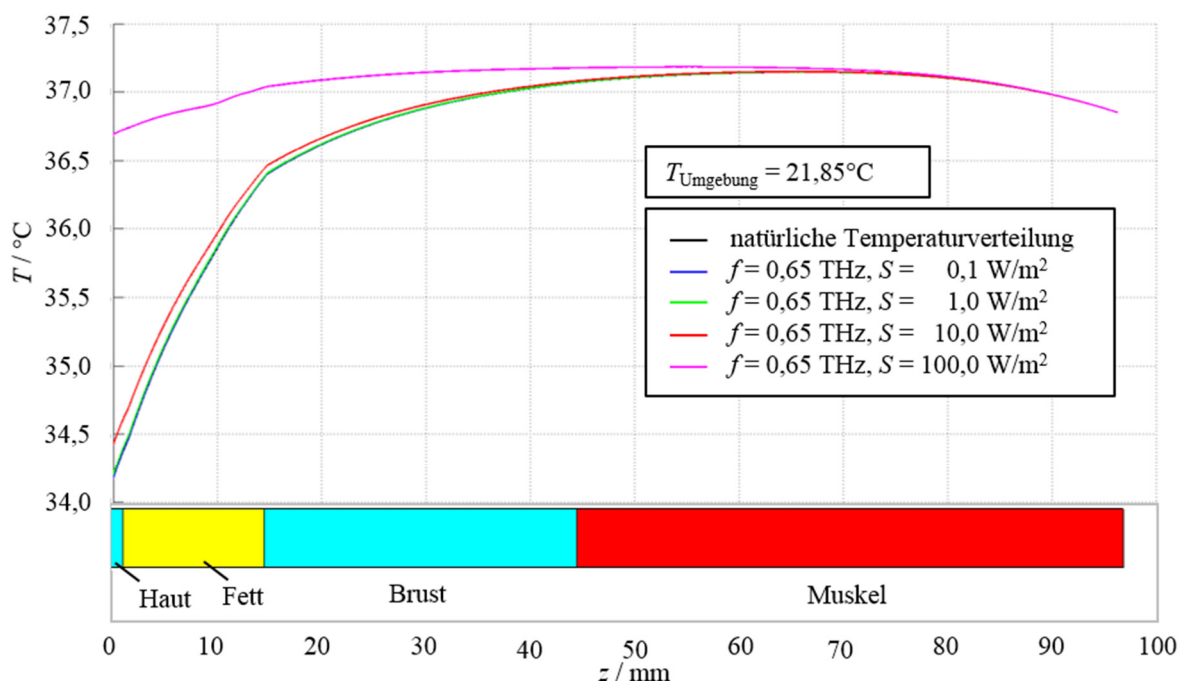


Abbildung 4.41: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ und $f = 0,65 \text{ THz}$ für vier Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

Die höchsten expositionsbedingten Temperaturanstiege ΔT_{max} sind, analog zu den vorab diskutierten Ergebnissen, erwartungsgemäß in der vordersten Hautschicht zu beobachten. Für die hier untersuchte Variation der Leistungsdichte zwischen $S = 0,1 \text{ W m}^{-2}$ und 100 W m^{-2} stellt sich im Vergleich zur natürlichen Temperatur an der Hautoberfläche ein von S linear abhängiger maximaler Temperaturanstieg ΔT_{max} zwischen 0,003 K und 2,505 K ein. Der Bereich der höchsten absoluten Temperatur von ca. $37,15^\circ\text{C}$ liegt innerhalb der Muskulatur bei etwa

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

$z = 50$ mm (vgl. [Samaras et al., 2007]); durch die gewählten isothermen Randbedingungen bei $z = 96,3$ mm reduziert sich dort die Temperatur auf $36,85^\circ\text{C}$.

Unter den zuvor verwendeten Bedingungen, jedoch mit einer Umgebungstemperatur von $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$, wurden die in Abbildung 4.42 dargestellten Temperaturprofile berechnet.

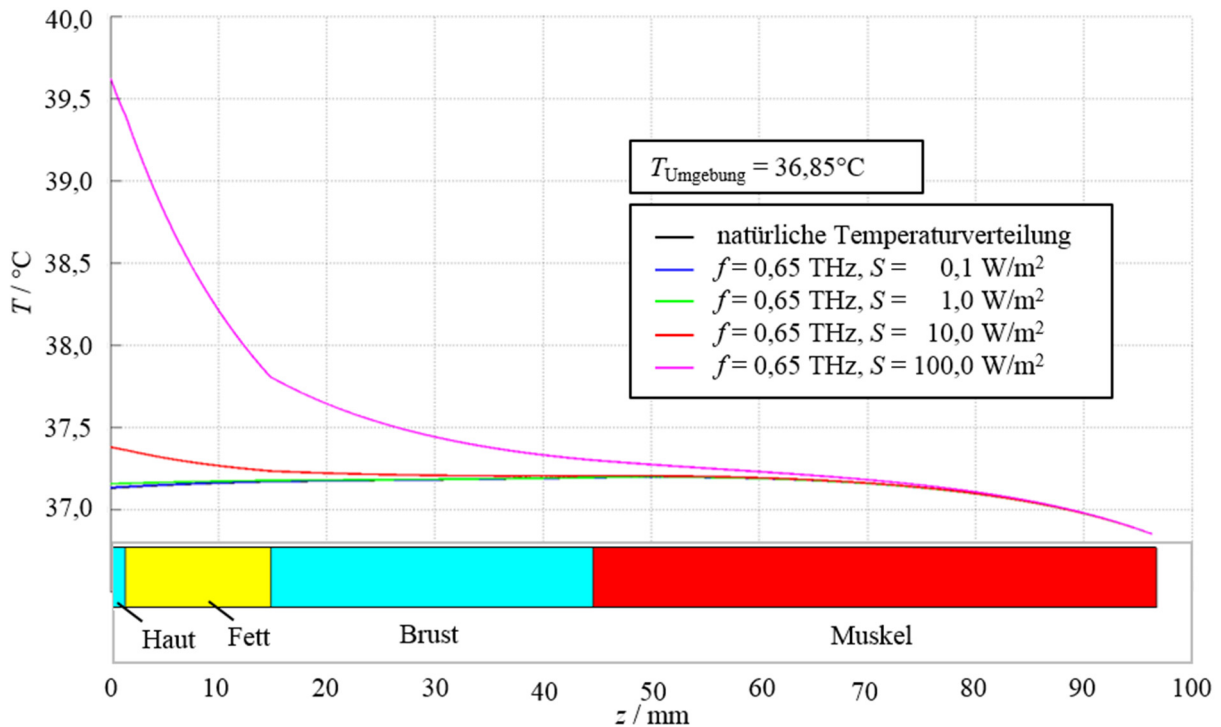


Abbildung 4.42: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ und $f = 0,65$ THz für vier Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

Unter diesen Bedingungen wird für den expositionsfreien Fall eine natürliche Temperaturverteilung mit annähernd konstanter Temperatur von $37,15^\circ\text{C}$ errechnet. Auch hier stellt sich durch die gewählte thermische Randbedingung am Ende des Modells ($z = 96,3$ mm) eine auf $36,85^\circ\text{C}$ reduzierte Temperatur ein. Die Exposition durch einfallende TEM-Wellen der Leistungsdichten S zwischen $0,1$ und 100 W m^{-2} resultiert an der Oberfläche in maximalen Temperaturanstiegen ΔT_{max} zwischen $0,003$ K und ca. $2,5$ K.

Vergleicht man bei der höchsten Leistungsdichte von $S = 100$ W m^{-2} die Temperaturanstiege für unterschiedliche Umgebungstemperaturen, so ist die expositionsbedingte Differenz bei $21,85^\circ\text{C}$ mit ca. $0,02$ K geringfügig höher.

Analog zu den vorangegangenen Untersuchungen werden in Abbildung 4.43 und Abbildung 4.44 die Temperaturprofile bei $f = 6$ THz untersucht. Wesentliche Unterschiede der gezeigten

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Ergebnisse bei unterschiedlichen Frequenzen sind ausschließlich in den maximalen Temperaturanstiegen ΔT_{\max} zu beobachten.

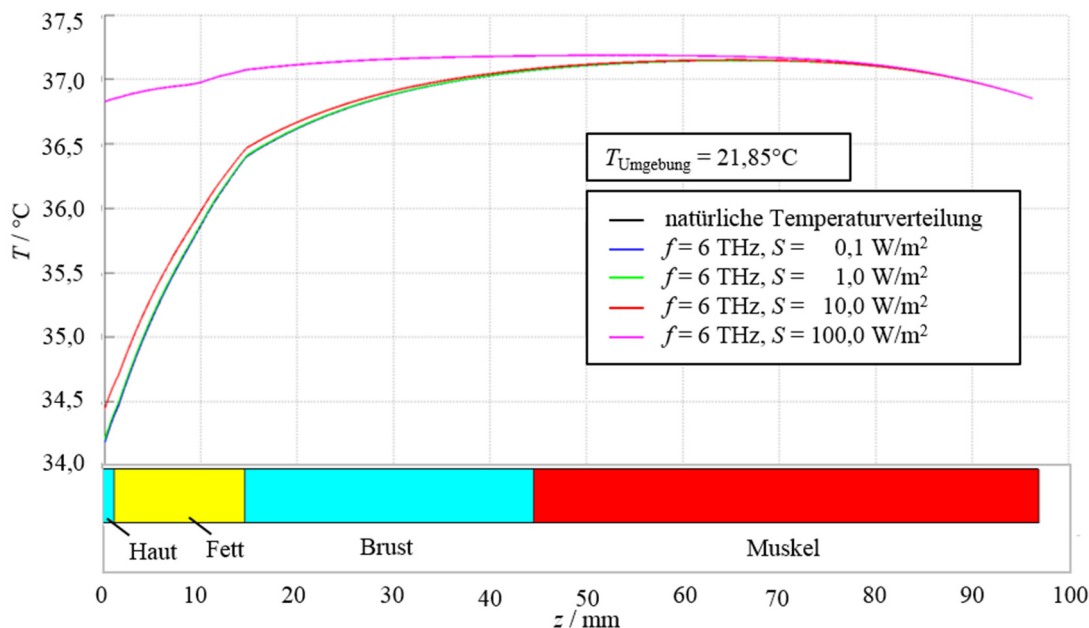


Abbildung 4.43: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thorax bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ und $f = 6$ THz für vier Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

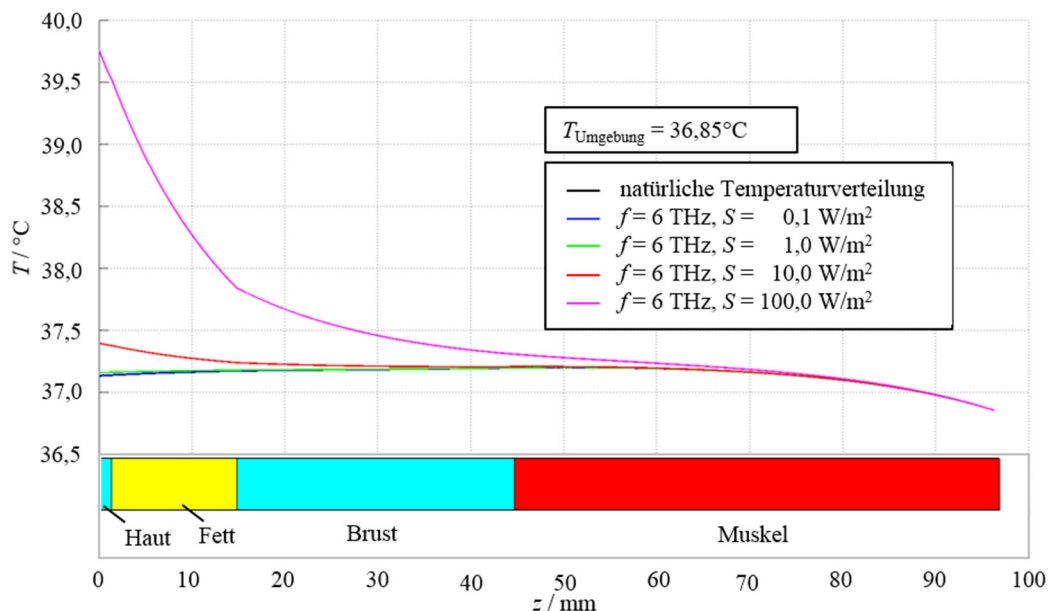


Abbildung 4.44: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thorax bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ und $f = 6$ THz für vier Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Eine Auflistung der höchsten Temperaturanstiege für die zuvor gezeigten Ergebnisse ist in Tabelle 4.14 gegeben.

Tabelle 4.14: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C bzw. 36,85°C an der Hautoberfläche durch Exposition des Thoraxmodells mit einer TEM-Welle bei zwei Frequenzen und vier verschiedenen Leistungsdichten [Spathmann et al., 2014]

f / THz	$S / (\text{W m}^{-2})$	$\Delta T_{\text{max}} / \text{K}$ ($T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$)	$\Delta T_{\text{max}} / \text{K}$ ($T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$)
0,65	0,1	0,003	0,003
	1,0	0,025	0,025
	10,0	0,250	0,248
	100,0	2,505	2,488
6,00	0,1	0,003	0,003
	1,0	0,026	0,026
	10,0	0,265	0,263
	100,0	2,649	2,630

Für die höchste Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ ist der Anstieg ΔT_{max} bei der Expositionsfrequenz 6 THz gegenüber den Ergebnissen bei 0,65 THz um ca. 0,14 K ($T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$) bzw. ca. 0,15 K ($T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$) erhöht.

Bei konstanter Umgebungstemperatur und Frequenz ist die Abhängigkeit des Temperaturanstiegs in dem hier untersuchten Bereich linear mit der Leistungsdichte verknüpft; so ist es unmittelbar möglich, z.B. aus den in Abbildung 4.40 gezeigten Ergebnissen der maximalen Temperaturanstiege bei $S = 100 \text{ W m}^{-2}$, ΔT_{max} für beliebige S zu skalieren [Spathmann et al., 2014].

Berechnungen für die Exposition der Haut an Modellen mit Rillen und Haar

Den zuvor gezeigten Temperaturprofilen lagen die absorbierten Verlustleistungsdichteverteilungen im planaren Hautmodell bei verschiedenen Expositionsszenarien zugrunde.

Für die in Abbildung 4.45 gezeigten stationären Temperaturverteilungen wurden die Verlustleistungsdichteverteilungen aus Abschnitt 4.1.3 c) eines Hautmodells mit Rillen als thermische Quelle herangezogen, die für eine Exposition durch eine TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 0,1, 0,65, 1, 6$ und 10 THz berechnet und im Anschluss auf eine Leistungsdichte der einfallenden Welle von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ skaliert wurden. Die für eine Umgebungstemperatur von $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ geltenden Ergebnisse weisen qualitativ die gleichen Temperaturprofile auf wie im planaren Hautmodell (vgl. Abbildung 4.41). Aufgrund der gerillten Oberfläche wird jedoch mehr Leistung absorbiert, was zu einer leichten Erhöhung des Temperaturanstieges mit etwa $\Delta T_{\text{max}} \approx 0,1 \text{ K}$ führt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

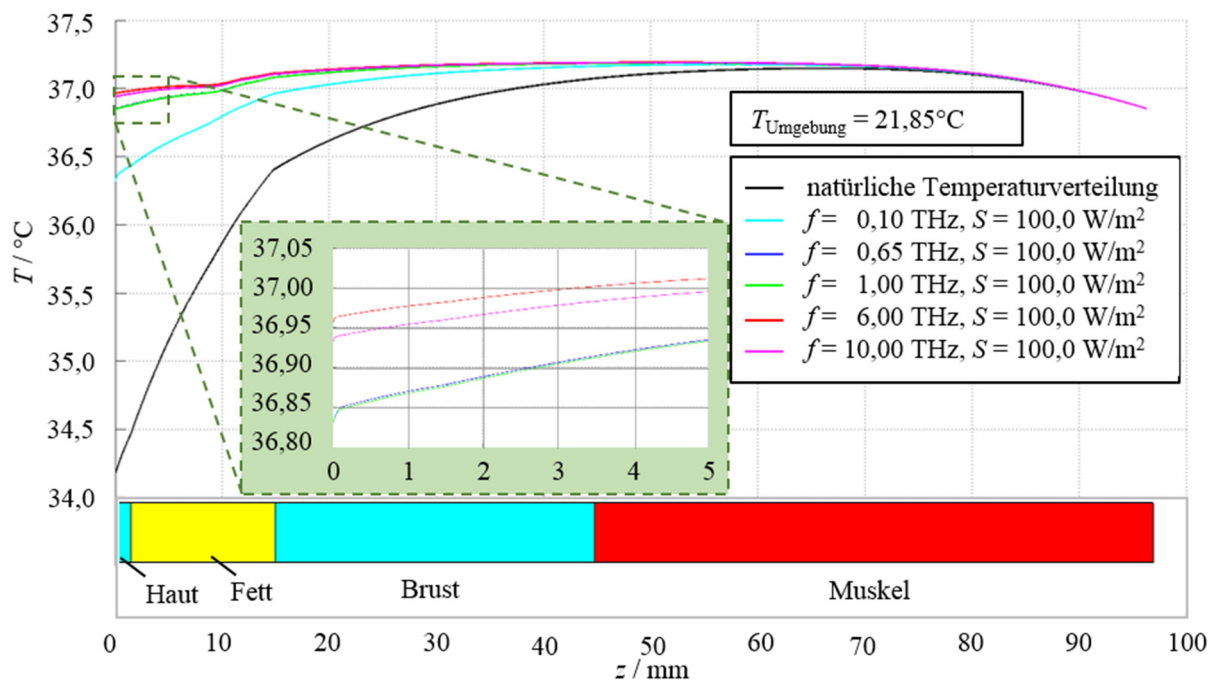


Abbildung 4.45: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes für $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ aufgrund der Exposition des Hautmodells mit Rillen bei $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ und vier Frequenzen der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition

Auch für das Hautmodell mit Rillen und einem Haar aus Abschnitt 4.1.3 d) wurden die stationären Temperaturverteilungen bei einer Exposition durch eine einfallende TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 0,1, 0,65, 1, 6$ und 10 THz und einer auf $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ skalierten Leistungsdichte der einfallenden Welle untersucht. Wie bereits in Abbildung 4.36 zu erkennen war, wird ein Teil der einfallenden Leistung innerhalb des Haares absorbiert. Da beim Haar das Verhältnis der Oberfläche zum Volumen um ein Vielfaches größer als bei der Haut ist, wird davon ausgegangen, dass an der Haar/Luft-Grenzfläche der Großteil der im Haar absorbierten Leistung durch Konvektion an die Luft übergeht. Als thermische Wärmequelle wird daher ausschließlich die in Abbildung 4.38 definierte Verlustleistungsdichte innerhalb der Haut herangezogen.

