

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik

Analyse und Optimierung von Radomen für automobile Radarsensoren

Florian Pfeiffer

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jörg Eberspächer
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. Erwin Biebl
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Markus Maurer,
Technische Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

Die Dissertation wurde am 22.09.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 18.03.2010 angenommen.

Mein Dank...

gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit am Fachgebiet Höchstfrequenztechnik der Technischen Universität München und wurde als INI.TUM Kooperation mit der Audi AG, Ingolstadt durchgeführt.

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Erwin Biebl, der durch die Bereitstellung einer guten Infrastruktur, durch die ausgezeichnete wissenschaftliche Betreuung und durch seine freundliche Art ideale Randbedingungen für die Durchführung dieser Arbeit geschaffen hat.

Ein großer Dank gilt den Kollegen am Fachgebiet: Andreas Fackelmeier, Dr. Florian Gerbl, Stefan Holzknicht, Carolin Loibl, Christian Morhart, Thomas Reichthalhammer und Bernhard Schaffer für die vielen anregenden Diskussionen sowie den fruchtbaren fachlichen Austausch. Die Arbeit am Fachgebiet wird mir durch die angenehme und sehr kollegiale Atmosphäre in guter Erinnerung bleiben.

Vielen Dank an meine Kooperationspartner in der Abteilung für Fahrerassistenzsysteme I/EF-56 bei der Audi AG. Besonders bedanke ich mich bei Georg-Peter Duba, Prof. Dr. Markus Maurer und Dr. Karl-Heinz Siedersberger für die Möglichkeit meine Doktorarbeit mit diesem interessanten und herausfordernden Projekt zu erarbeiten. Der mir eingeräumte Freiraum war die ideale Voraussetzung für eine wissenschaftliche Arbeit. In diesem Zusammenhang bedanke ich mich auch bei Stefan Stadik, der mir als Ansprechpartner in der Serienentwicklung in allen fachlichen Fragestellungen bereitwillig zur Seite stand. Für die Unterstützung bei den Messungen bedanke ich mich bei Andreas Siegel, Jens Storz und Waldemar Winter.

Ein besonderer Dank gilt auch Manfred Agerer und Josef Franzisi für die rasche und präzise Durchführung feinmechanischer Arbeiten.

Nicht zuletzt danke ich ganz besonders herzlich meinen Eltern für ihre stets liebevolle Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Stand der Technik	2
1.2	Ziele und Inhalt der Arbeit	5
2	Einfluss eines Radoms auf ein Radarsystem	7
2.1	Effektive Radomdämpfung	7
2.2	Strahlungscharakteristik	10
3	Feldtheoretische Grundlagen	13
3.1	Gaußscher Strahl	13
3.1.1	Theoretische Grundlagen	13
3.1.2	Reales Radarsystem als Gaußscher Strahler	16
3.2	Ausbreitungsmodell einer ebenen Welle	23
3.2.1	Einfache dielektrische Schicht	23
3.2.2	Polarisationseinflüsse	27
3.2.3	Geschichtetes dielektrisches Medium	29
4	Charakterisierung der elektrischen Materialparameter	33
4.1	Messaufbau	34
4.1.1	Transmissionsmessplatz	34
4.1.2	Reflexionsmessplatz	39
4.2	Messergebnisse	41
4.2.1	Charakterisierung von Basismaterialien	41
4.2.2	Charakterisierung von Lacksystemen	42
5	Ebene Radomstrukturen	49
5.1	Einschichtige ebene Kunststoffplatte	49
5.2	Witterungseinflüsse	53
5.2.1	Einfluss eines Wasserfilms auf dem Radom	53
5.2.2	Einfluss einer Eisschicht auf dem Radom	54
5.3	Lackierte Kunststoffplatte	56
6	Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen	61
6.1	Methode der optimalen Trägerschichtdicke	61
6.1.1	Beschreibung der Methode	61
6.1.2	Frequenzbandbreite	63

Inhaltsverzeichnis

6.2	Methode des Viertel-Wellenlängen-Transformators	64
6.2.1	Beschreibung der Methode	64
6.2.2	Frequenzbandbreite	66
6.2.3	Methode der symmetrischen Lackierung	67
6.3	Induktive Lackkompensation	69
6.3.1	Beschreibung der Methode	69
6.3.2	Frequenzbandbreite	73
6.3.3	Einfluss von Parametervariationen	73
6.3.4	Messergebnisse	78
6.3.5	Auswirkung auf die Erstdetektionsreichweite	81
7	Strukturierte Radome	85
7.1	Halbkreisförmige Strukturen	85
7.1.1	Ebene Rückseitenform	86
7.1.2	Strahlenoptisch optimierte Rückseitenform	89
7.2	Reale Stegkontur	96
8	Zusammenfassung	101

Abbildungsverzeichnis

1.1	Weitbereichsradarsensor (Quelle: Fa. Robert Bosch)	2
1.2	Beispiele für offenen LRR-Sensorverbau	3
1.3	Beispiele für LRR-Radome in „Aspik“-Optik	4
1.4	Kühlergrilloptik der aktuellen Audi S8 und A8 12 Zylinder Modelle mit Radom für den Weitbereichsradarsensor	5
2.1	Radarsystem mit Zielobjekt	8
2.2	Erstdetektionsreichweite in Abhängigkeit der Zweiwegeradomdämpfung bei idealer Freiraumausbreitung	10
2.3	Winkelbereich des LLR aus der Perspektive eines Fahrzeugs, das sich auf der Mittelspur einer geraden dreispurigen Fahrbahn befindet	12
3.1	Schematische Darstellung eines Gaußschen Strahls	14
3.2	Normierter integraler Leistungsanteil eines Gaußschen Strahls in einer kreisförmigen Fläche mit Radius r um die Strahlachse	16
3.3	Antennendiagramme der drei bzw. vier Einzelkeulen des LRR-Sensors der 1. (gepunktete Linie) bzw. 2. Generation (durchgezogene Linie) der Fa. Robert Bosch (Quelle: Fa. Robert Bosch)	17
3.4	Schematische Ausbreitung der vier Einzelkeulen des LRR2s als Gaußsche Strahler	19
3.5	Phasenunterschied zwischen ebener und gekrümmter Wellenfront	21
3.6	Schematischer Vergleich der Phasenfronten eines Gaußstrahls und einer ebenen Welle	21
3.7	Maximaler Abstand vom Ort der minimalen Strahltaile bis zu dem für den gesamten Gaußstrahl mit Divergenzwinkel ϑ_0 bei 76,5 GHz ebene Phasenfronten angenommen werden können	22
3.8	Einfall einer ebenen Welle auf eine einschichtige Struktur	24
3.9	Einschichtige Struktur im Leitungsmodell	25
3.10	Normierter Wellenwiderstand $Z_w/Z_{w,0}$ für E- und H-Polarisation in Abhängigkeit des Einfallswinkels	28
3.11	Einfall einer ebenen Welle auf eine N -schichtige Struktur	29
3.12	N -schichtige Struktur im Leitungsmodell	30
4.1	Blockschaltbild des E-Bandmessplatzes	34
4.2	Strahlengang in der Freiraumsstrecke des Transmissionsmessplatzes	35

Abbildungsverzeichnis

4.3	Graphischer Ausgleich von Transmissionsmessungen einer Rexolite [®] Probe bei paralleler und senkrechter Polarisation in Abhängigkeit des Einfallswinkels	38
4.4	Strahlengang in der Freiraumstrecke des Reflexionsmessplatzes	40
4.5	Berechnete Resonanzkennlinien des Reflexionskoeffizienten einer planparallelen Platte bei 45° Einfall einer ebenen Welle und senkrechter Polarisation in Abhängigkeit der Frequenz für Beschichtungen mit unterschiedlicher relativer Permittivität und 15 µm Dicke	41
4.6	Metallic-Lackstruktur auf Kunststoff im Querschliff (Quelle: Fa. Wörwag)	44
4.7	Grenzflächenpolarisation im metallischen Basislack	44
4.8	Elektrische Suszeptibilität von Basislacken im E-Band in Abhängigkeit der Metallkonzentration; die mit • gekennzeichneten Daten sind Messergebnisse dieser Arbeit und die mit Δ gekennzeichneten Daten stammen aus [SSK07]; die eingezeichnete Kennlinie ist das Ergebnis einer Anpassung der Daten dieser Arbeit mit einem Polynom 2. Ordnung	48
5.1	Berechnete Einwege-Transmission und Reflexion einer Makroblend [®] DP7645 Platte in Abhängigkeit der Schichtdicke bei 76,5 GHz und senkrechtem Welleneinfall; gestrichelte Linie: dielektrische Verluste; Dreiecke: Messwerte	51
5.2	Berechnete Einwege-Transmission und Reflexion einer Wassersäule auf einer verlustlosen und reflexionsfrei ausgelegten Trägerschicht bei 20 °C für 24 GHz (gestrichelt) und 76,5 GHz (durchgezogen)	54
5.3	Berechnete Einwege-Transmission und Reflexion einer Eisschicht auf einer verlustlosen und reflexionsfrei ausgelegten Trägerschicht bei 0 °C für 24 GHz (gestrichelt) und 76,5 GHz (durchgezogen)	55
5.4	Berechnete Transmissions- und Reflexionskoeffizienten einer lackierten, resonant ausgelegten Kunststoffplatte mit Primer, Basislack und Klarlack (gepunktet), Basislack und Klarlack (gestrichelt) und Basislack alleine (durchgezogen) in Abhängigkeit der relativen Basislack-Permittivität für 24 GHz und 76,5 GHz	57
5.5	Lackierte Kunststoffträgerschicht	58
5.6	Graphische Leitungstransformationen einer Zweischichtstruktur aus einer Lack- (blau durchgezogen) und einer resonanten Kunststoffschicht (blau gestrichelt) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz	60
6.1	Graphische Leitungstransformation einer Zweischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen) und Kunststoff (blau gestrichelt) bei optimaler Kunststoffschichtdicke im Smith Diagramm bei 76,5 GHz	62
6.2	Berechnete Reflexion eines Kunststoff-Lack-Systems mit im unlackierten Zustand angepasster (durchgezogen) und optimaler Kunststoffschichtdicke (gestrichelt)	63
6.3	Lackierte Kunststoffträgerschicht mit $\lambda/4$ -Transformationsschicht	65

6.4	Graphische Leitungstransformation einer Dreischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen), Kunststoff (blau gestrichelt) und $\lambda/4$ -Anpassungsschicht (blau gestrichpunktet) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz	65
6.5	Symmetrisch lackierte Kunststoffträgerschicht mit angepasster Kunststoffschichtdicke	67
6.6	Graphische Leitungstransformation einer Dreischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen), Kunststoff (blau gestrichelt) und einer zweiten identischen Lackschicht (blau gestrichpunktet) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz	68
6.7	Modell einer Lack-Kunststoff-Struktur mit einem rückseitig aufgebracht-induktiven Gitter: Lack (dunkelgrau), Kunststoff (hellgrau) und Metall (weiß)	70
6.8	Graphische Leitungstransformation einer Zweischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen), Kunststoff (blau gestrichelt) und einer induktiven Kompensation (blau gestrichpunktet) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz	71
6.9	Seitenansicht der periodischen Leiter bei nichtsenkrechten Welleneinfall	71
6.10	Optimale Leiterbreite der induktiven Gitterstruktur bei einem Leiterabstand von 1,5 mm und 2 mm zur Kompensation einer Lackschicht mit $d = 15 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes	72
6.11	Taylorkoeffizienten der Trägerschichtparameter $T^{(d_2)}$ und $T^{(\epsilon_r, 2)}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes für zwei Lackschichtdicken $15 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$	76
6.12	Taylorkoeffizienten der induktiven Gitterstrukturparameter $T^{(a)}$ und $T^{(b)}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes für zwei Lackschichtdicken $15 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$	77
6.13	Foto einer rückseitig aufgebracht-induktiven Gitterstruktur zur Kompensation einer Silber-Metallic-Lackstruktur	79
6.14	Zweiwege-Transmissionskoeffizient einer nichtkompensierten (gestrichelt) und induktiv kompensierten (durchgezogen) Silber-Metallic-Lackstruktur: Messwerte (blau) und Simulation (rot)	80
6.15	Mehrwegeausbreitung über eine ebene Fläche	81
7.1	Modell einer ebenen Platte mit periodischen, einseitigen, halbkreisförmigen Strukturierungen	86
7.2	Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 2 mm Radius und ebener Rückseitenform	87
7.3	Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 4 mm Radius und ebener Rückseitenform	87
7.4	Gemessener Winkel eines LRR2-Sensors der Firma Bosch mit rückseitig planaren Abdeckungen: Referenzmessung ohne Abdeckung (blau), Messung mit Abdeckung bei 2 mm-Radius-Steg (rot) und 4 mm-Radius-Steg (grün)	90

Abbildungsverzeichnis

7.5	Strahlengang im Querschnitt einer strukturierten Platte bei strahlenoptisch optimaler Rückseitenform	91
7.6	Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 2 mm Radius und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform	92
7.7	Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 4 mm Radius und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform	93
7.8	Einfall einer ebenen Welle mit Einfallswinkel von 8° auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform	93
7.9	Spanend hergestelltes Radom mit halbkreisförmiger Stegstruktur; links – ebene Rückseite; rechts – optimierte Rückseitenform	94
7.10	Gemessene Abweichung vom Sollwinkel eines LRR2-Sensors bei Radomen mit strahlenoptisch optimierter Rückseitenform	95
7.11	Kühlergrilloptik des aktuellen Audi S6 S-Line Modells mit Radom . . .	96
7.12	Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit periodischer Kontur des A6 S-line Serienstegs und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform	97
7.13	Gemessene Abweichung vom Sollwinkel eines LRR2-Sensors bei einem Radom mit strahlenoptisch optimierter Rückseitenform	98
7.14	Messszenario einer Kurvenfahrt auf ein statisches Ziel zu	98
7.15	LRR2 Sensordaten (Kreuze) und DGPS-Referenzdaten (durchgezogene Linie) einer Kurvenfahrt	99

1 Einleitung

Seit etwa 10 Jahren werden Weitbereichsradarsensoren als Basis für prädiktive Fahrerassistenzsysteme in Serien-Pkw eingesetzt [Win03]. Die erste Anwendung war mit der automatischen Distanzregelung (Adaptive Cruise Control) ein reines Komfortsystem. Bereits 1995 bot Mitsubishi auf dem japanischen Markt ein solches System an, was jedoch nicht auf Radar sondern auf LIDAR¹ Scannern in Kombination mit einer Kamera basierte [Sch05]. Mercedes-Benz führte im April 1999 in der damaligen S-Klasse ein erstes radarbasiertes ACC-System mit der Bezeichnung DISTRONIC[®] in den Markt ein [MS05]. Innerhalb weniger Jahre wurde die Geschwindigkeitsregelungsanlage in der überwiegenden Mehrzahl der Premiummodelle angeboten (z. B. 2000 im 7er BMW und 2002 im Audi A8) und hat sich mittlerweile als fester Bestandteil der Sonderausstattung von Oberklasse- und gehobenen Mittelklassefahrzeugen durchgesetzt. Bei der ACC-Funktion wird auf Basis der Sensordaten (Quer-, Längsabstand und Relativgeschwindigkeit des vorausfahrenden Fahrzeugs) die eingestellte Wunschgeschwindigkeit mittels moderatem Brems- und Motoreingriff entsprechend geregelt. Durch den begrenzten Erfassungsbereich der Weitbereichsradarsysteme (Winkelbereich von bis zu $\pm 10^\circ$ und Reichweiten von ca. 10 bis 150 m) wurde die erste ACC Generation für die vergleichsweise einfach zu automatisierende Verkehrssituation einer Autobahnfahrt mit Geschwindigkeiten von etwa 30 bis 180 km/h angeboten.

Später kamen zusätzlich Nahbereichsradarsensoren hinzu, mit denen ein Abbremsen bis zum Stillstand mit darauffolgendem Wiederanfahren gewährleistet wird (ACC Stop & Go). Mercedes führte eine solche Erweiterung von ACC als DISTRONIC PLUS[®] 2005 in der neuen S-Klasse ein. Eine weitere Anwendung für im Fahrzeugheck positionierte Nahbereichsradarsensoren ist die Überwachung des toten Winkels. Neben der Verbesserung von ACC als Komfortsystem werden auch zunehmend radarbasierende prädiktive Sicherheitssysteme angeboten, die bei einem bevorstehenden Auffahrunfall Sicherheitsmaßnahmen zur Reduzierung von Unfallfolgen auslösen [BS07]. Solche Maßnahmen können beispielsweise eine Bremsvorbereitung, die Aktivierung von reversiblen Gurtstraffern bzw. das Schließen von Seitenscheiben beinhalten. Durch die geschlossenen Scheiben soll während des Unfalls ein Eindringen von Gegenständen in den Innenraum vermieden werden. Mit der Pre-Safe[®] Bremsfunktion ist von Mercedes bereits ein System in den Markt eingeführt, das automatisch in die Fahrdynamik eingreift: Bei einer drohenden Kollision führt das Fahrzeug nach Missachtung mehrmaliger Warnungen durch den Fahrer eine Teilbremsung mit bis zu 40% der maximalen Bremsleistung aus [SS07]. Dieser anhaltende Trend weg von einer reinen Komfortfunktion zum kombinierten Komfort- und Sicherheitssystem, welches in immer komplexeren Verkehrs-

¹Light Detection and Ranging

1 Einleitung

umgebungen (Überlandfahrten und Stadtverkehr) eingesetzt wird, stellt extrem hohe Anforderungen an die maschinelle Wahrnehmung. Um die steigenden Anforderungen bezüglich des Erfassungsbereichs, der Auflösung und der Zuverlässigkeit der Sensorik zu erfüllen, wird im zunehmenden Maße Sensordatenfusion mit mehreren Sensoren betrieben.

Die Integration dieser immer größeren Anzahl an Sensoren in das Fahrzeug ist eine äußerst komplexe Angelegenheit, welche die Berücksichtigung vieler verschiedener Randbedingungen, wie mechanische Einbaumöglichkeiten, potentielle Beeinflussung des Kühlluftstroms, Anforderungen des Sensors an sein Einbauumfeld, mögliche Witterungseffekte und nicht zuletzt den Einfluss auf das Fahrzeugdesign, umfasst. Unabhängig davon, wie vorteilhaft ein Sensorsystem für die Fahrumfelderfassung ist, wird es sich im automobilen Umfeld nicht durchsetzen, wenn der Einbau des Sensors nur mit gravierender Beeinträchtigung des Fahrzeugdesigns möglich ist.

1.1 Stand der Technik

Funktionsbedingt müssen Radarsensoren für die Fahrumfelderfassung an hochgradig designrelevanten Positionen, insbesondere innerhalb der Fahrzeugfront oder des Fahrzeughecks, verbaut werden. Aufgrund der derzeit stark unterschiedlichen Frequenzbereiche von Nah- und Fernbereichsradarsensoren ergeben sich bei deren Integration unterschiedliche Situationen:

- **Fernbereichsradarsensoren**

(Long Range Radar)

LRR-Sensoren werden im Frequenzbereich zwischen 76 und 77 GHz betrieben. In diesem Frequenzbereich ist bei einigen Lackfarben (z. B. Silber-Metallic), die eine hohe Konzentration an Metallpartikeln aufweisen, eine Platzierung hinter lackierten Kunststoffflächen mit hohen Reflexionen verbunden. Deshalb wird eine Integration der LRR-Sensoren hinter in Wagenfarbe lackierten Flächen weitgehend vermieden. Die maximale Reichweite aktueller LRR-Sensoren beträgt etwa 250 m.



Abb. 1.1: Weitbereichsradarsensor
(Quelle: Fa. Robert Bosch)

- **Nahbereichsradarsensoren**

(Short Range Radar)

SRR-Sensoren werden als Schmalband-ISM²-Radare im Frequenzbereich zwischen 24,05 und 24,25 GHz und als UWB³-Radare im Frequenzbereich zwischen

²Industrial, Scientific and Medical Band

³Ultra Wide Band

21,65 und 26,65 GHz ausgelegt. Bedingt durch die höhere zugelassene mittlere Strahlleistung (Equivalent Isotropic Radiation Power) beträgt die Reichweite der Schmalband-SRR-Sensoren etwa 70 m und die der UWB-SRR-Sensoren etwa 30 m. Für alle SRR-Sensoren gilt, dass durch die im Vergleich zu LRR-Sensoren näherungsweise um den Faktor drei längere Wellenlänge der Einfluss von Lacksystemen weitaus geringer ist (siehe Abschnitt 5.3). Im Allgemeinen ist die Höhe der auftretenden Reflexionen tolerierbar und deshalb ein absolut designneutraler Einbau hinter lackierten Kunststoffflächen möglich. Heutige SRR-Sensoren werden gewöhnlich hinter den in Wagenfarbe lackierten Schürzen von Heck- oder Frontstoßfängern positioniert.

Um insbesondere Anwendungen der Radioastronomie und Erderkundung im gleichen Frequenzband vor Störungen zu schützen, wurde die Nutzungsdauer der UWB-SRR-Sensoren in Europa jedoch bis zum 1. Juli 2013 befristet und die Einbaurate auf maximal 7% in der gesamten Fahrzeugflotte auf nationaler Ebene beschränkt. Ab diesem Stichtag ist ein Übergang in das 77 bis 81 GHz Band vorgesehen [Bun05, Bun04, ECC05, ECC04]. Damit ergeben sich für die Integration ähnliche Schwierigkeiten wie bei heutigen LRR-Sensoren.

In Anbetracht dieser Einschränkungen für die Integration von LRR-Sensoren bestehen bei den Automobilherstellern zwei gegensätzliche Einbaustrategien:

Einige Hersteller favorisieren unter der Prämisse „Technik zeigen“ offen sichtbare Sensoren. Häufig werden die Sensoren in einer Öffnung im unteren Teil des Stoßfängers platziert. In Abbildung 1.2 sind mit dem 7er BMW und dem Audi Q5 zwei aktuelle Beispiele für die offene Einbauweise zu sehen. Bei Audi stellen die sichtbaren LRR-Sensoren beim A5 und Q5 eine Trendwende gegenüber dem bisherigen verdeckten Einbau dar.



(a) BMW 7er



(b) Audi Q5

Abb. 1.2: Beispiele für offenen LRR-Sensorverbau

Der andere Ansatz besteht in einem weitgehend unauffälligen Einbau, der eine Abdeckung des Radarsensors notwendig macht. Ein verbreiteter Einbauort dieser abgedeck-

1 Einleitung

ten LRR-Sensoren stellt der Bereich des Kühlergrills dar. Aber gerade der Kühlergrill ist bei heutigen Fahrzeugen ein wesentliches Gestaltungselement mit hohem Wiedererkennungswert für die Marke. Eine solche Radarabdeckung (ein so genanntes Radom⁴) soll sich idealerweise den Erfordernissen des Fahrzeugdesigns anpassen sowie hinsichtlich der Wellenausbreitung möglichst neutral verhalten. Hier kann es zu konkurrierenden Forderungen kommen, die keinen in jeder Hinsicht optimalen Einbau zulassen. Um die Hochwertigkeit von Premiumfahrzeugen auszudrücken wird der Kühlergrill oftmals mit Chromapplikationen gestaltet, die auch auf dem Radom dargestellt werden sollen. Eine Radom-Ausführung in „Aspik“-Optik stellt eine gängige Möglichkeit dar, Abdeckungen mit solchen Chromapplikationen für Kühlergrill aber auch Markenzeichen-Plaketten zu realisieren [Dai98, Hel05]. In Abbildung 1.3 ist exemplarisch das als Markenemblem gestaltete Radom des Toyota Crown und das Radom der Mercedes E-Klasse im Kühlergrill dargestellt. Diese Radome bestehen aus einer visuell transparen-



(a) Markenplakette als Radom beim Toyota Crown (b) Radom im Kühlergrill der Mercedes E-Klasse

Abb. 1.3: Beispiele für LRR-Radome in „Aspik“-Optik

ten Kunststoffdeckplatte, in der rückseitig das Muster des Markenzeichens bzw. der Kühlerverstreberungen durch Vertiefungen eingelassen ist. Um die Chromoptik zu imitieren wird in den Vertiefungen durch Bedampfung eine molekulare Metallschicht (z. B. Indium) aufgebracht und schließlich mit undurchsichtigen Kunststoff hinterspritzt. Die Metallschicht muss dabei sehr dünn im Vergleich zur Eindringtiefe der Radarfrequenz sein, um weitgehend transparent für Millimeterwellen zu sein. Im sichtbaren Frequenzbereich wirkt die Schicht durch die weit kürzere Wellenlänge reflektierend und der visuelle Metallic-Eindruck wird beibehalten. Durch den mehrschichtigen Aufbau weist ein solches Radom eine vergleichsweise hohe Dämpfung auf.

Die Radome in „Aspik“-Optik sind beidseitig weitgehend eben ausgestaltet. Oftmals ist es jedoch erwünscht auf dem Radom abgebildete Designelemente, wie Steg- oder Rippenstrukturen, plastisch hervorzuheben. Bei der Audi AG hat man sich bei der C6 Modellreihe (Audi A6, S6 und RS6) sowie der D3 Modellreihe (Audi A8 und S8) dafür

⁴Die Bezeichnung *Radom* setzt sich aus den englischen Worten Radar und Dome zusammen und beschreibt ursprünglich die kuppelförmigen Abdeckungen bei Radargroßanlagen.

entschieden, die LRR–Radare unterhalb des Kennzeichenträgers und innerhalb des für die Marke sehr charakteristischen Singleframe Kühlergrills zu integrieren. In Abbildung 1.4 sind beispielhaft die Kühlergrille der Audi S8 und A8 12 Zylinder Modelle einschließlich Radom dargestellt. In beiden Fällen wurden die horizontalen Stege durch erhabene



(a) Kühlergrill Audi S8



(b) Kühlergrill Audi A8 12 Zylinder

Abb. 1.4: Kühlergrilloptik der aktuellen Audi S8 und A8 12 Zylinder Modelle mit Radom für den Weitbereichsradarsensor

Strukturen auf der Abdeckung fortgesetzt, die vertikalen Stege hingegen ausgesetzt. Beim Audi A8 12 Zylinder wurde auf die Darstellung der vertikalen Strebe verzichtet, obwohl diese weit weniger stark ausgeprägt ist als die horizontale. Hier zeigt sich eine bekannte Einschränkung in der Gestaltung von Radomen: Radome mit vorwiegend vertikal ausgerichteten, erhabenen (oder vertieften) Strukturen führen oftmals zu einer systematisch fehlerhaften Winkelmessung des Sensors und werden deshalb weggelassen.

1.2 Ziele und Inhalt der Arbeit

Die Ziele dieser Arbeit waren theoretische und experimentelle Untersuchungen, um die Ursache für die bei einer Gestaltung von Radomen auftretenden Degradationen der Radareigenschaften zu erklären, und aufbauend auf diese Ergebnisse Gegenmaßnahmen zu entwickeln, die ein Radomkonzept mit maximaler Freiheit für das Design bei minimaler Beeinflussung des Radars erlauben. Im Rahmen der theoretischen Untersuchungen wurde ein Messplatz zur Bestimmung der relativen komplexen Permittivität von Kunststoffen und Lacken im Millimeterwellenbereich aufgebaut. Die gemessenen Materialparameter bilden die Grundlage für eine modellhafte Beschreibung der Wellenausbreitung durch Radome. Mit Hilfe dieser Modelle sollen Kompensationsmaßnahmen zur Realisierung von vertikalen Strukturen und stark reflektierenden Lackschichten auf dem Radom entwickelt und umgesetzt werden. Um diese Kompensationsmaßnahmen mit realen Sensoren zu testen, wurden verschiedene experimentelle Messungen durchgeführt und Sensordaten realer Messfahrten aufgenommen und ausgewertet.

1 Einleitung

In Kapitel 2 wird der Einfluss von automobilen Radomen auf die Radareigenschaften aufgezeigt und deren Konsequenzen für angeschlossene Fahrerassistenzsysteme dargestellt und diskutiert.

Kapitel 3 befasst sich mit den feldtheoretischen Grundlagen, die einerseits zur Analyse von Radomen notwendig sind, andererseits die Basis für die Messdatenauswertung des Dielektrizitätszahl-Messplatzes darstellen. Es werden wichtige Aspekte behandelt, wie die Feldverteilung in der Nähe der Strahlapertur von Sensoren. Mit Hilfe der vorgestellten Modelle der Millimeterwellenoptik werden Designkriterien, wie die erforderliche Mindestgröße von Radarabdeckungen, abgeleitet.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem Aufbau der quasioptischen E-Band Transmissions- und Reflexionsmessstrecke zur Materialcharakterisierung. Mit dem in Kapitel 3 vorgestellten theoretischen Schichtmodell wird anhand der Messwerte durch Ausgleichsrechnung der bestmögliche Schätzwert für die relative komplexe Permittivität der Proben ermittelt. Es werden Messergebnisse für die relative komplexe Permittivität von typischen automobilen Kunststoff-Basismaterialien sowie Lacksystemen (Primer, Basislacke und Klarlacke) vorgestellt.

In Kapitel 5 wird der Einfluss von ebenen ein- und mehrschichtigen Radomstrukturen anhand des Modells aus Kapitel 3 berechnet und analysiert. In diesem Zusammenhang werden Witterungseffekte in Form von Wasser- und Eisschichten auf dem Radom behandelt. Abschließend wird der Einfluss von Lacksystemen auf ebene Kunststoffradome analysiert und bewertet.

In Kapitel 6 werden anhand der Erkenntnisse aus Kapitel 5 bezüglich Reflexionen, die von Lackschichten verursacht werden, verschiedene Möglichkeiten zur Kompensation hergeleitet und bewertet. Unter der Berücksichtigung der Tauglichkeit für automobile Anwendungen wurde ein besonders geeigneter Ansatz ausgewählt und prototypisch umgesetzt. Die Wirksamkeit des Kompensationsverfahrens wird durch Messungen an realen Weitbereichsradarsystemen untersucht.

Der erste Teil des Kapitels 7 behandelt den Einfluss von Steg- und Lamellenstrukturen auf ansonsten ebenen Radomen. Die Ursache der auftretenden systematischen Winkelmessfehler wurde anhand von Vollwellensimulationen analysiert und im zweiten Teil des Kapitels aufbauend auf diese Ergebnisse Gegenmaßnahmen entwickelt. Mit Hilfe der geometrischen Optik konnte eine in Abhängigkeit der Vorderseitenform optimale Rückseitenform entwickelt werden, die es erlaubt, die auftretenden Winkelfehler weitgehend zu minimieren. Neben den theoretischen Untersuchungen wurden Messfahrten unternommen, um die Wirksamkeit dieser Kompensation im realen Fahrbetrieb zu bewerten.

2 Einfluss eines Radoms auf ein Radarsystem

Die Radarabdeckung soll aus elektrischer Sicht so ausgelegt sein, dass sie die Strahlungscharakteristik und die abgestrahlte bzw. empfangene Leistung nicht beeinflusst. Eine veränderte Strahlungscharakteristik hat vor allem systematische Fehler in der Bestimmung der Empfangsrichtung (Direction of Arrival) zur Folge. Im Extremfall werden vorausfahrende Fahrzeuge auf der Nebenspur detektiert, was zu gravierendem Fehlverhalten angeschlossener Funktionen führen kann. Hingegen führt eine verminderte Signalleistung in erster Linie zur Reduktion der Reichweite des Radarsensors. Durch diese vermeidbare spätere Erkennung eines vorausfahrenden Fahrzeugs kommt es zu einer zeitverzögerten Reaktion der angeschlossenen Fahrerassistenzsysteme. Selbst wenn es zu keiner sicherheitsrelevanten Verzögerung führt, kann damit der Fahrkomfort der Insassen beeinträchtigt werden. Bei einer automatischen Geschwindigkeitsregelungsanlage ist eine frühzeitige Entscheidung über Brems- oder Motoreingriff notwendig, um Geschwindigkeitsänderungen so wenig abrupt wie nötig, und somit so komfortabel wie möglich, auszuführen. Gerade für ein Komfortsystem, wie es eine automatische Geschwindigkeitsregelungsanlage darstellt, ist ein wenig abruptes Verhalten entscheidend, um beim Kunden Akzeptanz zu finden.

2.1 Effektive Radomdämpfung

Die effektive Radomdämpfung setzt sich aus einem durch Absorption und einem durch Reflexion bestimmten Anteil zusammen. Der Absorptionsanteil kann durch Verwendung von verlustarmen Materialien und dünnen Schichten gering gehalten werden. Sind die Schichten im Vergleich zur Wellenlänge im Medium¹ ausreichend dünn, dann kann auch der Reflexionsanteil vernachlässigt werden. Bei Frequenzen im Millimeterwellenlängenbereich wird üblicherweise aufgrund der kurzen Wellenlängen eine ebenfalls reflexionsfreie, resonante Auslegung der Schichtdicke verwendet. Eine genauere Behandlung dieser Thematik erfolgt im Abschnitt 5.1.

Die effektive Dämpfung des Radoms verringert die vom Radarsystem empfangene Leistung und somit auch die Erstdetektionsreichweite. Die Radargleichung stellt den Zusammenhang zwischen Sendeleistung P_s und Empfangsleistung P_e eines monostatischen Radars dar (z. B. in [Kla00, Weh94]):

¹Bei nichtmagnetischen und verlustarmen Medien entspricht die Wellenlänge im Medium $\lambda_s = \lambda_0/\sqrt{\epsilon'_r}$, wobei λ_0 die Freiraumwellenlänge und ϵ'_r der Realteil der Permittivität ist.

2 Einfluss eines Radoms auf ein Radarsystem

$$P_e = \frac{P_s \cdot G_e \cdot G_s \cdot \lambda_0^2 \cdot \sigma}{(4\pi)^3 \cdot R^4 \cdot L_{\text{ges}}} \quad (2.1)$$

P_s ist die vom Radarsystem ausgesandte Leistung. Bei realen Radarsystemen wird diese Leistung nicht gleichmäßig in alle Richtungen abgestrahlt, sondern gezielt in eine Vorzugsrichtung (siehe Abbildung 2.1). Mit dem Antennengewinn G_s bzw. G_e wird der Richtwirkung der Sende- bzw. Empfangsantenne Rechnung getragen. Dieser Faktor gibt das Verhältnis zwischen maximaler Leistungsdichte der realen gerichteten Antenne zur Leistungsdichte einer theoretischen isotropen Antenne an. Wird die gleiche Antenne beim Senden und Empfangen verwendet, tritt der Antennengewinn in der Radargleichung quadratisch auf. Der (Radar-)Rückstreuquerschnitt σ gibt das Verhältnis aus auf das Ziel einfallender Leistung und zurückreflektierter Leistungsdichte an. Die in der Übertragungstrecke auftretenden Verluste sind im Dämpfungsfaktor L_{ges} als Produkt aller Einzelverluste zusammengefasst ($L_{\text{ges}} = \prod_i(L_i) > 1$). Verluste können beispielsweise durch Zielfluktuationen, atmosphärische Dämpfung des Radarsignals sowie Witterungseinflüsse entlang der Übertragungstrecke entstehen. Im Frequenzbereich um 77 GHz beträgt die Dämpfung in ungetrübter Atmosphäre weniger als 1 dB/km [Kla00] und kann damit bei typischen Reichweiten von bis zu 250 m gegenüber anderen Einflüssen wie der Freiraumdämpfung² vernachlässigt werden. Ein Teil dieser Verluste wird durch die effektive Radomdämpfung hervorgerufen. Als weitere Einflußgröße tritt in der Radargleichung die Entfernung zum Zielobjekt R in der vierten Potenz auf. Die ausgesandten elektromagnetischen Wellen breiten sich im Fernfeld als Kugelwellen mit der Freiraumwellenlänge λ_0 aus. Deren Oberfläche nimmt quadratisch mit ihrem Radius zu und damit die Leistungsdichte quadratisch mit dem Abstand ab. Unter Berücksichtigung von Hin- und Rückweg erhält man den R^{-4} Zusammenhang. Die Radomdämpfung

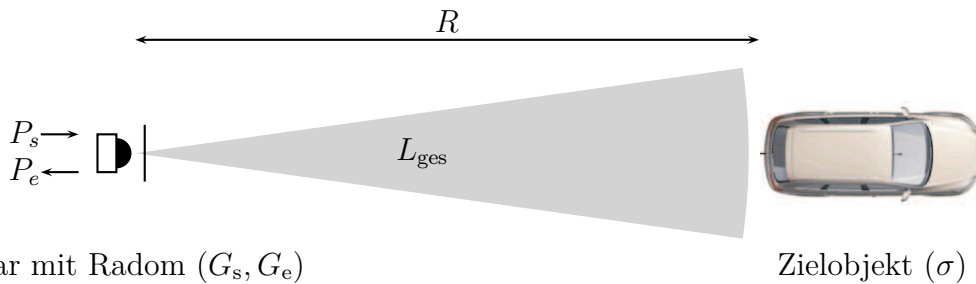


Abb. 2.1: Radarsystem mit Zielobjekt

tritt ebenfalls auf dem Hin- und Rückweg auf und wird deshalb üblicherweise als Zweiwegedämpfung angegeben. Das Verhältnis aus der maximalen Reichweite mit und ohne Radom ($R_{\text{max, mit Radom}}$ und $R_{\text{max, ohne Radom}}$) hängt bei Annahme von konstantem Antennengewinn, Radarrückstreuquerschnitt und Verlusten wie folgt von der effektiven Zweiwegeradomdämpfung ab.

$$\frac{R_{\text{max, mit Radom}}}{R_{\text{max, ohne Radom}}} = \frac{1}{\sqrt[4]{L_{\text{Radom}}}} \quad (2.2)$$

²Verminderung der Leistungsdichte durch die Entfernung

In einem realen Verkehrsumfeld mit Mehrwegeausbreitung und komplexen Radarzielen ist die idealisierte Voraussetzung von entfernungsunabhängigem Rückstreuquerschnitt und Verlusten nur sehr eingeschränkt gültig. Die Gleichung (2.2) kann daher nur einen groben Richtwert über die tatsächliche Reichweitenreduktion geben. Insbesondere hängt der Radarrückstreuquerschnitt stark von Entfernung und Aspektwinkel ab. [Mes06] und [KE93] geben für reale Objekte im Straßenverkehr Fluktuationen des Radarrückstreuquerschnittes (Radar Cross Section) von bis zu 40 dB bei 77 GHz an. In Tabelle 2.1 sind Zahlenwerte typischer Radarrückstreuquerschnitte von Verkehrsteilnehmern aufgelistet. Aber gerade aufgrund von hohen Fluktuationen ist ein dämpfungsarmes Radom entscheidend, um auch kleine Radarziele ohne zusätzliche vermeidbare Verzögerung zu detektieren.

Tab. 2.1: Radarrückstreuquerschnitte (RCS) typischer Radarziele im Straßenverkehr bei 77 GHz nach [Mes06, KE93]

Radarziel	RCS [dBm ²]
Lkw (Rückansicht)	0 ... 40
Pkw (Rückansicht)	0 ... 20
Motorrad	-3 ... 10
Fahrrad	-10 ... 0

In Abbildung 2.2 ist die Abhängigkeit zwischen Erstdetektionsreichweite und Radomdämpfung nach (2.2) grafisch von Null bis 10 dB dargestellt. Für Zweiwegedämpfungen kleiner als 6 dB kann die Kennlinie im logarithmischen Maßstab näherungsweise als Gerade betrachtet werden und damit folgende Faustformel für die Erstdetektionsreichweitenreduktion formuliert werden:

Pro dB Zweiwegedämpfung wird die Erstdetektionsreichweite um etwa 5 %
verringert.

Wird beispielsweise die Leistung des Radarsignals durch das Radom um die Hälfte reduziert (3 dB Zweiwegedämpfung), vermindert sich die Erstdetektionsreichweite des Radarsystems um 15,9 %. Bei einer maximalen Reichweite von 120 m eines automobilen Fernbereichsradars wird bei Verwendung dieses Radoms ein vorausfahrendes Fahrzeug 19 m später detektiert. Nimmt man eine Differenzgeschwindigkeit von 68 km/h an, bedeutet dies eine um eine Sekunde verzögerte Erfassung eines Fahrzeugs.

Bisher wurde der Einfluss auf den Radarempfänger vernachlässigt. Durch ein stark unangepasstes Radom kommt es zu hohen Reflexionen in unmittelbarer Nähe des Radarsystems. Liegt das Radom senkrecht bzw. nahezu senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, dann wird ein Teil der am Radom reflektierten Leistung von den Empfangsantennen aufgenommen und führt zu einer Belastung der Eingangsstufe. Aufgrund von Load-Pulling Effekten, wie der Arbeitspunktverschiebung der Eingangsdiolen, kann es zu weiterer Beeinträchtigung der Sensor-Performance kommen.

2 Einfluss eines Radoms auf ein Radarsystem

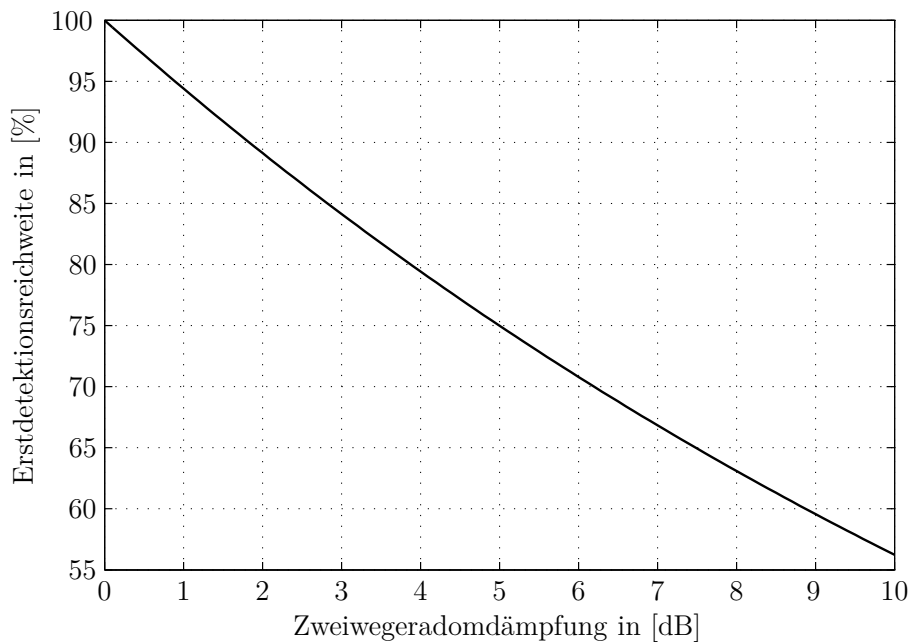


Abb. 2.2: Erstdetektionsreichweite in Abhängigkeit der Zweiwegeradomdämpfung bei idealer Freiraumausbreitung

2.2 Strahlungscharakteristik

Neben der Berücksichtigung der effektiven Dämpfung müssen Radome so ausgelegt werden, dass eine Verzerrung des Strahlungsdiagramms verhindert wird, was neben einer lokalen Reichweitenveränderung zu systematischen Fehlern in der Bestimmung der Einfallrichtung führen kann. Bei automobilen Radarsystemen werden üblicherweise planare Antennenarrays, die aus mehreren Einzelstrahlern mit überlappender Antennencharakteristik bestehen, verwendet. Um eine starke Strahlbündelung zu erreichen, wie sie bei Fernbereichsradaresystemen notwendig ist, können zusätzlich dielektrische Stielstrahler (z. B. bei den Bosch LRR-Sensoren) und dielektrische Linsen eingesetzt werden. Aus den Phasen- und/oder Amplitudenbeziehungen der Basisbandsignale der jeweiligen Einzelantennen werden mittels digitaler Signalverarbeitung die Winkel zu den Zielobjekten geschätzt. Hier werden unterschiedliche Auswertungsverfahren, wie beispielsweise das klassische Monopuls-Verfahren (LRR der Fa. Bosch der 1. und 2. Generation), Verfahren zur Strahlformung (Digital Beamforming), das Maximum-Likelihood-Verfahren [Cap69] (LRR der Fa. Bosch der 3. Generation) und mechanische oder elektronische Strahlschwenkung, verwendet. Eine Winkelschätzung ist unabhängig von den genannten Verfahren nur möglich, wenn die Richtcharakteristik aller Einzelstrahler bzw. der Kombination aus mehreren Einzelstrahlern nach Betrag und/oder Phase bekannt ist. Wird die Richtcharakteristik aufgrund von Beugungs- oder Brechungseffekten eines vor dem Sensor liegenden Radoms nachträglich verändert, ist die Schätzung der Einfallrichtung prinzipbedingt mit systematischen Fehlern behaftet. Ein Kalibrieren des eingebauten Sensors ist oftmals durch die Fahrzeugvibrationen und die

dadurch verbundenen ungleichmäßigen Bewegungen von Sensor und Radom nur sehr eingeschränkt oder gar nicht möglich.

Andere Winkelschätzverfahren können durchaus weitgehend unabhängig von der Richtcharakteristik der Antennen sein. Solche Verfahren, die beispielsweise mit Hilfe von Trilateration allein auf Entfernungsmessung oder bei Verwendung von exzentrisch rotierenden Antennen allein auf der Dopplerefrequenzverschiebung basieren, werden jedoch bei automobilen LRR-Sensoren nicht eingesetzt.

Bei einem Fehler in der Winkelbestimmung und somit im lateralen Abstand besteht die Gefahr, dass ein Spurwechsel eines vorausfahrenden Fahrzeuges später erkannt wird oder es sogar zu einer Fehlinterpretation der Fahrspur von vorausfahrenden Fahrzeugen kommt. Der laterale Abstand x hängt vom Winkel zum Zielobjekt ϕ , welcher die direkte Schätzgröße des Radarsystems ist, über die Sinusbeziehung von der Entfernung R zum Zielobjekt ab. Bei einem Erfassungsbereich von etwa $\pm 10^\circ$ bei Weitbereichsradarsensoren, lässt sich über den gesamten Winkelbereich die Kleinwinkelnäherung anwenden. Der Sinus des Winkels kann näherungsweise durch sein Argument ersetzt werden:

$$x = R \cdot \sin \phi \approx R \cdot \phi \quad (2.3)$$

Der Querabstand x ist näherungsweise das Produkt aus Entfernung und gemessenem Winkel in Radiant. Entsprechend lässt sich der Fehler des Querabstandes aus dem Produkt aus Entfernung und auftretendem Winkelmessfehler berechnen. Mit dieser Annahme, lässt sich eine einfache Faustformel für die Abhängigkeit von Winkelfehler und Fehler im Querabstand formulieren:

Ein Winkelmessfehler von einem Grad
entspricht näherungsweise einem Fehler im lateralen Abstand
von 1,75 cm pro Meter Entfernung.

Beispielsweise wird bei einem Fehler von einem Grad ein Zielobjekt in 100 m Entfernung um 1,75 m, also einer halben Autobahnfahrspurbreite [For08] lateral versetzt detektiert (siehe Abbildung 2.3). Durch zusätzliche Unsicherheiten können schon weit kleinere systematische radombedingte Winkelfehler zu kritischen Fehldetektionen führen. Weitere Fehlerquellen sind Winkelmessungenauigkeiten des Radarsensors selbst, Schwankungen des Reflexionszentrums über die Objektbreite sowie Unsicherheiten in der Fahrspurschätzung.

2 Einfluss eines Radoms auf ein Radarsystem

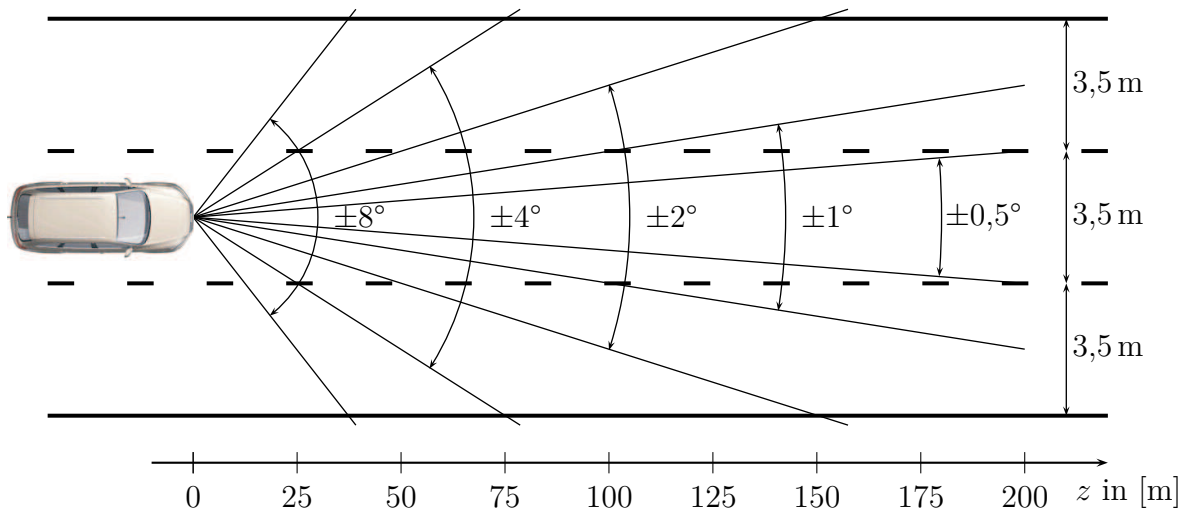


Abb. 2.3: Winkelbereich des LLR aus der Perspektive eines Fahrzeugs, das sich auf der Mittelspur einer geraden dreispurigen Fahrbahn befindet

3 Feldtheoretische Grundlagen

Das Kapitel feldtheoretische Grundlagen stellt die Basis für die Beschreibung der Wellenausbreitung dar. Der erste Teil beinhaltet eine theoretische Einführung in die Gaußsche Strahlenoptik einschließlich ihrer Anwendung auf automobiler Radarsensoren. Im zweiten Teil wird die Ausbreitung von ebenen Wellen durch einfache ebene Schichtstrukturen anhand der Leitungstheorie besprochen.

3.1 Gaußscher Strahl

Die Ausbreitung der vom Radar emittierten Millimeterwellen lässt sich mit dem aus der Optik stammenden Modell eines Gaußschen Strahls beschreiben. Der wesentliche Vorteil dieser Beschreibungsmethodik ist, dass die Feldverteilung durch Angabe von wenigen charakteristischen Parametern analytisch möglich ist. Dadurch können einige grundlegende Designvorschriften für Radarabdeckungen abgeleitet werden, ohne auf aufwendige numerische Entwurfsmethoden zurückgreifen zu müssen.

3.1.1 Theoretische Grundlagen

Die Ausbreitung harmonischer elektromagnetischer Wellen kann in einem homogenen, isotropen und quellenfreien Raum anhand der Helmholtz-Gleichung [Poz05] beschrieben werden

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0, \quad (3.1)$$

wobei $k = 2\pi/\lambda$ der Wellenvektor des homogenen, isotropen Mediums ist und ψ entweder das komplexe elektrische Feld E oder das magnetische Feld H im Raum ist. Entspricht die Ausbreitungsrichtung der Welle der positiven z -Richtung und weisen die Strahlen einen kleinen Öffnungswinkel auf, kann das elektrische Feld näherungsweise mit

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-jkz) \quad (3.2)$$

beschrieben werden. Ein dazu analoger Ausdruck gilt für das magnetische H -Feld. Wird weiter davon ausgegangen, dass $u(x, y, z)$ sich in der Ausbreitungsrichtung nur schwach ändert, kann die zweite Ableitung von $u(x, y, z)$ nach z vernachlässigt werden. Nach Einsetzen von (3.2) in (3.1) und unter Berücksichtigung dieser Näherung erhält man die paraxiale Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (3.3)$$

3 Feldtheoretische Grundlagen

Nach [Nem90] ist diese paraxiale Näherung gültig, solange der 10 dB-Öffnungswinkel¹ eines Strahlers

$$\theta_{10\text{dB}} < 44^\circ \quad (3.4)$$

beträgt. Fernbereichsradare, die meist mit mehreren Einzelkeulen einen maximalen Winkelbereich von etwa $\pm 10^\circ$ abdecken [Wen05], erfüllen diese Anforderung im Allgemeinen.

Als fundamentale Lösung der paraxialen Wellengleichung kann die elektrische Feldverteilung im Grundmodus des Gaußschen Strahls nach [Gol98] als

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} - jkz - \frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda R(z)} + j \arctan \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \quad (3.5)$$

angegeben werden, wobei $R(z)$ der Krümmungsradius der Flächen mit konstanter Phase und $w(z)$ der Strahlradius ist. Der Strahlradius ist als Abstand zur Strahlachse definiert, an dem die Feldamplitude radial auf $1/e$ bzw. um 8,7 dB abgefallen ist. In Abbildung 3.1 ist ein Längsschnitt durch einen Gaußschen Strahl mit seinen wichtigsten Strahlparametern dargestellt. Die äußere Kontur, die dem Strahlradius $w(z)$

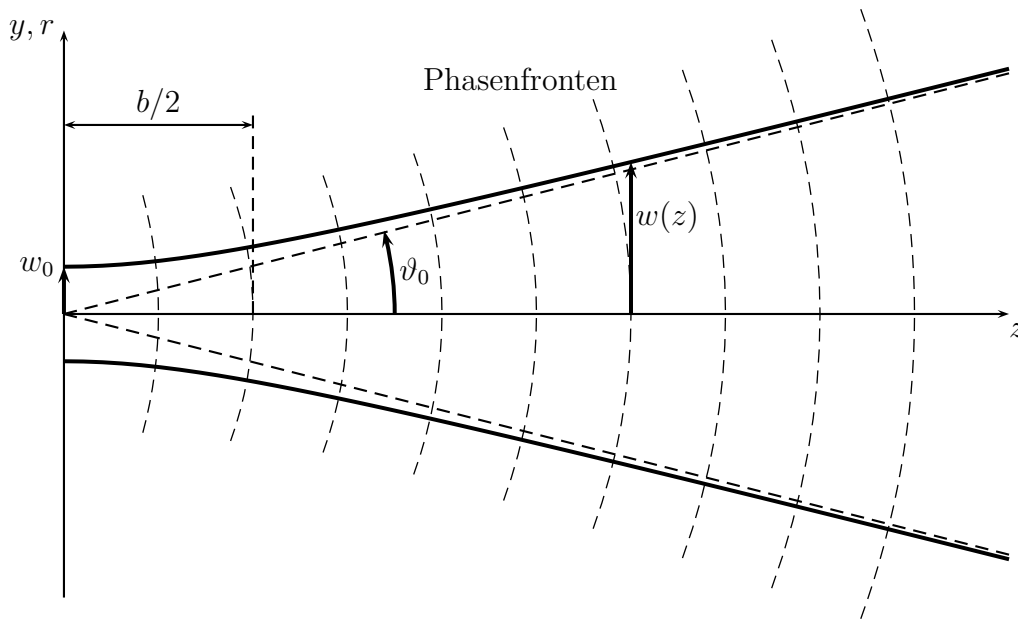


Abb. 3.1: Schematische Darstellung eines Gaußschen Strahls

entspricht, schmiegt sich im großen Abstand zur Strahlmitte asymptotisch einem Kegel mit dem Öffnungswinkel $2\vartheta_0$ an. $R(z)$ und $w(z)$ lassen sich wie folgt in Abhängigkeit des minimalen Strahlradius w_0 in der Strahlmitte angeben.

$$R(z) = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2 \quad (3.6)$$

¹Unter dem 10 dB-Öffnungswinkel (10 dB-Strahlbreite) versteht man den Winkelbereich des Antennendiagramms, in dem die Feldstärke im Raum um 10 dB bezüglich der maximalen Feldstärke abgefallen ist.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (3.7)$$

Neben dem Grundmodus des Gaußschen Strahls existieren noch eine unendliche Zahl an weiteren Eigenlösungen der paraxialen Wellengleichung. Sie werden durch Gauß-Laguerre Polynome in zylindrischen und Gauß-Hermite Polynome in kartesischen Koordinaten beschrieben [Gol98]. Obwohl in der Praxis keine idealen Gauß-Strahlen generiert werden können, kann oftmals mit dem ersten Modus eine ausreichend gute Übereinstimmung erzielt werden, um die Moden höherer Ordnung vernachlässigen zu können.