In den in Abbildung 4.46 gezeigten Temperaturprofilen bei der Umgebungstemperatur von $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ wird dies durch einen gesenkten Temperaturanstieg bei allen gezeigten Frequenzen von etwa $\Delta T_{\text{max}} \approx 0,5 \text{ K}$ deutlich. Aufgrund der komplexen elektrischen Feld- und der daraus resultierenden SAR-Verteilungen (vgl. Abbildung 4.36) variiert die zur Erwärmung beitragende Verlustleistung deutlich mit der Frequenz.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

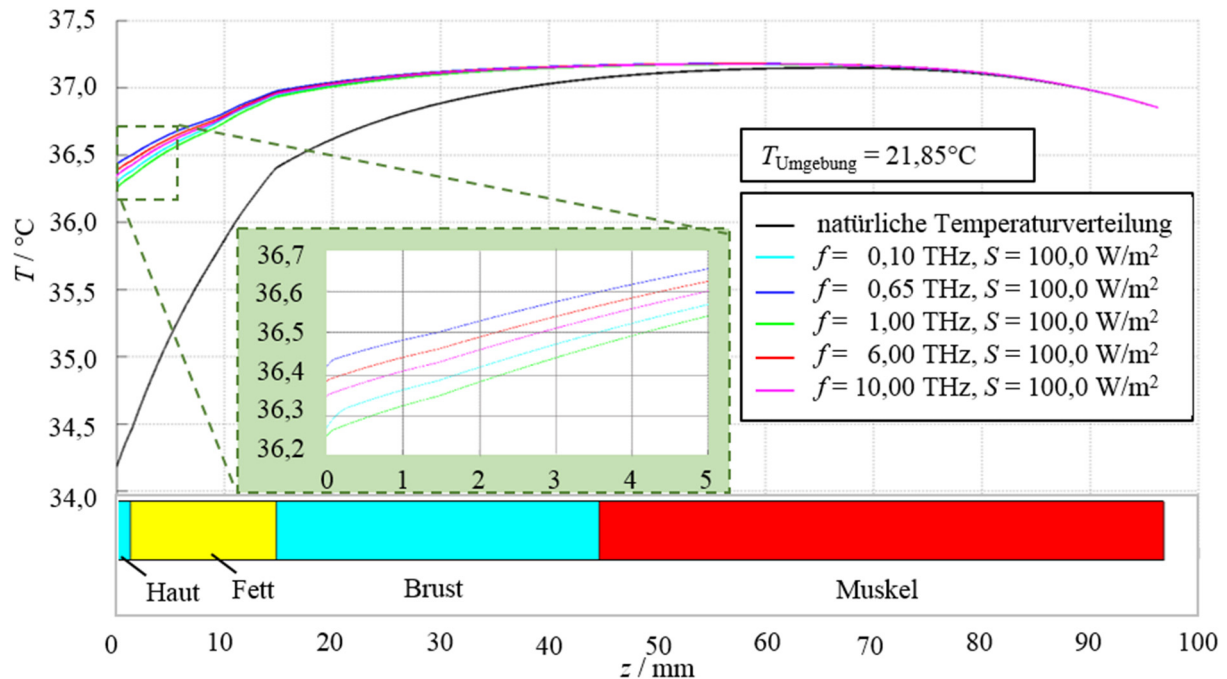


Abbildung 4.46: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes für $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ aufgrund der Exposition des Hautmodells mit Rillen und Haar bei $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ und vier Frequenzen der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition

ii. Transiente Temperaturberechnung

Die bislang gezeigten stationären Temperaturverteilungen repräsentieren den sich einstellenden thermischen Endzustand einer unendlich andauernden Exposition. Dieser Fall stellt somit eine Analyse eines „Worst Case“-Szenarios dar. Für die Berücksichtigung zeitlich begrenzter Expositionsauern der TEM-Anregung werden im Folgenden transiente Untersuchungen analysiert, und zwar am Beispiel des thermischen planaren Schichtenmodells des Thoraxes (vgl. Abbildung 4.37) kombiniert mit dem elektromagnetischen Bandleitungsmodell mit ebenen Grenzflächen (vgl. Abbildung 3.12).

Berechnungen für die Langzeit-Exposition (100 min)

Für vier Leistungsdichten $S = 0,1, 1, 10$ und 100 W m^{-2} wird in Abbildung 4.47 bei der Frequenz $0,65 \text{ THz}$ der transiente Temperaturanstieg gegenüber der natürlichen Temperatur einer 100 min andauernden Exposition des planaren Schichtenmodells des Thoraxes gezeigt. Die

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Auswertung erfolgt an einem Punkt in der Mitte des Stratum Corneums (10 μm unterhalb der Hautoberfläche) [Spathmann et al., 2014].

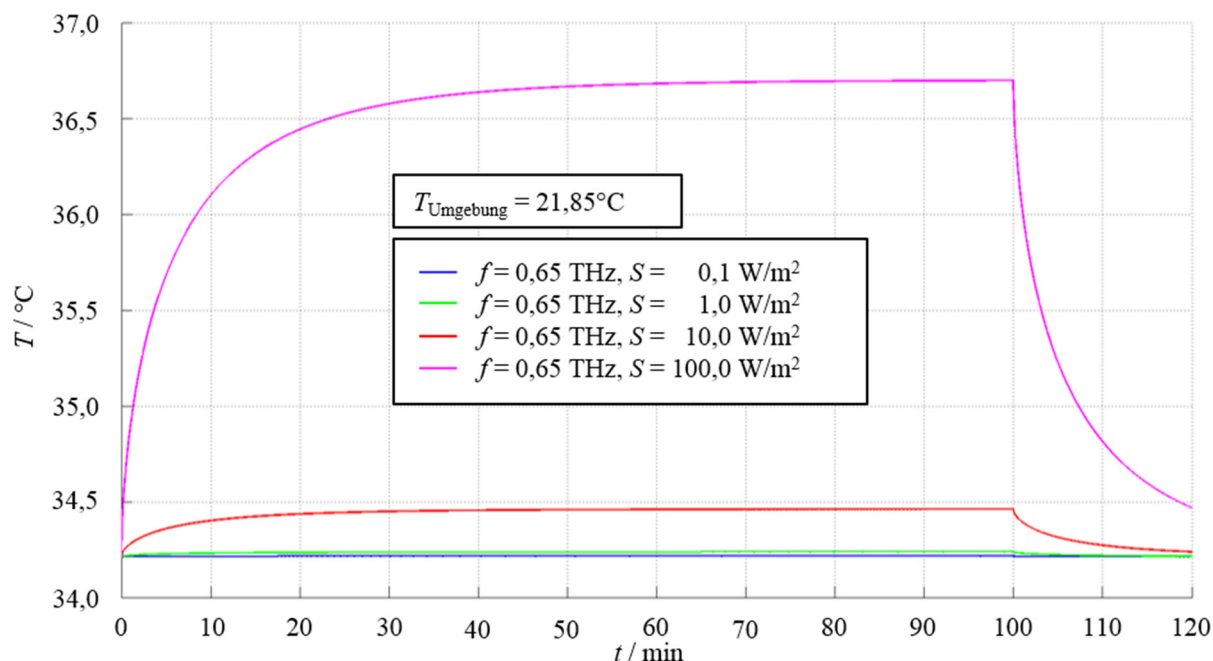


Abbildung 4.47: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ [Spathmann et al., 2014]

Es ist zu erkennen, dass bereits nach einer Expositionszeit kleiner als 100 min der stationäre thermische Zustand erreicht wird. Die relativen Temperaturanstiege nach 100 min im Vergleich zur natürlichen Ausgangstemperatur entsprechen den Tabelle 4.14 zu entnehmenden Werten von ΔT_{max} für eine stationäre Berechnung. Bereits nach etwa einem Fünftel der Anregungszeit, also nach ca. 20 min, ist die Temperatur auf etwa 90% ihres stationären Wertes angestiegen. Nachdem bei $t = 100 \text{ min}$ die Exposition abgeschaltet wurde, fällt die Temperatur mit der gleichen Zeitkonstante wieder auf die natürliche Temperatur ab.

Analog zu der vorangegangenen Simulationsreihe wird nun die gleiche Untersuchung bei einer Umgebungstemperatur von $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ durchgeführt und in Abbildung 4.48 zusammengefasst.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

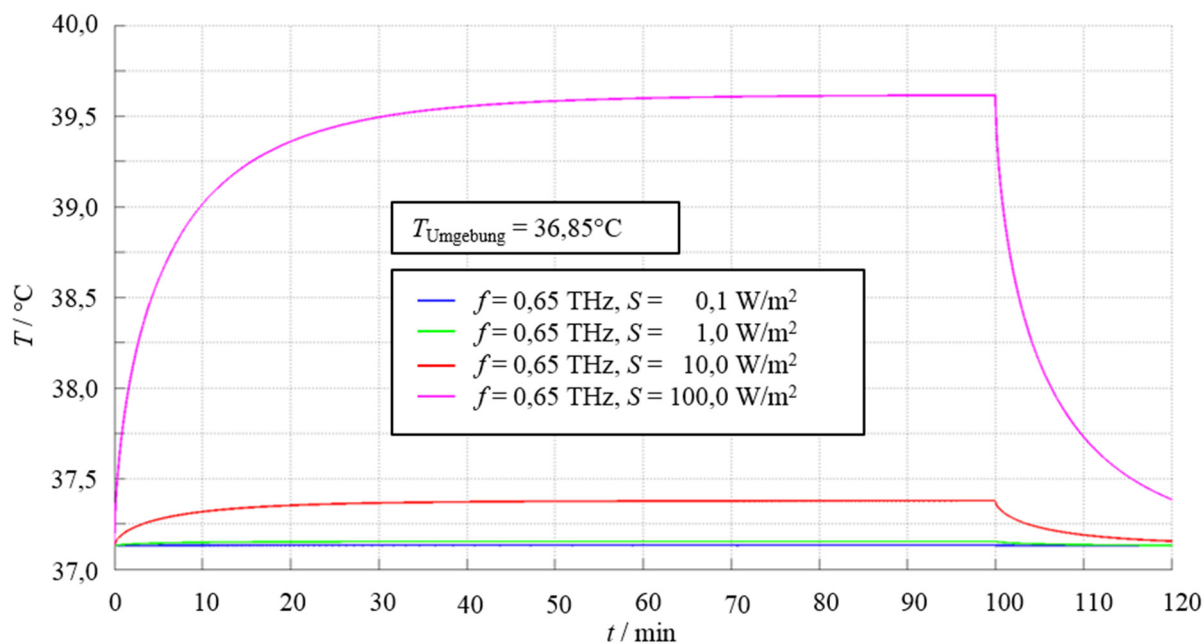


Abbildung 4.48: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10\ \mu\text{m}$ unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65$ THz [Spathmann et al., 2014]

Auch hier entsprechen die maximalen Temperaturanstiege ΔT_{max} nach einer 100-minütigen Exposition den Werten der stationären Berechnung (vgl. Tabelle 4.14).

Die Temperaturverläufe bei einer Expositionsfrequenz von 6 THz sind in Abbildung 4.49 ($T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$) und Abbildung 4.50 ($T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$) dargestellt.

Unterschiede zwischen den Simulationen der Temperaturanstiege bei den beiden betrachteten Frequenzen sind lediglich durch kleine Variationen der momentanen Temperaturwerte zu erkennen. Maximale Temperaturanstiege nach 100 min Exposition entsprechen den korrespondierenden Angaben zu den maximalen stationären Ergebnissen in Tabelle 4.14 [Spathmann et al., 2014].

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

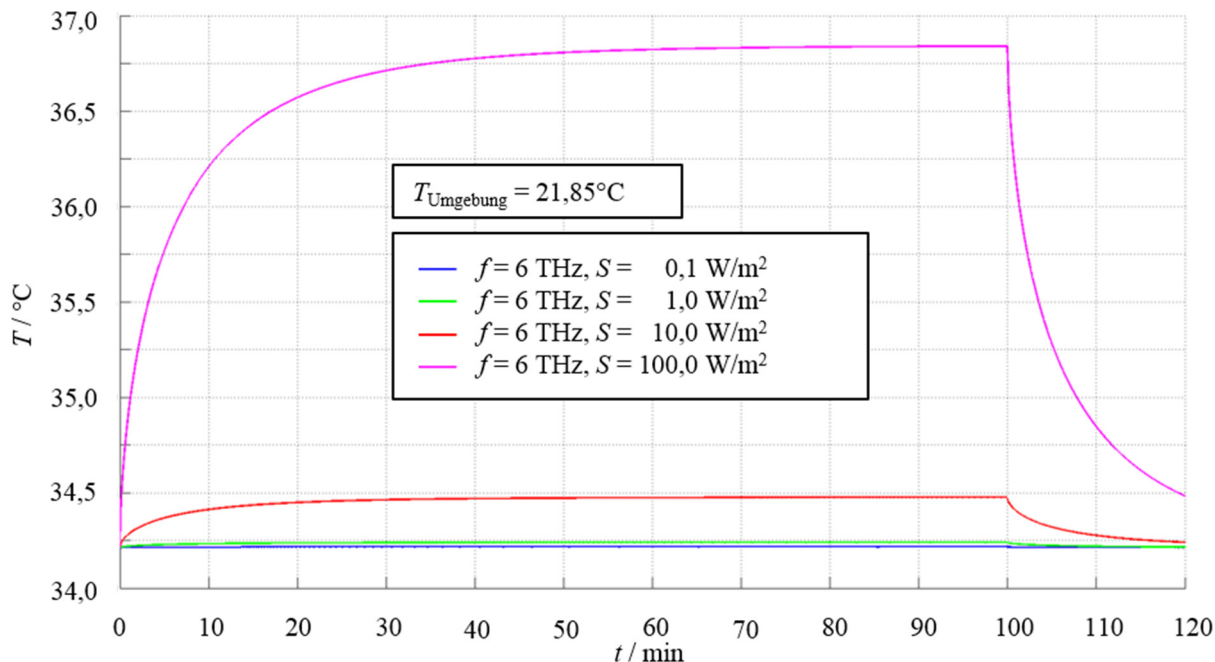


Abbildung 4.49: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10\ \mu\text{m}$ unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^{\circ}\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6\ \text{THz}$ [Spathmann et al., 2014]

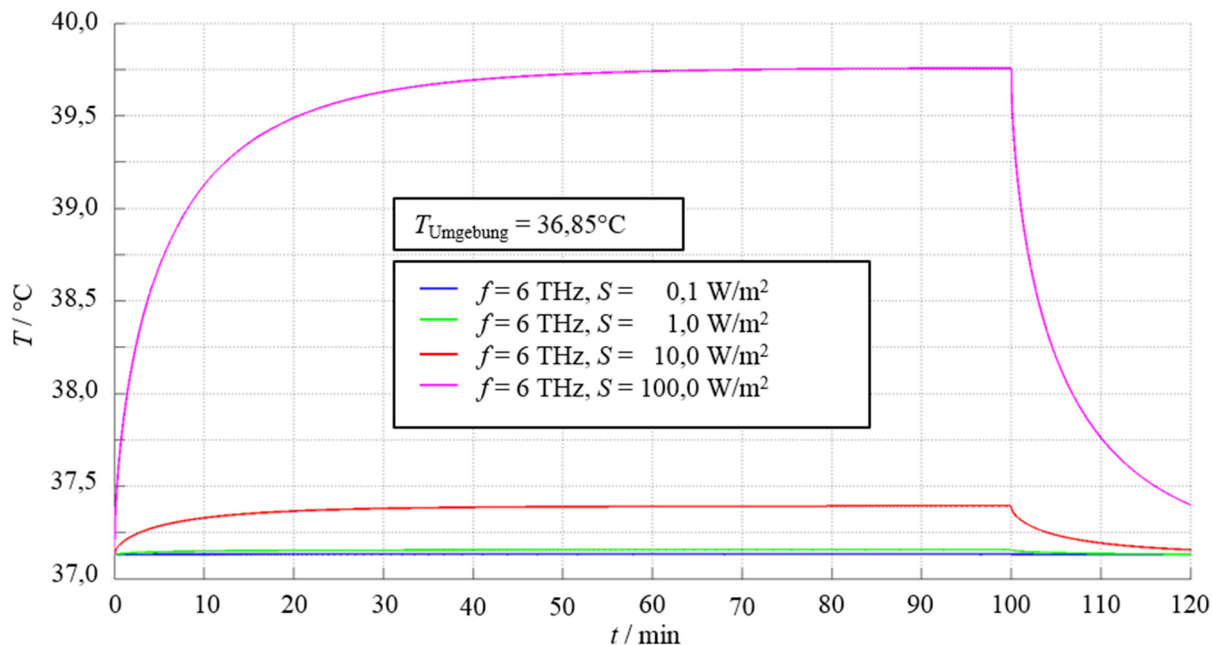


Abbildung 4.50: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10\ \mu\text{m}$ unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ während einer 100 min-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6\ \text{THz}$ [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Berechnungen für die Kurzzeit-Exposition (50 ms)

Zur Unterstützung von Personenkontrollen (z.B. an Flughäfen) kommen auch bildgebende Geräte zum Einsatz, die in einer deutschen Industriekooperation [Ahmed et al., 2011], [Kircher-Kohl, 2011] entwickelt wurden. Bei dem zugrunde liegenden Konzept werden Antennenarrays verwendet, die sowohl Sende- als auch Empfangsantennen enthalten. Die Sender werden einzeln nacheinander aktiviert, so dass zu jedem Zeitpunkt nur eine Sendeantenne arbeitet und eine divergierende Welle emittiert. Die an der Körperoberfläche der zu untersuchenden Person reflektierten und von allen Empfangsantennen gleichzeitig aufgenommenen Signale werden digital nachbearbeitet, so dass ein fokussiertes dreidimensionales Bild konstruiert werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit interessierende effektive Expositionsdauer von Personen wird für diesen Sicherheitsscannertyp nach Angaben von [Ahmed, 2012] mit 50 ms beziffert.

Die berechneten transienten Temperaturverläufe werden in Abbildung 4.51 bis Abbildung 4.54 für einen Punkt mittig im Stratum Corneum (10 μm unterhalb der Hautoberfläche) vorgestellt. Hierbei werden für die einfallende TEM-Welle die Frequenzen $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz und die Leistungsdichten $S = 0,1, 1, 10$ und 100 W m^{-2} angenommen; die Umgebungstemperaturen werden mit $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ bzw. $31,85^\circ\text{C}$ berücksichtigt. Zum Zeitpunkt $t = 10 \text{ ms}$ wird die Quelle jeweils eingeschaltet und bei $t = 60 \text{ ms}$ wieder abgeschaltet.