Im Fernfeld gilt für die Strahldivergenz bzw. für den halben 1 Np-Öffnungswinkel² des Gaußschen Strahls

$$\vartheta_0 = \arctan \left(\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} \right) = \arctan \frac{2w_0}{b}. \quad (3.8)$$

Wobei für den konfokalen Parameter b

$$b = kw_0^2 \quad (3.9)$$

gilt. Für kleine Öffnungswinkel kann die Strahltaile aus (3.8) näherungsweise mit $2w_0 = 2\lambda/\pi\vartheta_0$ berechnet werden. Wie in der Skizze des Gaußschen Strahls in Abbildung 3.1 zu erkennen, ist bei $z = 0$, also am Ort der Strahltaile, die Phasenfront absolut eben. Bei $|z| = b/2$ ist die Krümmung des Strahls maximal, d. h. der Krümmungsradius R ist betragsmäßig minimal.

Eine weitere wichtige Kenngröße zur experimentellen Charakterisierung des Gaußschen Strahls ist die Leistungsdichteverteilung. Wie aus (3.5) leicht zu entnehmen ist, fällt der Betrag der Feldstärke beim Grundmodus des Gaußschen Strahls exponentiell mit dem Abstand r zur Ausbreitungsachse ab.

$$\frac{|E(r, z)|}{|E(0, z)|} = \exp \left(-\frac{r^2}{w(z)^2} \right) \quad (3.10)$$

Die normierte Leistungsdichteverteilung bzw. Intensitätsverteilung $I(r, z)/I(0, z)$ entspricht dessen Quadrat

$$\frac{I(r, z)}{I(0, z)} = \exp \left(-2\frac{r^2}{w(z)^2} \right). \quad (3.11)$$

Unter Berücksichtigung von (3.7) und (3.8) lässt sich die normierte Intensitätsverteilung für $z \gg b$ in Abhängigkeit des Öffnungswinkels berechnen.

$$\frac{I(\theta/2)}{I(0^\circ)} = \exp \left(-2\frac{\tan^2(\theta/2)}{\tan^2(\vartheta_0)} \right). \quad (3.12)$$

$I(\theta/2)/I(0^\circ)$ bezeichnet den Intensitätsabfall vom Strahlungsmaximum bei einem Winkel von $\pm\theta/2$ zur Hauptstrahlrichtung. Bei bekanntem Richtdiagramm in Polarkoordinaten

²Winkelbereich des Antennendiagramms, in dem die Feldstärke auf das $1/e$ -fache der maximalen Feldstärke abgefallen ist (dies entspricht einem Abfall um ca. 8,7 dB oder 1 Neper)

3 Feldtheoretische Grundlagen

einer Antennen mit näherungsweise gaußförmiger Strahlungscharakteristik bietet obige Gleichung die Grundlage zur Ermittlung der Strahldivergenz.

Oftmals ist es auch interessant zu bestimmen, welcher Anteil der Leistung des Gaußschen Strahls durch eine Apertur mit Radius r hindurchgeht. Für diese normierte, integrale Leistungsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gilt

$$\frac{P(r, z)}{P_0} = 1 - \exp\left(-2\frac{r^2}{w(z)^2}\right), \quad (3.13)$$

wobei P_0 die Gesamtleistung des Gaußschen Strahls ist. In Abbildung 3.2 ist der Zusammenhang zwischen Radius und Anteil der Gesamtleistung graphisch dargestellt. Innerhalb einer Kreisfläche mit Radius $r \leq w(z)$ werden 86,5 % der Gesamtleistung

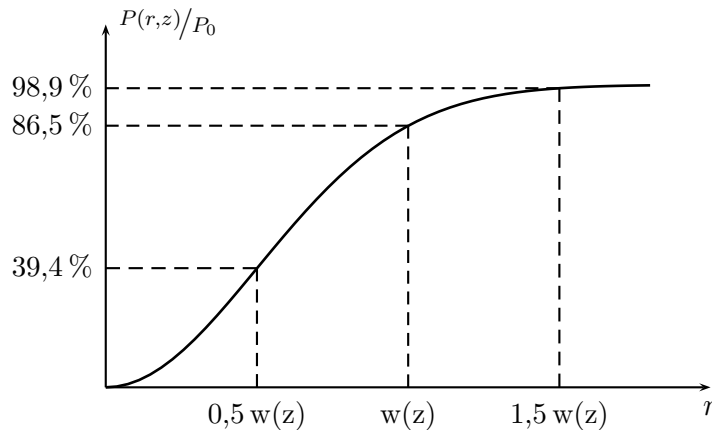


Abb. 3.2: Normierter integraler Leistungsanteil eines Gaußschen Strahls in einer kreisförmigen Fläche mit Radius r um die Strahlachse

geführt. Bei einem Radius von $1,5 w(z)$ sind es bereits 98,89 % und bei $2 w(z)$ 99,97 % der Gesamtleistung. Wird der Gaußsche Strahl durch eine Blende beschnitten, sollte diese mindestens dreimal so groß sein wie die Halbwertsbreite am Ort der Blende ($2r \geq 3w(z)$), um Beugungseffekte am Rand der Blende gering zu halten und somit die Strahlungscharakteristik unverändert zu lassen. Dieses Kriterium gilt auch für die Dimensionierung von Radomen, um Beugungseffekte an deren Kanten auszuschließen. Am Beispiel eines kommerziellen Radarsensors wird hierauf im nachfolgendem Kapitel noch näher eingegangen.

3.1.2 Reales Radarsystem als Gaußscher Strahler

In diesem Abschnitt wird die Gaußsche Strahlenoptik auf einen kommerziellen Weitbereichsradarsensor angewandt, und zur Charakterisierung der Einzelkeulen des Sensors die Gaußschen Strahlparameter berechnet. Mit Hilfe dieser Parameter lässt sich die Feldverteilung am Einbauort des Radoms anschaulich beschreiben und daraus auf einfache Weise Designkriterien für die Sensorintegration ableiten. Als realer Sensor soll der

LRR-Sensor der Firma Bosch in der zweiten Generation dienen, der bei der Audi AG seit seiner Einführung 2004 im Audi A6 (C6) im Serieneinsatz ist. Der Sensor ist ein monostatisches FMCW³-Radarsystem und erfasst vorausfahrende Fahrzeuge im Abstand von 2 m bis ca. 150 m in einem Winkelbereich von etwa $\pm 8^\circ$. Im Vergleich dazu betrug die Reichweite beim Vorgängersensor ca. 120 m und der Winkelbereich $\pm 4^\circ$ [K⁺04]. Anfang 2009 war bei Bosch der Produktionsstart für den Weitbereichssensor der dritten Generation LRR3 mit noch größerem Sichtbereich von 30° [HFL08]. Die Untersuchungen dieser Arbeit beruhen auf Bosch LRR-Sensor der zweiten Generation, wobei in der theoretischen Betrachtung auf die Unterschiede zwischen den verschiedenen Sensoren- generationen hingewiesen wird. Die drei Radarsensorgenerationen werden im Folgenden mit LRR1, LRR2 und LRR3 bezeichnet. Abbildung 3.3 zeigt die Antennendiagramme der Einzelstrahler der LRR1 und LRR2-Sensoren. Die gepunkteten Linien stehen für die drei Einzelkeulen des Sensors der ersten Generation und die durchgezogenen Linien für die vier Einzelkeulen des Nachfolgemodells.

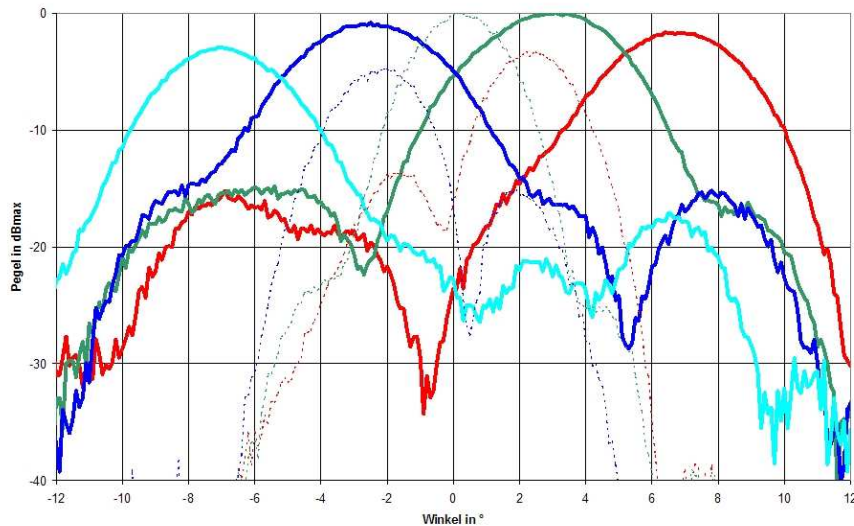


Abb. 3.3: Antennendiagramme der drei bzw. vier Einzelkeulen des LRR-Sensors der 1. (gepunktete Linie) bzw. 2. Generation (durchgezogene Linie) der Fa. Robert Bosch (Quelle: Fa. Robert Bosch)

Für alle drei Sensorgenerationen der Bosch-LRR-Radarfamilie wird die in (3.4) genannte Bedingung der paraxialen Näherung mit 10 dB-Öffnungswinkels kleiner als 44° erfüllt. Beim LRR1 beträgt der Öffnungswinkel der drei Einzelkeulen $\theta_{10\text{dB}} \approx 5^\circ$ und beim LRR2 für die vier Einzelkeulen $\theta_{10\text{dB}} \approx 7^\circ$. Für den LRR3 lag bei Erstellung dieser Arbeit kein Antennendiagramm vor. Durch den bei gleicher Anzahl Einzelkeulen fast doppelt so großen Winkelbereich des LRR3 im Vergleich zum LRR2, kann jedoch davon ausgegangen werden, dass diese Bedingung ebenfalls erfüllt ist. Damit lassen sich die Einzelstrahler dieser Sensoren in guter Näherung mit Hilfe der Gaußschen Strahlenop-

³Frequency Modulated Continuous-Wave

3 Feldtheoretische Grundlagen

tik beschreiben. Als Approximationsgrundlage dient der Grundmodus des Gaußschen Strahls mit der in (3.5) formelmäßig beschriebenen Feldverteilung.

In der Tabelle 3.1 sind die charakteristischen Parameter der als Gaußstrahler modellierten Einzelkeulen der ersten und zweiten Sensorgeneration dargestellt. Durch die größere

Tab. 3.1: Gaußsche Parameter der als Gaußstrahler approximierte Einzelkeulen von realen Weitbereichsradarsensoren der Fa. Robert Bosch

	Bosch LRR	
	1. Gen.	2. Gen.
Divergenzwinkel ϑ_0	2,3°	3,3°
Strahltaile $2w_0$	61 mm	44 mm
Konfokaler Parameter b	1.501 mm	762 mm

Strahldivergenz der zweiten Sensorgeneration ist die Strahltaile und der konfokale Parameter entsprechend kleiner. Die gesamte Strahlungscharakteristik des Sensors der ersten bzw. der zweiten Generation lässt sich durch drei bzw. vier identische Gaußsche Strahler modellieren. Beim Sensor der ersten Generation zeigt eine Keule direkt in die Hauptstrahlrichtung (0°). Die anderen Keulen weisen in der Horizontalen einen Winkelversatz zur Hauptstrahlrichtung in Höhe von etwa $\pm 2,5^\circ$ auf. Beim Sensor der zweiten Generation sind die vier Keulen in den Winkeln von etwa $\pm 3^\circ$ und $\pm 7^\circ$ zur Hauptstrahlrichtung angeordnet. Unter Berücksichtigung der Strahlrichtung lässt sich die Feldverteilung der emittierten elektromagnetischen Wellen durch mehrere Gaußsche Strahlen vollständig analytisch beschreiben.

Empfohlene Mindestabmessungen von Radomen

Grundsätzlich ist es empfehlenswert, auf dem Radom jegliche Art von transversaler Diskontinuitäten zu vermeiden. Transversale Diskontinuitäten, also Inhomogenitäten der elektrischen Materialeigenschaften senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wirken als Streuzentren bzw. Beugungskanten und bergen damit die Gefahr die Strahlungscharakteristik der Antenne zu verändern. Hingegen führen Diskontinuitäten in Ausbreitungsrichtung vorrangig zu Reflexionen. Kritisch erweisen sich Materialkanten sowie Stege oder Lamellen, die aus Designgründen auf einem Radom fortgeführt werden. Starke Krümmungen der Radomoberfläche können sich ebenfalls als problematisch erweisen. Welche Krümmungsradien tolerierbar sind, kann entsprechend der Bedingung für ebene Phasenfronten (3.16) aus dem folgendem Abschnitt 3.1.2 abgeleitet werden.

Werden Radarsensoren durch ein Radom abgedeckt, ist es wichtig, die Fläche der Abdeckung ausreichend groß zu gestalten, um Beugungseffekte am Rand zu verhindern. Gleiches gilt für den Rand einer Öffnung bei offenem Einbau des Sensors. Für passive Antennen gilt im Allgemeinen das Reziprozitätstheorem und damit die Identität des Sende- und Empfangsverhaltens. Treten im Sendefall starke Beugungseffekte auf, wird nicht nur die Sende- sondern in gleicher Weise auch die Empfangscharakteristik einer Antenne verändert. Eine veränderte Strahlungscharakteristik (der Empfangsantennen)

birgt die Gefahr von systematischen Fehlern bei der Bestimmung des Einfallswinkels. Mit Hilfe der Gaußschen Strahlenoptik lässt sich ein kritisches Volumen vor dem Sensor ableiten, in dem der überwiegende Teil der ausgestrahlten und damit auch der empfangenen elektromagnetischen Leistung geführt wird. Ist dieser Bereich frei von transversalen Diskontinuitäten, dann können Beugungseffekte (an der Hauptkeule) vernachlässigt werden. Im Allgemeinen wird eine Kreisfläche, deren Durchmesser die dreifache Strahltaile ($2r \geq 3w(z)$) am Ort z transversal zur Ausbreitungsrichtung aufweist, als ausreichend groß angesehen. Innerhalb dieser Fläche wird nach (3.13) 98,89 % der Gesamtleistung geführt. Auf der Strahlapertur⁴ entspricht diese Fläche in etwa der Linsenfläche. Bei mehreren Strahlen muss das Kriterium für alle Einzelstrahler erfüllt sein. In der Regel liegt das Radom in der Nähe der Strahlapertur, wo die Aufweitung der Strahltaile vernachlässigt werden kann (d. h. $w(z) = w_0$ für $z \ll b/2$). Liegt das Radom beispielsweise in einem Abstand von 10 % des konfokalen Parameters (d. h. 150 mm für den LRR1 und 76 mm für den LRR2) von der Strahlungsapertur entfernt, dann ist die Strahltaile nur um 2 % aufgeweitet. In dem für Radome relevanten Bereich lässt sich als kritisches Volumen ein Zylinder mit Radius $r = 3/2 w_0$ definieren. In diesem Volumen wird weitestgehend die gesamte Leistung der Einzelstrahlen geführt. In Abbildung 3.4 ist schematisch der Bereich vor dem LRR2-Sensor dargestellt, in dem der Hauptteil der Strahlleistung der vier Einzelstrahlen geführt wird. Als Querschnittsfläche der vier

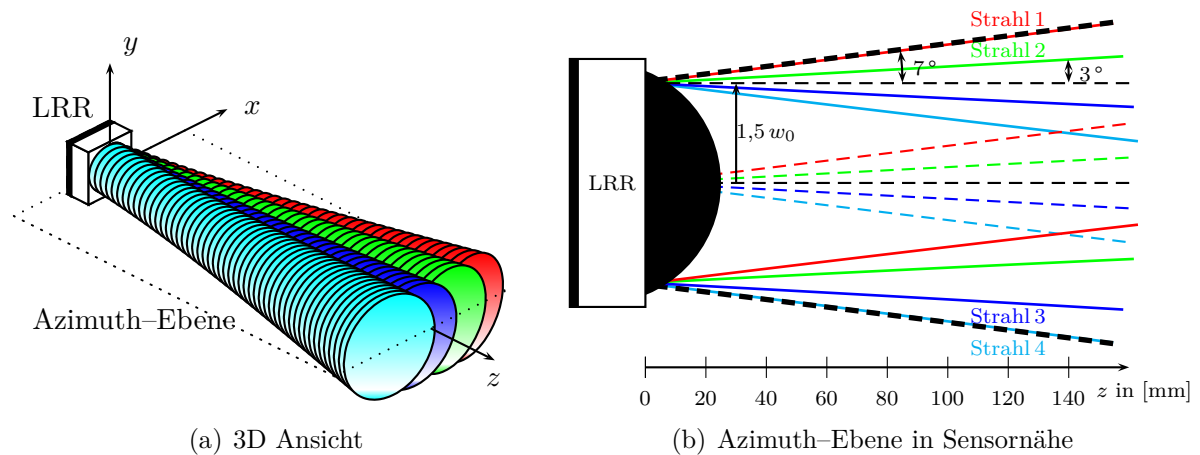


Abb. 3.4: Schematische Ausbreitung der vier Einzelkeulen des LRR2s als Gaußsche Strahler

Zylinder am Ort z erhält man vier sich überlappende Ellipsen (z. B. die Stirnfläche der vier Strahlkeulen in Abbildung 3.4(a)). Um Beugungseffekte am Rand zu vermeiden, sollte ein Radom bzw. eine Öffnung, die sich am Ort z befindet, mindestens der Größe dieser Fläche entsprechen. In Abbildung 3.4(b) sind die strahlbegrenzenden Konturen der vier Einzelstrahler in der Azimuth-Ebene farblich dargestellt. Die dick eingezeichnete, gestrichelte Linie entspricht der äußersten Kontur aller vier Einzelkeulen und damit

⁴Üblicherweise entspricht der Ort der Strahlapertur der Linsenebene.

3 Feldtheoretische Grundlagen

die Grenze des kritischen Volumens in der Azimuthebene. Durch einfache geometrische Überlegungen ergibt sich bei symmetrischen Einzelkeulen aus 3.4(b) eine erforderliche Mindestausdehnung in der Azimuthebene von

$$x_{\min}(z) = 3w(z) + 2z \tan(\varphi_{\max, \text{Azimuth}}) \approx 3w_0 + 2z \tan(\varphi_{\max, \text{Azimuth}}) \quad \text{für } z \ll b/2. \quad (3.14)$$

$\varphi_{\max, \text{Azimuth}}$ ist hierbei der maximale Winkelversatz der Strahlkeulen in der Azimuthebene – für den LRR1 gilt $\varphi_{\max} = 2,5^\circ$, für den LRR2 $\varphi_{\max} = 7^\circ$. In der Elevationsebene ergibt sich bei radialsymmetrischer Strahlcharakteristik eine erforderliche Mindestausdehnung von

$$y_{\min}(z) = 3w(z) \approx 3w_0 \quad \text{für } z \ll b/2. \quad (3.15)$$

In Tabelle 3.2 sind jeweils die erforderlichen Minimalabmessungen für den LRR1 und LRR2 in Abhängigkeit der Entfernung zur Strahlapertur z zusammengefasst. Wird beispielsweise ein Radom 30 mm vor dem Sensor platziert, dann sollte die Radomfläche eines LRR2 mindestens 74 mm in der Azimuth- und 66 mm in der Elevationsebene betragen.

Tab. 3.2: Empfohlene Minimalabmessungen eines Radoms in der Azimuth- $x_{\min}(z)$ und der Elevationsebene $y_{\min}(z)$ bei einer Entfernung z von der Strahltaile (für $z \ll b/2$)

	Bosch LRR	
	1. Gen.	2. Gen.
$x_{\min}(z)$	92 mm + 0,09 · z	66 mm + 0,25 · z
$y_{\min}(z)$	92 mm	66 mm

Bedingung für ebene Phasenfronten

Sowohl in der Nähe als auch in großer Entfernung zu dem Ort der minimalen Strahltaile können auf einem Objekt näherungsweise ebene Phasenfronten angenommen werden. Ausschlaggebend hierfür ist der Abstand zur Lage des minimalen Krümmungsradius $|z| = b/2$; bei den zwei Generationen von Weitbereichsradarsensoren entspricht dies einer Distanz von 751 mm (1. Generation) bzw. 381 mm (2. Generation). Wird das Radom in genügend großem Abstand von diesem Ort platziert, kann näherungsweise von ebenen Phasenfronten auf dem Radom ausgegangen werden.

In der Literatur wird häufig ein maximaler Phasenunterschied $\Delta\phi$ zwischen der gekrümmten und einer entsprechenden ebenen Phasenfront von $\pi/8$ gefordert (z. B. [Kla00]). Dieser Fehler kann üblicherweise toleriert und ein solcher Wellenausschnitt als eben betrachtet werden. Anhand dieser Forderung, lässt sich bei gegebener Objektgröße d die maximal zulässige Krümmung der Wellenfront ableiten.

$$R_F = \frac{2d^2}{\lambda} \quad (3.16)$$

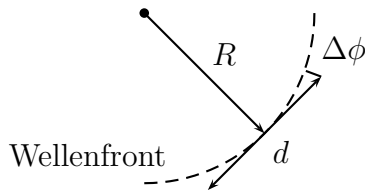


Abb. 3.5: Phasenunterschied zwischen ebener und gekrümmter Wellenfront

R_F ist hierbei der minimale Krümmungsradius, d die Abmessung des betrachteten Ausschnitts lateral zur Ausbreitungsrichtung und λ die Wellenlänge. Für Kugelwellen beschreibt R_F den Beginn des Fernfeldes für ein Objekt mit maximaler Ausdehnung d . Diese so genannte Fernfeldbedingung lässt sich auf den Gaußschen Strahl anwenden, wobei die Bezeichnung „Fernfeld“ in diesem Zusammenhang irreführend ist, da sie in der Nähe der Strahlapertur erfüllt ist. Als Objektausdehnung wird die dreifache Strahltaile festgelegt $d = 3w(z)$ und damit die Bedingung (3.16) auf die Begrenzung des Gaußschen Strahls angewendet. In Abbildung 3.6 sind die Phasenfronten des Gaußschen Strahls im Vergleich zur ebenen Welle schematisch dargestellt. Ist der Phasenunterschied an

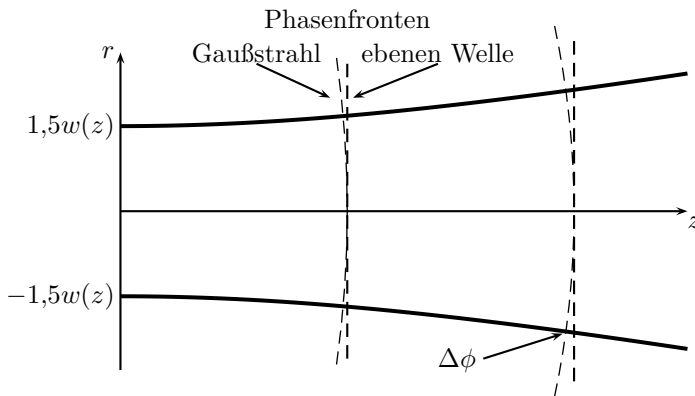


Abb. 3.6: Schematischer Vergleich der Phasenfronten eines Gaußstrahls und einer ebenen Welle

der begrenzenden Kontur kleiner als $\pi/8$ kann man näherungsweise für den gesamten Strahl ebene Phasenfronten annehmen. Mit zunehmender Entfernung vom Ort der minimalen Strahltaile ($z = 0$) nimmt die Phasendifferenz $\Delta\phi$ an dieser Kontur zu. Durch Einsetzen von $d = 3w(z)$ in (3.16) ergibt sich für den Krümmungsradius des Gaußschen Strahls $R(z)$ nachfolgende Bedingung für ebene Phasenfronten.

$$R(z) \geq R_F(d = 3w(z)) = \frac{18w^2(z)}{\lambda} \quad (3.17)$$

Diese Bedingung ist beginnend mit der Lage der Strahlapertur ($R(z = 0) = \infty$) bis zu einer maximalen Entfernung ($z_{\max} = z(R = R_F)$) erfüllt. Unter Berücksichtigung der Formeln für den Krümmungsradius (3.6), dem Strahlradius (3.7) und dem konfokalen Parameter (3.9) ergibt sich daraus für z_{\max} eine kubische Gleichung, die allein vom konfokalen Parameter b abhängt.

$$\frac{b^2}{4} - \frac{9b}{\pi}z_{\max} + z_{\max}^2 - \frac{36}{\pi b}z_{\max}^3 = 0 \quad (3.18)$$

3 Feldtheoretische Grundlagen

Diese Gleichung hat eine reelle und zwei konjugiert komplexe Lösungen. Die gesuchte reelle Lösung ist

$$z_{\max} = \frac{\pi}{36} b. \quad (3.19)$$

Das heisst, dass in einem Bereich von $0 \leq z \leq \pi/36 \cdot b$ in guter Näherung für den gesamten Gaußstrahl ebene Phasenfronten angenommen werden können.

In Abbildung 3.7 ist der maximale Abstand z_{\max} in Abhängigkeit der Strahldivergenz ϑ_0 für 76,5 GHz dargestellt. Mit zunehmender Strahldivergenz nimmt z_{\max} näherungsweise quadratisch ab und beträgt bei einer Strahldivergenz von 10° nur noch 7 mm.

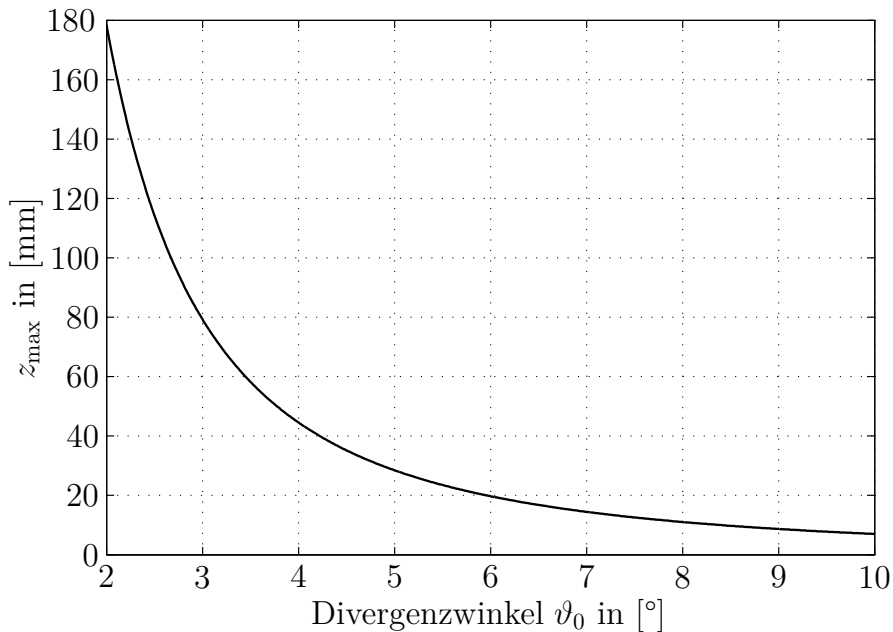


Abb. 3.7: Maximaler Abstand vom Ort der minimalen Strahltaile bis zu dem für den gesamten Gaußstrahl mit Divergenzwinkel ϑ_0 bei 76,5 GHz ebene Phasenfronten angenommen werden können

Typischerweise liegen die Abdeckungen nur einige wenige Zentimeter vor dem Sensor und damit vor der Strahlapertur. Geht man beispielsweise von einem Abstand zwischen Radom und Strahlapertur von 30 mm aus, dann können bei 76,5 GHz bis zu einer Strahldivergenz ϑ_0 von $4,9^\circ$ (Halbwertsbreite $\theta_{3\text{dB}}$ von 6°) ebene Phasenfronten für den gesamten Gaußstrahl angenommen werden. Beim Bosch LRR1 bzw. LRR2-Sensor beträgt die Strahldivergenz $\vartheta_0 = 2,3^\circ$ bzw. $\vartheta_0 = 3,3^\circ$ und der konfokale Parameter 1.501 mm bzw. 762 mm. Die Annahme von ebenen Phasenfronten ist damit nach (3.19) in guter Näherung bis zu einem Radom-Apertur Abstand von 131 mm bzw. 66 mm möglich. Durch den anhaltenden Trend zu größeren Sichtbereichen der Weitbereichsradarsensoren und der damit oftmals verbundenen größeren Strahlöffnungen der Einzelkeulen, kann bei zukünftigen Generationen eine Berücksichtigung der Phasenkrümmungen notwendig werden. Bereits bei dem LRR3 ist der Winkelbereich im Vergleich zur Vorgängerversion bei gleicher Anzahl der Strahlkeulen fast doppelt so groß. Damit

kann davon ausgegangen werden, dass auch die Strahlkeulen im Vergleich zum LRR2 etwa doppelt so breit sind. Für den zuvor betrachteten Radom–Apertur Abstand von 30 mm wäre die geforderte Bedingung für ebene Phasenfronten nicht erfüllt. Bei Nahbereichsradarsensoren ist die Vernachlässigung der gekrümmten Phasenfronten am Ort der Strahltaile aufgrund des weitaus größeren Winkelbereiches im Allgemeinen nicht zulässig. Das abgeleitete Kriterium stellt allerdings keine harte Grenze dar. In vielen Fällen ist es trotzdem möglich, anhand des Modells einer ebenen Welle grundlegende Aussagen über die Wellenausbreitung zu treffen.

Im Empfangsfall muss zusätzlich die Größe der beobachteten Ziele in Betracht gezogen werden. Bei einem Fahrzeug handelt es sich radartechnisch um ein Ziel mit komplexer Gestalt. Hier setzt sich der Radarrückstreuquerschnitt aus der Überlagerung von einer Vielzahl einzelner, kleiner Streuzentren zusammen [SBW08]. Die Fernfeldnäherung kann als gültig angenommen werden, da die Entfernung zu den Zielobjekten bei Weitbereichsradaren die maximale Ausdehnung dieser kleinen Streuzentren in der Regel um Größenordnungen überschreitet. Wird die Bedingung (3.17) erfüllt, dann kann bei Weitbereichsradaren sowohl im Sende– als auch im Empfangsfall näherungsweise die Wellenausbreitung mit einer ebenen Welle modelliert werden. Einfache Radomformen, wie beispielsweise eine ebene mehrschichtige Platte, lassen sich unter dieser Voraussetzung geschlossen analytisch beschreiben.

3.2 Ausbreitungsmodell einer ebenen Welle

Wie im letzten Abschnitt gezeigt werden konnte, kann die Wellenausbreitung durch ein Radom bei einem Fernbereichsradar oftmals mit dem einfachen Modell einer ebenen Welle beschrieben werden. In diesem Abschnitt wird die analytische Beschreibung von Reflexions- und Transmissionseigenschaften ebener, ein- und mehrschichtiger Radome aus isotropem Material hergeleitet.

3.2.1 Einfache dielektrische Schicht

Gegenstand der Betrachtung ist eine lateral unendlich ausdehnte planparallele Platte mit einer Dicke d . Die unterschiedlichen Medien verhalten sich elektrisch isotrop und werden durch die relative komplexe Permittivität $\epsilon_{r,i}$ und die relative magnetische Permeabilität $\mu_{r,i}$ beschrieben. Auf diese ebene Platte fällt eine ebene elektromagnetische Welle mit Einfallswinkel α_0 ein, die entweder in der E–Ebene oder in der H–Ebene polarisiert ist (siehe Abbildung 3.8). Bei einer E–polarisierten Welle sind die elektrischen Feldkomponenten senkrecht zur Einfallsebene ausgerichtet. Aus diesem Grund wird die E–Polarisation auch als senkrechte Polarisation bezeichnet. Bei H–Polarisation einer Welle liegen die elektrischen Feldkomponenten hingegen parallel zur Einfallrichtung. Die Berechnung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten soll anhand der Leitungstheorie erfolgen. Diese Darstellungsform der Ausbreitung von ebenen Wellen in geschichteten Dielektrika wird beispielsweise in [MG⁺92, Rul88, Rus03] beschrieben.

3 Feldtheoretische Grundlagen

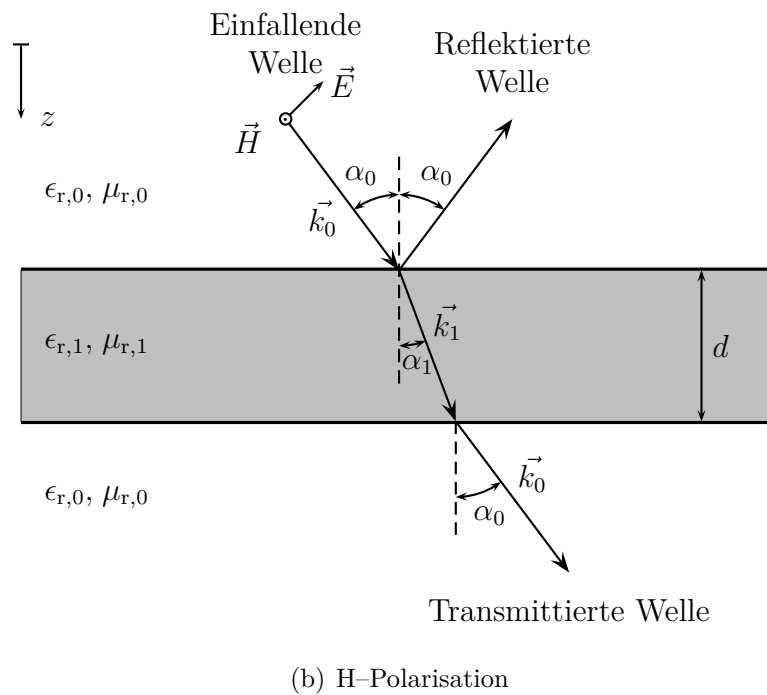
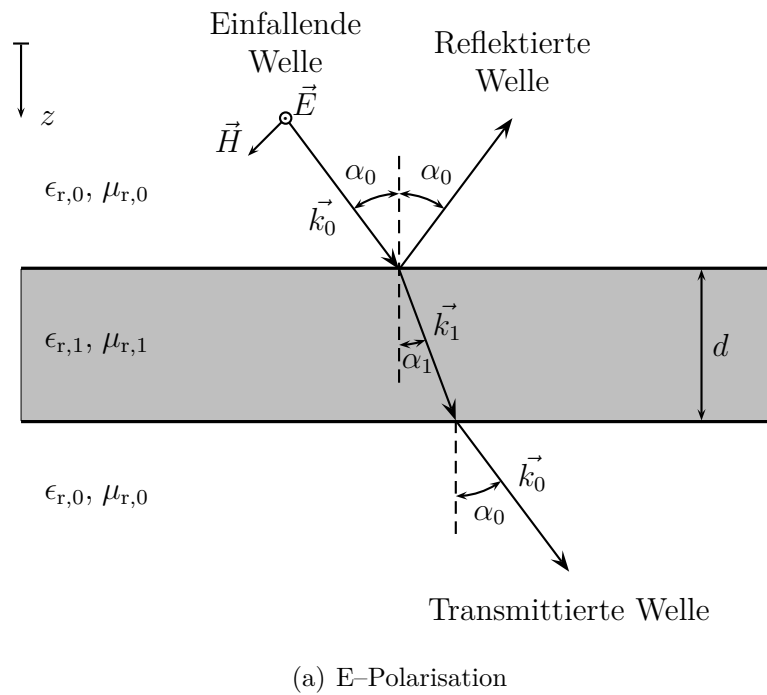


Abb. 3.8: Einfall einer ebenen Welle auf eine einschichtige Struktur

Bei dieser Betrachtungsweise kann die dielektrische Schicht durch eine Leitung ersetzt werden, die mit dem Feldwellenwiderstand $Z_{w,0}^E$ bzw. $Z_{w,0}^H$ abgeschlossen ist. Das Ersatzschaltbild einer einfachen lateral unendlich ausgedehnten planparallelen Schicht ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Das jeweilige Medium wird dabei durch eine Leitung mit

3.2 Ausbreitungsmodell einer ebenen Welle

Feldwellenwiderstand $Z_{w,i}^E$ bzw. $Z_{w,i}^H$ und dem komplexen Phasenfaktor ϕ beschrieben. ϕ berücksichtigt die Phasenänderung der Welle beim Durchgang durch die Schicht. Die elektrische Länge der Leitung, wie der komplexe Phasenfaktor ϕ auch bezeichnet wird, errechnet sich aus dem Produkt aus Schichtdicke d und der z -Komponente des komplexen Wellenvektors im Medium k_z

$$\phi = k_z \cdot d. \quad (3.20)$$

Für die z -Komponente des komplexen Wellenvektors gilt

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\mu_{r,1}\epsilon_{r,1} - \sin^2 \alpha_0}. \quad (3.21)$$

Der Wellenwiderstand eines Mediums berechnet sich in Abhängigkeit des Einfallswinkels α_0 und der elektromagnetischen Materialparameter $\epsilon_{r,i}$ und $\mu_{r,i}$ des Mediums für die H-Polarisation mit

$$\frac{Z_{w,i}^H}{Z_0} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r,i}\mu_{r,i} - \sin^2 \alpha_0}}{\epsilon_{r,i}} \quad \text{mit } i = 0, 1 \quad (3.22)$$

und für die E-Polarisation mit

$$\frac{Z_{w,i}^E}{Z_0} = \frac{\mu_{r,i}}{\sqrt{\epsilon_{r,i}\mu_{r,i} - \sin^2 \alpha_0}} \quad \text{mit } i = 0, 1. \quad (3.23)$$

Als Normierungsfaktor wird der Freiraumwellenwiderstand $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ des Vakuums verwendet. Zur Vereinfachung der Nomenklatur wird im Nachfolgenden auf den hochgestellten Index E bzw. H für die Polarisation verzichtet. Der Leitungswiderstand wird also nur noch mit $Z_{w,i}$ bezeichnet. Bei senkrechtem Einfall der ebenen Welle ist der normierte Wellenwiderstand $Z_{w,i}/Z_0 = \sqrt{\mu_{r,i}/\epsilon_{r,i}}$.

In der Leitungstheorie ist es üblich, Wellen durch zwei komplexe Strom- und Spannungsamplituden I und U zu beschreiben (siehe Abbildung 3.9). Aus den Ausgangs-

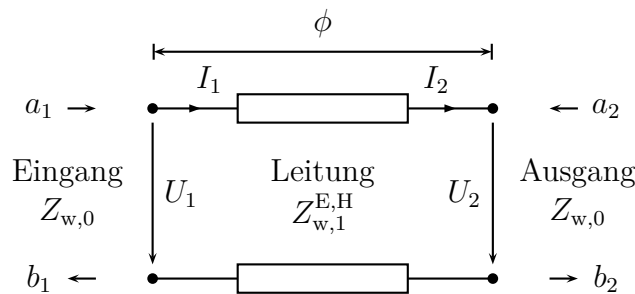


Abb. 3.9: Einschichtige Struktur im Leitungsmodell

3 Feldtheoretische Grundlagen

größen einer Leitung I_2 und U_2 und der elektrischen Leitungslänge ϕ lassen sich in Matrixschreibweise die Eingangsgrößen I_2 und U_2 bestimmen.

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & jZ_{w,1} \sin \phi \\ j\frac{1}{Z_{w,1}} \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Der Leistungsfluss am Eingangstor wird durch komplexe Wellenamplituden a_1 und b_1 beschrieben. Diese lassen sich als Funktion des Eingangsstromes I_1 und der am Eingangstor angelegten komplexen Spannung U_1 darstellen.

$$a_1 = \frac{1}{2\sqrt{2Z_{w,0}}} (U_1 + Z_{w,0}I_1) \quad (3.25a)$$

$$b_1 = \frac{1}{2\sqrt{2Z_{w,0}}} (U_1 - Z_{w,0}I_1) \quad (3.25b)$$

$|a_1|^2$ entspricht der in die Leitung transportierten Leistung und $|b_1|^2$ der an der Leitung reflektierten Leistung. Analog dazu gilt für die komplexen Wellenamplituden a_2 und b_2 am Ausgangstor, unter Berücksichtigung der in Abbildung 3.9 dargestellten Pfeilrichtungen für den Ausgangsstrom I_2 und die Ausgangsspannung U_2

$$a_2 = \frac{1}{2\sqrt{2Z_{w,0}}} (U_2 - Z_{w,0}I_2) \quad (3.26a)$$

$$b_2 = \frac{1}{2\sqrt{2Z_{w,0}}} (U_2 + Z_{w,0}I_2). \quad (3.26b)$$

Das Phasen- und Amplitudenverhältnis zwischen rücklaufender Welle b_1 und hineinlaufender Welle a_1 am Eingangstor mit wellenwiderstandsrichtig abgeschlossenen Ausgangstor ($a_2 = 0$) definiert den komplexen Eingangsreflexionsfaktor r .

$$r = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (3.27)$$

Das Ausgangstor wird dabei mit $Z_{w,0}$ abgeschlossen. Für die Ausgangsspannung gilt dann $U_2 = Z_{w,0} \cdot I_2$. Mit dieser Randbedingung und durch Einsetzen von (3.24), (3.25a) und (3.25b) in (3.27), kann der Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit der Feldwellenwiderstände $Z_{w,0}$, $Z_{w,1}$ und der elektrischen Leitungslänge ϕ dargestellt werden.

$$r = \frac{j\frac{Z_{w,1}}{Z_{w,0}} \sin \phi - j\frac{Z_{w,0}}{Z_{w,1}} \sin \phi}{2 \cos \phi + j\frac{Z_{w,1}}{Z_{w,0}} \sin \phi + j\frac{Z_{w,0}}{Z_{w,1}} \sin \phi} \quad (3.28)$$

Der Leistungsreflexionsfaktor R berechnet sich durch das Betragsquadrat von $R = \|r\|^2$. Analog dazu gilt für den komplexen Transmissionsfaktor t , dass er gleich dem Verhältnis der Amplitude der rücklaufenden Welle b_2 am Ausgangstor und der Amplitude der

hineinlaufenden Welle a_1 am Eingangstor mit wellenwiderstandsrichtigem Abschluss am Ausgangstor ist.

$$t = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} \quad (3.29)$$

Analog zur Berechnung des Reflexionsparameters kann aus (3.25a), (3.26b), (3.29) und der Randbedingung $U_2 = Z_{w,0} \cdot I_1$ der Transmissionskoeffizient als Funktion von $Z_{w,0}$, $Z_{w,1}$ und ϕ abgeleitet werden.

$$t = \frac{2}{2 \cos \phi + j \frac{Z_{w,1}}{Z_{w,0}} \sin \phi + j \frac{Z_{w,0}}{Z_{w,1}} \sin \phi} \quad (3.30)$$

3.2.2 Polarisationsinflüsse

Bei nichtsenkrechtem Einfall hängt der Reflexions- und Transmissionskoeffizient vom Polarisationszustand der Welle ab. Um eine beliebig polarisierte Welle zu beschreiben, ist es zweckmäßig, das einfallende Feld in eine senkrechte und eine parallele Komponente aufzuteilen. Am Beispiel des elektrischen Feldvektors \vec{E}_i ergibt sich dann folgender Zusammenhang:

$$\left\| \vec{E}_i^E \right\| = \left\| \vec{E}_i \right\| \sin \psi \quad (3.31)$$

$$\left\| \vec{E}_i^H \right\| = \left\| \vec{E}_i \right\| \cos \psi \quad (3.32)$$

Hierbei stellt \vec{E}_i den elektrischen Feldvektor der einfallenden Welle und ψ den Polarisationswinkel zwischen der Einfallsebene und dem E-Feldvektor \vec{E}_i im Raum dar. Der Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizient wird dann getrennt für beide Polarisationszustände nach (3.28) bzw. (3.30) berechnet. Die Koeffizienten unterscheiden sich formelmäßig durch die auf den Wellenwiderstand des Vakuums normierten Wellenwiderstände $Z_w^E/Z_{w,0}^E$ und $Z_w^H/Z_{w,0}^H$ für E- und H-Polarisation. Der Leistungstransmissionskoeffizient einer beliebig polarisierten Welle berechnet sich aus dem komplexen Transmissionskoeffizienten t^E und t^H für E- und H-Polarisation und dem Polarisationswinkel der einfallenden Welle ψ mit

$$T = \sin^2 \psi |t^E|^2 + \cos^2 \psi |t^H|^2. \quad (3.33)$$

Verändert ein Radom die Polarisation der Welle durch unterschiedliche Transmissionskoeffizienten der beiden Komponenten, dann müssen zusätzlich Polarisationsverluste berücksichtigt werden. Die Polarisation der auf die Antenne einfallenden elektromagnetischen Welle entspricht dann nicht mehr der Polarisation der Antenne, und nur ein Teil der Leistung kann von der Antenne empfangen werden. Dieser Effekt wird durch den PLF (Polarization Loss Factor) beschrieben und kann als Polarisationswirkungsgrad der Antenne betrachtet werden. Ist die Polarisation der einfallenden Welle der Polarisation der Antenne angepasst, ergibt sich ein PLF von eins und es liegen keine Polarisationsverluste vor. Bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung von einfallender

3 Feldtheoretische Grundlagen

Welle und Empfangsantenne gilt $PLF = \cos^2 \xi$, wobei ξ den Winkel zwischen der Polarisationsrichtung von Antenne und einfallender Welle darstellt. Unter Berücksichtigung dieser Polarisationsverluste ergibt sich für den effektiven Zweiwege-Dämpfungsfaktor L_{Radom} folgender Ausdruck

$$L_{\text{Radom}} = \frac{1}{PLF \cdot T^2}. \quad (3.34)$$

Abbildung 3.10 zeigt die Abhängigkeit zwischen den normierten Wellenwiderständen $Z_w^E/Z_{w,0}^E$ und $Z_w^H/Z_{w,0}^H$ für E- und H-Polarisation und dem Einfallswinkel. Die Kennlinie wurde am Beispiel eines nichtmagnetischen Mediums mit $\epsilon_r = 2,8$ ermittelt. Der nor-

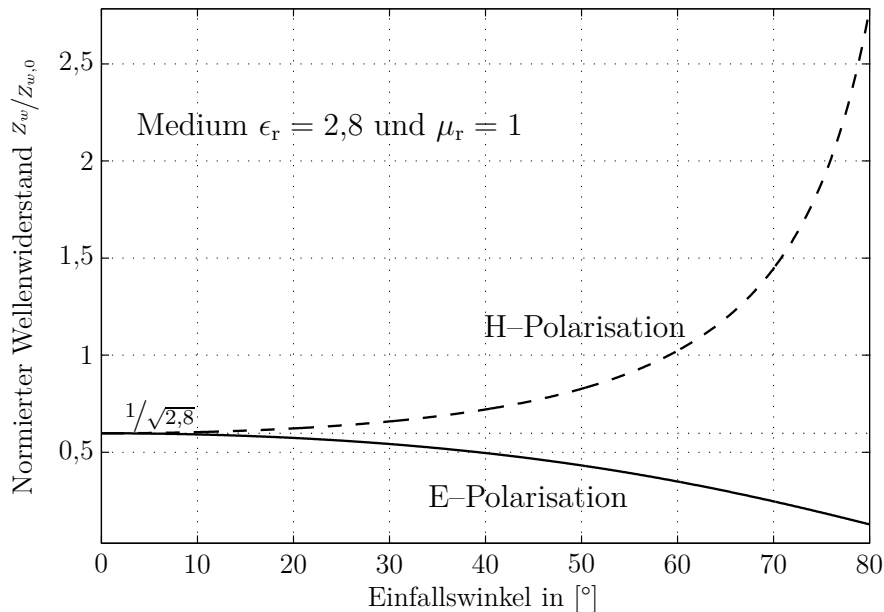


Abb. 3.10: Normierter Wellenwiderstand $Z_w/Z_{w,0}$ für E- und H-Polarisation in Abhängigkeit des Einfallswinkels

mierte Wellenwiderstand für H-Polarisation nimmt ausgehend vom Wert für senkrechten Einfall $1/\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ mit zunehmendem Einfallswinkel zu und der für E-Polarisation ab. Bei einem Winkel von $59,1^\circ$ ist der normierte Wellenwiderstand für die H-Polarisation genau eins, d. h. der Wellenwiderstand im Medium entspricht genau dem Wellenwiderstand des Freiraums. In der Optik spricht man vom Brewster-Winkel. In diesem Fall wird die gesamte Leistung einer H-polarisierten Welle transmittiert. In Sonderfällen kann dieser Effekt bei Radomen ausgenutzt werden, um unabhängig von der Schichtdicke ein reflexionsarmes Verhalten zu generieren [CO07]. Bei Einfallswinkeln kleiner als etwa 15° unterscheiden sich die normierten Wellenwiderstände und damit auch das Transmissions- und Reflexionsverhalten der beiden Polarisationsrichtungen nur marginal. Deshalb kann bei der Modellierung von Radomen für Weitbereichsradarssysteme aufgrund des kleinen Winkelbereichs oftmals auf die Berücksichtigung von Polarisations-effekten verzichtet werden. Dies setzt voraus, dass das Radom keinen zu großen Winkelversatz in Bezug auf die Hauptstrahlachse des Sensors aufweist.

3.2.3 Geschichtetes dielektrisches Medium

Die Betrachtung einer Einzelschichtstruktur lässt sich auch auf eine Struktur mit N Schichten, wie sie in Abbildung 3.11 dargestellt ist, übertragen. Grundlage ist eine Struktur mit N wiederum lateral unendlich ausgedehnten Schichten, die aus jeweils unterschiedlichen, elektrisch isotropen Materialien bestehen. Die i -te Schicht wird mechanisch durch ihre Dicke d_i und elektrisch durch ihre relative komplexe Permittivität $\epsilon_{r,i}$ sowie ihre relative magnetische Permeabilität $\mu_{r,i}$ beschrieben. Die gesamte Struktur ist umgeben von einem Medium mit einer relativen komplexen Permittivität $\epsilon_{r,0}$ und relativen magnetischen Permeabilität $\mu_{r,0}$.

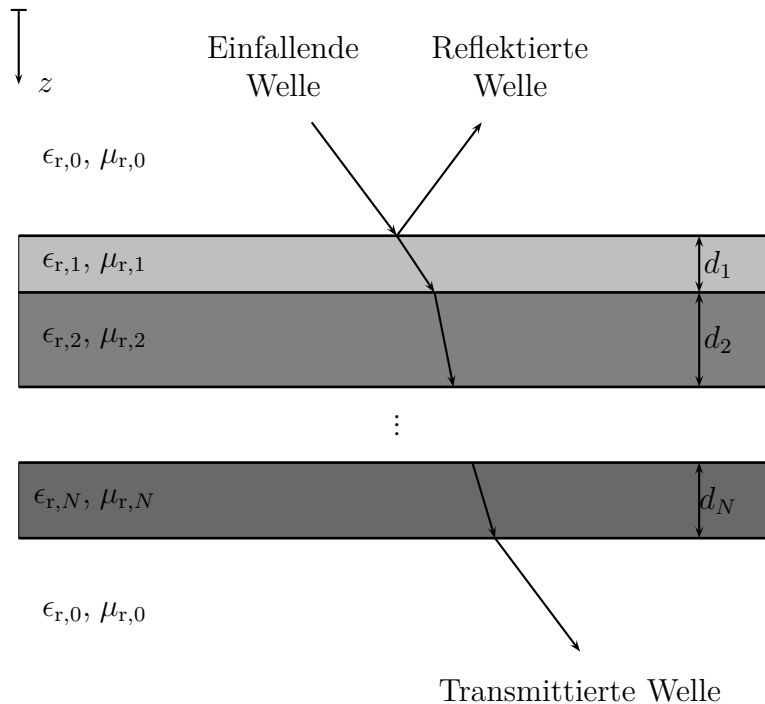


Abb. 3.11: Einfall einer ebenen Welle auf eine N -schichtige Struktur

Im Leitungsmodell kann die beschriebene Struktur durch eine Serienschaltung von N Leitungen elektrisch modelliert werden. Jede einzelne Leitung i wird analog zur einschichtigen Struktur durch den komplexen Feldwellenwiderstand $Z_{w,i}$ und den komplexen Phasenfaktor ϕ_i beschrieben. Der Feldwellenwiderstand bzw. die Leitungsimpedanz $Z_{w,i}$ errechnet sich in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung der einfallenden Welle nach (3.23) für die E-Polarisation und nach (3.22) für die H-Polarisation mit $i = 0, 1, \dots, N$. Der komplexe Phasenfaktor ϕ_i ist analog zur Einzelschicht das Produkt aus z -Komponente des komplexen Wellenvektors $k_{z,i}$ und mechanischer Dicke d_i der jeweiligen Schicht i . Der komplexe Wellenvektor \vec{k}_i in der i -ten Schicht kann in einen tangentialen Anteil $\vec{k}_{t,i}$ (parallel zur Grenzfläche) und einen normalen Anteil $k_{n,i}$, der senkrecht zur Grenzfläche ausgerichtet ist, aufgeteilt werden:

$$\vec{k}_i = \vec{k}_{t,i} + k_{n,i} \vec{z} \quad (3.35)$$

3 Feldtheoretische Grundlagen

Die euklidische Norm der Normalkomponente $k_{n,i} = \|\vec{k}_{n,i}\|$ berechnet sich aus $k_{t,i} = \|\vec{k}_{t,i}\|$ und $k_i = \|\vec{k}_i\|$ mit

$$k_{n,i} = \sqrt{k_i^2 - k_{t,i}^2} \quad (3.36)$$

dabei gilt für k_i

$$k_i = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_{r,i}\mu_{r,i}}}{\lambda_0}. \quad (3.37)$$

Für die euklidische Norm der Tangentialkomponente des komplexen Wellenvektors gilt für alle Medien:

$$k_t = k_0 \sin \alpha_0 \quad \text{für alle } i \quad (3.38)$$

Die Komponente des komplexen Wellenvektors in Normalenrichtung $k_{z,i}$ berechnet sich dann aus den Materialparametern der jeweiligen Schicht, der Freiraumwellenlänge λ_0 und dem Einfallswinkel α_0 auf die gesamte Schichtstruktur.

$$k_{z,i} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\mu_{r,i}\epsilon_{r,i} - \sin^2 \alpha_0} \quad \text{mit } i = 0, 1, \dots, N \quad (3.39)$$

Das Leitungsersatzschaltbild der N -schichtigen Struktur ist in Abbildung 3.12 mit allen relevanten Parametern dargestellt. Analog zu (3.24) lassen sich für jede Leitung i die Ausgangsgrößen U_{i+1} und I_{i+1} in Abhängigkeit der Eingangsgrößen U_i und I_i darstellen.

$$\begin{pmatrix} U_i \\ I_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi_i & jZ_{w,i} \sin \phi_i \\ j\frac{1}{Z_{w,i}} \sin \phi_i & \cos \phi_i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_{i+1} \\ I_{i+1} \end{pmatrix} \quad \text{mit } i = 0, 1, \dots, N \quad (3.40)$$

Durch die Serienschaltung der Leitungselemente ist der Ausgang des i -ten Tors gleichzeitig der Eingang des $(i+1)$ -ten Tors. Die Ausgangsströme und -spannungen des i -ten Tors entsprechen also den Eingangsströmen und -spannungen des $(i-1)$ -ten Tors. Durch die Beschreibung der Ströme und Spannungen mit der Matrix-Vektor-Notation aus (3.40), können durch Kettenschaltung der Einzelemente die Eingangsströme und -spannungen am ersten Tor I_1 und U_1 als Funktion der Ausgangsströme und -spannungen des letzten Tors I_{N+1} und U_{N+1} berechnet werden.