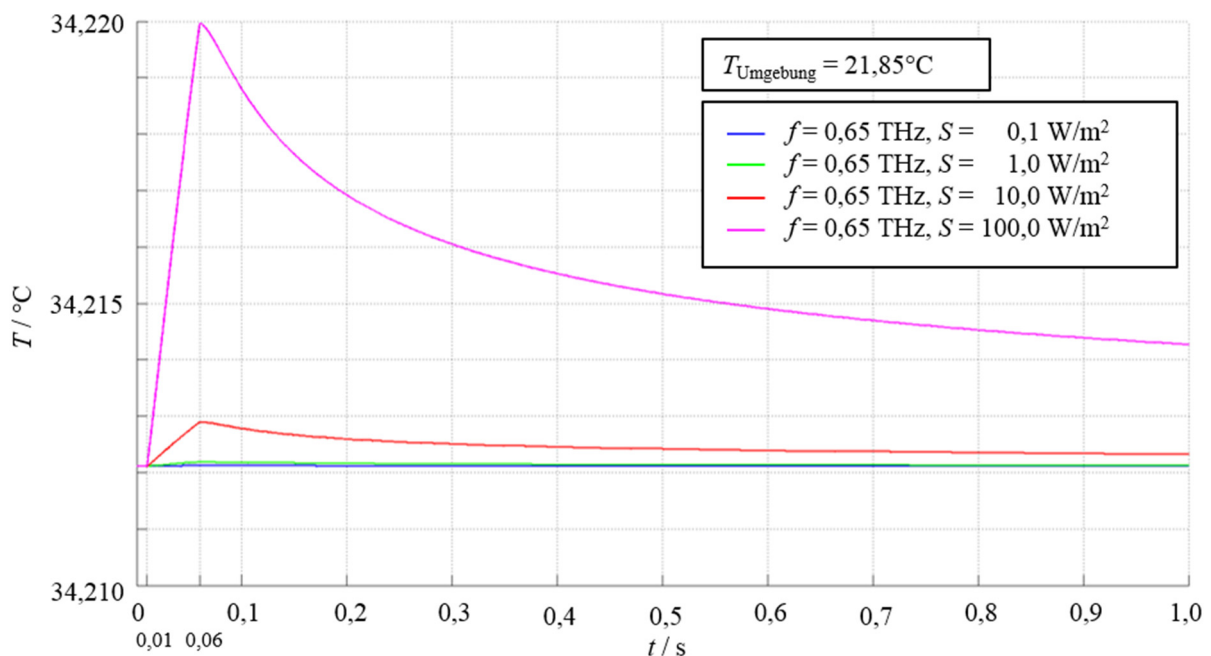


Abbildung 4.51: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

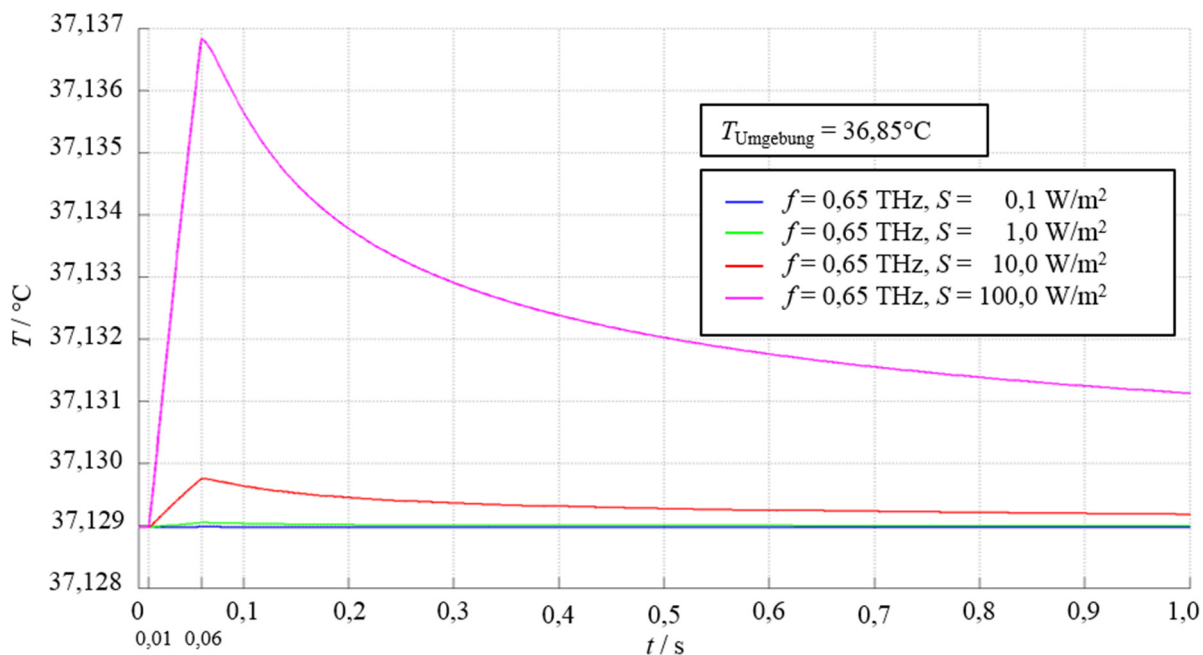


Abbildung 4.52: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ [Spathmann et al., 2014]

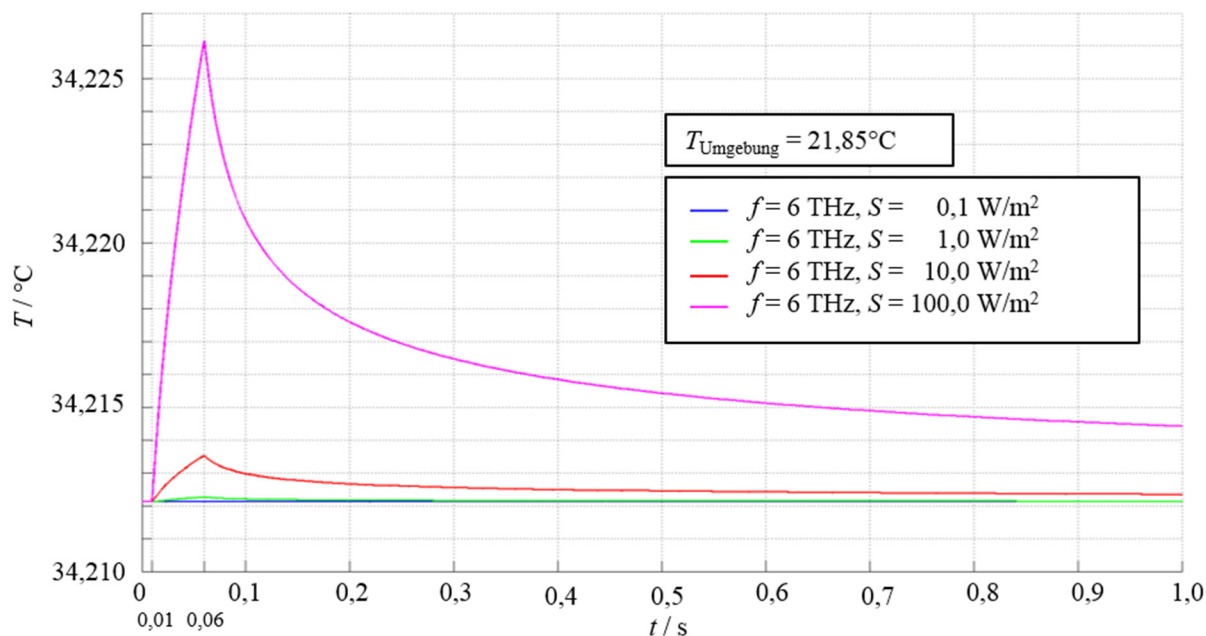


Abbildung 4.53: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$ [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

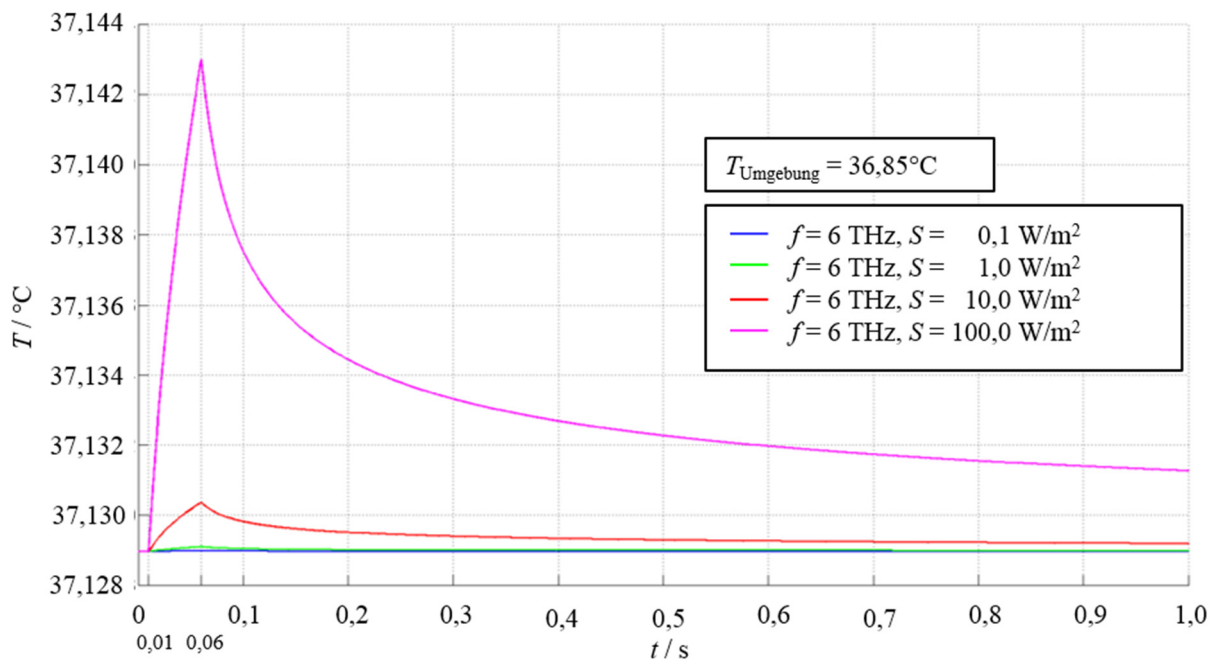


Abbildung 4.54: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer 50 ms-Exposition für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6$ THz [Spathmann et al., 2014]

Die in den voranstehenden vier Abbildungen dargestellten Temperaturprofile zeigen ähnliche Kurvenverläufe. Abhängig von der gewählten Umgebungstemperatur beträgt die Temperatur an der Hautoberfläche des Thoraxes zum Zeitpunkt $t = 0$ etwa $34,21^\circ\text{C}$ ($T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$) bzw. $37,13^\circ\text{C}$ ($T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$); Einfluss auf die Temperaturanstiege ΔT_{max} hat die Umgebungstemperatur (bei sonst gleichen Bedingungen) hier kaum. Nach einem steilen Temperaturanstieg während der Expositionsdauer fällt die Temperatur (mit der Zeitkonstante $\tau \approx 0,16$ s, für die $T(t = 0,06 \text{ s} + \tau) = T(t = 0) + 1/e \Delta T_{\text{max}}$ gilt) exponentiell ab. Die maximalen Temperaturanstiege sind bei $f = 6$ THz gegenüber der niedrigeren Frequenz fast doppelt so hoch. Maßgeblicher Einfluss auf die Temperaturanstiege geht von der gewählten Leistungsdichte S aus; so sind in den Abbildungen Temperaturerhöhungen erst ab $S = 10 \text{ W m}^{-2}$ zu erkennen. Alle Temperaturanstiege sind in den gezeigten Ergebnissen linear von der Leistungsdichte abhängig.

Die bei $t = 60$ ms auftretenden maximalen Temperaturerhöhungen ΔT_{max} sind in Tabelle 4.15 zusammengefasst. Erwartungsgemäß liegen die hier berechneten höchsten Temperaturanstiege unter 15 mK und damit weit unter den maximalen stationären Temperaturanstiegen [Spathmann et al., 2014]. Die bereits zu den Kurvenverläufen beschriebenen Abhängigkeiten von f , S und T_{Umgebung} spiegeln sich auch im Vergleich der ΔT_{max} -Werte wider.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.15: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C bzw. 36,85°C an der Hautoberfläche durch Kurzzeit-Exposition (50 ms) des Thoraxmodells mit einer TEM-Welle bei zwei Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten [Spathmann et al., 2014]

f / THz	$S / (\text{W m}^{-2})$	$\Delta T_{\text{max}} / \text{mK}$	
		$(T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C})$	$(T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C})$
0,65	0,1	0,008	0,01
	1,0	0,078	0,08
	10,0	0,79	0,78
	100,0	7,9	7,85
6,00	0,1	0,014	0,01
	1,0	0,14	0,14
	10,0	1,4	1,4
	100,0	14,1	14,05

Berechnungen für die Kurzzeit-Exposition (12,5 ms)

Die im vorherigen Abschnitt untersuchte Expositionszeit von 50 ms wurde aufgrund von Angaben über das dort zugrunde gelegte Sicherheitsscanner-Prinzip mit diffuser Objektbestrahlung ausgewählt. Es gibt noch andere Konzepte von Sicherheitsscannern, z.B. auf Basis von Röntgenstrahlung arbeitende Geräte, deren Einsatz vom Bundesamt für Strahlenschutz allerdings abgelehnt wird [BfS, 2015], oder im THz-Frequenzbereich betriebene Systeme, bei denen ein fokussierter THz-Strahl die Körperoberfläche nach und nach abtastet und an jedem Scanpunkt eine kurze Zeit verweilt, während ein Detektor das reflektierte Signal registriert. Dieses von [Cooper et al., 2008] beschriebene Konzept benötigt für jeden Punkt eine realistische effektive Expositionszeit von 12,5 ms, die nachfolgend beurteilt werden soll [Spathmann et al., 2014].

Auch in dieser Untersuchung wird der Temperaturverlauf an einem mittig gelegenen Messpunkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.55 und Abbildung 4.56 dargestellt. Da bereits bei der 50 ms andauernden Exposition für Leistungsdichten $S \leq 10 \text{ W m}^{-2}$ gezeigt werden konnte, dass die resultierenden maximalen Temperaturanstiege $\Delta T_{\text{max}} \leq 1,4 \text{ mK}$ betragen, wird in dieser Untersuchung mit 12,5 ms Expositionsdauer ausschließlich die Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ bei den Frequenzen 0,65 THz und 6 THz und den Umgebungstemperaturen $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ und $36,85^\circ\text{C}$ betrachtet.

Zum Zeitpunkt $t = 10 \text{ ms}$ wird die Quelle eingeschaltet und bei $t = 22,5 \text{ ms}$ abgeschaltet. In diesem Zeitfenster entsprechen die Ergebnisse einem Ausschnitt aus den zuvor gezeigten Verläufen bei einer 50 ms-Exposition. Die Abhängigkeiten der in Abbildung 4.55 und Abbildung

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

4.56 gezeigten Temperaturprofile von Umgebungstemperatur, Frequenz und Leistungsdichte sind prinzipiell ähnlich zu der vorangegangenen Untersuchung; maximale Temperaturanstiege sind wegen der kürzeren Expositionszeit jedoch erheblich kleiner.

Der Temperaturanstieg ΔT_{\max} beträgt bei 6 THz etwa 5 mK, bei 0,65 THz 2 mK. Eine Abhängigkeit der Ergebnisse von den hier betrachteten Umgebungstemperaturen ist kaum erkennbar [Spathmann et al., 2014].

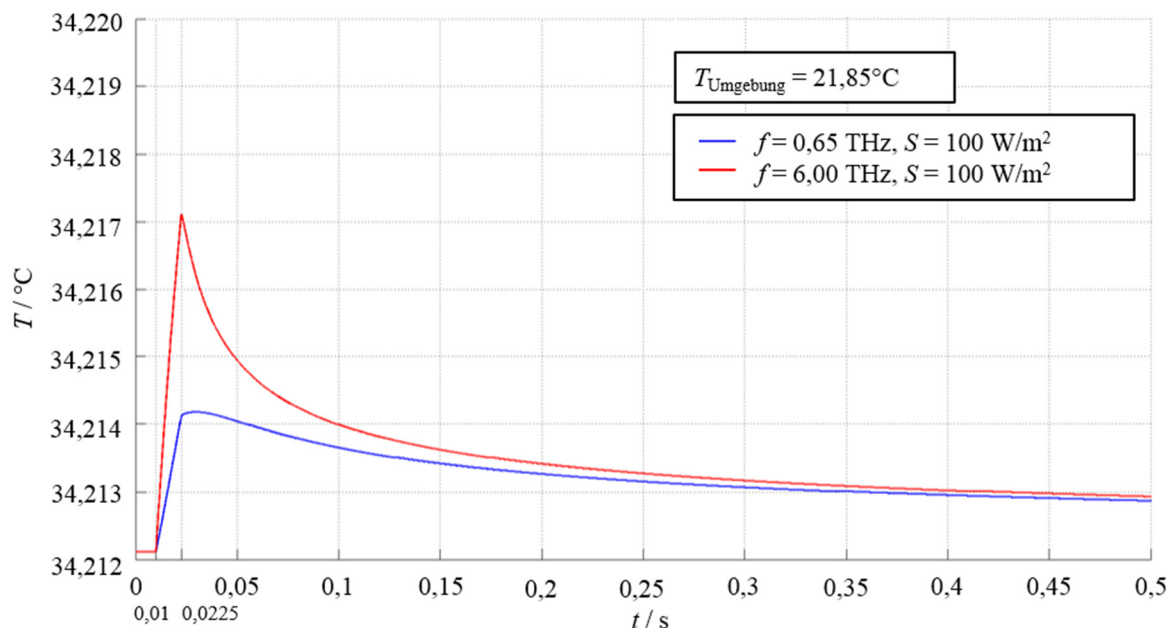


Abbildung 4.55: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$ während einer 12,5 ms-Exposition durch eine TEM-Welle mit $f = 0,65$ THz und 6 THz bei einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ [Spathmann et al., 2014]

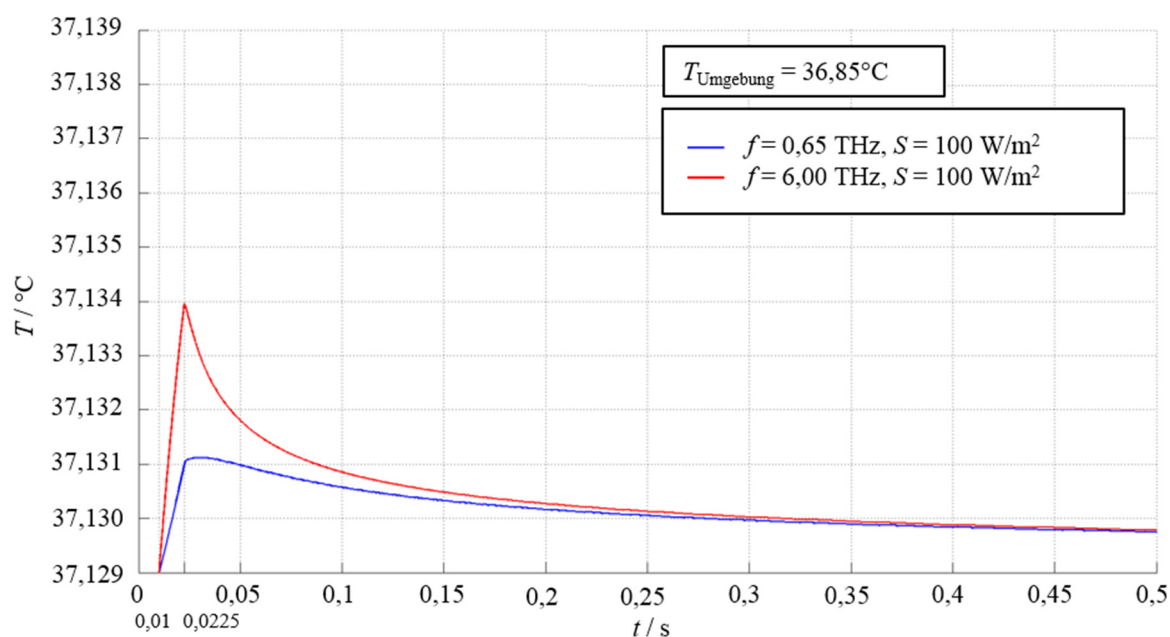


Abbildung 4.56: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Hautoberfläche des Thoraxes bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ während einer $12,5 \text{ ms}$ -Exposition durch eine TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz bei einer Leistungsdichte von 100 W m^{-2} [Spathmann et al., 2014]

iii. Variation der physiologischen Parameter

In diesem Abschnitt wird der Einfluss verschiedener Parameter (spezifische Wärmekapazität, thermische Leitfähigkeit und Metabolismus) auf die Temperaturverteilungen im Thorax untersucht.

Thermische Materialparameter wurden bisher überwiegend aus [Samaras et al., 2007] (vgl. Tabelle 4.13) für das Modell des Thoraxes entnommen. Dieser Datensatz wird nun teilweise durch die Parameter aus [Xu and Lu, 2011] (vgl. Tabelle 4.16) bzw. aus [Hasgall et al., 2012] (vgl. Tabelle 4.17) ersetzt, um die Auswirkung der drei verschiedenen Thoraxmodelle auf die Temperaturverteilungen zu untersuchen. In [Xu and Lu, 2011] werden keine Materialdaten von Brust- oder Muskelgewebe angegeben; Literaturquellen der übrigen Parameter sind in Tabelle 4.16 gekennzeichnet.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.16: Thermische Materialparameter für das Thoraxmodell nach ¹[Xu and Lu, 2011]

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k_{TH} /$ ($W m^{-1}K^{-1}$)	Spezifische Wärmekapazität $c_{TH} /$ ($J kg^{-1}K^{-1}$)	Blutflusskoeffizient $b_B /$ ($W m^{-3}K^{-1}$)	Metabolismus $Q_{met} /$ ($W m^{-3}$)	Dichte $\rho /$ ($kg m^{-3}$)
Stratum Corneum	¹ 0,235	¹ 3.600	² 7.170	¹ 368,1	³ 1.190
Epi-dermis	¹ 0,445	¹ 3.300	² 7.170	¹ 368,1	³ 1.116
Dermis	¹ 0,235	¹ 3.600	² 7.170	¹ 368,1	³ 1.500
Fett	¹ 0,185	¹ 2.700	² 1.671	¹ 368,3	³ 971
Brust	² 0,50	² 2.524	² 1.692	² 300,0	⁴ 928
Muskel	² 0,53	² 3.546	² 1.969	² 480,0	⁴ 1.041

Fehlende Materialdaten sind aus ²[Samaras et al., 2007], ³[Duck, 1990] und ⁴[Christ et al., 2006] entnommen.

Die Datenbank nach [Hasgall et al., 2012] differenziert nicht zwischen den Hautschichten Stratum Corneum, Epidermis und Dermis; die thermischen Materialeigenschaften dieser Gewebe wurden daher als gleich angenommen. Aus anderen Quellen übernommene Parameter sind auch hier innerhalb der Tabelle 4.17 mit Literaturangaben kenntlich gemacht.

Tabelle 4.17: Thermische Materialparameter für das Thoraxmodell nach ¹[Hasgall et al., 2012]

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k_{TH} /$ ($W m^{-1}K^{-1}$)	Spezifische Wärmekapazität $c_{TH} /$ ($J kg^{-1}K^{-1}$)	Blutflusskoeffizient $b_B /$ ($W m^{-3}K^{-1}$)	Metabolismus $Q_{met} /$ ($W m^{-3}$)	Dichte $\rho /$ ($kg m^{-3}$)
Stratum Corneum	¹ 0,37	¹ 3.390	² 7.170	¹ 1.829,85	¹ 1.109
Epi-dermis	¹ 0,37	¹ 3.390	² 7.170	¹ 1.829,85	¹ 1.109
Dermis	¹ 0,37	¹ 3.390	² 7.170	¹ 1.829,85	¹ 1.109
Fett	¹ 0,21	¹ 2.348	² 1.671	¹ 464,61	¹ 911
Brust	¹ 0,21	¹ 2.348	² 1.692	¹ 665,03	¹ 911
Muskel	¹ 0,49	¹ 3.421	² 1.969	¹ 1.046,40	¹ 1.090

Fehlende Materialdaten sind aus ²[Samaras et al., 2007] entnommen.

In Abbildung 4.57 sind die stationären Temperaturverläufe entlang einer mittig durch das Thoraxmodell in z-Richtung verlaufenden Auswertelinie für die zuvor gezeigten Parameter nach [Xu and Lu, 2011] sowie nach [Hasgall et al., 2012] gegenüber den bislang verwendeten Daten

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

nach [Samaras et al., 2007] aufgetragen. Die Graphen zeigen die natürlichen sowie die durch Exposition mit einer TEM-Welle der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ und der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ bedingten Temperaturverläufe bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$.

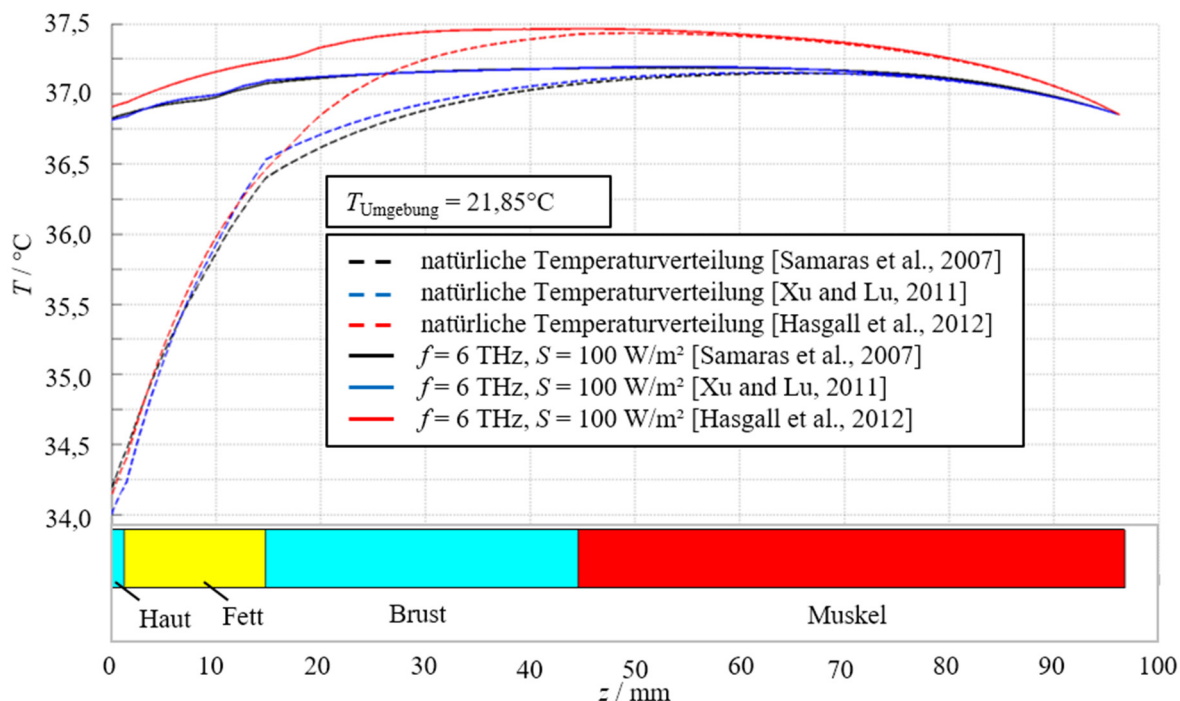


Abbildung 4.57: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Thoraxes für drei Sätze thermischer Materialparameter entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie bei Exposition durch eine TEM-Welle der Frequenz 6 THz und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$, jeweils im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition. Thermische Datensätze aus [Samaras et al., 2007], [Xu and Lu, 2011] und [Hasgall et al., 2012];
Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Die aus der Variation der thermischen Parameter resultierenden höchsten Abweichungen der expositionsbedingten maximalen Temperaturanstiege $\Delta T_{\text{max}} = 0,17 \text{ K}$ (etwa 6%) können im Vergleich zu den bekannten Unterschieden aus messtechnisch ermittelten dielektrischen Gewebdaten als moderat eingestuft werden. Tabelle 4.18 fasst die Ergebnisse zu den drei Sätzen thermischer Materialparameter zusammen.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.18: Temperaturen der natürlichen Verteilung im Vergleich zu denen bei Exposition durch ein 6 THz-Feld an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt der Thoraxmodelle für verschiedene Sätze thermischer Parameter [Spathmann et al., 2014]

Quellen der Parametersätze	$T / ^\circ\text{C}$ natürliche Temperatur	$T / ^\circ\text{C}$ $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ ($f = 6 \text{ THz}$)	$\Delta T_{\text{max}} / \text{K}$
[Samaras et al., 2007]	34,17	36,82	2,65
[Xu and Lu, 2011]	33,98	36,80	2,82
[Hasgall et al., 2012]	34,13	36,90	2,77

4.2.3 Temperaturverteilung im menschlichen Auge

a) Erstellung des Modells

Für die in diesem Abschnitt untersuchten Temperaturverteilungen im menschlichen Auge wird, wie schon bei dem thermischen Modell des Thoraxes diskutiert, das EM-Simulationsmodell um Materialschichten erweitert, die tiefer im Körperinneren liegen. Auf Basis des planaren Schichtenmodells der Kornea aus Abschnitt 3.3.2 (vgl. Abbildung 3.19) werden hierzu Materialschichten bis zum Glaskörper (Vitreous Humor, vgl. Abbildung 2.7) ergänzt. Ein Längsschnitt des resultierenden Modells ist mit den nachfolgend verwendeten Schichtdicken in Abbildung 4.58 dargestellt [Spathmann et al., 2014].

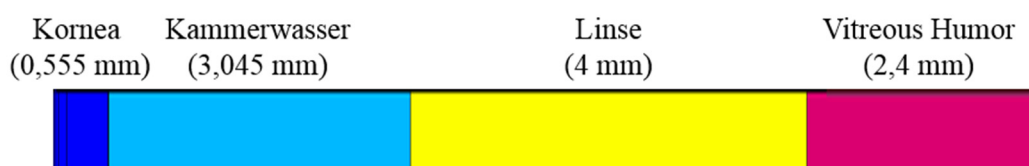


Abbildung 4.58: Längsschnitt durch das für die Temperaturberechnung verwendete Augenmodell [Spathmann et al., 2014]

Mit einer Länge von 10 mm hat das planare Schichtenmodell des Auges eine Tiefe im Inneren angenommen, in der für eine natürliche Temperaturverteilung mit $T = 36,8^\circ\text{C}$ nahezu die Kerntemperatur des Körpers erreicht wird [Piersol et al., 1919].

Innerhalb der Kornea entsprechen die Schichtdicken denen des Bandleitungsmodells mit einer homogenisierten Materialverteilung innerhalb des Stromas aus Abschnitt 3.3.2 a). Für das Kammerwasser, die Linse und den Vitreous Humor wurden die Schichtdicken aus [Schmidt und Thews, 1993] entnommen. Die quadratische Querschnittsfläche hat eine Kantenlänge von 0,2 mm. In Tabelle 4.19 sind die verwendeten thermischen Parameter nach [Karampatzakis and Samaras, 2010] aufgelistet. Da weder Blutfluss noch Metabolismus in den hier modellierten

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Bereichen des Auges stattfinden, werden diese Terme in der Wärmetransportgleichung nach Pennes zu Null gesetzt [Spathmann et al., 2014].

Tabelle 4.19: Thermische Materialparameter für das Augenmodell nach [Karampatzakis and Samaras, 2010]

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k_{TH} /$ ($W\ m^{-1}K^{-1}$)	Spezifische Wärmekapazität $c_{TH} /$ ($J\ kg^{-1}K^{-1}$)	Dichte $\rho /$ ($kg\ m^{-3}$)
Kornea	0,580	4.178	1.050
Kammerwasser	0,580	3.997	996
Linse	0,400	3.000	1.000
Vitreous Humor	0,603	4.178	1.000

Wie schon im vorherigem Abschnitt 4.2.2 bei der Berechnung der Temperaturprofile im Thoraxmodell werden auch hier im Augenmodell die seitlichen Begrenzungsflächen mit adiabatischen Randbedingungen abgeschlossen. Hierdurch kann kein Wärmefluss über diese Flächen existieren, wodurch eine seitlich periodische fortgesetzte Struktur simuliert wird.

Um die in [Karampatzakis and Samaras, 2010] gezeigte natürliche Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von $T_{Umgebung} = 22,85^{\circ}C$ zu simulieren, wird die konduktive Wärmewirkung der Sklera auf die innen liegenden Bereiche durch zusätzliche Wärmequellen berücksichtigt. Der Wärmeaustausch über eine Strahlungsrandbedingung mit einem Emissivitätsfaktor ϵ_{TH} gemäß Gleichung 4.3 und über eine Konvektionsrandbedingung mit dem Konvektionskoeffizienten $h_{TH,c}$ gemäß Gleichung 4.4 wird an der äußeren Grenzfläche der Kornea berücksichtigt.

Mit einer Temperatur von $T = 36,8^{\circ}C$ wird am Ende des Modells bei $z = 10$ mm eine isotherme Randbedingung angenommen, die tieferliegende Bereiche des Auges als thermisch konstant modelliert. Eine Konvektionsrandbedingung mit $h_{TH,c} = 65\ W\ m^{-2}K^{-1}$ simuliert den zusätzlichen Wärmefluss über diese Grenzfläche.

An der Oberfläche der Kornea wird eine äquivalente Konvektionsrandbedingung mit den Koeffizienten $h_{TH,cr} = 16,1\ W\ m^{-2}K^{-1}$ bei einer Umgebungstemperatur von $T_{Umgebung} = 22,85^{\circ}C$ bzw. mit $h_{TH,cr} = 16,53\ W\ m^{-2}K^{-1}$ bei $T_{Umgebung} = 36,85^{\circ}C$ definiert. Die angegebenen Konvektionskoeffizienten setzen sich dabei additiv aus dem Literaturwert $h_{TH,c} = 10\ W\ m^{-2}K^{-1}$ nach [Karampatzakis and Samaras, 2010] sowie einem zusätzlichen Anteil zusammen, der die abgestrahlte Wärmeleistung $P_{TH,rad}$ nach Gleichung 4.3 bei den zu erwartenden Temperaturen mit

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

$P_{TH, Konv}$ (vgl. Gleichung 4.4) approximiert. Dabei liegt der Berechnung von $P_{TH, rad}$ der Emissionskoeffizient $\varepsilon_{TH, GF} = 0,975$ aus [Karampatzakis and Samaras, 2010] zugrunde. Durch diese Methode kann der gesamte Wärmefluss über die Luft-Kornea-Grenzfläche für die hier zu erwartenden Temperaturvariationen von wenigen Kelvin an der Oberfläche simuliert werden.

Natürliche Temperaturverläufe ohne Exposition entlang einer in z -Richtung mittig durch das Auge verlaufenden Auswertelinie werden in Abbildung 4.59 für das hier verwendete Modell im Vergleich zu Literaturdaten dargestellt. Es ist dabei zu beachten, dass die Temperaturverteilung nach [Wessapan and Rattanadecho, 2012] bei einer Umgebungstemperatur von $T_{Umgebung} = 25^\circ\text{C}$ etwas höher und nach [Scott, 1988] mit $T_{Umgebung} = 20^\circ\text{C}$ etwas niedriger liegt als in dem hier verwendeten Modell [Spathmann et al., 2014].

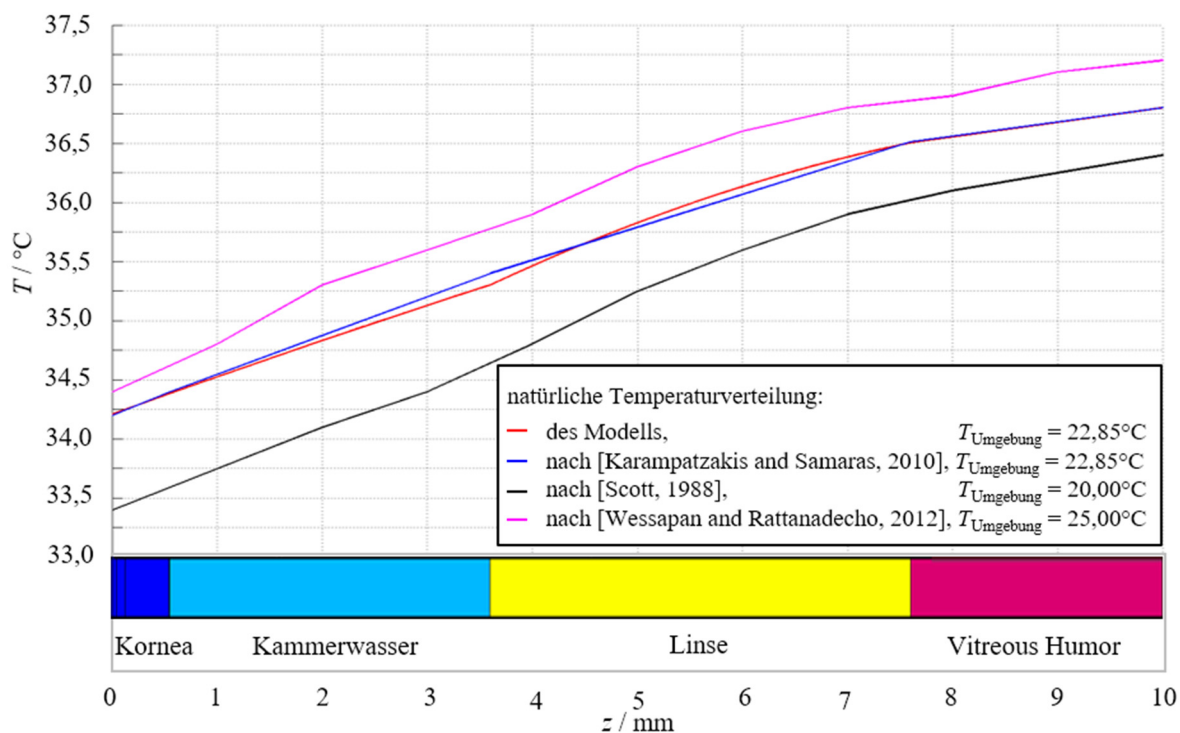


Abbildung 4.59: Vergleich der natürlichen Temperaturverteilungen entlang einer in z -Richtung mittig durch das Modell des Auges verlaufenden Auswertelinie des verwendeten Modells (rot) mit Literaturdaten aus [Karampatzakis and Samaras, 2010], [Scott, 1988] und [Wessapan and Rattanadecho, 2012];

Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Der natürliche Temperaturverlauf als Ergebnis der Simulation des Modells aus Abbildung 4.58 zeigt im Vergleich zu den Daten aus [Karampatzakis and Samaras, 2010], dass trotz der zugrunde liegenden unterschiedlichen Methoden besonders im oberflächennahen Gewebe eine sehr gute Übereinstimmung vorliegt. Äquivalente Konvektionsfaktoren wurden schon in [Lagendijk, 1982] verwendet und auf ihre Nutzbarkeit geprüft. Auch in aktuelleren Arbeiten, wie

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

[Wessapan and Rattanadecho, 2012], werden äquivalente Konvektionsfaktoren mit $h_{TH, cr} = 20 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ für die Simulation des Wärmeleistungsflusses, bedingt durch Konvektion, Abstrahlung und Evaporation verwendet. Der Wärmefluss, bedingt durch die Evaporation, wird hier nicht beachtet, wodurch der Koeffizient $h_{TH, c}$ hier deutlich kleiner als bei [Wessapan and Rattanadecho, 2012] ist. Da somit die Wärmeabgabe der Kornea an die Luft reduziert wird, können die nachfolgend angegebenen Ergebnisse aus Sicht der Bewertung der Exposition als konservativ angesehen werden [Spathmann et al., 2014].

b) Temperaturverteilung im Modell des Auges

i. Stationäre Temperaturberechnung

Zur Berechnung der stationären Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell des Auges (vgl. Abbildung 4.58) wurde eine senkrecht auf die Kornea einfallende TEM-Welle als Quelle zusätzlicher Erwärmung zugrunde gelegt.

Unter Verwendung der in Abschnitt 4.2.2 a) gezeigten Methodik zur Berücksichtigung der absorbierten Verlustleistung als zusätzliche Wärmequelle in der Wärmetransportgleichung nach Pennes, wird die bei der EM-Feldsimulation errechnete Volumenleistungsdichte $Q_{EM} = \rho \text{ SAR}_{\text{Voxel}}$ als über das Volumen der ersten Gewebeschichten bis zur Eindringtiefe δ (vgl. Tabelle 4.2 und Tabelle 4.5) gemittelte Quelle angenommen [Spathmann et al., 2014].

Für eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ wird in Abbildung 4.60 die resultierende Temperaturverteilung für den Fall einer kontinuierlichen Exposition bei einer Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ in einem Längsschnitt des Rechenraums gezeigt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

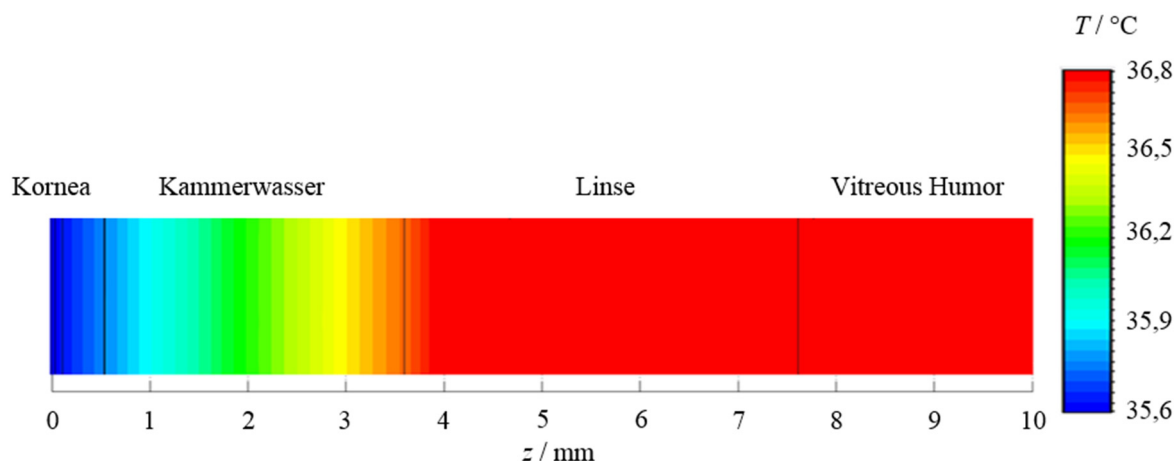


Abbildung 4.60: Stationäre Temperaturverteilung in einem Längsschnitt des thermischen Augenmodells bei der Exposition durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ [Spathmann et al., 2014]

Resultierende stationäre Temperaturprofile für eine senkrecht auf die Oberfläche des Auges einfallende TEM-Welle der Frequenzen 6 bzw. 0,65 THz werden für vier Leistungsdichten $S = 0,1, 1, 10$ und 100 W m^{-2} bei den Umgebungstemperaturen $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ und $36,85^\circ\text{C}$ in Abbildung 4.61 bis Abbildung 4.64 gezeigt.