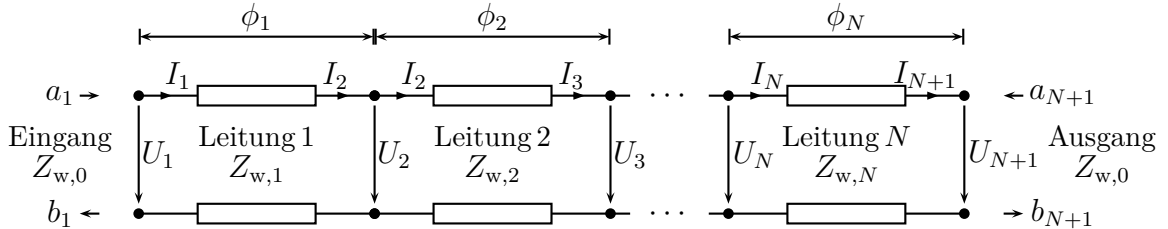


Abb. 3.12: N -schichtige Struktur im Leitungsmodell

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \mathbf{K} \cdot \begin{pmatrix} U_{N+1} \\ I_{N+1} \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

3.2 Ausbreitungsmodell einer ebenen Welle

Für die Kettenmatrix \mathbf{K} gilt

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^N \begin{pmatrix} \cos \phi_i & jZ_{w,i} \sin \phi_i \\ j\frac{1}{Z_{w,i}} \sin \phi_i & \cos \phi_i \end{pmatrix}. \quad (3.42)$$

Wie zuvor im Fall einer einschichtigen Struktur, lassen sich anhand der Eingangs- und Ausgangsströme bzw. -spannungen die Feldamplituden a_1 und b_1 am Tor 1 und die Feldamplituden a_{N+1} und b_{N+1} am Tor N berechnen. Aus dem jeweiligen Verhältnis der Feldamplituden lässt sich ein allgemeiner Ausdruck für den Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einer mehrschichtigen Struktur ableiten. Für die Betrachtung von Radomen sind Schichtstrukturen interessant, die von Luft umgeben sind. Im Leitungsmodell ist der Ein- und Ausgang jeweils mit dem Freiraumwellenwiderstand $Z_{w,0}$ abgeschlossen. In Abhängigkeit der Matrixeinträge A , B , C und D der Kettenmatrix \mathbf{K} für die Schichtstruktur ergibt sich für den Reflexionskoeffizienten r

$$r = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_{N+1}=0} = \frac{A + B\frac{1}{Z_{w,0}} - CZ_{w,0} - D}{A + B\frac{1}{Z_{w,0}} + CZ_{w,0} + D} \quad (3.43)$$

und für den Transmissionskoeffizienten t

$$t = \left. \frac{b_{N+1}}{a_1} \right|_{a_{N+1}=0} = \frac{2}{A + B\frac{1}{Z_{w,0}} + CZ_{w,0} + D}. \quad (3.44)$$

4 Charakterisierung der elektrischen Materialparameter

Um die Beeinflussung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen durch automobiler Radome anhand von Modellen analysieren zu können, ist es notwendig, die elektrischen und magnetischen Materialparameter der eingesetzten Materialien wie Kunststoffe und Lacke zu kennen.

Magnetisch werden Materialien durch die relative Permeabilität μ_r beschrieben. μ_r ist die auf die Permeabilität des Vakuums normierte Permeabilität eines Mediums. Im Allgemeinen handelt es sich bei den verwendeten Materialien um nicht magnetische Materialien d.h. die relative Permeabilität kann näherungsweise zu eins angenommen werden ($\mu_r \approx 1$). Die relative Permittivität ϵ_r ist eine komplexe dimensionslose Größe, welche die dielektrische Polarisierung der Materialien beschreibt

$$\epsilon_r = \epsilon'_r (1 - j \tan \delta). \quad (4.1)$$

Hierbei stellt der Realteil ϵ'_r die auf die Permittivität des Vakuums normierte Permittivität dar. δ berücksichtigt als elektrischer Verlustwinkel die dielektrischen und ohmschen Verluste im Medium. Bei Kunststoffen wird die Permittivität in den Herstellerdatenblättern üblicherweise für Frequenzen im Bereich von Kilohertz oder wenigen Megahertz angegeben. Da diese Größe frequenzabhängig ist, sind diese Angaben für Untersuchungen im Gigahertzbereich unzureichend. Von den Lackproduzenten bekommt man im Allgemeinen gar keine Daten zur Permittivität ihrer Produkte. Aus diesem Grund wurde ein Messplatz aufgebaut, der eine verlässliche Charakterisierung der Materialien im Frequenzbereich der Weitbereichsradare erlaubt. Als Basis für das verwendete Freiraummessprinzip dient ein hochgenauer, am Fachgebiet Höchsthochfrequenztechnik der TUM im Rahmen einer Promotionsarbeit entwickelter W-Band-Messplatz (75 bis 95 GHz) [Fri98]. Im Gegensatz zu dem dort verwendeten vektoriellen Messverfahren wurde ein weniger komplexes skalares Verfahren benutzt, das für diese Anwendung eine ausreichend hohe Genauigkeit bietet [PB08a,PB08b]. Der entscheidende Vorteil einer Leistungsmessung ohne Phasenbestimmung liegt neben den kostengünstigeren Messgeräten im einfacheren mechanischen Aufbau. Eine phasengenaue Messung von Millimeterwellen erfordert einen hochgenauen mechanischen Aufbau mit μm -Genauigkeit.

Das verwendete Messprinzip beruht auf der experimentellen Bestimmung des Leistungsreflexionskoeffizienten bzw. -transmissionskoeffizienten einer ebenen Welle auf einer planparallelen ein- oder mehrschichtigen Probe. Die Permittivität wird anschließend aus den Messdaten mit Hilfe der Ausgleichsrechnung geschätzt. Der Vorteil der quasiopischen Messmethode liegt in der zerstörungslosen Charakterisierung ohne Notwendigkeit einer aufwendigen Probenpräparation. Es genügen planparallele Platten als Proben

mit bekannter Schichtdicke, die sich fertigungstechnisch einfach herstellen lassen. Als weiteren Vorteil bietet dieser Messplatz die Möglichkeit, die effektive Dämpfung von Radomen experimentell bestimmen zu können.

4.1 Messaufbau

In Abbildung 4.1 ist das Blockschaltbild des E-Bandmessplatzes (60 bis 90 GHz) mit Signalführung dargestellt. Durch den Frequenzsynthesizer SMR40 der Fa. Rohde & Schwarz wird ein Signal im Frequenzbereich 20 bis 30 GHz erzeugt. Durch den breitbandigen Leistungsverstärker AHP-25102530-01 der Fa. Ducommun Technologies wird das Signal verstärkt und dann mit einem Frequenzverdreifacher FMP-KF312-01 ebenfalls von Ducommun ins E-Band transformiert. Der Ausgangspegel des Mischers liegt bei etwa +7 dBm. Durch ein E-Band-Hohlleitersystem wird das Signal zur Sendeantenne geführt und dort emittiert. Im Sendezweig wird noch ein Isolator (Uni-Line) verwendet, um unerwünschte Signalarückkopplungen zu unterdrücken. Empfangsseitig wird das Signal über eine zweite identische Antenne empfangen und über den nachgeschalteten Mischer FS-60 von Rhode & Schwarz die sechste Harmonische am Spektrumanalysator R&S FSP 40 ausgewertet. Die Ansteuerung des Frequenzsynthesizers sowie die Ansteuerung und Auswertung des Spektrumanalysators erfolgt automatisiert über GPIB mit einem Computer.

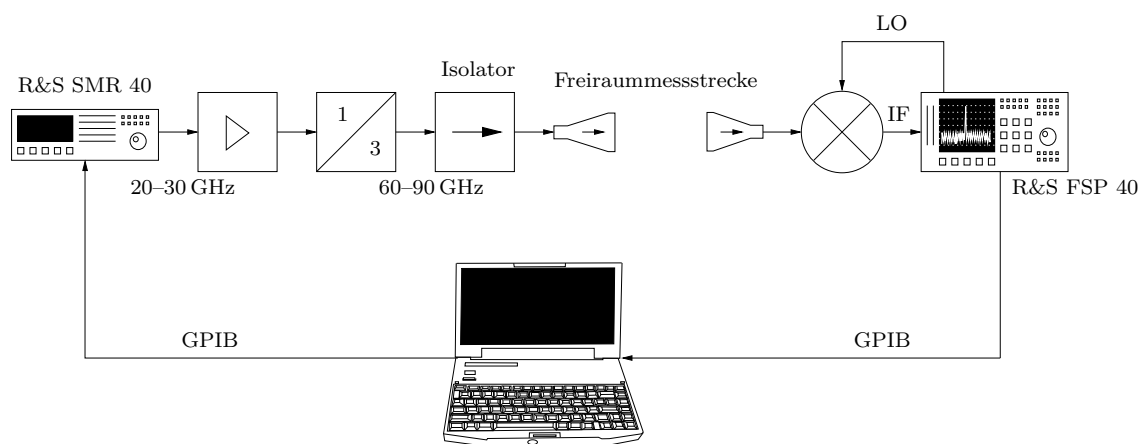


Abb. 4.1: Blockschaltbild des E-Bandmessplatzes

Die als Transmissions- und Reflexionsmessstrecke ausgeführte Freiraummessstrecke wird in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben.

4.1.1 Transmissionsmessplatz

Ziel des Messplatzes ist es, breitbandig die transmittierte Leistung einer ebenen elektromagnetischen Welle durch eine planparallele Probe in Abhängigkeit von Einfallswinkel

und Polarisationszustand zu messen. In Abbildung 4.2 ist die Freiraummessstrecke des Messaufbaus schematisch dargestellt. Die sendeseitig angebrachte Rillenhornantenne

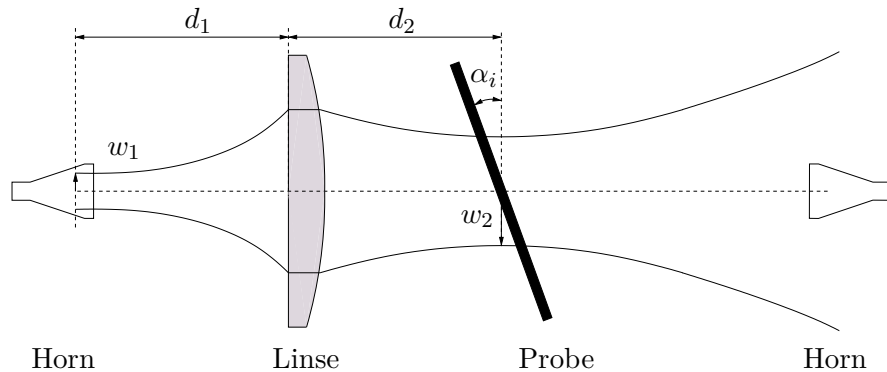


Abb. 4.2: Strahlengang in der Freiraumstrecke des Transmissionsmessplatzes

emittiert einen Gaussförmigen Strahl, der durch eine dielektrische Linse kollimiert und nach der Transmission durch die Probe von einer zweiten identischen Hornantenne empfangen wird. Die verwendeten Rillenhornantennen stammen aus dem Friedsam-Aufbau [Fri98] und wurden für das E-Band Hohlleitersystem durch Anpassen des Innendurchmessers adaptiert. Die charakteristischen Parameter der Rillenhornantennen mit Strahldivergenz θ_1 , Strahltaile w_1 und Abstand Strahltaile–Hornapertur Δz sind in Tabelle 4.1 für die Frequenzen von 65, 75 und 85 GHz angegeben. Zur Strahlkollimation wird eine ungestufte, plankonvexe dielektrische Linse mit der Brennweite $F = 210$ mm verwendet. Eine konfokale Anordnung $d_1 = d_2 = F$ ermöglicht theoretisch

Tab. 4.1: Berechnete Parameter der konischen Rillenhornantenne

f in [GHz]	65	75	85
w_1 in [mm]	7,2	6,9	6,5
θ_1 in [°]	11,5	10,5	9,7
Δz in [mm]	23,7	28,7	33,3

eine frequenzunabhängige Abbildung des Ortes der Strahltaile. In der Realität lässt sich eine solche Anordnung durch die Frequenzabhängigkeit des Phasenzentrums der Sendeantenne in einem mechanisch starren Aufbau nicht verwirklichen. Die konfokale Anordnung wird daher für die Mittenfrequenz von 75 GHz, was auch näherungsweise der LRR-Frequenz entspricht, ausgelegt.

Für dünne Linsen, die ein Verhältnis aus Brennweite und Linsendurchmesser von größer 1,5 aufweisen, können analytische Abbildungsvorschriften nach [KL66] angegeben werden. Dieses Kriterium ist für die verwendete Linse mit einem Durchmesser von 120 mm und einer maximalen Dicke von 18,3 mm erfüllt. Die transformierte Strahltaile

4 Charakterisierung der elektrischen Materialparameter

w_2 lässt sich wie folgt in Abhängigkeit der Strahltaile des einfallenden Strahls w_1 , des konfokalen Parameters b_1 und der Brennweite F der Linse darstellen.

$$w_2 = w_1 \sqrt{\frac{F^2}{(d_1 - F)^2 + \left(\frac{b_1}{2}\right)^2}}. \quad (4.2)$$

Für den Abstand der Strahltaile des ausfallenden Strahls d_2 gilt

$$d_2 = F + \frac{F^2 (d_1 - F)}{(d_1 - F)^2 + \left(\frac{b_1}{2}\right)^2}. \quad (4.3)$$

Bei konfokaler Anordnung vereinfacht sich die Gleichung zu

$$w_2 = \frac{\lambda}{\pi w_1} F. \quad (4.4)$$

In der Tabelle 4.2 sind die Parameter des Gaußschen Strahls nach der Abbildung durch die Linse zusammengefasst. Obwohl die Position der Strahltaile d_2 nach der Linse

Tab. 4.2: Berechnete Parameter des Gaußschen Strahls nach der Linse

f in [GHz]	65	75	85
w_2 in [mm]	42,3	38,8	35,8
θ_2 in [°]	2,0	1,9	1,8
d_2 in [mm]	41	210	349

mit der Frequenz stark variiert, ist im gesamten Frequenzbereich die Krümmung der Phasenfronten an der Position des Probehalters $d_2 = F$ in Relation zur Größe der Strahltaile vernachlässigbar klein. Die Näherung einer ebenen Wellenfront am Ort des Probehalters ist somit für den gesamten Frequenzbereich gültig. Um Beugungseffekte an den Kanten der Linse und der Probe auszuschließen, soll die kleinste Abmessung mindestens dreimal die Strahltaile an deren jeweiligen Position betragen. Bei einem Linsendurchmesser von 120 mm wird diese Vorgabe ab einer Frequenz von 75 GHz erfüllt. Für Frequenzen kleiner als 75 GHz liegt die Strahltaile nur unwesentlich über dem geforderten Maximalwert von 40 mm. Bei 65 GHz beträgt der Radius der Strahltaile an der Stelle der Linse 42,3 mm. Somit liegen immer noch 98,2% statt der geforderten 98,9% der Gesamtstrahlleistung auf der Linsenfläche. Die kleinste Abmessung der verwendeten Proben sollte mindestens 116 mm bei 75 GHz ($3 \cdot w_2$) entsprechen, um auch hier Beugungseffekte möglichst auszuschließen. Der Probenhalter selbst ist auf einem Drehtisch aufgebracht, um die Transmissionsmessung winkelabhängig durchführen zu können. Der Einfallswinkel der Welle auf die Probe sollte dabei mindestens 10° betragen, um Reflexionen zwischen Probe und Linse bzw. Probe und Empfangshorn auszuschließen. Diese Mehrfachreflexionen bilden stehende Wellen aus und führen bei

der Messung zu einer Welligkeit im Spektrum. Eine weitere Ursache für systematische Messfehler stellt der laterale Versatz des Gaußschen Strahls bei nichtsenkrechtem Durchgang durch die Probe dar. Hierzu durchgeführte Messungen haben gezeigt, dass der daraus resultierende Fehler bei den Plattendicken der untersuchten Proben vernachlässigbar klein ist. Ein Ausgleichen des Effekts durch Verschieben der Empfangsantenne hat sich daher als unnötig erwiesen.

Der Leistungs–Transmissionskoeffizient wird bestimmt, indem die Empfangsleistung P_m einer Messung mit Probe auf die Empfangsleistung P_{ref} einer Referenzmessung ohne Probe normiert wird.

$$|t|^2 = \frac{P_m}{P_{\text{ref}}} \quad (4.5)$$

Durch die Normierung auf eine Referenzmessung lassen sich die Frequenzgangfehler des Systems eliminieren. Aus den gemessenen Transmissionskoeffizienten, die in Abhängigkeit von Polarisationszustand, Frequenz und Einfallswinkel bestimmt werden, wird mit Hilfe der kleinsten Fehlerquadrate nach Gauß (Least Squares Method z. B. in [Grä94, Nie08]) die komplexe Permittivität geschätzt. Als Fehlerfunktion F wird die Summe der quadratischen Abweichungen oder Residuen der Transmissionskoeffizienten für E- und H-Polarisation (F^E und F^H) verwendet.

$$F(\epsilon_r) = F^E(\epsilon_r) + F^H(\epsilon_r) \quad (4.6)$$

$$= \sum_{k=1}^N \left(|t^E(\alpha_{i,k}, f, \epsilon_r)| - |t_k^E| \right)^2 + \sum_{k=1}^N \left(|t^H(\alpha_{i,k}, f, \epsilon_r)| - |t_k^H| \right)^2 \quad (4.7)$$

Dabei ist $t_k^{E,H}$ der Messwert und $t^{E,H}(\alpha_{i,k}, f, \epsilon_r)$ der, in Abhängigkeit von Einfallswinkel $\alpha_{i,k}$, Frequenz f , Polarisationszustand und relativer komplexer Permittivität ϵ_r , mit dem Modell der Leitungstheorie berechnete Wert. Durch Minimierung der Fehlerfunktion F nach ϵ_r erhält man den bestmöglichen Schätzwert für die relative komplexe Permittivität $\tilde{\epsilon}_r$, unter der Voraussetzung, dass die Messwerte regellos und normalverteilt sind.

$$\tilde{\epsilon}_r = \arg \min_{\epsilon_r'} |F(\epsilon_r')| \quad (4.8)$$

Die Minimierung der Fehlerfunktion F und somit die Bestimmung des besten Schätzwertes $\tilde{\epsilon}_r$ wird iterativ mit Hilfe der Gauß–Newton–Methode [SK06] erreicht. Hierzu wird in einem Iterationsschritt die nichtlineare Fehlerfunktion F linearisiert und anschließend deren Minimum berechnet. Bei kleinen Abweichungen zu dem gesuchten besten Schätzwert konvergiert das Gauß–Newton–Verfahren zuverlässig und schnell. Bei den untersuchten Kunststoffen waren die dielektrischen Eigenschaften näherungsweise bekannt und somit ein guter Startwert für das iterative Verfahren gegeben.

Bewertung der Messgenauigkeit

Um die Qualität des Systems zu beurteilen und mögliche systematische Messfehler auszuschließen, wurden verschiedene Kunststoffproben, wie Rexolite® (vernetztes Polystyrolpolymer), Polyethylen (PE–HD), Polypropylen (PP) und Teflon bei 76,5 GHz charakterisiert und die Ergebnisse mit den Daten aus der Arbeit von Friedsam [Fri98, FB97]

4 Charakterisierung der elektrischen Materialparameter

verglichen. Die aus dieser Arbeit stammenden Messdaten bieten durch das vektorielle Messverfahren eine ausreichend hohe Genauigkeit, um als Referenz für das hier vorgestellte skalare Verfahren dienen zu können.

Die Dicken der untersuchten Probenplatten liegen zwischen 12,9 mm und 16,2 mm und wurden mechanisch mit einer Bügelmessschraube bestimmt. In einem Winkelbereich von $10^\circ \leq |\alpha_i| \leq 40^\circ$ wurden in Ein-Grad-Schritten jeweils 61 Transmissionsmessungen für senkrechte und parallele Polarisation durchgeführt. Aus den Messdaten wurde mit Hilfe der Ausgleichsrechnung die komplexe Permittivität nach Betrag und Verlustwinkel bestimmt. In Abbildung 4.3 ist beispielhaft der Ausgleich für die Rexolite[®]-Probe mit berechneter Kennlinie (durchgezogene Kennlinie) und Messdaten (Rechtecke) in Abhängigkeit des Einfallswinkels graphisch dargestellt.

Die winkelabhängige Welligkeit des Transmissionskoeffizienten, die in den Diagrammen

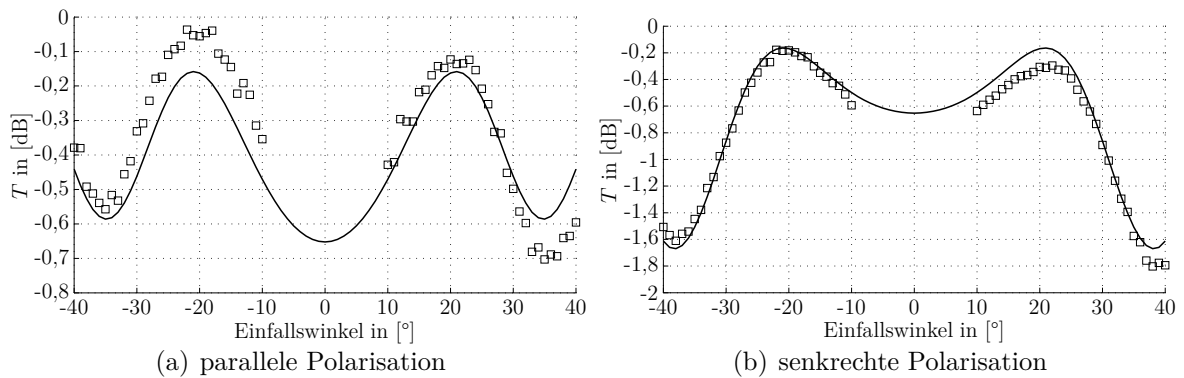


Abb. 4.3: Graphischer Ausgleich von Transmissionsmessungen einer Rexolite[®] Probe bei paralleler und senkrechter Polarisation in Abhängigkeit des Einfallswinkels

zu sehen ist, hängt direkt von der Probendicke ab. Mit einer Zunahme der Probendicke, nehmen sowohl die winkelabhängigen, als auch die frequenzabhängigen Resonanzen zu. Somit nimmt die Empfindlichkeit des Messverfahrens gegenüber Messfehlern ab. Die Erfahrung hat gezeigt, dass die Probendicke der zu charakterisierenden Materialien mehrere Wellenlängen im Substrat betragen sollte, um eine hohe Messgenauigkeit zu erzielen. Bei den hier untersuchten Materialproben liegt die Plattendicke zwischen fünf und sechs Wellenlängen im Substrat. Neben der Probendicke ist die Qualität der Probenplatte (v.a. die Planparallelität) entscheidend für die Messgenauigkeit. Eine niedrige Oberflächengüte führt vorwiegend zu Messfehlern, welche die Bestimmung des Verlustwinkels betreffen.

Die Messwerte der komplexen relativen Permittivität sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt und den Ergebnissen, die Friedsam in seiner Arbeit präsentiert hat, gegenübergestellt. Der Realteil der komplexen relativen Permittivität weicht bei den untersuchten Proben höchstens 0,014 von den Ergebnissen ab, die Friedsam mit Hilfe des vektoriellen Messverfahrens erzielt hat. Beim Verlustfaktor $\tan \delta$ treten bei der Teflon-Probe Abweichungen in Höhe des absoluten Verlustwinkels von bis zu $0,97 \cdot 10^{-3}$ auf.

Tab. 4.3: Vergleich der gemessenen relativen komplexen Permittivität bei 76,5 GHz verschiedener Kunststoffe mit Literaturangaben

Material	Messdaten		Literaturdaten		Quelle
	ϵ'_r	$10^3 \tan \delta$	ϵ'_r	$10^3 \tan \delta$	
Rexolite®	2,528	1,1	$2,5294 \pm 0,0012$	$0,64 \pm 0,51$	[Fri98]
Polyethylen (HD)	2,318	0,4	$2,3043 \pm 0,0028$	$0,46 \pm 0,59$	[Fri98]
Polypropylen	2,254	0,3	2,258	0,61	[FB97]
Teflon	2,050	0	$2,0602 \pm 0,0068$	$0,97 \pm 0,32$	[Fri98]

Berücksichtigt man, dass alle charakterisierten Materialien sehr niedrige dielektrische Verluste von $\tan \delta \ll 10^{-2}$ aufweisen, ist ein solcher Messfehler tolerierbar. Bei den gebräuchlichen Kunststoffmaterialien für automobiler Radome können die dielektrischen Verluste aufgrund der geringen Materialdicke ohnehin als unkritisch angesehen werden. Von größerer Bedeutung ist eine reflexionsfreie Auslegung der Radomdicke sowie die Vermeidung von Beugungseffekten. Diese Eigenschaften werden jedoch in erster Linie durch den Realteil der komplexen Permittivität bestimmt.

4.1.2 Reflexionsmessplatz

Voraussetzung für das im letzten Abschnitt vorgestellte skalare Transmissionsmessverfahren ist die Verfügbarkeit von Proben mit Schichtdicken von wenigstens einer bzw. besser mehreren Wellenlängen im Medium. Somit ist eine Charakterisierung von Oberflächenbeschichtungen, wie beispielsweise Lackschichten, deren Dicke nur ein kleiner Bruchteil einer Wellenlänge im Material beträgt, nur unzureichend möglich. Zum Vermessen solcher extrem dünnen Schichten, ist es vorteilhaft, den Messaufbau als breitbandige Reflexionsmessstrecke auszulegen. Aufgrund der weitaus höheren Dynamik von Reflexionsmessungen kann damit die Frequenz des Reflexionsminimums viel genauer bestimmt werden. Hierzu wird die Probe im Winkel von 45° zur optischen Achse des Sendesystems angeordnet und die Empfangsantenne im Reflexionszweig der Probe platziert. In Abbildung 4.4 ist der Messstand in Reflexionskonfiguration schematisch dargestellt.

Analog zum Transmissionsmessplatz werden die Frequenzgangfehler durch eine Normierung der gemessenen Leistung P_m auf die Empfangsleistung einer Referenzmessung mit polierter Aluminiumplatte P_{ref} eliminiert.

$$|r|^2 = \frac{P_m}{P_{\text{ref}}} \quad (4.9)$$

Das Messprinzip beruht auf der Frequenzverschiebung der Dickenresonanz zwischen einer Probe im unbeschichteten und beschichteten Zustand. Bei bekannten dielektrischen Eigenschaften der Trägerschicht und bekannter mechanischer Dicke der Trägerschicht

4 Charakterisierung der elektrischen Materialparameter

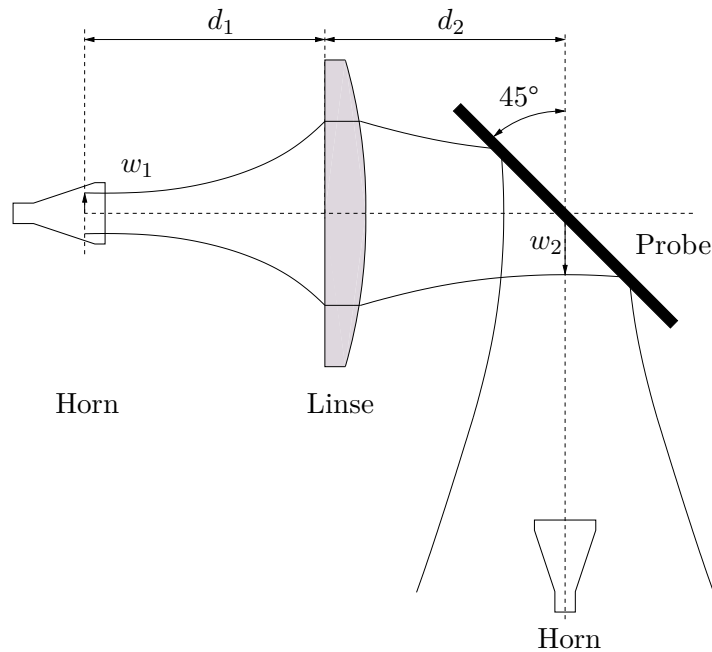


Abb. 4.4: Strahlengang in der Freiraumstrecke des Reflexionsmessplatzes

und Beschichtung können aus dem jeweiligen Frequenzgang mit Hilfe der Ausgleichsrechnung die dielektrischen Eigenschaften der Beschichtung bestimmt werden. Die Resonanzfrequenzen f_{res} einer unbeschichteten, verlustfreien, planparallelen Platte lassen sich nach (3.21), wie folgt, berechnen.

$$f_{\text{res}} = n \frac{c_0}{2d} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \alpha_0}} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad (4.10)$$

Um die Resonanzfrequenz messtechnisch mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können, ist es notwendig, ein möglichst verlustarmes Medium als Trägermaterial zu verwenden. Durch Aufbringen einer elektrisch dünnen Schicht mit einer vom Trägermaterial abweichenden Dielektrizitätszahl, kommt zur Frequenzverschiebung und Güteverschlechterung der Resonanz. Absorptionsverluste im Medium tragen zu einer zusätzlichen Verringerung der Güte bei. Bei Medien mit hohen relativen Dielektrizitätszahlen kann deshalb aufgrund der ohnehin geringen Güte eine Bestimmung des Verlustwinkels nur sehr eingeschränkt oder gar nicht möglich sein.