Für die untersuchten 16 Szenarien mit Exposition ist stets das Maximum des Temperaturanstieges unmittelbar unter der Korneaoberfläche zu finden.

In den Abbildungen ist eine deutliche Abhängigkeit der Temperaturprofile von der Umgebungstemperatur zu erkennen. Bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ ist ein kontinuierlicher Anstieg der Temperatur von der außen liegenden Kornea bis zum Vitreous Humor zu erkennen; bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ nimmt die Temperatur bis auf etwa $36,8^\circ\text{C}$ ab. Bedingt durch die verschiedenen thermischen Gewebeparameter liegt an den Übergängen Kammerwasser/Linse und Linse/Vitreous Humor eine Änderung der Steigung in den Temperaturprofilen vor. Wie bereits bei den Temperaturuntersuchungen am Thoraxmodell ist eine lineare Abhängigkeit der maximalen Temperaturanstiege ΔT_{max} mit der Leistungsdichte S zu beobachten. Der Einfluss der Umgebungstemperatur und der Frequenz auf die gezeigten Anstiege ist im Vergleich zur Leistungsdichte sehr gering.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

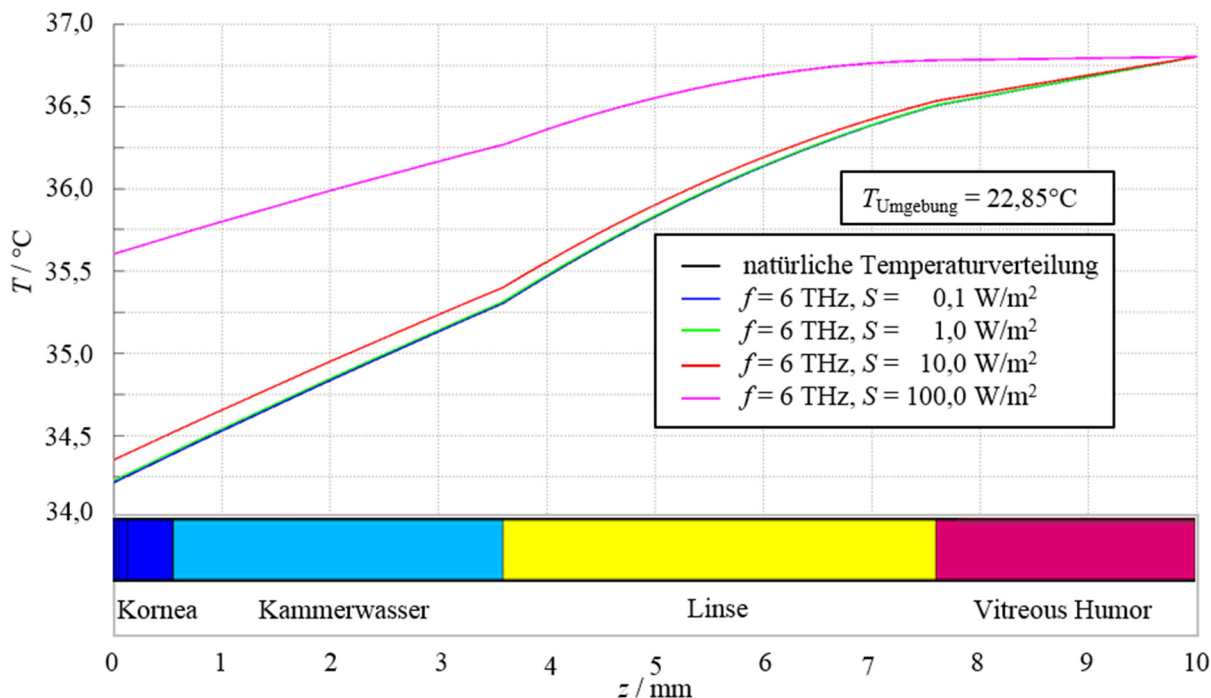


Abbildung 4.61: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 6$ THz der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

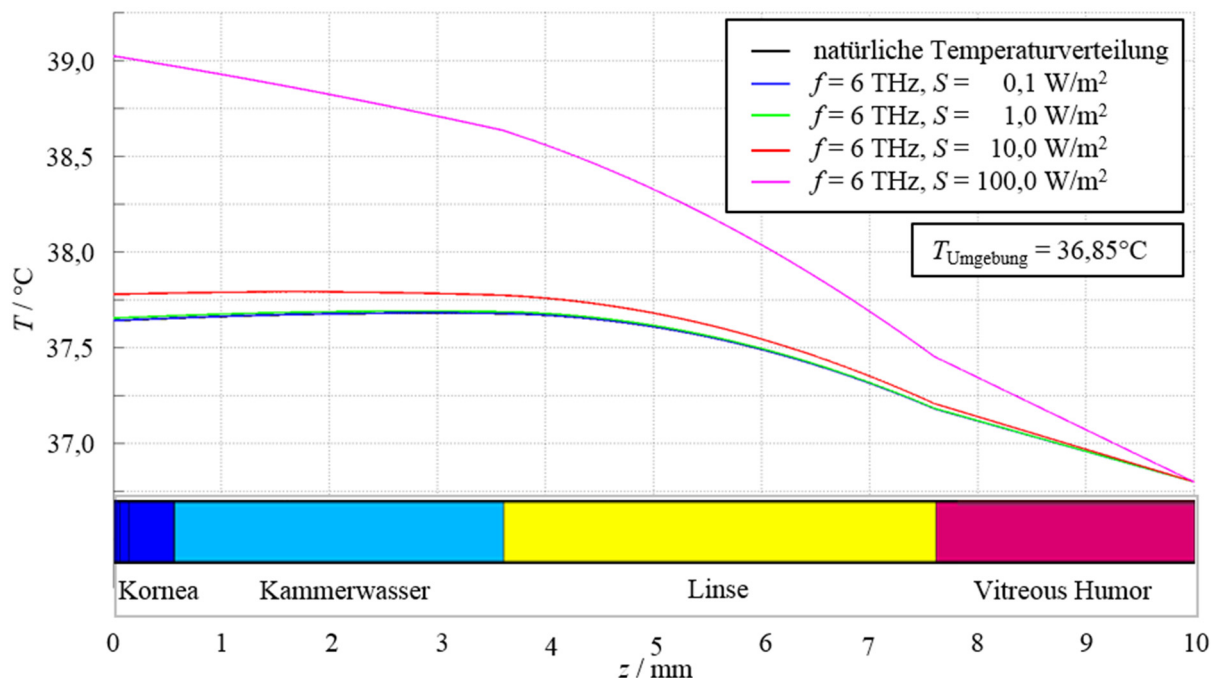


Abbildung 4.62: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 6$ THz der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

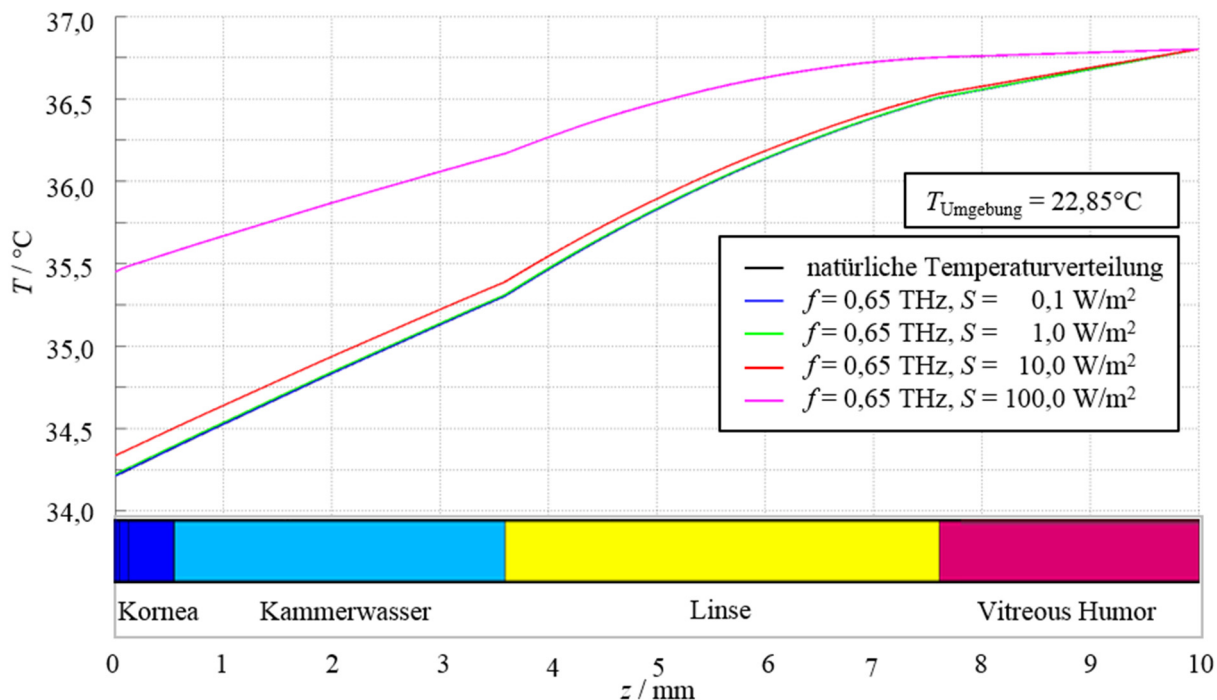


Abbildung 4.63: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 0,65$ THz der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

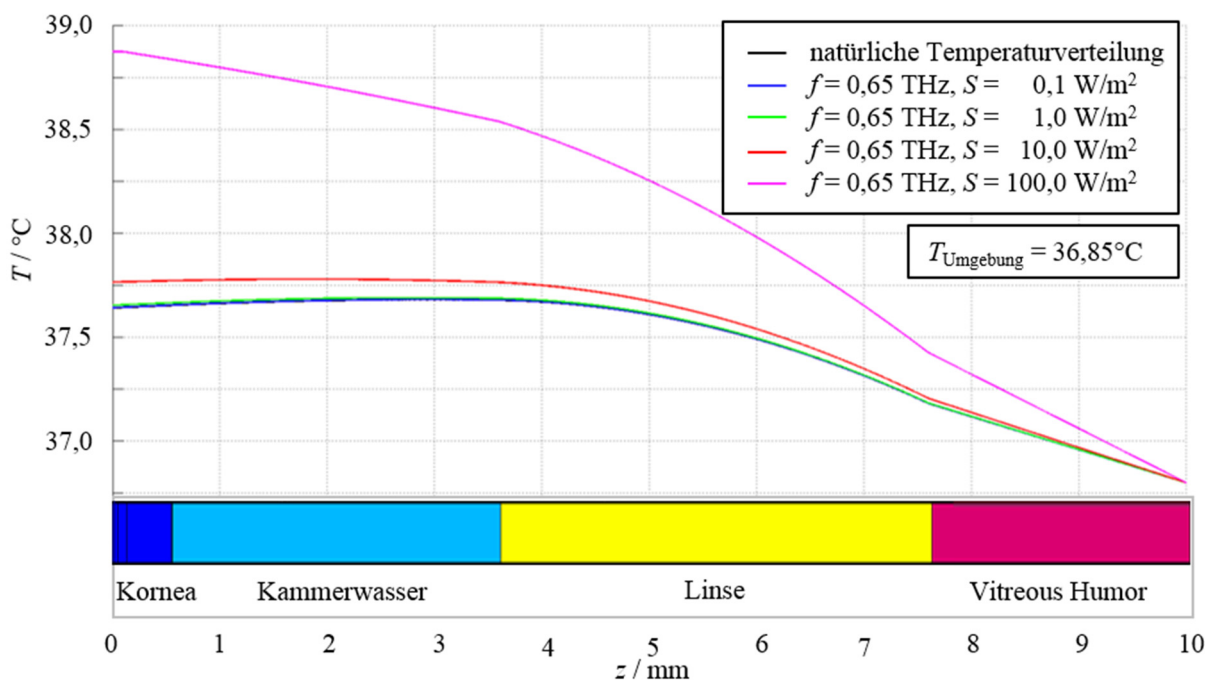


Abbildung 4.64: Stationäre Temperaturverteilungen im planaren Schichtenmodell des Auges bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für vier Leistungsdichten bei $f = 0,65$ THz der einfallenden TEM-Welle entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Die Werte der Temperaturanstiege ΔT_{\max} sind in Tabelle 4.20 angegeben.

Tabelle 4.20: Maximale Temperaturerhöhungen an der Korneaoberfläche durch Langzeit-Exposition mit einer TEM-Welle für zwei Frequenzen und verschiedene Leistungsdichten bei Umgebungstemperaturen von 22,85°C bzw. 36,85°C [Spathmann et al., 2014]

f / THz	$S / (\text{W m}^{-2})$	$\Delta T_{\max} / \text{K}$ ($T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$)	$\Delta T_{\max} / \text{K}$ ($T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$)
0,65	0,1	0,0012	0,0012
	1,0	0,0124	0,0123
	10,0	0,1239	0,1231
	100,0	1,2390	1,2311
6,00	0,1	0,0014	0,0014
	1,0	0,0139	0,0139
	10,0	0,1389	0,1380
	100,0	1,3893	1,3804

Bei der hier untersuchten niedrigeren Frequenz von $f = 0,65$ THz der einfallenden TEM-Welle ist der Temperaturanstieg um ca. 12% kleiner als bei $f = 6$ THz. Die unterschiedlichen Umgebungstemperaturen bewirken hingegen Änderungen der Temperaturanstiege an der Korneaoberfläche von weniger als einem Prozent. Mit $\Delta T_{\max} = 1,39$ K wurde der höchste Temperaturanstieg unter den Bedingungen: $f = 6$ THz, $S = 100$ W m⁻² und $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ gefunden [Spathmann et al., 2014]. Zwischen den berechneten Temperaturanstiegen und den Leistungsdichten S der einfallenden TEM-Welle besteht ein linearer Zusammenhang, wie er z.B. auch in [Hirata, 2005] beschrieben wird.

ii. Transiente Temperaturberechnung

Berechnungen für die Kurzzeit-Exposition (50 ms)

In Abbildung 4.65 bis Abbildung 4.68 werden die transienten Temperaturverläufe an einem Messpunkt 10 μm unterhalb der Korneaoberfläche für eine realistische Expositionszeit eines Ganzkörperscanners von 50 ms (vgl. Abschnitt 4.2.2 b)) dargestellt. Zum Zeitpunkt $t = 10$ ms wird die Quelle hierzu in jeder Simulation eingeschaltet und bei $t = 60$ ms wieder abgeschaltet. Untersucht wird die Exposition des Auges durch eine senkrecht einfallende TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 6$ bzw. 0,65 THz bei den Leistungsdichten $S = 0,1, 1, 10$ und 100 W m⁻². Bedingt durch die variierenden Umgebungstemperaturen liegen die Temperaturen zum Zeitpunkt $t = 0$ bei etwa 34,2146°C ($T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$) oder 37,6407°C ($T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$).

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Mit dem Einschalten der Wärmequelle bei $t = 0,01$ s steigen die Temperaturen im Beobachtungspunkt unmittelbar an. Der Gradient des Temperaturanstieges sowie die maximalen Temperaturanstiege ΔT_{\max} sind dabei hauptsächlich durch die Leistungsdichte S geprägt. Temperaturänderungen für die Leistungsdichten $S = 0,1$ und 1 W m^{-2} sind in den Diagrammen kaum zu erkennen. Zum Zeitpunkt $t = 0,06$ s werden die Wärmequellen abgeschaltet, wodurch die Temperatur exponentiell abklingt. Der Einfluss der Frequenz sowie der Umgebungstemperatur auf die maximalen Temperaturanstiege ΔT_{\max} ist hingegen wesentlich kleiner als der der Leistungsdichte.

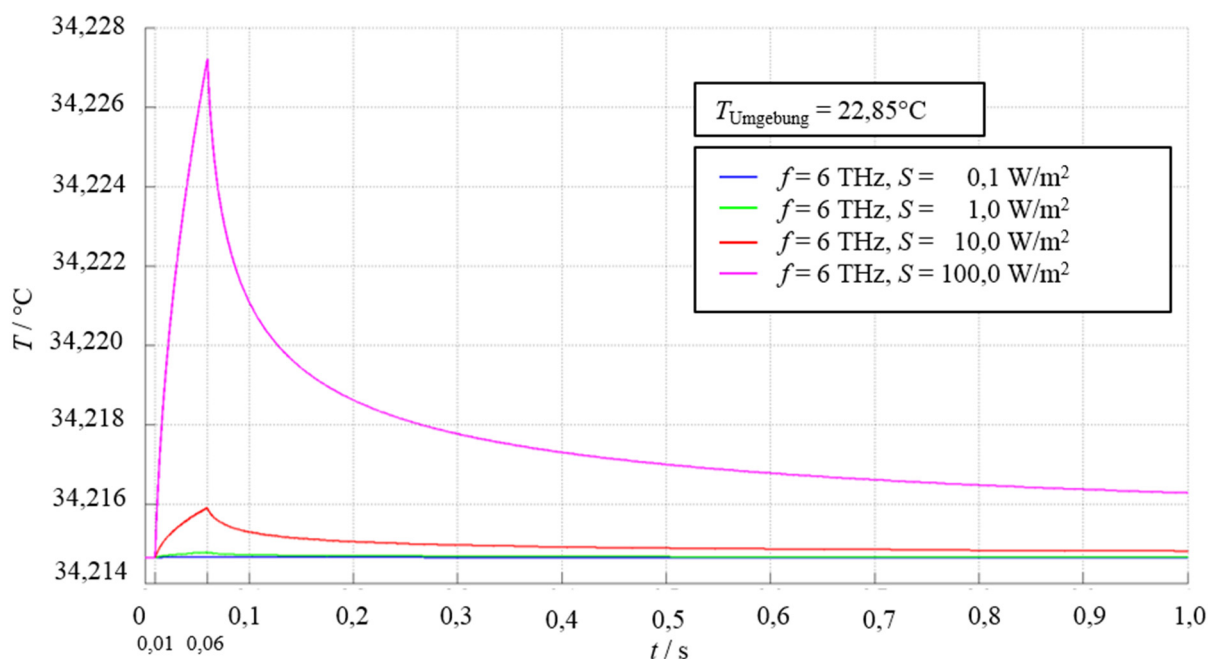


Abbildung 4.65: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms-Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6 \text{ THz}$ [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

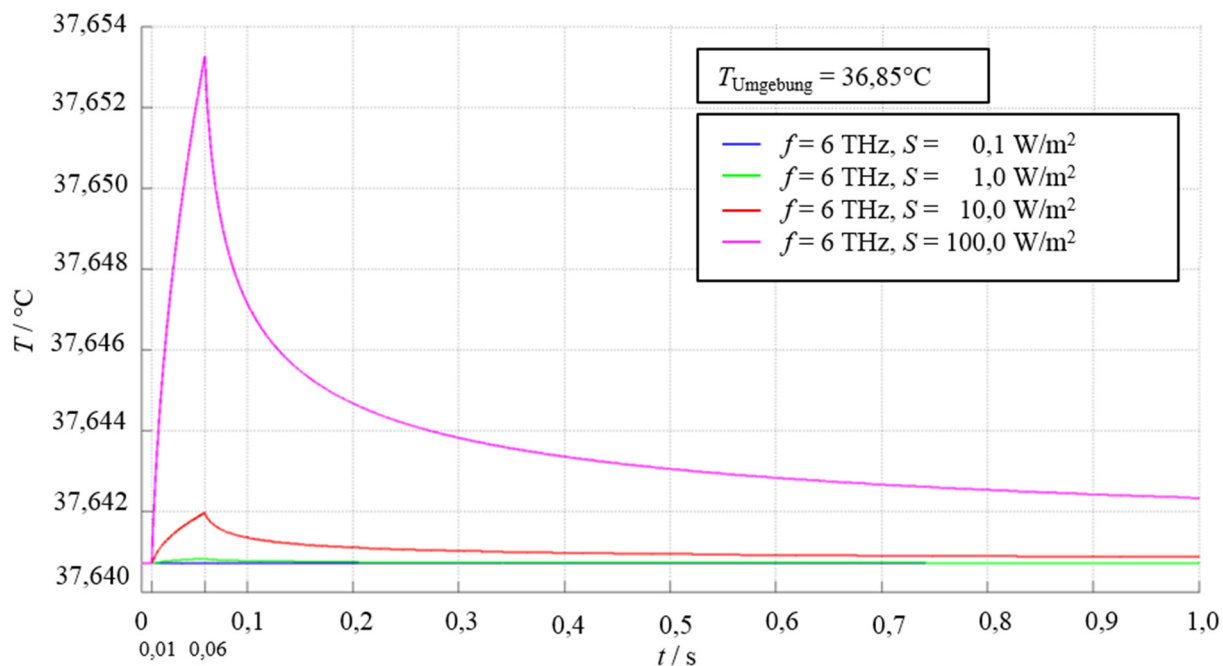


Abbildung 4.66: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms-Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 6$ THz [Spathmann et al., 2014]

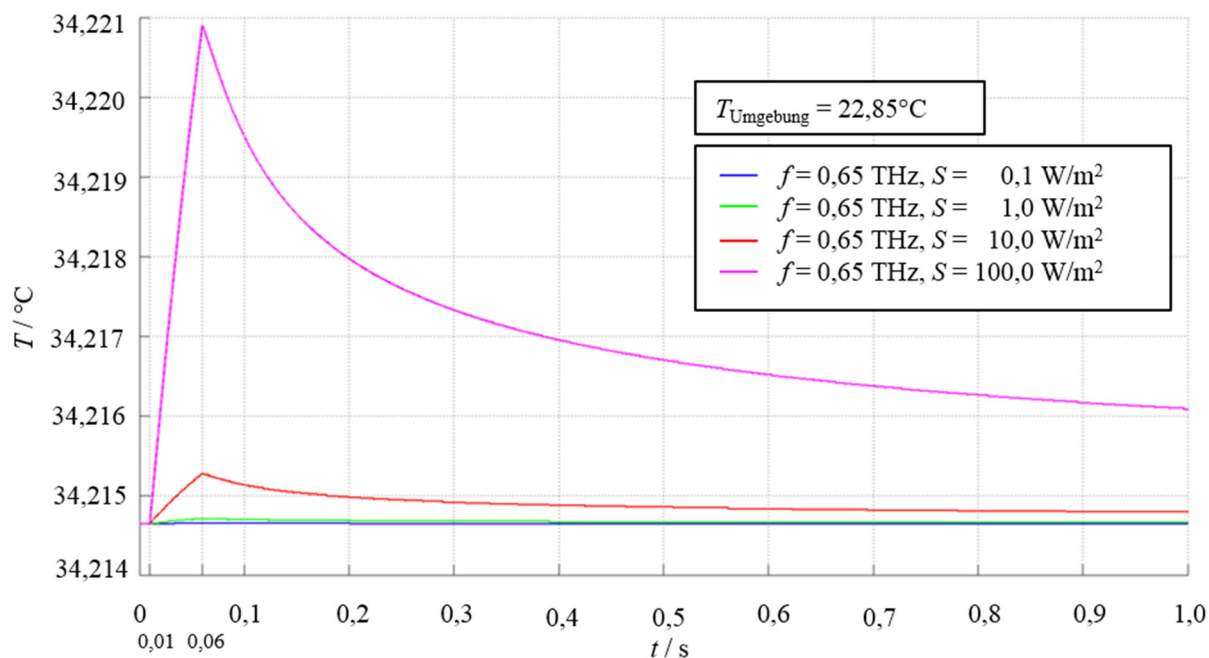


Abbildung 4.67: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt 10 μm unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms-Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65$ THz [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

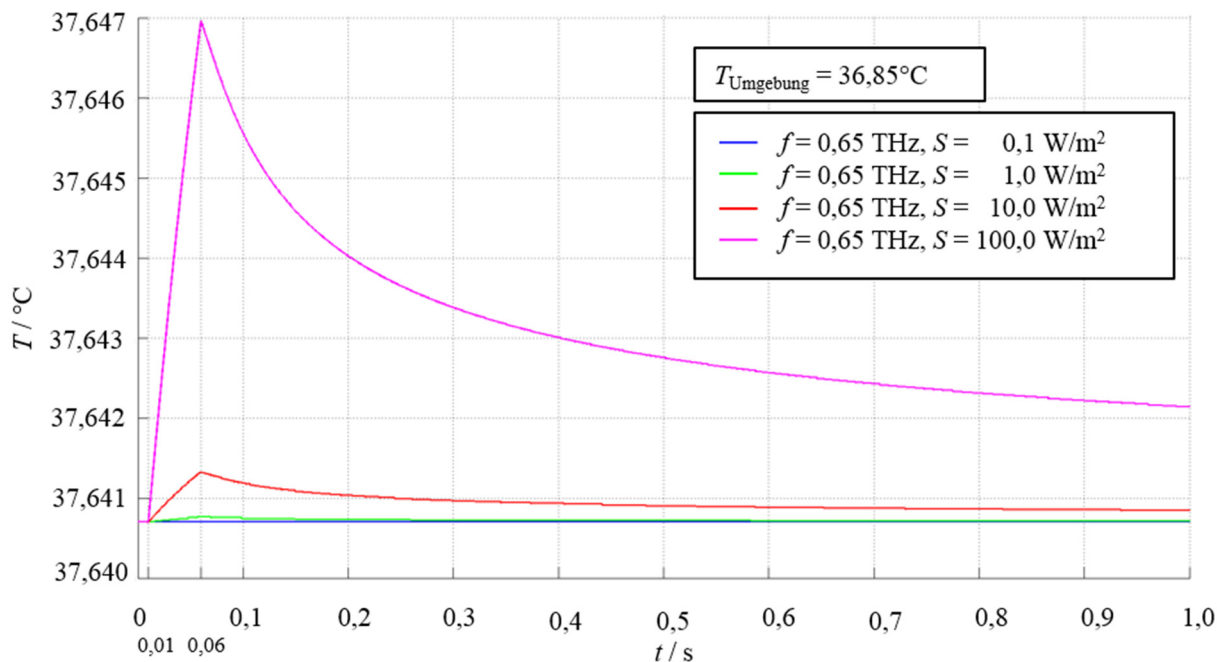


Abbildung 4.68: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer 50 ms-Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ für vier Leistungsdichten einer TEM-Welle mit $f = 0,65 \text{ THz}$ [Spathmann et al., 2014]

Die in Tabelle 4.21 aufgelisteten maximalen Temperaturanstiege ΔT_{max} im mK-Bereich unterliegen hier praktisch keiner Variation durch die unterschiedlichen Umgebungstemperaturen. Auch hier ist der resultierende Temperaturanstieg linear mit der Leistungsdichte S der einfallenden TEM-Welle verknüpft [Spathmann et al., 2014].

Tabelle 4.21: Maximale Temperaturerhöhungen an der Korneaoberfläche nach Kurzzeit-Exposition (50 ms) mit einer TEM-Welle für zwei Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten bei einer Umgebungstemperatur von $22,85^\circ\text{C}$ bzw. $36,85^\circ\text{C}$ [Spathmann et al., 2014]

f / THz	$S / (\text{W m}^{-2})$	$\Delta T_{\text{max}} / \text{mK}$	
		$(T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C})$	$(T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C})$
0,65	0,1	0,006	0,006
	1,0	0,063	0,062
	10,0	0,626	0,623
	100,0	6,260	6,230
6,00	0,1	0,013	0,013
	1,0	0,126	0,126
	10,0	1,256	1,255
	100,0	12,560	12,550

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Im Vergleich zu den zuvor gezeigten Unterschieden der Temperaturanstiege mit etwa 12% bei den stationären Berechnungen in Tabelle 4.20, bedingt durch die Änderung der Frequenz, variieren die in Tabelle 4.21 gezeigten Ergebnisse um etwa 200%.

Berechnungen für die Kurzzeit-Exposition (12,5 ms)

Wie schon an dem thermischen Modell des Thoraxes diskutiert (vgl. Abschnitt 4.2.2 b)), wird nun auch die thermische Reaktion des Auges bei einer Kurzzeit-Exposition von 12,5 ms untersucht. Da davon auszugehen ist, dass bei Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle mit $S \leq 10 \text{ W m}^{-2}$ die resultierenden maximalen Temperaturerhöhungen ΔT_{\max} hier weit kleiner als 1 mK sein werden, wird wieder nur die höchste Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ angesetzt. Für die Untersuchung wird jeweils zum Zeitpunkt $t = 10 \text{ ms}$ die Quelle eingeschaltet und bei $t = 22,5 \text{ ms}$ wieder ausgeschaltet. Bei den Umgebungstemperaturen $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ sowie $36,85^\circ\text{C}$ werden die berechneten Temperaturprofile in Abbildung 4.69 und Abbildung 4.70 gezeigt [Spathmann et al., 2014].

Die Abbildungen stellen einen auf 12,5 ms begrenzten Ausschnitt der Erwärmungsphase der in Abbildung 4.65 bis Abbildung 4.68 gezeigten Ergebnisse für die Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ dar; ihre Abhängigkeit von den Parametern Frequenz, Leistungsdichte und Umgebungstemperatur ist daher völlig identisch. Durch die kürzere Phase der Erwärmung reduzieren sich jedoch die maximalen Temperaturanstiege ΔT_{\max} erheblich, was zudem zu einer Reduktion der Zeitspanne zur Abkühlung auf die Ausgangstemperatur führt.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

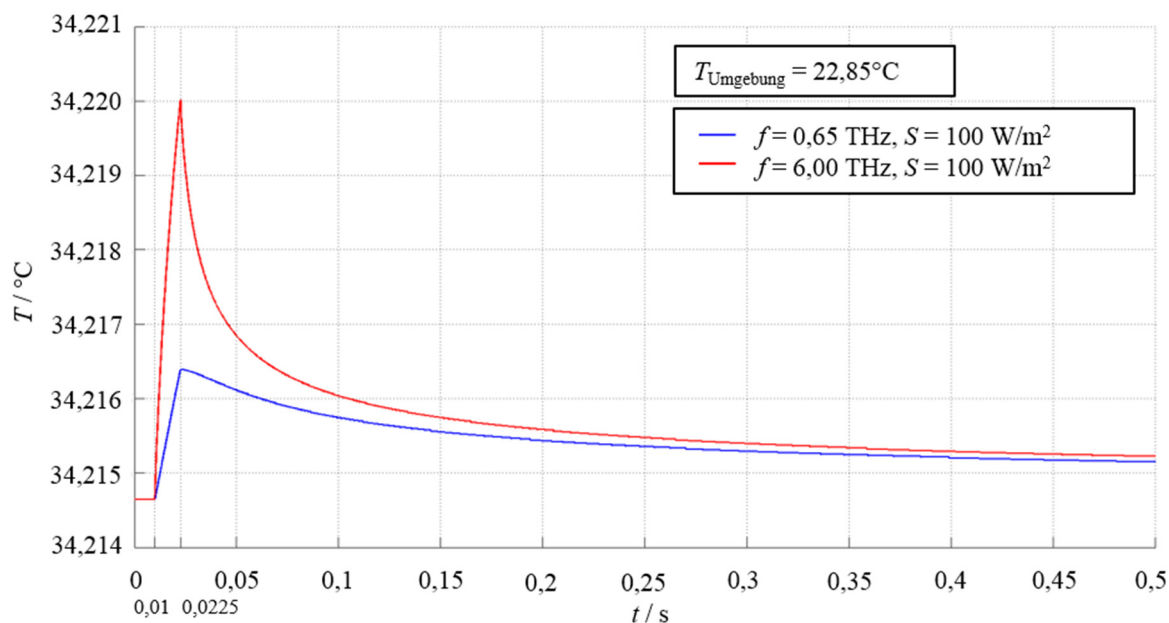


Abbildung 4.69: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer $12,5 \text{ ms}$ -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^{\circ}\text{C}$ für die Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ einer TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz [Spathmann et al., 2014]

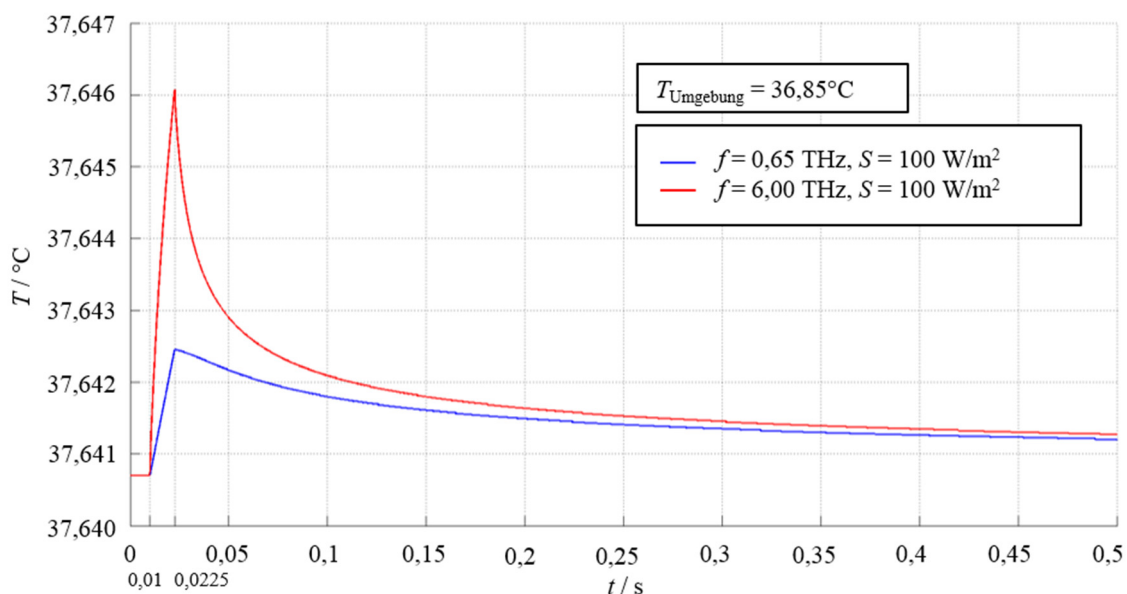


Abbildung 4.70: Transiente Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche während einer $12,5 \text{ ms}$ -Exposition bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^{\circ}\text{C}$ für die Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ einer TEM-Welle mit den Frequenzen $f = 0,65 \text{ THz}$ und 6 THz [Spathmann et al., 2014]

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Aus den Ergebnissen der vorangehenden Untersuchungen ist zu erwarten, dass der Temperaturanstieg bei $f = 6$ THz deutlich höher liegt als bei 0,65 THz. Der maximale Temperaturanstieg $\Delta T_{\max} = 5,38$ mK bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ ist nahezu identisch mit dem Anstieg $\Delta T_{\max} = 5,37$ mK bei $T_{\text{Umgebung}} = 36,85^\circ\text{C}$ [Spathmann et al., 2014].

iii. Variation der physiologischen Parameter

Die Wahl thermischer Parameter sowie der geeigneten Konvektionsrandbedingungen an der Luft-Gewebe-Grenzfläche haben Einfluss auf die Berechnung von Temperaturprofilen. Für die Untersuchung der Sensitivität der errechneten Erwärmung des Auges durch die gezeigten Expositionsszenarien werden im Folgenden weitere Parametersätze aus der Literatur herangezogen. Bei der Nutzung des thermischen Modells des Auges aus Abbildung 4.58 wurden in den gezeigten Simulationen die Parameter nach [Karampatzakis and Samaras, 2010] aus Tabelle 4.19 verwendet. Diese Parameter sollen nachfolgend durch die Werte aus Tabelle 4.22 bzw. Tabelle 4.23 ersetzt werden [Spathmann et al., 2014].

Tabelle 4.22: Thermische Materialparameter nach [Hirata, 2005] für das in Abbildung 4.58 gezeigte Modell

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k_{\text{TH}} /$ (W m⁻¹K⁻¹)	Spezifische Wärmekapazität $c_{\text{TH}} /$ (J kg⁻¹K⁻¹)
Kornea	0,58	4.200
Kammerwasser	0,58	3.997
Linse	0,40	3.000
Vitreous Humor	0,58	4.178

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Tabelle 4.23: Thermische Materialparameter nach [Hirata et al., 2007] für das in Abbildung 4.58 gezeigte Modell

Gewebe	Thermische Leitfähigkeit $k_{TH} /$ (W m⁻¹K⁻¹)	Spezifische Wärmekapazität $c_{TH} /$ (J kg⁻¹K⁻¹)
Kornea	0,52	3.600
Kammerwasser	0,58	4.000
Linse	0,40	3.000
Vitreous Humor	0,58	4.000

Zu den Änderungen gemäß der gezeigten Tabellen wurde außerdem der Konvektionsfaktor an der Luft-Gewebe-Grenzfläche um $3,9 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ nach [Wessapan and Rattanadecho, 2012] auf $h_{TH,c} = 20 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ erhöht; alle weiteren Material- und Simulationsparameter bleiben hingegen unverändert.

Aus Sicht eines maximalen expositionsbedingten Temperaturanstiegs entspricht das „worst-case“-Szenario hier einer kontinuierlichen Exposition des Auges durch eine TEM-Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$. Für diesen Fall sind in Abbildung 4.71 die resultierenden Temperaturprofile unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Parametersätze graphisch zusammengefasst und an einem Messpunkt dicht unterhalb der Korneaoberfläche in Tabelle 4.24 ausgewertet.

Die gestrichelten Kurven zeigen die natürlichen Temperaturverteilungen (ohne Exposition) für die untersuchten Parametersätze. Es ist zu erkennen, dass alle Temperaturprofile qualitativ den gleichen Verlauf zeigen. Quantitative Unterschiede sind nur bei den Ergebnissen aus der Simulation mit dem Parametersatz nach [Karampatzakis and Samaras, 2010] (schwarz) zu erkennen, die eine an der Korneaoberfläche um etwa $0,5 \text{ K}$ erhöhte Temperatur im Vergleich zu den beiden anderen Profilen aufweisen. Die Temperaturprofile, die unter Zuhilfenahme der aus [Hirata, 2005] (blau) und [Hirata et al., 2007] (rot) entnommenen Parametersätze berechnet wurden, sind annähernd identisch, so dass die blaue Kurve fast vollständig von der roten überlagert wird. Auch bei den Temperaturprofilen für den Expositionsfall sind Temperaturdifferenzen bei den Ergebnissen nach [Karampatzakis and Samaras, 2010] im Vergleich zu den beiden anderen Profilen zu beobachten; die maximale Differenz an der Oberfläche beträgt etwa $0,7 \text{ K}$.