Vor dem Aufbringen der Beschichtung wird die Probe breitbandig mit dem Reflexionsmessstand vermessen und mit Hilfe der Ausgleichsrechnung die gemittelte Probendicke bestimmt. Dabei wird in der Methode der kleinsten Fehlerquadrate als unbekannter Parameter, die Dicke der Probe bei bekannter komplexer Permittivität geschätzt. Im Vergleich zu einer mechanischen Messung mit Bügelmessschraube lässt sich eine weitaus höhere Messgenauigkeit erzielen.

In Abbildung 4.5 ist beispielhaft der berechnete spektrale Verlauf des Reflexionskoeffizienten für eine planparallele Platte mit Beschichtungen gleicher mechanischer Dicke

von 15 μm und unterschiedlicher, relativer Permittivität in Höhe von 10, 20, 30, 40 und 50 dargestellt. Dabei gelten folgende Voraussetzungen:

- die Grundplatte hat eine relative Permittivität von 2,81,
- der Einfallswinkel beträgt 45° bei senkrechter Polarisation und
- die Basisplatte hat eine Dicke von einer Wellenlänge im Medium bei 76,5 GHz

Im unbeschichteten Fall erhält man nach (4.10) durch den nichtsenkrechten Einfall eine Resonanzfrequenz von 84,4 GHz.

Mit Hilfe der Ausgleichsrechnung kann, analog zur Transmissionsmessung, die relative

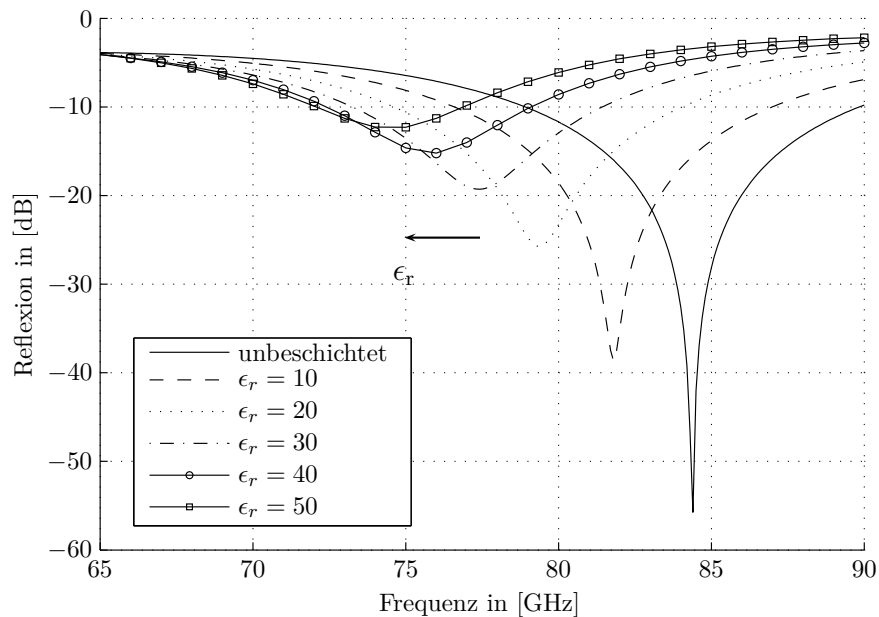


Abb. 4.5: Berechnete Resonanzkennlinien des Reflexionskoeffizienten einer planparallelen Platte bei 45° Einfall einer ebenen Welle und senkrechter Polarisation in Abhängigkeit der Frequenz für Beschichtungen mit unterschiedlicher relativer Permittivität und 15 μm Dicke

Permittivität aus den Messdaten bestimmt werden. Im Gegensatz zur Transmissionsmessung wird jedoch innerhalb des Frequenzbereichs von 65 bis 85 GHz eine konstante Permittivität des Mediums zu Grunde gelegt. Die Ausgleichsrechnung erfolgt breitbandig über den gesamten Frequenzbereich.

4.2 Messergebnisse

4.2.1 Charakterisierung von Basismaterialien

Automobile Radome bestehen üblicherweise aus einem oder mehreren Spritzgussformteilen, die sich kostengünstig in großen Stückzahlen herstellen lassen. Bei der Audi AG

4 Charakterisierung der elektrischen Materialparameter

werden die LRR–Radome sowie gesamte Kühlergrille aus dem Polymer Makroblend® DP7645 (vormals Pocan® DP7645) der Fa. Bayer AG hergestellt. Dieses Polymer–Blend basiert auf einem Polycarbonat und Polyethylenterephthalatgemisch und erfüllt alle mechanischen und thermischen Anforderungen, die an Kunststoffe im automobilen Außenbereich gestellt werden. Dabei handelt es sich um Eigenschaften, wie Steifigkeit, Zähigkeit, Wärme–, Chemikalienbeständigkeit und einfache Verarbeitbarkeit.

Spritzgußmaterialien lassen sich nur in relativ dünnen Wandstärken von etwa 0,6 bis 3 mm herstellen. Bei dickeren Wänden kommt es zu ungleichmäßigem Erkalten des Thermoplasts im Herstellungsprozess und daher zur Lunker– und Einfallstellenbildung. Die für die Messung verfügbaren Platten sind 200 mal 150 mm² groß und haben eine Dicke von etwa 2,2 mm. Die Schichtdicke entspricht näherungsweise einer Wellenlänge im Medium und ist somit gerade ausreichend für die Charakterisierung mit dem Transmissionsmessverfahren. Die Dickenschwankungen der Proben können bis zu 0,1 mm über die gesamte Plattenfläche betragen. Aus diesem Grund ist gerade die Bestimmung des dielektrischen Verlustwinkels nur mit Einschränkungen möglich. Die Plattendicke wurde an mehreren Stellen mit Hilfe einer Bügelmessschraube gemessen und daraus die gemittelte Dicke bestimmt. Die Charakterisierung der Makroblend® DP7645 bei 76,5 GHz Probe hat einen Realteil der relativen Permittivität von

$$\epsilon_r = 2,81$$

und einen Verlustwinkel von

$$\tan \delta < 10^{-2}$$

ergeben. Bei einer Frequenz von 76,5 GHz erhält man eine Wellenlänge im Medium von $3,92 \text{ mm} / \sqrt{2,81} = 2,34 \text{ mm}$. Zur Dimensionierung von Radomen mit näherungsweise senkrechtem Welleneinfall ist diese Größe essenziell, da die Schichtdicke eines einschichtigen Radoms im Millimeterwellenbereich üblicherweise resonant mit einer oder einem Vielfachen einer halben Wellenlänge im Medium ausgelegt wird. Wie im letzten Kapitel beschrieben, lässt sich die Wellenausbreitung durch ein Radom eines LRR–Sensors häufig mit dem einfachen Modell einer ebenen Welle beschreiben. In diesem Fall und bei näherungsweise senkrechtem Einfall der Welle werden keine Reflexionen durch das Radom verursacht. Bei nicht senkrechtem Einfall berechnen sich die optimalen Schichtdicken mit Gleichung (5.1) gemäß dem nächsten Kapitel.

Bei einschichtigen Radomen beträgt die Schichtdicke typischerweise genau eine Wellenlänge im Medium. Dünnere Schichtdicken scheiden aus mechanischen Gründen aus und dickere bereiten bei Spritzgussteilen herstellungsbedingt Probleme. Bei einem mehrschichtigen Aufbau kann die Gesamtdicke auch größer sein. Dennoch wird die Gesamtdicke immer so ausgelegt sein, dass sie ein Vielfaches der halben Wellenlänge im Medium beträgt.

4.2.2 Charakterisierung von Lacksystemen

Aufgrund der immer größer werdenden Anzahl an fahrumsfelderfassenden Sensoren im Automobil wird es immer wichtiger, diese so designverträglich wie möglich ins Fahrzeug

zu integrieren. Da eine Positionierung hinter metallischen Flächen generell ausscheidet, wäre aus Designgründen ein Einbau von Radarsensoren hinter Kunststoff-Stoßfängern attraktiv. Dies setzt jedoch den Einsatz von in Wagenfarbe lackierten Radomen voraus. Um die notwendige Haftfestigkeit von Lacksystemen auf Kunststoffoberflächen zu erreichen, ist neben einer Reinigung eine Vorbehandlung der Oberfläche erforderlich. In der automobilen Serienfertigung ist das Beflämmen die gebräuchlichste Vorbehandlungsmethode. Das Beflämmen bewirkt eine oberflächige Polarisationserhöhung und damit eine Verbesserung der Haftungsfähigkeit der Oberfläche. Anschließend wird das Lacksystem aufgebracht.

Eine typische Automobillackierung besteht aus folgenden Schichtaufbauten:

- **Primer bzw. Grundierung**
(Schichtdicke ca. 10 μm)
Der Primer dient neben dem Beflämmen ebenfalls zur Haftungsverbesserung, wobei er nicht für alle Lacksysteme notwendig ist. Aus Kosteneinsparungsgründen besteht seit einigen Jahren in Europa der Trend, auf den Primer bei Kunststofflackierungen vollkommen zu verzichten [GS02].
- **Basislack**
(Schichtdicke ca. 15 μm , bei weißen Basislacken ca. 30 μm)
Bei dem Basislack handelt es sich um die farbgebende Schicht, diese ist häufig mit Effektpigmenten, wie beispielsweise Metallic- und Perleffektpigmenten versehen.
- **Klarlack**
(Schichtdicke ca. 30 μm)
Der Klarlack wird als letzte Schicht aufgetragen. Dieser bringt Glanz und schützt das Lacksystem vor Umwelteinflüssen.

Die Schichtdicken sind Durchschnittswerte, wie sie im automobilen Lackierprozess auftreten. Bei den Lacksystemen unterscheidet man, ob sie auf Wasserbasis oder auf Lösemittelbasis hergestellt werden. Seit einigen Jahren werden wegen Umweltauflagen immer mehr Lacksysteme auf Wasserbasis eingesetzt.

Bei Effekt-Lacken (z. B. Lacke in Metallic-Optik) werden plättchenförmige Metallpartikel – so genannte Bronzen – verwendet, um einen „Flip-Flop“ Effekt zu erzielen. Das heißt, dass mit einer planparallelen Anordnung der Metallplättchen eine vom Betrachtungswinkel abhängige Helligkeit des reflektierten Lichtes erreicht wird. Ein Querschliff einer Metallic-Lackstruktur auf einer Kunststoffträgerschicht ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Im Querschliff sind deutlich die Metallplättchen als dunkle Streifen in der weißen Basislackschicht zu erkennen. Die verwendeten Metallplättchen bestehen meistens aus Aluminium und haben eine Größe von bis zu 20 μm und eine Dicke von bis zu 1 μm [GS02]. Elektrisch kann ein mit Metallpartikeln durchsetzter Lack als Metall-Isolator Struktur betrachtet werden. Bei einer nicht zu hohen Metallkonzentration sind die leitfähigen Bronzen durch das umgebende Dielektrikum getrennt und damit elektrisch voneinander isoliert. Bei Anlegen eines elektrischen Feldes kommt es zu einer Ladungstrennung im elektrischen Leiter und damit zu einer Ladungsanhäufung

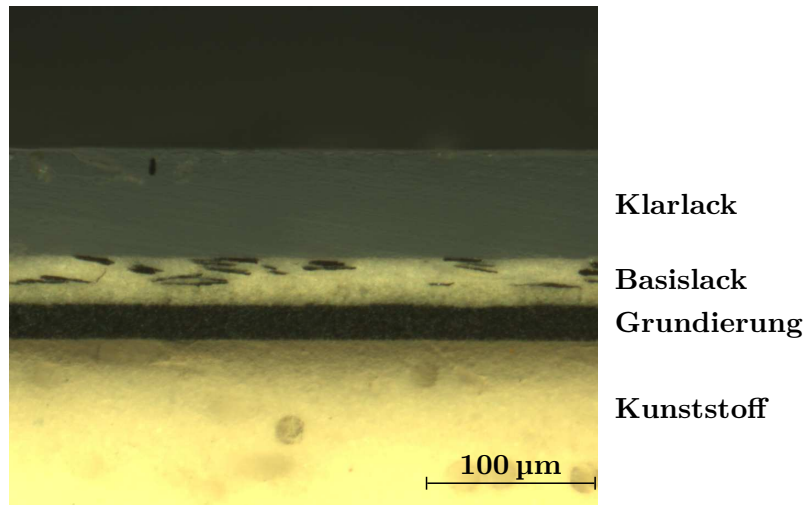


Abb. 4.6: Metallic-Lackstruktur auf Kunststoff im Querschliff (Quelle: Fa. Wörwag)

an den Metall-Isolator-Grenzflächen, was als Grenzflächenpolarisation bezeichnet wird. In Abbildung 4.7 ist die Grenzflächen- bzw. Maxwell-Wagner Polarisation [GLW07] für einen metallischen Basislack mit der Ladungstrennung an den Bronzen dargestellt.

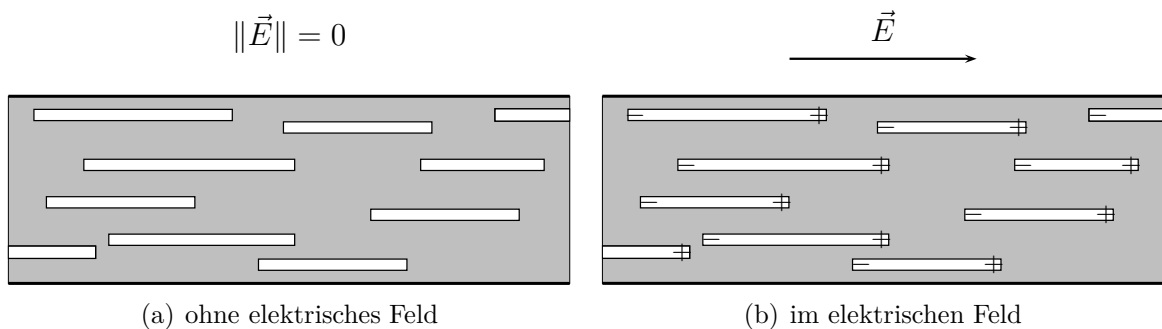


Abb. 4.7: Grenzflächenpolarisation im metallischen Basislack

Charakterisiert wurden Lacke der Firma Wörwag AG. Darunter auf Wasser und Lösungsmittel basierende Primer, auf Wasser und Lösungsmittel basierende Uni-, Perl- und Metallic-Basislacke und ein auf Lösungsmittel basierender Klarlack. Als Basismaterial wurden 100 mal 150 mm² große Makroblend[®] DP7645 Platten mit einer Dicke von etwa einer Wellenlänge im Material bei 76,5 GHz verwendet. Um auf die teure Anschaffung eines Spritzgußwerkzeuges zu verzichten, wurden für die Proben die zur Verfügung stehenden 3 mm dicken Platten auf die gewünschte Schichtdicke abgefräst. Die Dicke der aufgetragenen Lackschichten wurde mikroskopisch anhand eines Schliffbildes durch die Fa. Wörwag bestimmt. Die Messgenauigkeit dieses Verfahrens beträgt ca. ±1 µm. Bei Schichtdicken von etwa 10 µm und größer ist diese Ungenauigkeit die dominierende Fehlerquelle für das gesamte Messverfahren. Unter Berücksichtigung der

Fehlerfortpflanzung resultiert daraus für eine Einzelmessung ein Messfehler für den Realteil der Permittivität von bis zu 10 %.

Primer und Klarlack

Die Schichtdicken der Primerlackproben liegen im Bereich von 8,5 und 17,0 μm . Die Dicke der Klarlackprobe beträgt 28,5 μm . Die Messergebnisse der komplexen relativen Permittivität sind in der Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Der lösungsmittelbasierte Klarlack weist eine relative Permittivität von 3,5 und einen

Tab. 4.4: Komplexe relative Permittivität von automobilen Primern und einem Klarlack

Beschichtung	Permittivität	
	ϵ'_r	$\tan \delta$
Primer mittelgrau (LM)	9	<0,1
Primer mittelgrau (Hydro)	8	<0,1
Primer perlweiß (LM)	8	<0,1
Primer perlweiß (Hydro)	7,5	<0,1
Primer schiefer (LM) ¹	20	0,4
Primer schiefer (Hydro) ¹	17	0,4
Klarlack (LM)	3,5	<0,1

LM: Lösungsmittelbasierend / Hydro: Wasserbasierend

¹ Leitfähige Primer

Verlustwinkel von kleiner als 0,1 auf. Der Wert für den Realteil der relativen Permittivität liegt dabei weit unter dem der untersuchten Primer, die einen Realteil der relativen Permittivität zwischen 7,5 und 20 haben. Auffallend ist der vergleichsweise hohe reale relative Permittivitätswert und Verlustwinkel der schieferfarbenen Primer, der sich auf deren Leitfähigkeit zurückführen lässt. Für eine elektrostatisch unterstützte Lackierung werden leitfähige Primer eingesetzt, die eine Erdung des Werkstoffes erlauben und somit eine elektrostatische Aufladung des zu lackierenden Kunststoffes verhindern. Eine elektrostatische Aufladung ist während des Lackierprozesses unerwünscht, da sie eine Abstoßung des aufgeladenen Lackes zur Folge hat. Die Leitfähigkeit wird dabei durch die Zugabe von leitfähigen Pigmenten wie Graphit eingestellt. Durch die erhöhten Permittivitätswerte leitfähiger Primer sollten diese zur Lackierung von Radomen nicht verwendet werden. Vergleicht man die auf Lösungsmittel und Wasser basierenden Primer, zeigen sich geringfügig höhere Werte für die relative Permittivität der Primer auf Lösungsmittelbasis. Aufgrund der sehr dünnen mechanischen Schichtdicken spielen jedoch die festgestellten Unterschiede im Transmissionsverhalten nur eine sehr untergeordnete Rolle.

Basislacke

Aufgrund der anisotropen Form und definierten parallelen Ausrichtung der Bronzen in einem metallhaltigen Basislack kann von anisotropen dielektrischen Verhalten ausgegangen werden. Um diesen Umstand zu untersuchen, wurde die Permittivität für senkrechte und parallele Polarisierung der mit 45° einfallenden Welle getrennt voneinander bestimmt. Bei senkrechter Polarisierungsrichtung der elektromagnetischen Welle ist der elektrische Feldvektor ausschließlich lateral zu den Metallplättchen ausgerichtet (analog zu der Vektorrichtung aus Abbildung 4.7). Bei paralleler Polarisierung besitzt der elektrische Feldvektor dagegen zusätzlich einen Anteil in der Normalenrichtung. Bei ausgeprägter Anisotropie des Mediums würden sich unterschiedliche Kennlinienverläufe für beide Messungen zeigen. Jedoch konnte für die untersuchten, metallhaltigen Basislacke unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit kein Unterschied festgestellt werden. Mit dem verwendeten Messverfahren ist es ohnehin schwierig ein anisotropes Verhalten nachzuweisen, da bei hohen Permittivitätswerten aufgrund des Brechungseffekts der elektrische Feldanteil innerhalb des Mediums in Normalenrichtung sehr klein ist. Jedoch kann aufgrund der Feststellung, dass bei 45° -Einfallswinkel keine elektrische Anisotropie des Lackes messbar ist, bei weit kleineren Einfallswinkeln, wie sie in typischen Einbausituationen von Weitbereichsradarsystemen vorliegen, in guter Näherung von isotropen dielektrischen Eigenschaften der Basislacke ausgegangen werden. Unter dieser Voraussetzung behält die Leitungstheorie mit skalaren Leitungsgrößen für ebene, lackierte Kunststoffplatten ihre Gültigkeit werden.

Es wurden 14 verschiedene Uni-, Perl- und Metallic-Lacke aus dem aktuellen Farbspektrum der Audi-Modellpalette ausgewählt und charakterisiert. Für jeden Lacktyp wurden zwei oder drei Proben charakterisiert und aus den einzelnen Messergebnissen der Mittelwert gebildet. Die Ergebnisse der Permittivitätsmessungen sind einschließlich Metallanteil in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Aufgrund der hohen Realteilwerte der komplexen relativen Permittivität einiger Basislacke in Zusammenhang mit den äußerst dünnen Schichtdicken, ist keine sinnvolle Messung des Verlustwinkels möglich. Deswegen wurde für alle Basislacke auf diese Angabe verzichtet. Der in der Tabelle angegebene Metallanteil ist auf das Gewicht bezogen. Aus Vertraulichkeitsgründen sind die Basislacke nicht mit den Handelsnamen, sondern nach dem Farbton benannt.

Der Realteil der relativen Permittivität weist ein Spektrum von etwa zwei für schwarz perleffekt und uni sowie dunkelgrün perleffekt und uni bis Werte über 50 für hell Silber metallic auf. Die Ergebnisse ergeben eine Korrelation zwischen Metallkonzentration und Permittivität des Basislackes. Die charakterisierten Basislacke ohne Metallanteil weisen moderate Brechzahlen von bis zu 5,5 für weiß perleffekt auf. Bei metallhaltigen Basislacken steigt aufgrund von Polarisierungseffekten die relative Permittivität mit zunehmendem Metallanteil an. Einen besonders hohen Metallanteil und relative Permittivität zeigen die untersuchten silberfarbigen Metallic-Lacke. Bei dem hell Silber Metallic-Lack wurde eine relative Permittivität von 52,5 bei einem Metall-Masseanteil von 3,66 % gemessen. In [SSK07] wurden für einige Metallic-Lacke noch weit höhere relative Permittivitäten angegeben. Für „Iridium Silber“ wurde mit Aluminium-Anteil von etwa 6 % eine relative Permittivität von etwa 70 und bei „Travertin Beige“ mit

Tab. 4.5: Metallanteil und gemessene relative Permittivität der untersuchten Basislacke

Farbe Basislack	Metallanteil Gewichts-%	Rel. Permittivität ϵ_r
Schwarz uni	0	1,8
Schwarz perleffekt	0	2,2
Schwarz perleffekt (LM)	0	2,0
Weiß perleffekt	0	5,5
Dunkelgrün perleffekt	0	2,1
Dunkelblau uni	0,01	2,0
Grau perleffekt	0,64	5,3
Beige metallic	0,96	17,8
Dunkelgrau perleffekt	1,43	13,1
Dunkelsilber metallic	2,10	19,8
Grau metallic	2,66	26,5
Hellsilber metallic	3,66	52,5
Silber metallic	4,08	47,5
Hellsilber metallic (LM)	4,38	49,5

LM: Lösungsmittelbasierend / ohne Angabe: Wasserbasierend

Anteil von etwa 6,5% sogar 110 gemessen. In Abbildung 4.8 ist die elektrische Suszeptibilität $\chi_e = \epsilon'_r - 1$ in Abhängigkeit des Metallanteils graphisch dargestellt. Es bietet sich an, die elektrische Suszeptibilität anstatt der relativen Permittivität als physikalische Bezugsgröße zu verwenden, da sie als Proportionalitätsfaktor der dielektrischen Verschiebung die Polarisation eines Mediums angibt und somit die elektrische Wirkung der Metallpartikel direkt quantifiziert. Die als Punkt gekennzeichneten Werte sind Messergebnisse dieser Arbeit und die mit Dreieck gekennzeichneten Werte sind aus [SSK07]. Die eingezeichnete Kennlinie wurde durch Anpassung eines Polynoms zweiter Ordnung an die aus dieser Arbeit stammenden Messdaten mit der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate ermittelt. Der gestrichelte Teil der Kennlinie basiert auf einer Extrapolation über die maximal auftretende Metallkonzentration von 4,38% hinaus. Abgesehen von zwei Ausreißern (hellsilber metallic auf Wasserbasis und beige metallic mit einer Abweichung der Suszeptibilität von 10 und 8) ist mit der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung von unter 2 eine gute Übereinstimmung erkennbar. Die Ausreiserwerte machen jedoch deutlich, dass neben der Metallkonzentration noch weitere Einflussfaktoren, wie Größe und Form der Metallpartikel, existieren. Für die Daten aus [SSK07] ist trotz größerer Streuung durchaus eine qualitative Übereinstimmung gegeben. Die Messungen bestätigen den durch die Grenzflächenpolarisation hervorgerufenen Zusammenhang von Metallanteil und dielektrischen Eigenschaften.

5 Ebene Radomstrukturen

Im vorhergehenden Kapitel wurden die elektrischen Materialparameter von gebräuchlichen Kunststoffen und Lacken präsentiert. Mit Kenntnis dieser Parameter sollen anhand des leitungstheoretischen Modells einfache Radome in Form von ebenen ein- und mehrschichtigen Platten analysiert werden. Anhand einer planparallelen Kunststoffplatte werden Designkriterien für reale Radome abgeleitet und der Einfluss von Witterungseffekten in Form von Eis- und Wasserschichten sowie der Einfluss von Lackierungen behandelt.

5.1 Einschichtige ebene Kunststoffplatte

Im einfachsten Fall besteht ein automobiles Radom aus einer planparallelen Kunststoffplatte. Die Transmission und Reflexion an einer solchen Einfachschichtstruktur lässt sich unter den idealisierten Bedingungen der Leitungstheorie mit Hilfe der Gleichungen (3.30) und (3.28) beschreiben. Um die effektiven Transmissionsverluste an einem Radom gering zu halten, muss dieses sowohl reflexions- als auch verlustarm ausgelegt werden.

Zur reflexionsfreien bzw. -armen Dimensionierung einer Einfachschicht gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Die eine besteht in der resonanten Auslegung der Schichtdicke. Die beim Schichtdurchgang einer elektromagnetischen Welle auftretende Phasendifferenz ϕ muss dabei π oder ein Vielfaches von π betragen. Die andere Möglichkeit liegt in der Verwendung von elektrisch dünnen Schichten. Bei einem nichtmagnetischen Medium mit moderater relativer Permittivität (von $\epsilon_r < 10$) sollte ϕ dafür kleiner als $\pi/5$ sein. Bei 76,5 GHz entspricht dies einer – für automobile Radome wenig praktikablen – mechanischen Dicke von wenigen Zehntelmillimetern. Aus diesem Grund werden automobile Radome für LRR-Sensoren im Allgemeinen resonant ausgelegt. Die resonante Schichtdicke d_{res} kann im verlustlosen Fall in Abhängigkeit der relativen Permittivität ϵ_r , der relativen Permeabilität μ_r , der Freiraumwellenlänge λ_0 und des Einfallwinkels α_0 , wie folgt, berechnet werden:

$$d_{\text{res}} = n \frac{\lambda_0}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \alpha_0}} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad (5.1)$$

Bei verlustbehafteten Medien, ist zu beachten, dass die Wellenlänge neben der verkürzenden Wirkung der relativen Permittivität und Permeabilität noch weiter verkleinert wird. Für in der Praxis relevante Kunststoffe mit Verlustfaktoren von $\tan \delta \leq 0,1$ kann diese verlustbedingte Verkleinerung jedoch vernachlässigt werden und d_{res} mit

5 Ebene Radomstrukturen

ausreichender Genauigkeit in Abhängigkeit des Realteils der komplexen relativen Permittivität ϵ'_r und Permeabilität μ'_r angegeben werden:

$$d_{\text{res}} \approx n \frac{\lambda_0}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_r \mu'_r - \sin^2 \alpha_0}} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad (5.2)$$

Absolute Reflexionsfreiheit mit $r = 0$ ist genau genommen nur bei Verwendung von verlustlosen Medien möglich. In der Leitungstheorie spricht man von optimaler Leistungsanpassung.