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

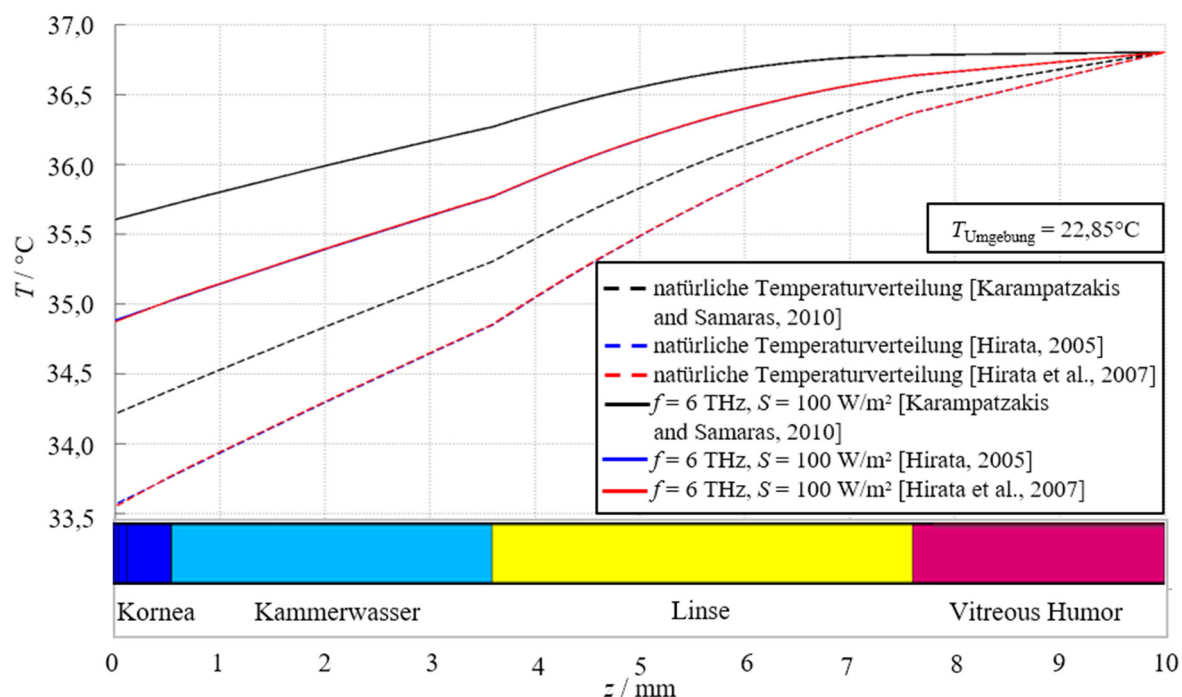


Abbildung 4.71: Stationäre Temperaturverteilungen im thermischen Modell des Auges für drei Sätze thermischer Materialparameter entlang einer mittig durch das Modell in z -Richtung verlaufenden Auswertelinie bei Exposition durch eine TEM-Welle der Frequenz 6 THz und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$, jeweils im Vergleich zur natürlichen Temperaturverteilung ohne Exposition. Thermische Datensätze aus: [Karampatzakis and Samaras, 2010], [Hirata, 2005] und [Hirata et al., 2007]; Abbildung aus [Spathmann et al., 2014]

Tabelle 4.24: Temperaturen der natürlichen und der durch eine TEM-Welle der Frequenz $f = 6 \text{ THz}$ und der Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ expositionsbedingten Temperaturverteilungen an einem Punkt $10 \mu\text{m}$ unterhalb der Augenoberfläche für eine kontinuierliche Exposition bei der Umgebungstemperatur $T_{\text{Umgebung}} = 22,85^\circ\text{C}$ unter Verwendung verschiedener Parametersätze

Quellen der Parametersätze	$T / ^\circ\text{C}$ Natürliche Temperatur	$T / ^\circ\text{C}$ $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ ($f = 6 \text{ THz}$)	$\Delta T_{\text{max}} / \text{K}$
[Karampatzakis and Samaras, 2010]	34,21	35,60	1,39
[Hirata, 2005]	33,56	34,88	1,32
[Hirata et al., 2007]	33,55	34,87	1,32

4 Numerische Simulationen der Wirkung von EM-Expositionen auf biologische Gewebe

Aus der Untersuchung der Ergebnisse lässt sich folgern, dass die Variationen der thermischen Leitfähigkeit k_{TH} und der spezifischen Wärmekapazität c_{TH} nur einen sehr geringen Einfluss auf die hier untersuchten expositionsbedingten Temperaturanstiege haben. Durch die Erhöhung des Konvektionsfaktors um $3,9 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ resultiert eine Absenkung der Temperatur an der Oberfläche des Auges um etwa $0,6 \text{ K}$. Zudem reduziert das erhöhte $h_{\text{TH},c}$ die maximalen Temperaturanstiege ΔT_{max} [Spathmann et al., 2014].

5 Fazit

5.1 Zusammenfassendes Fazit

Das Ziel dieser Arbeit lag in der Entwicklung und Nutzung von computergestützten Simulationsverfahren zur Bewertung der Wirkung von elektromagnetischen Feldern im Terahertz (THz)-Frequenzbereich – allgemein definiert zwischen 0,1 THz und 10 THz – auf biologische Gewebe, die durch technische Quellen bereits heute und in naher Zukunft, z.B. in der Sicherheitstechnik, der medizinischen Diagnostik, der Pharmazie, bei Methoden der zerstörungsfreien Materialprüfung oder der Ultrabreitband-Kommunikation, emittiert werden.

Auf diese Zielsetzung ausgelegt waren die hier beschriebenen Teilaspekte wie Literaturrecherchen, Erstellung von Teilkörper- und Anregungsmodellen verschiedener Komplexität für numerische Simulationen elektromagnetischer und thermischer Felder, Entwicklung eines Verfahrens zur Berechnung dielektrischer Gewebeparameter im THz-Frequenzbereich für die Überwindung der bislang unzureichend in der Literatur publizierten Datenlage sowie die numerische Berechnung von Verläufen elektromagnetischer Felder, spezifischer Absorptionsraten (SAR) und Temperaturen mit erweiternden Analysen der Sensitivität bezüglich der in den Simulationen verwendeten Parametern auf die gezeigten Ergebnisse.

Im Hinblick auf die Diskussion von Expositions-Grenzwerten geben die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationsergebnisse ein diffuses Bild.

Nach der derzeitigen Grenzwertempfehlung für die Allgemeinbevölkerung ist gemäß Abbildung 1.1 im unteren THz-Frequenzbereich zwischen $0,1 \text{ THz} \leq f \leq 0,3 \text{ THz}$ die Leistungsdichte auf $S = 10 \text{ W m}^{-2}$ beschränkt [ICNIRP, 1998] unter der zusätzlichen Bedingung, dass sie räumlich zu mitteln ist über Flächen von 20 cm^2 und zeitlich über $[68 / (f / \text{GHz})^{1,05}]$ Minuten. Dies entspricht einer Zeitspanne von $t \approx 32 \text{ s}$ bei $f = 0,1 \text{ THz}$ und $t \approx 10 \text{ s}$ bei $f = 0,3 \text{ THz}$. Der zulässige Grenzwert erhöht sich ab $f = 0,3 \text{ THz}$ sprunghaft um mindestens eine Größenordnung auf $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ und mehr [ICNIRP, 2013] und behält auch bei Dauerexposition für den gesamten oberen THz-Bereich seine Gültigkeit.

Diese erheblichen Unterschiede verdeutlichen, dass widersprüchliche physikalische Konzepte bei der Motivation der Grenzwertempfehlungen zugrunde lagen. Der Umstand, dass der THz-Frequenzbereich aus technischer Sicht erst in den vergangenen Jahren in den Fokus wissenschaftlicher und industrieller Entwicklung getreten ist, ließ die Diskrepanz der Grenzwertempfehlung bislang als uninteressant erscheinen.

Es ist daher offensichtlich, dass die Leistungsdichte nicht als Expositions-kriterium dienen kann, sondern dass andere physikalische Größen im Inneren des Körpers herangezogen werden sollten.

Grundsätzlich könnte darüber nachgedacht werden, im THz-Frequenzbereich unter Betrachtung der kleinen Eindringtiefen und kurzen Wellenlängen eine Einschätzung der Wirkung von elektromagnetischer Strahlung auf Basis der SAR mit einer erheblich kleineren Bezugsmasse als die bekannten 10 g zu verwenden. Im Gegensatz zum Personen- und Arbeitsschutz im Frequenzbereich zwischen 0,1 GHz und 10 GHz gibt es für die resultierenden SAR-Werte jedoch keine vorliegenden Vergleichswerte. Zudem stellt die SAR die Quelle eines expositionsbedingten induzierten Temperaturanstieges dar, der eine örtlich begrenzte initiale Temperaturveränderung bewirkt und sich durch Wärmetransportmechanismen auf einen deutlich größeren Bereich im biologischen Gewebe im Vergleich zu der relativ kleinräumigen SAR-Verteilung erstreckt.

Für die Beurteilung der thermischen Effekte ist es daher von Vorteil, die Erwärmung des Körpergewebes als Maß zu verwenden und diese für einen weiten Wertebereich der Leistungsdichte, z.B. zwischen $0,1 \text{ W m}^{-2} \leq S \leq 100 \text{ W m}^{-2}$, zu untersuchen.

Die jeweils höchsten expositionsbedingten Temperaturanstiege ΔT_{\max} gegenüber der natürlichen Temperatur (ohne EM-Exposition) wurden hier bei einer Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ für die Dauerexposition der Haut sowie des Auges mit $\Delta T_{\max, \text{Haut}} \approx 2,7 \text{ K}$ und $\Delta T_{\max, \text{Auge}} \approx 1,4 \text{ K}$ berechnet.

Der Grenzwert der Leistungsdichte $S = 1000 \text{ W m}^{-2}$ gemäß [ICNIRP, 2013] wurde hier nicht weitergehend untersucht. Unter der Voraussetzung, dass die Wärmetransportgleichung nach Pennes in diesem Fall anwendbar bleibt, ist nach aktuellem Kenntnisstand davon auszugehen, dass sich die für eine Leistungsdichte $S = 100 \text{ W m}^{-2}$ berechneten ΔT_{\max} -Werte etwa verzehnfachen.

Die beim Menschen vorherrschende Körperkerntemperatur als Maß für die Definition von Basisgrenzwerten der Exposition heranzuziehen, ist nicht zwangsläufig zielführend, da die höchsten expositionsbedingten Temperaturanstiege direkt unter der Oberfläche des Gewebes liegen

können. Für die Beurteilung, in welchem Rahmen Temperaturänderungen in verschiedenen oberflächennahen Körperregionen tolerierbar sind, ist die Expertise von Biologen und Medizinern notwendig.

Weitergehend kann in einem nachfolgenden Schritt bei bekannter Abhängigkeit der expositionsbedingten Temperaturerhöhung von den externen Leistungsdichten bzw. ihrer räumlichen Verteilung die relativ leicht zu ermittelnde Leistungsdichte als konservative Referenzgröße definiert werden.

Für den hypothetischen Fall, dass es bislang noch unbekannte nicht-thermische Effekte durch elektromagnetische Felder im THz-Frequenzbereich geben sollte, müsste man zusätzliche Expositionsbedingungen zur Bewertung heranziehen, wie dies z.B. bis 10 MHz mit den im Niederfrequenzbereich bekannten Reizwirkungen von Nerven- und Muskelgewebezellen geschieht.

Sollte man herausfinden, dass solche nicht-thermischen Effekte im THz-Frequenzbereich von elektromagnetische Feldstärken im Körperinneren abhängen, so könnten die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden der Feldanalyse verwendet werden. In diesem Fall wäre es die Aufgabe von Experten der Fachgebiete Biologie, Medizin und Ingenieurwesen, in interdisziplinären Forschungen nicht-thermische Effekte aufzudecken bzw. zu widerlegen, sodass nötigenfalls Grenzwertempfehlungen entwickelt werden könnten.

Bei den in dieser Arbeit angegebenen maximalen elektrischen Feldstärken handelt es sich jeweils um voxelbezogene Werte. Für eine physikalische Aussagefähigkeit der Feldwerte müssten Vorschriften für eine geeignete Mittelung der lokalen Feldstärken entwickelt werden, z.B. durch Definition von Flächen- oder Volumenabmessungen. Die Maxima der so gemittelten Feldstärken wären dann mit noch festzulegenden zulässigen Werten zu vergleichen.

5.2 Ausblick

Bereits in Abschnitt 5.1 wurden Anregungen bezüglich geltender und gegebenenfalls noch zu entwickelnder Grenzwertempfehlungen im THz-Frequenzbereich beschrieben.

Die kontinuierlich steigende Anzahl von Technologien auf Basis von Quellen, die im THz-Frequenzbereich operieren, führt zu der möglichen Exposition immer weiterer Körperpartien. So gibt es beispielsweise in der Zahnmedizin bildgebende Verfahren, die Bereiche des Mundraums exponieren. Die Bewertung der biologischen Wirkung der damit verknüpften Expositionsfelder kann aufgrund derzeit fehlender dielektrischer Materialparameter mit den hier vorgestellten Methoden erst nach Entwicklung geeigneter Material- und Geometriemodelle erfolgen, beispielsweise auch mit Hilfe der Mischtheorie.

Generell wäre es wünschenswert, die in dieser Arbeit berechneten dielektrischen Materialdaten biologischer Gewebe mit messtechnisch bestimmten Parametern zu vergleichen. Dies ist momentan aufgrund der unzureichenden Datenlage in der Literatur noch nicht möglich.

Literatur

- [Ahmed et al., 2011] S. S. Ahmed, A. Schiessl, and L.-P. Schmidt, Novel Fully Electronic Active Real-Time Millimeter-Wave Imaging System based on a Planar Multistatic Sparse Array, *2011 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, 2011
- [Ahmed, 2012] S. S. Ahmed, Rohde & Schwarz, *Private Mitteilung an den Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Bergischen Universität Wuppertal*, 2012
- [Alekseev and Ziskin, 2007] A. Alekseev and M. Ziskin, Human Skin Permittivity Determined by Millimeter Wave Reflection Measurement, *Bioelectromagnetics*, Vol. 28, pp. 331 – 339, 2007
- [Alumbrad and Akhtar, 2011] T. Almubrad and S. Akhtar, Structure of corneal layers, collagen fibrils, and proteoglycans of tree shrew cornea, *Molecular Vision*, Vol. 17, pp. 2283 – 2291, 2011
- [Ameen et al., 1998] D. Ameen, M. Bishop, and T. McMullen, A lattice model for computing the transmissivity of the cornea and sclera, *Biophysical Journal*, Vol. 75, pp. 2520 – 2531, 1998
- [BfS, 2015] Bundesamt für Strahlenschutz, Strahlenschutzaspekte bei Ganzkörperscannern, Aktive Scanner mit Röntgenstrahlung, Online: <http://www.bfs.de/DE/themen/emf/hff/anwendung/ganzkoerperscanner/ganzkoerperscanner.html>, Stand am: 13.02.2016
- [Bitz et al., 2001] A. Bitz, V. Hansen, and 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
- [Bitz et al., 2009] A. Bitz, J. Streckert und V. Hansen, Untersuchung der frequenzabhängigen Eindringtiefe elektromagnetischer Felder an einem anatomischen Menschmodell, *Internes Dokument des Lehrstuhls für Theoretische Elektrotechnik, Bergische Universität Wuppertal*, 2009
- [Boote et al., 2006] C. Boote, S. Hayes, M. Abahussin, and K. M. Meek, Mapping Collagen Organization in the Human Cornea: Left and Right Eyes Are Structurally Distinct, *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, Vol. 47, No. 3, pp. 901 – 908, 2006
- [Brightbill et al., 2009] F. Brightbill, P. J. McDonnell, C. N. J. McGhee, A. A. Farjo, and O. Serdarevic, *Corneal Surgery: Theory, technique and tissue*, 4th Edition, *Mosby – Elsevier*, 2009
- [Christ et al., 2006] A. Christ, A. Kligenböck, T. Samaras, E. Neufeld und N. Kuster, Exposition durch körpernahe Sender im Rumpfbereich, *Deutsches Mobilfunk Forschungsprogramm (DMF), Abschlussbericht im Auftrag des Bundesministers für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit*, 2006, Online: http://www.emf-forschungsprogramm.de/home/forschung/dosimetrie/dosimetrie_abges/dosi_055.html, Stand am: 13.02.2016
- [Cooper et al., 2008] K. B. Cooper, R. J. Dengler, N. Llombart, T. Bryllert, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, C. Lee, A. Skalare, I. Mehdi, and P. H. Siegel, 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, 2008

- [Courtney, 1998] C. C. Courtney, Time-domain measurement of the electromagnetic properties of materials, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 46, No. 5, 1998
- [CST] CST STUDIO SUITE[®], CST – Computer Simulation Technology AG, Darmstadt, Deutschland
- [de Paula et al., 2011] A. de Paula, M. C. Rezende, and J. J. Barroso, Modified Nicolson-Ross-Weir (NRW) method to retrieve the constitutive parameters of low-loss materials, *2011 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC)*, pp. 488 – 492, Natal, Brazil, 2011
- [Doughty et al., 2001] M. J. Doughty, W. Seabert, J. P. G. Bergmanson, and Y. Blocker, A descriptive and qualitative study of keratocytes of the corneal stroma of albino rabbits using transmission electron microscopy, *Tissues & Cells*, Vol. 33, pp. 408 – 422, 2001
- [Duck, 1990] F. A. Duck, Physical Properties of Tissue: A Comprehensive Reference Book, *Academic Press*, New York, 1990
- [Ellison, 2007] 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, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 36, No. 1, pp. 1 – 18, 2007
- [Gabriel et al., 1996a] C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout, The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey, *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 41, pp. 2231 – 2249, 1996
- [Gabriel et al., 1996b] S. Gabriel, R. W. Lau, and C. Gabriel, The dielectric properties of biological tissues: II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz, *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 41, pp. 2251 – 2269, 1996
- [Gabriel et al., 1996c] S. Gabriel, R. W. Lau, and C. Gabriel, The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues, *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 41, pp. 2271 – 2293, 1996
- [Gabriel, Web] Datensammlung dielektrischer Materialparameter, Online: <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/>, Stand am: 28.08.2015
- [Galek et al., 2010] T. Galek, K. Porath, E. Burkel, and U. van Rienen, Extraction of effective permittivity and permeability of metallic powders in the microwave range, *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, Vol. 18, No. 2, Article 025015, 2010
- [Ghodgaonkar et al., 1990] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan, and V. K. Varadan, Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 39, No. 2, pp. 387 – 394, 1990
- [Giordano, 2003] S. Giordano, Effective medium theory for dispersions of dielectric ellipsoids, *Journal of Electrostatics*, Vol. 58, pp. 59 – 76, 2003
- [Grant, 1982] E. H. Grant, The dielectric method of investigating bound water in biological material: an appraisal of the technique, *Bioelectromagnetics*, Vol. 3, pp. 17 – 24, 1982
- [Hasgall et al., 2012] P. A. Hasgall, E. Neufeld, M. C. Gosselin, A. Klingenböck, and N. Kuster, IT'IS database for thermal and electromagnetic parameters of biological tissues, Version 2.2, July 11th, 2012, Online: <http://www.itis.ethz.ch/database>, Stand am: 13.02.2016

- [Hayashi et al., 2002] S. Hayashi, T. Osawa, and K. Tohyama, Comparative observations on corneas, with special reference to Bowman's layer and Descemet's membrane in mammals and amphibians, *Journal of Morphology*, Vol. 254, No. 3, pp. 247 – 258, 2002
- [Hirata, 2005] A. Hirata, Temperature 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
- [Hirata et al., 2007] A. Hirata, S. Watanabe, O. Fujiwara, M. Kojima, K. Sasaki, and T. Shiozawa, Temperatur elevation in the eye of anatomically based head models for plane-wave exposures, *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 52, pp. 6389 – 6399, 2007
- [Huclova et al., 2012] S. Huclova, D. Erni, and J. Fröhlich, Modelling and validation of dielectric properties of human skin in the MHz region focusing on skin layer morphology and material composition, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 45, Article 025301, 2012
- [ICNIRP, 1998] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), ICNIRP Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields (up to 300 GHz), *Health Physics*, Vol. 74, No. 4, pp. 494 – 522, 1998
- [ICNIRP, 2010] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), ICNIRP Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric and Magnetic Fields (1 Hz to 100 kHz), *Health Physics*, Vol. 99, No. 6, pp. 818 – 836, 2010
- [ICNIRP, 2013] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), ICNIRP Guidelines on Limits of Exposure to Laser Radiation of Wavelength between 180 nm and 1,000 μm , *Health Physics*, Vol. 105, No. 3, pp. 271 – 295, 2013
- [Ivers-Tiffée und von Münch, 2007] E. Ivers-Tiffée und W. von Münch, Werkstoffe der Elektrotechnik, 10. Auflage, *Teubner Verlag*, Wiesbaden, Deutschland, 2007
- [Jastrow et al., 2010] C. Jastrow, T. Kleine-Ostmann und T. Schrader, Numerische Feldberechnungen für die Dosimetrie bei Feldexpositionen in vitro im THz-Frequenzbereich, *PTB-Mitteilungen 120*, Nr. 3, S. 210 – 215, 2010
- [Jepsen and Merbold, 2010] P. U. Jepsen and H. Merbold, Terahertz reflection spectroscopy of aqueous NaCl and LiCl solutions, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 31, pp. 430 – 440, 2010
- [Jordan and Balmain, 1950] E. C. Jordan and K. G. Balmain, Electromagnetic Waves and Radiating Systems, 2nd Edition, *Prentice-Hall*, Englewood Cliffs, New Jersey, 1950
- [Karampatzakis and Samaras, 2010] A. Karampatzakis and T. Samaras, Numerical model of heat transfer in the human eye with consideration of fluid dynamics of the aqueous humour, *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 55, pp. 5653 – 5665, 2010
- [Kircher-Kohl, 2011] M. Kircher-Kohl, Recent Innovations: Semiconductors and System Solutions, Infineon Technologies Austria AG, *2011 MIT Europe Conference*, Vienna, Austria, March 23, 2011
- [Kunz and Luebbers, 1993] K. S. Kunz and R. J. Luebbers, The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, *CRC Press Incorporated*, Boca Raton, Florida, 1993
- [Küpfmüller et al., 2008] K. Küpfmüller, W. Mathis und A. Reibiger, Theoretische Elektrotechnik: Eine Einführung, 18. Auflage, *Springer-Lehrbuch*, Dresden, Deutschland, 2008
- [Lagendijk, 1982] J. J. W. Lagendijk, A mathematical model to calculate temperature distributions in human and rabbit eyes during hyperthermic treatment, *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 27, No. 11, pp. 1301 – 1311, 1982