Im Folgenden wird zur weiteren Vereinfachung von nichtmagnetischen Medien ($\mu_r = 1$) und senkrechtem Welleneinfall auf die Radomoberfläche ($\alpha_0 = 0$) ausgegangen werden. In diesem Fall beträgt d_{res} genau eine halbe Wellenlänge oder ein Vielfaches einer halben Wellenlänge im Medium.

$$d_{\text{res}}(\alpha_0 = 0) \approx n \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon'_r}} = n \frac{\lambda_s}{2} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad (5.3)$$

Neben der Minimierung der Reflexion können durch Verwendung von verlustarmen Materialien und dünnen Schichtdicken die Absorptionsverluste im Medium gering gehalten werden. Für verlustarme Materialien mit $\tan \delta \leq 0,1$ kann der Transmissionsfaktor in Dämpfungs- und Reflexionsanteil aufgeteilt werden. Nehmen wir weiterhin senkrechten Einfall an, dann gilt für den Wellenvektor k aus (3.39) folgende Näherung.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon'_r (1 - j \tan \delta)} \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon'_r} \left(1 - j \frac{1}{2} \tan \delta \right) \quad (5.4)$$

Es ist ebenfalls üblich anstatt des Wellenvektors k den Ausbreitungskoeffizienten $\gamma = jk$ zu verwenden und dessen Realteil als Dämpfungsmaß α und Imaginärteil als Phasenmaß β zu definieren (z. B. in [Mei61]). Für den Ausbreitungskoeffizienten gilt

$$\gamma \approx \alpha + j\beta \quad (5.5)$$

mit

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon'_r} \frac{1}{2} \tan \delta \quad \text{als Dämpfungsmaß und} \quad (5.6)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon'_r} \quad \text{als Phasenmaß.} \quad (5.7)$$

Mit dieser Näherung lässt sich der Transmissionskoeffizient $T = |t|^2$ in zwei Faktoren zerlegen, wobei der eine vom Dämpfungsmaß α und der andere vom Phasenmaß β abhängt.

$$T(\alpha_0 = 0) \approx \overbrace{\left(1 - |r(\beta, d)|^2 \right)^2}^{\text{Reflexionsanteil}} \cdot \overbrace{e^{-2\alpha d}}^{\text{Absorptionsverluste}} \quad (5.8)$$

Der Term $1 - |r(\beta, d)|^2$ steht für die Reflexionsverluste und $e^{-2\alpha d}$ für die Absorptionsverluste. Dabei berechnet sich der komplexe Reflexionskoeffizient r nach (3.28) aus dem

Wellenvektor $k \approx \beta$, der Schichtdicke d und dem komplexen Feldwellenwiderstand Z_w . Wird beispielsweise Makroblend® DP7645 mit Realteil der relativen Permittivität ϵ'_r von 2,81 als Kunststoffmaterial verwendet, dann ergibt sich eine Wellenlänge im Medium von 2,34 mm bei 76,5 GHz. Zur reflexionsfreien Auslegung muss die Schichtdicke bei senkrechtem Einfall der Welle 1,17 mm bzw. ein Vielfaches davon betragen. Die Messung des Verlustwinkels von Makroblend® DP7645 hat einen Wert von kleiner als 0,01 ergeben. Bei konservativer Annahme von $\tan \delta = 0,01$, ergibt sich pro halbe Wellenlänge $\lambda_s/2$ Schichtdicke eine Einwegedämpfung von etwa 0,14 dB. Nehmen wir beispielsweise eine Schichtdicke von 2,34 mm an, dann erhalten wir aufgrund der Absorptionsverluste eine Zweigewegedämpfung von 0,56 dB. In Abbildung 5.1 ist die Einwegetransmission und Reflexion einer Makroblend-Schicht in Abhängigkeit der Schichtdicke dargestellt. Die

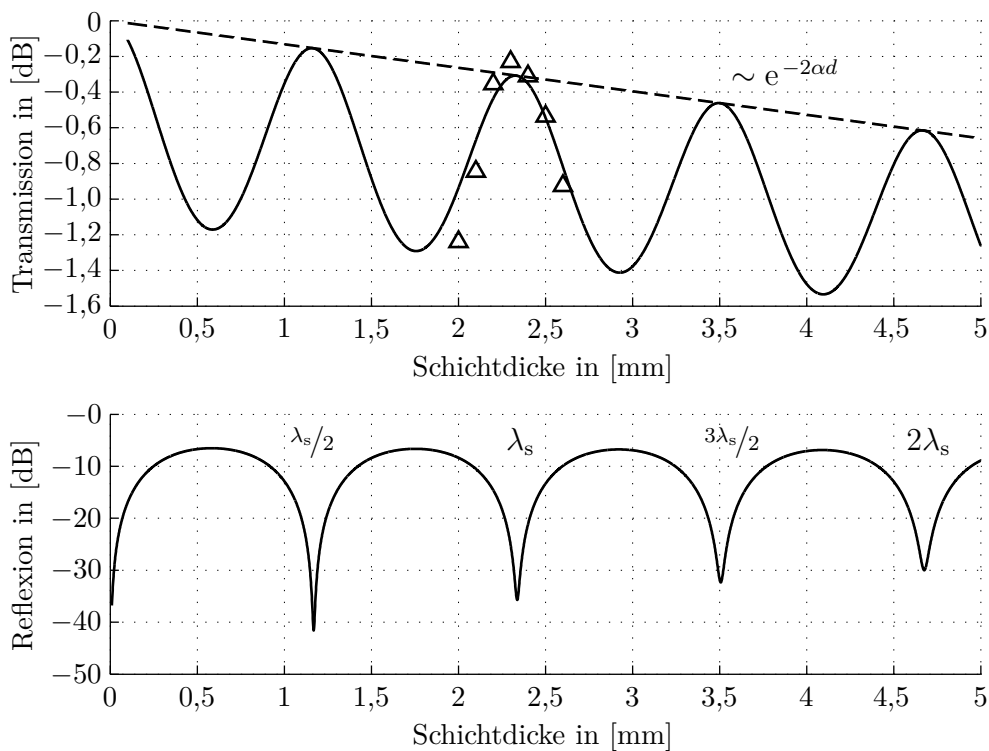


Abb. 5.1: Berechnete Einwege-Transmission und Reflexion einer Makroblend® DP7645 Platte in Abhängigkeit der Schichtdicke bei 76,5 GHz und senkrechtem Welleneinfall; gestrichelte Linie: dielektrische Verluste; Dreiecke: Messwerte

im Transmissionsdiagramm gestrichelt gezeichnete Exponentialfunktion repräsentiert als Einhüllende des oszillierenden Kennlinienverlaufs die dielektrischen Absorptionsverluste im Medium. Der oszillierende Verlauf erklärt sich durch die periodisch auftretende dickenabhängige Reflexion. Die Transmissionsmaxima entsprechen Schichtdicken mit einem Phasenfaktor von π bzw. einem Vielfachen von π . Die Dreiecke sind Messwerte, die bei der Audi AG für Makroblend® DP7645 Platten mit unterschiedlicher Probendicke durchgeführt wurden. Durch die gute Übereinstimmung mit der simulierten Kennlinie kann unterstellt werden, dass die Worst-Case-Annahme des Verlustwinkels $\tan \delta$ von

0,1 gerechtfertigt ist. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Proben nicht ideal planparallel sind, was sich in den Messungen als zusätzliche Transmissionsverluste äußert. Eine resonante Auslegung der Schichtdicke führt zwangsläufig zu einem frequenzbegrenzten Verhalten. Die Frequenzbandbreite sollte ausreichend größer als die Systembandbreite des Radarsensors sein, um Robustheit gegenüber mechanischen Toleranzen (z. B. Variationen in der Schichtdicke, Oberflächengüte, Lagetoleranzen) sowie Variationen der elektrischen Materialparameter zu erhalten. Neben dem Ausgleich von Toleranzen ist eine überschüssige Frequenzbandbreite notwendig, um die Funktion in einem gewissen Winkelbereich zu gewährleisten. Für den Kunststoff Makroblend® DP7645 wurde mit Hilfe der Leitungstheorie die -10 dB–Reflexionsbandbreite numerisch berechnet und in der Tabelle 5.1 in Abhängigkeit der resonanten Schichtdicken zusammengestellt. Mit zunehmender Schichtdicke und damit elektrischer Leitungslänge, nimmt

Tab. 5.1: Berechnete relative -10 dB–Reflexionsbandbreite $B_{10\text{ dB}}$ einer resonanten Makroblend® DP7645 Kunststoffschicht in Abhängigkeit der Schichtdicke bei 76,5 GHz

Schichtdicke		Bandbreite $B_{10\text{ dB}}$
in $[\lambda_s]$	in [mm]	in [%]
$1/2$	1,17	42,4
1	2,34	21,2
$3/2$	3,51	14,1
2	4,68	10,5
$5/2$	5,85	8,4

die Frequenzbandbreite linear ab. Für automobile Weitbereichsradarsysteme wird heute das 76 bis 77 GHz Band verwendet. Auf die Mittenfrequenz bezogen entspricht dies einer maximal zulässigen relativen Bandbreite von 1,3 %. Heutige Serienradarsysteme verwenden oft nur einen Bruchteil dieser Bandbreite. Beispielsweise hat die zweite Generation des Bosch Weitbereichsradars eine Bandbreite von ca. 200 MHz (FMCW Modulationshub) oder 0,3 % [K⁺04]. Bei einer oft verwendeten Schichtdicke von λ_s beträgt die theoretische -10 dB–Reflexionsbandbreite 21,2 % und ist damit ausreichend groß, um über den Winkelbereich des LRR–Sensors robust gegen Fertigungsschwankungen zu sein. Aus der Frequenzbandbreite kann direkt auf die Empfindlichkeit von Schichtdickenschwankungen geschlossen werden, da bei Annahme von konstanten elektrischen Materialparametern eine Frequenzvariation im Reflexions- und Transmissionsverhalten wie eine Skalierung der mechanischen Größen wirkt. Soll der Reflexionskoeffizienten -10 dB nicht überschreiten, dann darf bei resonanter Auslegung einer Makroblend® DP7645 Platte die Dickenabweichung nicht höher als $\pm 0,25$ mm sein.

5.2 Witterungseinflüsse

Der Einfluss von Wasser und Eis auf einem Radom soll anhand eines Zweischichtmodells (Trägerschicht–Wasser bzw. Trägerschicht–Eis) analysiert und diskutiert werden. Grundlage der Untersuchung ist eine reflexionsfrei ausgelegte Trägerschicht aus einem verlustlosem Medium, auf die eine ebene Wasser– bzw. Eisschicht aufgebracht ist. Es soll die Transmission in Abhängigkeit der Dicke der Eis– bzw. Wasserschicht berechnet werden. Aufgrund der resonanten Auslegung von Trägerschicht braucht diese im Modell für die Resonanzfrequenz nicht berücksichtigt werden. Es ist ausreichend, die Eis– bzw. Wasserschicht als Einzelschicht zu betrachten.

5.2.1 Einfluss eines Wasserfilms auf dem Radom

Das dielektrische Verhalten von Wasser wird durch die Orientierungspolarisation der polaren Moleküle bestimmt. Bis 100 GHz kann die komplexe relative Permittivität von Wasser ϵ_w mit dem Debye-Modell berechnet werden [LHM91b].

$$\epsilon_w(f) = \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 - jf/f_d} + \epsilon_\infty \quad (5.9)$$

Physikalisch können die Debye-Parameter ϵ_s als statische relative Permittivität, ϵ_∞ als asymptotische relative Permittivität für sehr hohe Frequenzen und f_d als Resonanzfrequenz der Molekülschwingung charakterisiert werden. Die temperaturabhängigen Debye-Parameter sind

$$\epsilon_s = 77,66 - 103,3 \cdot \theta, \quad \epsilon_\infty = 0,066 \cdot \epsilon_s, \quad f_d = 20,27 + 146,5 \cdot \theta + 314 \cdot \theta^2 \text{ in GHz}$$

mit $\theta = 1 - 300/(273,15 + T)$ und T als Temperatur in °C kleiner als 40 °C.

Bei einer Temperatur von 20 °C ergibt sich damit eine komplexe relative Permittivität des Wassers von

$$\begin{aligned} \epsilon_w(f = 76,5 \text{ GHz}, T = 20 \text{ °C}) &= 8,81 (1 - 1,80j) \text{ und} \\ \epsilon_w(f = 24 \text{ GHz}, T = 20 \text{ °C}) &= 30,3 (1 - 1,16j). \end{aligned}$$

Der hohe dielektrische Verlustwinkel ist auf Umpolungsverluste der polaren Wassermoleküle zurückzuführen.

In Abbildung 5.2 ist die Einwege-Transmission für eine Wasserschicht von 0 bis 2 mm Dicke für 76,5 GHz und im Vergleich dazu für 24 GHz dargestellt. Das Diagramm zeigt, dass bei 76,5 GHz bereits Wasserfilmdicken in Höhe von 0,2 mm erhebliche Transmissionsdämpfungen von 10 dB verursachen. Ab dieser Schichtdicke von 0,2 mm ist die Reflexion annähernd konstant und die Abnahme des Transmissionskoeffizienten wird lediglich durch die mit zunehmender Schichtdicke ansteigenden, dielektrischen Verluste bestimmt. Die Transmission nimmt dann linear mit -30 dB/mm Wassersäule ab. Bei 24 GHz ist der Kennlinienverlauf qualitativ sehr ähnlich, nur dass dieser Punkt aufgrund der längeren Wellenlänge bei etwa 0,6 mm Wassersäule und bei einer Transmission von -14 dB erreicht wird. Anschließend nimmt die Dämpfung um 13 dB/mm Wassersäule zu.

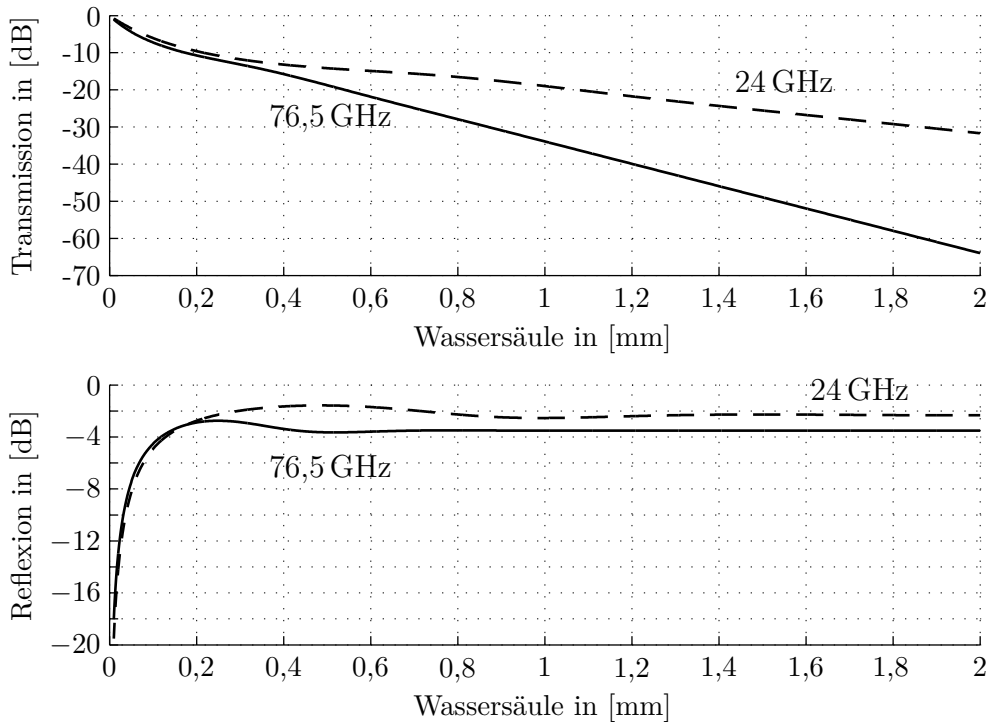


Abb. 5.2: Berechnete Einwege-Transmission und Reflexion einer Wassersäule auf einer verlustlosen und reflexionsfrei ausgelegten Trägerschicht bei 20 °C für 24 GHz (gestrichelt) und 76,5 GHz (durchgezogen)

Diese Dämpfungswerte liegen damit weit über denen, die durch Regen verursacht werden. Nach [Med65] entspricht die streckenbezogene Dämpfung bei starkem Regen mit einer Niederschlagsrate von 25 mm/Std für 76,5 GHz etwa 11 dB/km und für 24 GHz etwa 3,5 dB/km. Bei Entfernungen von mehreren zehn Metern liegt die vom Regen hervorgerufene Dämpfung unter einem dB. In der Praxis ist es durchaus bekannt, dass starker Regen und Spritzwasser die Radarsensoren kurzzeitig ausfallen lässt, was hauptsächlich auf die Bildung von Wasserfilmen zurückzuführen ist. Deshalb sind konstruktive Maßnahmen zu ergreifen, die das Entstehen von Wasserfilmen auf dem Radom bzw. auf der Radarlinse verhindern. Die durch den Wasserfilm entstehenden Reflexionen können von dem Sensor ausgewertet werden, um eine Blindheitserkennung des Sensors oder eine Wetterindikation durchzuführen [AKJ06].

5.2.2 Einfluss einer Eisschicht auf dem Radom

In diesem Abschnitt soll auf die Auswirkung von Eisschichten auf dem Radom eingegangen werden. Ist das Wasser als Eis gefroren, dann sind die Dipolmoleküle in eine feste Gitterstruktur eingebunden, was das Umorientieren weitgehend verhindert. Der Realteil und Imaginärteil der komplexen Permittivität ist demnach weit niedriger als bei flüssigem Wasser mit frei beweglichen Molekülen.

Nach [LHM91a] kann die relative Permittivität von Eis ϵ_e mit

$$\epsilon_e(f) = 3,15 - j(\alpha/f + \beta f) \quad (5.10)$$

angegeben werden. Die Parameter sind

$$\begin{aligned} \alpha &= (50,4 + 62 \cdot \theta) 10^{-4} e^{-22,1\theta} \text{ in GHz}, \\ \beta &= \frac{0,502 - 0,131 \cdot \theta}{1 + \theta} 10^{-4} + 0,542 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1 + \theta}{\theta + 0,0073} \right)^2 \text{ in GHz}^{-1} \end{aligned}$$

mit $\theta = 300/(273,15 + T) - 1$ und T als Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ von 0 bis -40°C . Bei einer Temperatur von 0°C hat demnach Eis eine relative Permittivität von

$$\begin{aligned} \epsilon_e(f = 76,5 \text{ GHz}, T = 0^{\circ}\text{C}) &= 3,15 (1 - 7,9 \cdot 10^{-4} j) \text{ und} \\ \epsilon_e(f = 24 \text{ GHz}, T = 0^{\circ}\text{C}) &= 3,15 (1 - 25,1 \cdot 10^{-4} j). \end{aligned}$$

Die Transmission und Reflexion an einer Eisschicht ist in Abbildung 5.3 in Abhängigkeit der Eisschichtdicke dargestellt. Die Transmissions-Kennlinien weisen das auf-

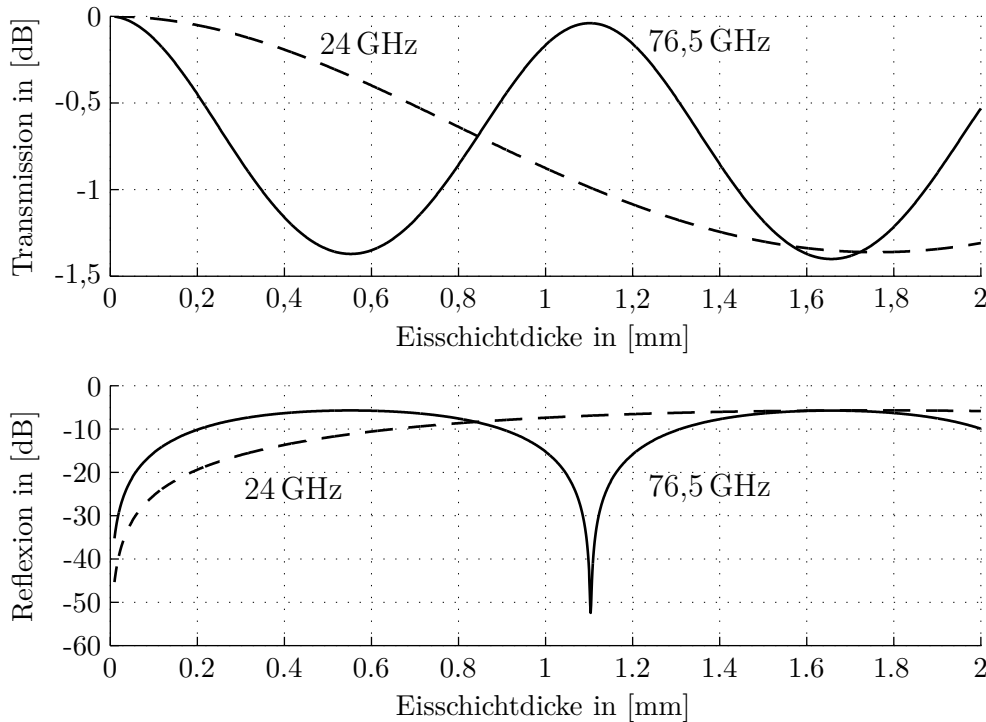


Abb. 5.3: Berechnete Einwege-Transmission und Reflexion einer Eisschicht auf einer verlustlosen und reflexionsfrei ausgelegten Trägerschicht bei 0°C für 24 GHz (gestrichelt) und 76,5 GHz (durchgezogen)

grund von Reflexionseigenschaften typisch oszillierende Verhalten in Abhängigkeit der Schichtdicke auf. Die Periode korreliert durch den frequenzunabhängigen Realteil der

relativen Permittivität mit der Wellenlänge. Damit ist die Schwingungsperiode für 24 GHz etwa um den Faktor drei größer als bei 76,5 GHz. Die Materialabsorption ist für die dargestellten Schichtdicken vernachlässigbar klein. Die effektive Einwege-Transmissionsdämpfung liegt zwischen 0 und 1,5 dB aufgrund der dickenabhängigen Reflexionen. Trockenes Eis ist damit als ebene Schicht weit weniger kritisch als Wasser auf einem Radom. Bildet sich jedoch Eismatsch bzw. eine durchfeuchtete Eisschicht, dann ergeben sich die gleichen Schwierigkeiten wie bei Wasser. Darüber hinaus besteht die Gefahr, dass eine inhomogene Schichtdicke bzw. eine partielle Bedeckung mit Eis Beugungseffekte und damit Verzerrungen im Antennendiagramm verursachen kann. Um eine witterungsunabhängige Funktion zu gewährleisten, ist es daher üblich das Radom bzw. die Linse zu beheizen, um auf diese Weise die Bildung von Eis generell zu verhindern. Üblicherweise werden stromdurchflossene Heizdrähte verwendet, die in das Spritzgussteil eingeschlossen oder auf der Rückseite des Radoms aufgebracht sind. Um eine ungestörte Wellenausbreitung zu erreichen, werden die Drähte senkrecht zu den elektrischen Feldkomponenten der vom Sensor ausgesendeten elektromagnetischen Wellen angeordnet. Simulationen haben gezeigt, dass ein Drahtdurchmesser von $d \leq \lambda/10$ mit Leitungsabstand von $a \gg d$ eine ungestörte Wellenausbreitung gewährleistet. λ bezeichnet die wirksame Wellenlänge $\lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$ für nichtmagnetische Medien. Liegen die Leiterstreifen an der Kunststoff-Luft-Grenzfläche, muss von einer effektiven relativen Permittivität $\epsilon_{r,\text{eff}}$ ausgegangen werden. Diese liegt, in Abhängigkeit der Schichtdicke des Kunststoffes, zwischen eins für Luft und dem arithmetischen Mittelwert der relativen Permittivitäten der beiden Medien $(\epsilon_r+1)/2$ mit der relativen Permittivität des Kunststoffes von ϵ_r . Laut [Mun00] kann schon ab sehr dünnen Schichtdicken von etwa $0,05\lambda_0$ die obere Grenze für die effektive relative Permittivität angenommen werden. Bei einer relativen Permittivität von 2,81 sollte der Durchmesser der Leitungsdrähte damit kleiner als 0,3 mm sein.

5.3 Lackierte Kunststoffplatte

Die Wirkung eines Lacksystems auf die Transmissions- und Reflexionseigenschaften soll anhand eines exemplarischen Lackschichtaufbaus untersucht werden. Mit Hilfe des Leitungsmodells wurden dazu die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten von verschiedenen Lacksystemen bestehend aus Primer, Basislack und Klarlack auf einem resonant ausgelegten Kunststoffträgermaterial bestimmt. Der Einfall der elektromagnetischen Welle wird als senkrecht auf die Oberfläche angenommen. Die relative Permittivität und Dicke der einzelnen Schichten ist in der nachstehenden Tabelle 5.2 aufgetragen. Um

Tab. 5.2: Parameter des modellierten Lacksystems

	Trägerschicht	Primer	Basislack	Klarlack
Relative Permittivität ϵ_r	2,81	8	2–120	3,5
Mechanische Dicke d	$\lambda_0/\sqrt{2,81}$	10 μm	15 μm	30 μm

den Einfluss der jeweiligen Einzelschichten zu analysieren, sind auch die Kennlinien von Lackstrukturen nur mit Basis- und Klarlack bzw. ausschließlich mit Basislack berechnet worden. Alle Medien sind als verlustlos angenommen. Wenn im Folgenden von Transmissionsverlusten gesprochen wird, handelt es sich ausschließlich um reflexionsbedingte effektive Verluste. Aufgrund der dünnen Lackschichten ist die Vernachlässigung der Absorptionsverluste in guter Näherung gültig. Die angegebenen Größen der Schichtdicken sind typische Werte bei automobiler Serienlackierung. In Abbildung 5.4 ist der Verlauf der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Basislacks von 2 bis 120 aufgetragen. Zum Vergleich sind neben den Kennlinien für 76,5 GHz auch die für 24 GHz dargestellt. Durch die längere Wellenlänge und

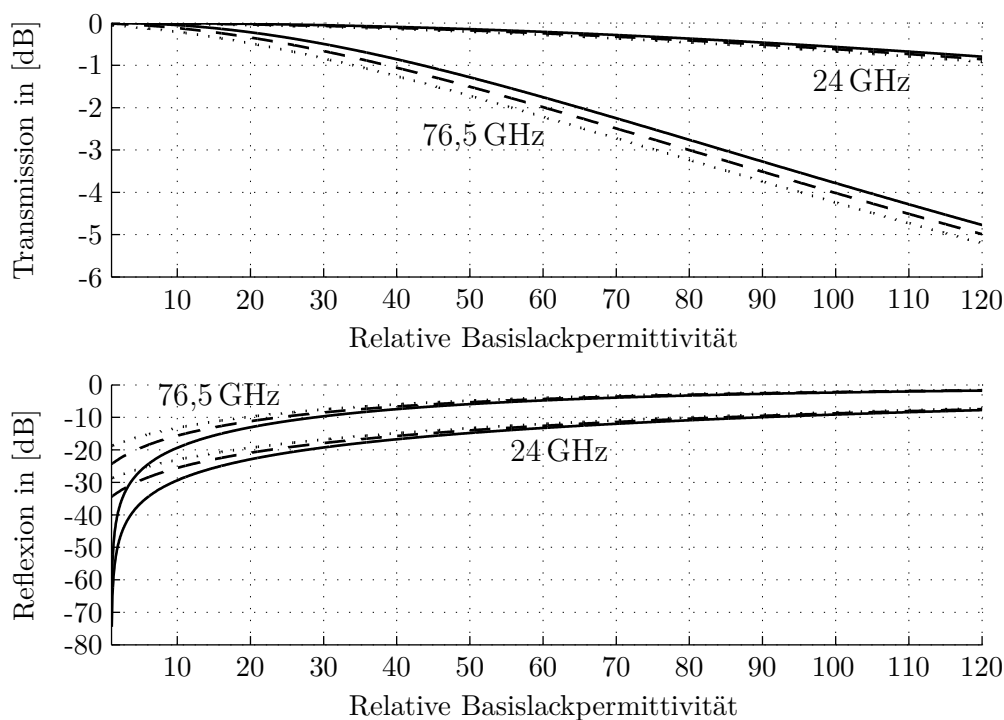


Abb. 5.4: Berechnete Transmissions- und Reflexionskoeffizienten einer lackierten, resonant ausgelegten Kunststoffplatte mit Primer, Basislack und Klarlack (gepunktet), Basislack und Klarlack (gestrichelt) und Basislack alleine (durchgezogen) in Abhängigkeit der relativen Basislack-Permittivität für 24 GHz und 76,5 GHz

die daraus resultierende kürzere elektrisch wirksame Leitungslänge ist der Einfluss des Lacksystems bei 24 GHz weitaus geringer. Der Transmissionskoeffizient ist für 24 GHz über den gesamten Permittivitätsbereich bis 120 größer als -1 dB und somit weitestgehend als unkritisch zu bewerten. In der Serienfertigung ist es üblich, die Schürzen der Stoßfänger bei Lackfehlern (z. B. Kratzer, Blasen) auch zwei- oder dreimal zu lackieren. In ungünstigen Einzelfällen können dadurch bei 24 GHz-Nahbereichsradarsensoren erhebliche, lackbedingte Reflexionen auftreten. Dagegen können sich im 76 bis 77 GHz

Band bereits Einfachlackierungen mit 10 bis 15 Mikrometern Dicke als kritisch erweisen. Bei Berücksichtigung der Primer- und Klarlackschicht kann bereits eine 15 μm Basislackschicht mit relativer Permittivität von etwa 45 eine Reflexion von 6 dB verursachen (bei resonanter Auslegung der Trägerschicht). Bei verlustlosen Medien entspricht dies einer effektiven Einwegedämpfung von etwa 1,5 dB. Durch zweimaliges Durchlaufen der Abdeckung auf Hin- und Rückweg verdoppelt sich die effektive Gesamtdämpfung in dB auf 3 dB. Dieser Wert entspricht bei der Audi AG der maximal zulässigen Zweiwegedämpfung für LRR-Radome. Werden zusätzlich die Absorptionsverluste berücksichtigt, dann können bereits Einfachlackierungen von Basislacken mit einer Permittivität von 30 kritisch sein. In dem Diagramm sind die Kennlinien für Lackaufbauten aus Basislack (durchgezogene Kennlinie), Basislack und Klarlack (gestrichelte Kennlinie) und Primer, Basislack und Klarlack (gepunktete Kennlinie) dargestellt. Der Vergleich der Kennlinienverläufe zeigt, dass Klarlack auf einem Basislack bei 76,5 GHz eine zusätzliche effektive Dämpfung von etwa 0,2 dB unabhängig von der Permittivität des Basislackes bewirkt. Die Grundierung verringert den Transmissionskoeffizient um weitere 0,3 dB. Aufgrund des geringen Einflusses von Klarlack und Grundierung genügt es in erster Näherung, die Untersuchungen auf die Basislackschicht zu beschränken.