- [Lee and Park, 2009] D. Lee and W. Park, Extraction of effective permittivity and permeability of periodic metamaterial cells, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 51, No. 8, 2009
- [Leonard and Meek, 1997] D. W. Leonard and K. M. Meek, Refractive Indices of the Collagen Fibrils and Extrafibrillar Material of the Corneal Stroma, *Biophysical Journal*, Vol. 72, pp. 1382 – 1387, March 1997
- [Liebe et al., 1991] H. J. Liebe, G. A. Hufford, and 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
- [Loidl et al., 2008] A. Loidl, P. Lunkenheimer, R. Gulich, A. Wixforth, M. Schneider, P. Hänggi und G. Schmid, Untersuchungen zu der Fragestellung, ob makroskopische dielektrische Gewebeeigenschaften auch auf Zellebene bzw. im subzellulären Bereich uneingeschränkte Gültigkeit besitzen, *Deutsches Mobilfunk Forschungsprogramm (DMF), Abschlussbericht im Auftrag des Bundesministers für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit*, 2008, Online: http://www.emf-forschungsprogramm.de/forschung/dosimetrie/dosimetrie_abges/dosi_075.html, Stand am: 13.02.2016
- [Marklez et al., 2000] A. G. Marklez, A. Roitberg, and 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, No. 1 – 2, pp. 42 – 48, 2000
- [Michelacci, 2003] Y. M. Michelacci, Collagens and proteoglycans of the corneal extracellular matrix, *Brazilian Journal of Medical and Biological Research*, Vol. 36, pp. 1037 – 1046, 2003
- [NLM, Web] U. S. National Library of Medicine, The Visible Human Project®, Online: http://www.nlm.nih.gov/research/visible/visible_human.html, Stand am: 13.02.2016
- [Pennes, 1948] H. H. Pennes, Analysis of Tissue and Arterial Blood Temperatures in the Resting Human Forearm, *Journal of Applied Physiology*, Vol. 1, No. 2, pp. 93 – 122, 1948
- [Peyman et al., 2007] A. Peyman, C. Gabriel, and E. H. Grant, Complex permittivity of sodium chloride solutions at microwave frequencies, *Bioelectromagnetics*, Vol. 28, pp. 264 – 274, 2007
- [Piersol et al., 1919] G. A. Piersol, T. Dwight, C. A. Hamann, J. Playfair McMurrich, and J. William White, Human Anatomy, Vol. 2, 7th Edition, *J. B. Lippincott Company*, Philadelphia & London, 1919
- [Polk and Postow, 1986] C. Polk and E. Postow, CRC Handbook of Biological Effects of Electromagnetic Fields, *CRC Press Incorporated*, Boca Raton, Florida, 1986
- [Reid, 2009] C. Reid, Spectroscopic methods for medical diagnosis at terahertz wavelengths, Doctoral thesis, *Department of Medical Physics and Bioengineering, University College London*, 2009
- [Remington, 2012] L. A. Remington, Clinical Anatomy of the visual system, 3rd Edition, *Elsevier – Butterworth Heinemann*, Saint Louis, Missouri, 2012
- [Samaras et al., 2006] T. Samaras, A. Christ, and N. Kuster, Effects of geometry discretization aspects on the numerical solution of the bioheat transfer equation with the FDTD technique, *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 51, N221 – N229, 2006
- [Samaras et al., 2007] T. Samaras, A. Christ, A. Klingenböck, and 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, pp. 492 – 496, 2007

- [Saviz and Faraji-Dana, 2013] M. Saviz and R. Faraji-Dana, A theoretical model for the frequency-dependent dielectric properties of corneal tissue at microwave frequencies, *Progress in Electromagnetics Research*, Vol. 137, pp. 389 – 406, 2013
- [Saviz et al., 2013] M. Saviz, L. Mogouon Toko, O. Spathmann, J. Streckert, V. Hansen, M. Clemens, and 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, No. 9, pp. 529 – 538, 2013
- [Schiessl et al., 2012] A. Schiessl, A. Genghammer, S. S. Ahmed, and L. 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, 2012
- [Schmid, 2010] G. Schmid, Exposition von Personen durch Terahertz-Strahlung: Technische Aspekte, *EMF Spectrum*, 1. Jahrgang, S. 12 – 15, 2010
- [Schmidt und Thews, 1993] R. F. Schmidt und G. Thews, Physiologie des Menschen, 25. Auflage, *Springer-Lehrbuch Berlin Heidelberg*, 1993
- [Scott, 1988] J. A. Scott, A finite element model of heat transport in the human eye, *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 33, No. 2, pp. 227 – 241, 1988
- [Schwan and Foster, 1980] H. P. Schwan and K. R. Foster, RF-field interactions with biological systems: Electrical properties and biophysical mechanisms, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 68, pp. 104 – 113, 1980
- [Scott, 1988] J. A. Scott, A finite element model of heat transport in the human eye, *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 33, No. 2, pp. 227 – 241, 1988
- [SEMCAD] Simulation Platform for Electromagnetic Compatibility, Antenna Design and Dosimetry X (SEMCAD X), Schmid & Partner Engineering AG, Zürich, Schweiz
- [Sihvola, 2000] A. Sihvola, Mixing Rules with Complex Dielectric Coefficients, *Subsurface Sensing Technologies and Applications*, Vol. 1, No. 4, pp. 393 – 415, 2000
- [Sihvola, 2008] A. Sihvola, Electromagnetic Mixing Formulas and Applications, 1st Edition 1999, Reprinted with new cover 2008, *Institution of Engineering & Technology - Electromagnetic Waves Series 47*, Herts, United Kingdom, 2008
- [Spathmann et al., 2012] O. Spathmann, M. Clemens, T. Fiedler, V. Hansen, U. Pfeiffer, M. Saviz, K. Statnikov, J. Streckert, and M. Zang, Attempts for Exposure Assessment in the THz-Frequency Range Using Numerical Computations, *2012 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE 2012)*, 2012
- [Spathmann et al., 2014] O. Spathmann, K. Statnikov, M. Zang, M. Saviz, T. Fiedler, V. Hansen, J. Streckert, M. Clemens und U. Pfeiffer, Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich, Abschlussbericht zum Vorhaben 3610S80001 im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz, März 2013, *Online Erschienen auf den Web-Seiten des Bundesamtes für Strahlenschutz, BfS-RESFOR-98/14*, November 2014, Online: <http://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-2014111011856>, Stand am 13.02.2016
- [Spathmann et al., 2015a] O. Spathmann, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, V. Hansen, and M. Clemens, Numerical Verification of the Applicability of the “Effective Medium Theory” with Respect to Dielectric Properties of Biological Tissue, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 51, No. 3, Article 7204204, 2015

- [Spathmann et al., 2015b] O. Spathmann, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen, M. Saviz, T. M. Fiedler, K. Statnikov, U. R. Pfeiffer, and M. Clemens, Numerical Computation of Temperature Elevation in Human Skin due to Electromagnetic Exposure in the THz Frequency Range, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 5, No. 6, pp. 978 – 989, 2015
- [Taflove and Hagness, 2005] A. Taflove and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd Edition, *Artech House*, Boston, London, United Kingdom, 2005
- [Taylor et al., 2011] Z. D. Taylor, R. S. Singh, D. B. Bennet, P. Tewari, C. P. Kealey, N. Bajwa, M. O. Culjat, A. Stojadinovic, H. Lee, J.-P. Hubschman, E. R. Brown, and W. S. Grundfest, THz Medical Imaging: *in-vivo* Hydration Sensing, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 1, No.1, pp. 201 – 219, 2011
- [Vicente et al., 2011] A. N. Vicente, G. M. Dip, and C. Junqueira, The Step by Step Development of NRW Method, *2011 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC)*, pp. 738 – 742, Natal, Brazil, October 29 – November 1, 2011
- [Walker et al., 2002] D. C. Walker, B. H. Brown, R. H. Smallwood, D. R. Hose, and D. M. Jones, Modelled current distribution in cervical squamous tissue, *Physiological Measurement*, Vol. 23, pp. 159 – 168, 2002
- [Wei and Sridhar, 1990] Y. Wei and S. Sridhar, Dielectric spectroscopy up to 20 GHz of LiCl/H₂O Solutions, *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 92, pp. 923 – 928, 1990
- [Weiland, 1996] T. Weiland, Time domain electromagnetic Field computation with Finite Difference Methods, *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, Vol. 9, pp. 259 – 319, 1996
- [Wessapan and Rattanadecho, 2012] T. Wessapan and 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
- [WikiCommons, Epidermis] Wbensemith, Meissner's corpuscle, Bearbeitet von M. Häggström, Lizenz: Creative Commons Attribution 3.0 Unported, Online: https://commons.wikimedia.org/wiki/Category:Skin?uselang=de#/media/File:Epidermal_layers.png, Stand am: 13.02.2016
- [WikiCommons, Haut] D. Wong and H. Chang, Skin tissue engineering, March 31, 2009, StemBook, The Stem Cell Research Community, StemBook, doi/10.3824/stembook.1.44.1, <http://www.stembook.org>, Bearbeitet von A. Friedrich, Lizenz: Creative Commons Attribution 3.0 Unported, Online: https://commons.wikimedia.org/wiki/Category:Human_skin?uselang=de#/media/File:Anatomy_of_the_skin_de.jpg, Stand am: 13.02.2016
- [WikiCommons, Kornea] H. Gray, Anatomy of the Human Body, 1918, Lizenz: Public Domain, Online: <https://commons.wikimedia.org/wiki/Cornea#/media/File:Gray871.png>, Stand am: 13.02.2016
- [Xu and Lu, 2011] F. Xu and T. Lu, Introduction to Skin Biothermomechanics and Thermal Pain, *Science Press Beijing and Springer Heidelberg Dordrecht London New York*, 2011

Liste eigener Veröffentlichungen und Berichte

Zeitschriftenbeiträge

- O. Spathmann, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen, M. Saviz, T. M. Fiedler, K. Statnikov, U. R. Pfeiffer, and M. Clemens, Numerical Computation of Temperature Elevation in Human Skin due to Electromagnetic Exposure in the THz Frequency Range, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 5, No. 6, pp. 978 – 989, 2015
- O. Spathmann, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, V. Hansen, and M. Clemens, Numerical Verification of the Applicability of the “Effective Medium Theory” with Respect to Dielectric Properties of Biological Tissue, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 51, No. 3, Article 7204204, 2015
- A. Lerchl, M. Klose, K. Grote, A. F. Wilhelm, O. Spathmann, T. Fiedler, J. Streckert, V. Hansen, and M. Clemens, Tumor Promotion by Exposure to Radiofrequency Electromagnetic Fields Below Exposure Limits for Humans, *Biochemical and Biophysical Research Communications*, Vol. 459, No. 4, pp. 585 – 590, 2015
- M. Klose, K. Grote, O. Spathmann, J. Streckert, M. Clemens, V. Hansen, and A. Lerchl, Effects of Early-Onset Radiofrequency Electromagnetic Field Exposure (GSM 900 MHz) on Behavior and Memory in Rats, *Radiation Research*, Vol. 182, No. 4, pp. 435 – 447, 2014
- M. Saviz, L. Mogouon Toko, O. Spathmann, J. Streckert, V. Hansen, M. Clemens, and 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, No. 9, pp. 529 – 538, 2013
- M. Saviz, O. Spathmann, J. Streckert, V. Hansen, M. Clemens, and R. Faraji-Dana, Theoretical Estimations of Safety Thresholds for Terahertz Exposure of Surface Tissues, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 3, No. 5, pp. 635 – 640, 2013
- C. Cimala, M. Clemens, V. Hansen, O. Spathmann, J. Streckert, and T. Timm, High Resolution Numerical Electromagnetic Dosimetry Simulations Using a Coupled Two-Step Approach, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 49, No. 5, pp. 1633 – 1636, 2013

Konferenzbeiträge

- M. Klose, K. Grote, O. Spathmann, J. Streckert, V. Hansen, and A. Lerchl, Effects of Early-Onset Radiofrequency Electromagnetic Field Exposure (GSM 900 MHz) on Behavior of Memory in Rats, *Joint Meeting of the Bioelectromagnetics Society and the European BioElectromagnetics Association 2014 (BioEM2014)*, Cape Town, South Africa, June 8 – 13, 2014
- C. Cimala, O. Spathmann, S. Runke, M. Zang, and M. Clemens, Coupled Two-Step MoM / FITD Method for Calculation of Electrically Large Problems in Urban Areas, *10th International Conference on Scientific Computing in Electrical Engineering 2014 (SCEE 2014)*, Wuppertal, Germany, July 22 – 25, 2014
- O. Spathmann, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, V. Hansen, and M. Clemens, Numerical Verification of the Applicability of the “Effective Medium Theory” with Respect to Dielectric Material Properties, *16th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation 2014 (CEFC 2014)*, Annecy, France, May 25 – 28, 2014
- M. Zang, V. Hansen, U. Pfeiffer, O. Spathmann, K. Statnikov, J. Streckert, and M. Clemens, Development and Application of Electromagnetic Field Excitation Models for Dosimetry Studies in the THz Range, *9th International Conference on Computation in Electromagnetics 2014 (CEM 2014)*, London, United Kingdom, March 31 – April 1, 2014
- O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, and M. Clemens, Assessment of Dielectric Material Properties for Near-Surface Body Tissues in the THz-Frequency Range, *URSI Kleinheubacher Tagung*, Miltenberg, Germany, September 23 – 25, 2013
- O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, and M. Clemens, Estimation of Dielectric Material Properties in THz-Frequency Range Using Effective Medium Theory, *2013 Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE 2013)*, pp. 154 – 159, Brugge, Belgium, September 2 – 6, 2013
- K. Statnikov, R. Al-Hadi, M. Clemens, V. Hansen, O. Spathmann, J. Streckert, M. Zang, and U. R. Pfeiffer, Methods for Determining the Exposure to THz Radiation Utilizing CMOS-Based Detectors, *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Mainz, Germany, September 1 – 6, 2013
- O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, and M. Clemens, Assessment of Dielectric Material Properties for Near-Surface Body Tissues in the THz-Frequency Range, *Joint Meeting of The Bioelectromagnetics Society and the European BioElectromagnetics Association 2013 (BioEM2013)*, Thessaloniki, Greece, June 10 – 14, 2013

- M. Zang, V. Hansen, O. Spathmann, J. Streckert, and M. Clemens, Development and Application of Electromagnetic Field Excitation Models for Dosimetry Studies in the THz Range, *Joint Meeting of The Bioelectromagnetics Society and the European BioElectromagnetics Association 2013 (BioEM2013)*, Thessaloniki, Greece, June 10 – 14, 2013
- J. Streckert, M. Clemens, V. Hansen, T. Fiedler, O. Spathmann und M. Zang, Beurteilung der Exposition von Personen in der Nähe von Fahrzeug-Antennen unter Aspekten des Arbeitsschutzes, *Elektromagnetische Effekte Symposium 2013 (EME 2013)*, Mannheim, Deutschland, September, 2013
- C. Cimala, M. Clemens, V. Hansen, O. Spathmann, J. Streckert, and T. Timm, High Resolution Numerical Electromagnetic Dosimetry Simulations Using a Coupled Two-Step Approach, *15th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation 2012 (CEFC 2012)*, Oita, Japan, November 11 – 14, 2012
- O. Spathmann, M. Clemens, T. Fiedler, V. Hansen, U. Pfeiffer, M. Saviz, K. Statnikov, J. Streckert, and M. Zang, Attempts for Exposure Assessment in the THz-Frequency Range Using Numerical Computations, *2012 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE 2012)*, Rome, Italy, September 17 – 21, 2012
- O. Spathmann, V. Hansen, J. Streckert, Y. Zhou, M. Clemens, K. Grote, M. Klose, and A. Lerchl, “Head Only”-exposure of continuously growing rats to 900 MHz GSM signals, *2012 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE 2012)*, Rome, Italy, September 17 – 21, 2012
- M. Clemens, C. Cimala, T. Fiedler, N. Gödel, V. Hansen, S. Runke, E. Scholz, O. Spathmann, J. Streckert, T. Timm, and M. Zang, Numerical Methods for High-Fidelity Electromagnetic RF-Field Simulations, Invited talk, *AntennEMB 2012 Symposium (AntennEMB2012)*, Stockholm, Sweden, March 6 – 8, 2012

Technische Berichte

- J. Streckert, T. Fiedler, V. Hansen, O. Spathmann und M. Clemens, Inbetriebnahme der Expositionsanlage und numerische Dosimetrie zum BfS – Forschungsprojekt 3611S30017 „Tumorpromotion durch hochfrequente elektromagnetische Felder in Kombination mit kanzerogenen Substanzen“, im Auftrag der Jacobs University Bremen gGmbH, School of Engineering and Science, Abschlussbericht, Oktober 2012, *als Anhang ab Seite 40 enthalten in: M. Klose, Tumorpromotion durch hochfrequente elektromagnetische Felder in Kombination mit kanzerogenen Substanzen - synergistische Wirkungen, BfS-RESFOR-104/15*, März 2015, Online: http://doris.bfs.de/jspui/bitstream/urn:nbn:de:0221-2015031812720/3/BfS_2015_3611S30017.pdf, Stand am: 13.02.2016
- O. Spathmann, K. Statnikov, M. Zang, M. Saviz, T. Fiedler, V. Hansen, J. Streckert, M. Clemens und U. Pfeiffer, Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich, Abschlussbericht zum Vorhaben 3610S80001 im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz, März 2013, *Online Erschienen auf den Web-Seiten des Auftraggebers, BfS-RESFOR-98/14*, November 2014, Online: <http://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-2014111011856>, Stand am 13.02.2016
- M. Clemens, T. Fiedler, V. Hansen, U. Pfeiffer, O. Spathmann, K. Statnikov und J. Streckert, 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, Zwischenbericht zum Vorhaben 3610S80001 „Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich“ im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz, Juli 2011, *Online Erschienen auf den Web-Seiten des Deutschen Mobilfunk Forschungsprogramms*, Online: http://www.emf-forschungsprogramm.de/akt_emf_forschung.html/dosi_HF_005_ZwB_01.pdf, Stand am 13.02.2016
- J. Streckert, O. Spathmann, M. Clemens und V. Hansen, Konzipierung, Rechnersimulation und Aufbau einer Expositionsanlage zum BfS - Forschungsvorhaben FM 8848 „Altersabhängige Wirkungen hochfrequenter elektromagnetischer Felder des Mobilfunks auf Entwicklungs- und Differenzierungsprozesse des Zentralnervensystems in juvenilen Labornagern“ im Auftrag der Jacobs University Bremen gGmbH, School of Engineering and Science, Abschlussbericht, Januar 2011, *Auszugsweise auf S. 6 – 12 enthalten im Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben*, Online: http://doris.bfs.de/jspui/bitstream/urn:nbn:de:0221-2013112711143/3/BfS_2013_FM8848.pdf, Stand am 13.02.2016