Um den Einfluss von Lacken näher zu analysieren und Gegenmaßnahmen zu realisieren, ist es hilfreich, die transformierte Impedanz zu betrachten. Zur Vereinfachung soll im Folgenden das Lacksystem ohne Primer- und Klarlackschicht, also ausschließlich mit der elektrisch dominierenden Basislackschicht untersucht werden. In der Leitungstheorie entspricht diese, von Luft umgebene, Zweischichtstruktur (siehe Abbildung 5.5 (a)) einer Quelle mit Innenwiderstand Z_0 , die über zwei Serienleitungen mit einer Lastimpedanz Z_0 verbunden ist (siehe Abbildung 5.5 (b)). Die Basislackschicht wird durch

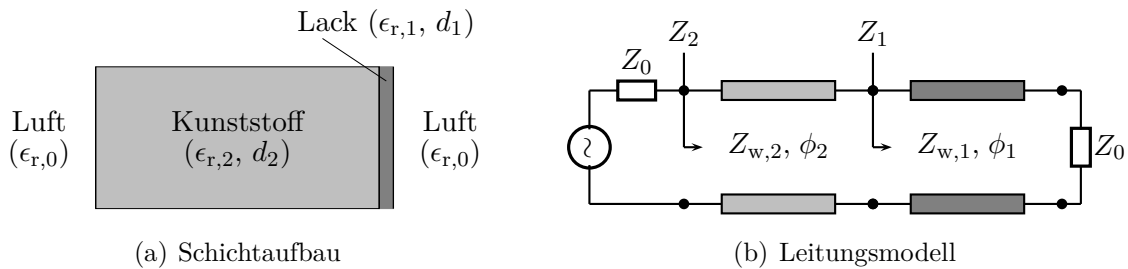


Abb. 5.5: Lackierte Kunststoffträgerschicht

die Leitung 1 mit Impedanz $Z_{w,1}$ und Phasenfaktor ϕ_1 , der Kunststoff durch die Leitung 2 mit $Z_{w,2}$ und ϕ_2 und die umgebende Luft durch den Freiraumwellenwiderstand des Vakuums Z_0 beschrieben. Um die Reflexion am Eingang des Netzwerkes zu berechnen, wird die Lastimpedanz (hier Z_0) entlang der zwei in Serie geschalteten Leitungen transformiert. Die Bestimmung der nach einer verlustfreien Leitung wirksamen Impedanz erfolgt mit Hilfe der Leitungstransformationsgleichung (z. B. in [Rus03, Poz05]).

Für die Transformation von Z_0 in Z_1 durch die Leitung 1 gilt

$$Z_1 = Z_{w,1} \frac{Z_0 + jZ_{w,1} \tan \phi_1}{Z_{w,1} + jZ_0 \tan \phi_1}. \quad (5.11)$$

Z_0 ist hierbei die Ausgangsimpedanz, Z_w der Leitungswellenwiderstand und Z_1 die am Ausgang der Leitung wirkende Impedanz. Analog dazu wird die Impedanz Z_2 aus Z_1 und $Z_{w,2}$ berechnet. Bei der Lacktransformation ist es zweckmäßig, die Admittanzschreibweise $Y = 1/Z$ zu verwenden. Durch Umformen von (5.11) erhält man für die Admittanz $Y_1 = 1/Z_1$

$$Y_1 = Y_{w,1} \frac{Y_0 + jY_{w,1} \tan \phi_1}{Y_{w,1} + jY_0 \tan \phi_1}, \quad (5.12)$$

wobei $Y_0 = 1/Z_0$ und $Y_{w,1} = 1/Z_{w,1}$ entspricht. Bei typischen Basislackschichten ist der Phasenfaktor ϕ_1 im Vergleich zu $\pi/4$ sehr klein. Senkrechten Einfall vorausgesetzt beträgt beispielsweise der Phasenfaktor einer Lackschicht von $15 \mu\text{m}$ Dicke und einer relativen Permittivität von 100 etwa $0,08\pi$. Für praxisrelevante Lackschichten lässt sich daher der Ausdruck (5.12) zu

$$Y_1 \approx Y_0 + j \underbrace{\left(Y_{w,1} - \frac{Y_0^2}{Y_{w,1}} \right)}_{Y_p} \tan \phi_1 \quad (5.13)$$

vereinfachen. Y_2 entspricht somit näherungsweise einer Summe aus der Freiraumadmittanz Y_0 und einer lackbedingten Admittanz Y_p . Für den komplexen Reflexionsfaktor r gilt in einem auf Z_0 normierten System in der Impedanzschreibweise

$$r = \frac{Z_2 - Z_0}{Z_2 + Z_0} \quad (5.14)$$

und entsprechend dazu in der Admittanzschreibweise

$$r = \frac{Y_0 - Y_2}{Y_0 + Y_2}. \quad (5.15)$$

Nehmen wir weiter resonante Auslegung der Kunststoffschicht mit $Z_2(f = f_r) = Z_1(f = f_r)$ an, lässt sich durch Einsetzen von (5.13) in (5.14) die Reflexion einer solchen Schichtstruktur näherungsweise, wie folgt, berechnen.

$$r(f = f_r) \approx -\frac{Y_p}{2Y_0 + Y_p} \quad (5.16)$$

Graphisch lässt sich die Leitungstransformation mit komplexen Impedanzwerten und den resultierenden komplexen Reflexionskoeffizienten sehr anschaulich durch geometrische Konstruktionen im Smith Diagramm darstellen. Als Bezugsimpedanz wird der Freiraumwellenwiderstand Z_0 gewählt. In Abbildung 5.6 ist die graphische Leitungstransformation am Beispiel einer Lackschicht mit Dicke von $15 \mu\text{m}$ und relativer Permittivität von 50 bzw. 100 für $76,5 \text{ GHz}$ eingezeichnet. Die Kunststoffschicht wird aus-

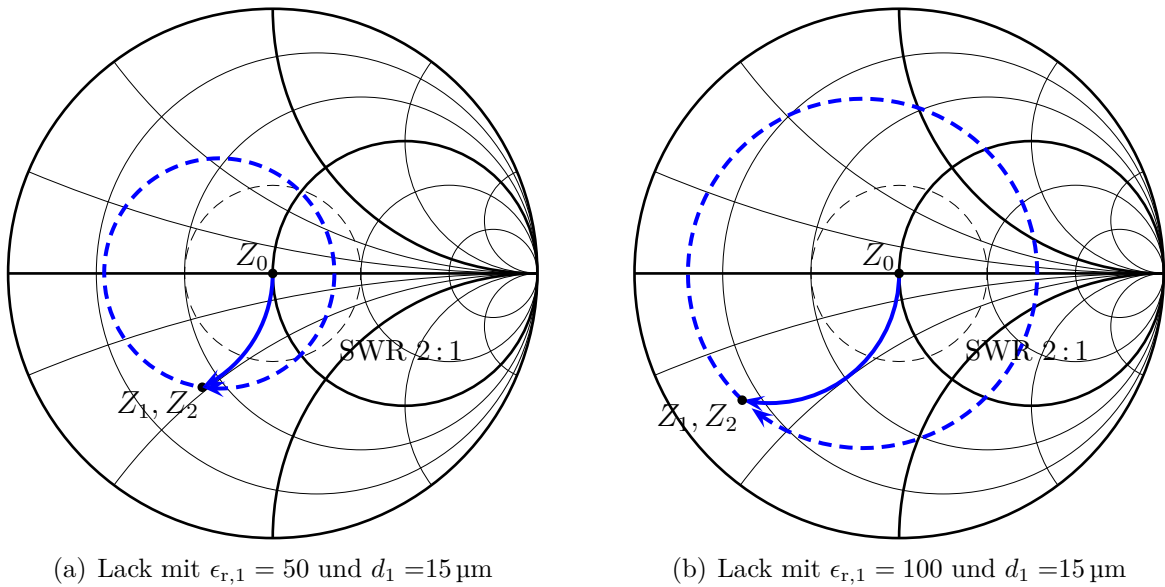


Abb. 5.6: Graphische Leitungstransformationen einer Zweischichtstruktur aus einer Lack- (blau durchgezogen) und einer resonanten Kunststoffschicht (blau gestrichelt) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz

gehend von der Lastimpedanz Z_0 , also dem Ursprung des Diagramms, durch die Leitung 1 entlang des blau eingezeichneten Pfeils auf den Impedanzwert Z_1 transformiert. Die Leitung 2 bewirkt eine zweite Transformation, die entlang der blau gestrichelten Kreislinie verläuft. Wird davon ausgegangen, dass die Dicke der Kunststoffschicht für den unlackierten Fall resonant ausgelegt ist, beträgt der Phasenfaktor ϕ_2 genau π bzw. ein Vielfaches von π . In diesem Fall wird die Impedanz Z_1 für die Resonanzfrequenz f_r auf sich selbst abgebildet $Z_2(f = f_r) = Z_1(f = f_r)$. Wie aus dem Smith Diagramm zu entnehmen ist, liegt Z_2 in beiden Fällen außerhalb des gestrichelt eingezeichneten Kreises mit konstantem Stehwellenverhältnis von 2:1. Das Stehwellenverhältnis oder Standing Wave Ratio ist ein Maß für die Reflexion in der Leitungstheorie, wobei 2:1 einer Reflexion von etwa -10 dB entspricht. Um eine gute Anpassung zu erreichen, sollte die am Eingang wirkende Impedanz innerhalb dieses Kreises liegen.

Das nachfolgende Kapitel beschäftigt sich mit Möglichkeiten, die Anpassung und damit die effektive Dämpfung von solchen hochpermittiven Deckschichten zu verbessern.

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

Mit der Anwendung der Leitungstheorie lässt sich die Wellenausbreitung in einem geschichteten dielektrischen Medium mit einer Abfolge von Serienleitungselementen darstellen und damit die Kompensation von Lackstrukturen auf Kunststoffträgermedien auf ein Anpassungsproblem reduzieren. Das Ziel einer Leistungsanpassung ist es, die Reflexionen und damit die effektive Dämpfung zu verringern. Als nützliches Hilfsmittel erweist sich hierbei das Smith Diagramm, das eine sehr anschauliche graphische Anpassung zulässt. Dabei wird die Möglichkeit geschaffen, Anpassungskonzepte auf sehr einfache Weise zu entwickeln und zu analysieren, ohne auf aufwändige numerische Simulationsmethoden zurückgreifen zu müssen. Allerdings ergeben sich im Freiraumfall bei der Wahl der Anpassungsmethode Einschränkungen hinsichtlich der zur Verfügung stehenden Komponenten, die sich in dem geforderten Frequenzbereich mit angemessenem Aufwand umsetzen lassen. Neben Serienleitungen lassen sich vor allem Querreaktanzen (kapazitiv und induktiv) und resonante Querelemente (Reihen- und Parallelresonanzkreise) durch planare periodische Leiterstrukturen einfach realisieren. Querreaktanzen können durch periodische Leiterstreifen und resonante Querelemente in Form von periodisch angeordneten Dipolen oder Tripolen ausgeführt werden. Solche Elemente sind ausführlich in der Literatur für frequenzselektive Oberflächen (Frequency Selective Surfaces) beschrieben [Mun00, Gol98].

Im Folgenden werden mehrere Möglichkeiten zur Leistungsanpassung von lackierten Radomen hergeleitet und diskutiert.

6.1 Methode der optimalen Trägerschichtdicke

6.1.1 Beschreibung der Methode

Wie im Abschnitt 4.1.2 zum Reflexionsmessplatz ausgeführt wurde, bewirkt das Aufbringen einer dünnen dielektrischen Schicht auf einer resonant ausgelegten Trägerschicht in Abhängigkeit von Schichtdicke und relativer Permittivität eine Verschiebung der Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen. Diese Frequenzverschiebung kann durch Verwendung einer entsprechend dünneren Trägerschicht wieder rückgängig gemacht werden. Die Reflexion lässt sich damit reduzieren, jedoch bei unterschiedlicher Permittivität von Lack und Trägermedium – auch im idealisierten, verlustlosen Fall – keine optimale Reflexionsfreiheit erreicht werden. Anschaulich kann dieser Sachverhalt mittels Smith Diagramm erläutert werden. Betrachtet man die graphische Leitungs-

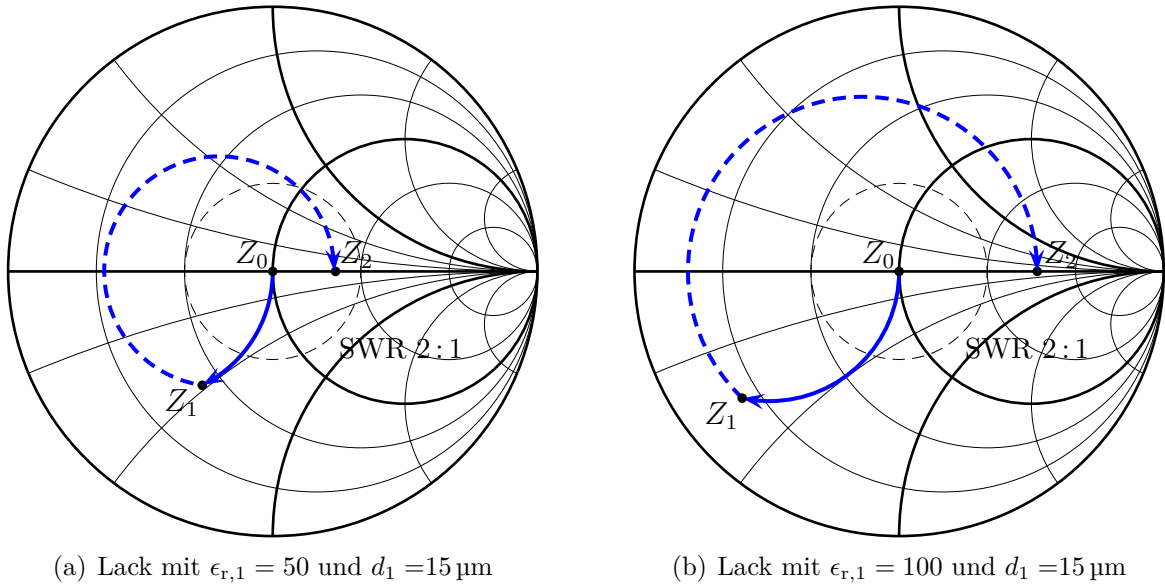


Abb. 6.1: Graphische Leitungstransformation einer Zweischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen) und Kunststoff (blau gestrichelt) bei optimaler Kunststoffschichtdicke im Smith Diagramm bei 76,5 GHz

transformation aus Abbildung 5.6 des letzten Kapitels, dann zeigt sich, dass ein Teil der blau gestrichelten Kreislinie näher am Mittelpunkt der optimalen Leistungsanpassung liegt als es für den Endpunkt der Transformation Z_2 der Fall ist. Das heisst, dass durch entsprechende Anpassung des Phasenfaktors ϕ_1 sich die Reflexion an der Schichtstruktur für die dargestellte Frequenz reduzieren lässt. Der Mittelpunkt der Transformationskreise liegt stets auf der Realteilachse der komplexen Reflexionsebene. Damit wird das Reflexionsminimum am Schnittpunkt zwischen der positiven Realteilachse der komplexen Reflexionsebene (Blindwiderstand Null) und der blau gestrichelten Kreislinie erzielt. Numerisch kann der optimale Phasenfaktor $\phi_{1,\text{opt}}$ mit folgender Optimierungsvorschrift bestimmt werden.

$$\phi_{1,\text{opt}} = \arg \min_{\phi_1} |r(f = 76,5 \text{ GHz})| \quad (6.1)$$

Im Smith Diagramm 6.1 sind beispielhaft die Transformationswege einer Lackschicht mit $15 \mu\text{m}$ Dicke und einer relativen Permittivität von 50 bzw. 100 für diesen optimierten Fall dargestellt. Bei einem Lack mit niedriger Permittivität von 50 wird die Reflexion von $-5,9 \text{ dB}$ auf $-12,7 \text{ dB}$ reduziert. Bei einem Lack mit einer Permittivität von 100 ist nur noch eine Reduktion von $-2,4 \text{ dB}$ auf $-5,7 \text{ dB}$ möglich. Hier zeigt sich eine prinzipbedingte Einschränkung dieser simplen Methode. Mit zunehmender elektrischer Leitungslänge ϕ_1 der Lackschicht entfernt sich Z_1 vom Ursprung des Smith Diagramms und damit verschlechtert sich die Möglichkeit der Anpassung. Gleiches Verhalten zeigt sich bei konstanter Permittivität des Lackes und höherer Schichtdicke.

In Abbildung 6.2 ist die Reflexion einer im unlackierten Zustand resonant ausgelegten

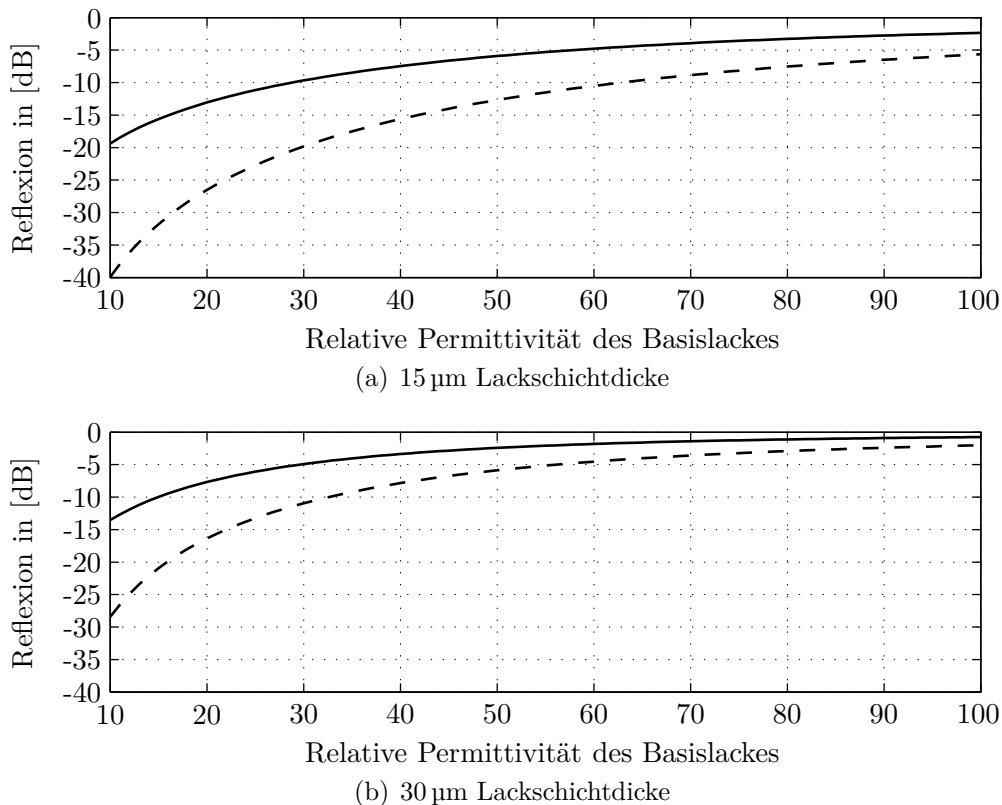


Abb. 6.2: Berechnete Reflexion eines Kunststoff–Lack–Systems mit im unlackierten Zustand angepasster (durchgezogen) und optimaler Kunststoffschichtdicke (gestrichelt)

Trägerschichtdicke und einer mit Lackschicht resonant ausgelegten Struktur in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes von 10 bis 100 gegenübergestellt. Die Dicke der Lackschicht beträgt im oberen Diagramm 15 µm und im unteren 30 µm. Ab einer relativen Permittivität von 63 und Lackschichtdicke von 15 µm ist auch bei optimaler Wahl der Trägerschichtdicke die auftretende Reflexion größer als –10 dB. Bei 30 µm Lackschichtdicke ist dieser Punkt schon bei einer relativen Permittivität von 33 erreicht. Im folgenden Abschnitt soll die Frequenzbandbreite der Anpassungsmethode untersucht werden.

6.1.2 Frequenzbandbreite

Die elektrischen Leitungslängen der Lack– und Kunststoffschicht ϕ_1 und ϕ_2 sind beide frequenzabhängig und damit auch die Wirkung der Anpassung. Die Frequenzabhängigkeit des Feldwellenwiderstandes (also der Permittivität) kann im Allgemeinen vernachlässigt werden. Um diese Abhängigkeit zu untersuchen, wurde für unterschiedliche Lack– und Trägerschichtkonfigurationen jeweils die Frequenzbandbreite mit Hilfe

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

des Leitungsmodells bestimmt. Als zulässige Bandbreite wird der Frequenzbereich definiert, in dem der Reflexionskoeffizient maximal -10 dB beträgt. In Tabelle 6.1 ist diese relative -10 dB–Reflexionsbandbreite $B_{10\text{ dB}}$ für eine Schichtdicke von $15\text{ }\mu\text{m}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes und der Dicke der Trägerschicht dargestellt. Grundlagen der Berechnung sind verlustfreie Medien und senkrechter Einfall einer ebenen Welle. Die Bandbreitenwerte wurden mit Hilfe der Leitungstheorie berechnet. Die relative Bandbreite ist auf die Radarmittelfrequenz von $76,5$ GHz bezogen. In der Tabelle ist die Trägerschichtdicke als Vielfaches der halben Wellenlänge im Medium verkürzt, um eine Differenz Δ angegeben. Aufgrund des geringeren Phasenfaktors im Vergleich zum resonanten Fall wird nach (6.1) optimale Anpassung erreicht. Mit zunehmender Permittivität des Lackes nimmt die Frequenzbandbreite ab, bis bei

Tab. 6.1: Relative -10 dB–Reflexionsbandbreite $B_{10\text{ dB}}$ einer lackierten Trägerschichtplatte (Lackdicke $d_2 = 15\text{ }\mu\text{m}$) in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes $\epsilon_{r,2}$ bei optimaler Wahl der Dicke der Trägerschicht bei $76,5$ GHz

	Trägerschichtdicke d_2 in $[\lambda_0/\sqrt{\epsilon_{r,2}}]$			Δ
	$0,5 - \Delta$	$1,0 - \Delta$	$1,5 - \Delta$	
$B_{10\text{ dB}}(\epsilon_{r,2} = 40)$ in [%]	27,5	13,0	8,6	0,11
$B_{10\text{ dB}}(\epsilon_{r,2} = 50)$ in [%]	19,7	9,0	5,6	0,12
$B_{10\text{ dB}}(\epsilon_{r,2} = 60)$ in [%]	$< 0,1$	$< 0,1$	$< 0,1$	0,13
$B_{10\text{ dB}}(\epsilon_{r,2} > 63)$ in [%]	Reflexion größer als -10 dB			-

einer relativen Permittivität von 63 keine Anpassung besser als -10 dB erreicht werden kann. Aus diesem Grund ist diese einfache Methode nicht für Lacke mit sehr hoher Permittivität und großer Lackschichtdicke zu verwenden. Ein weiterer Nachteil dieser Anpassungsmethode ist, dass die Schichtdicke des Trägermaterials auf die Permittivität und Dicke des Lackes abgestimmt werden muss. Dadurch erhöht sich zwangsläufig die erforderliche Variantenanzahl der Kunststoffspritzgussteile. Für Einfachlackierungen mit einer Schichtdicke von ca. $15\text{ }\mu\text{m}$ und relativer Permittivität von maximal ca. 50 stellt diese Optimierungsmethode dennoch eine einfache Möglichkeit dar, lackbedingte Reflexionen weitgehend zu reduzieren. Beispielsweise beträgt die Frequenzbandbreite einer Lackschicht von $15\text{ }\mu\text{m}$ und relativer Permittivität von 50 bei optimal gestalteter Kunststoffschichtdicke mit Phasendifferenz von $1,76\pi$ bzw. mechanischer Dicke von $0,88\lambda_s$ etwa 9% . Dieser Wert liegt damit weit über der zulässigen Frequenzbandbreite von $1,3\%$.

6.2 Methode des Viertel–Wellenlängen–Transformators

6.2.1 Beschreibung der Methode

Bei der zuvor beschriebenen Methode der „optimalen Kunststoffschichtdicke“ kann allein durch Anpassung der Kunststoffschichtdicke keine optimale Wellenimpedanzan-

6.2 Methode des Viertel-Wellenlängen-Transformators

passung erreicht werden. Eine Lösung bietet der Viertel-Wellenlängen-Transformator, eine Standardmethode der Leitungsanpassung. Damit lässt sich eine rein realwertige Eingangsimpedanz auf eine beliebige realwertige Ausgangsimpedanz transformieren. Nachdem die Impedanz Z_1 durch die Transformation der Lackschicht im Allgemeinen komplexwertig ist, ist es notwendig, durch Anpassung der Kunststoffschicht einen realwertigen Impedanzwert Z_2 herzustellen. Anschließend wird durch eine $\lambda/4$ -Transformationsleitung Z_2 auf Z_0 transformiert und damit optimale Leistungsanpassung erreicht. Diese Serienleitung kann dabei vollkommen designneutral als weitere dielektrische Schicht auf der Rückseite der Kunststoffschicht realisiert werden. Abbildung 6.3 zeigt den Schichtaufbau im Querschnitt und das Leitungsersatzschaltbild. Die

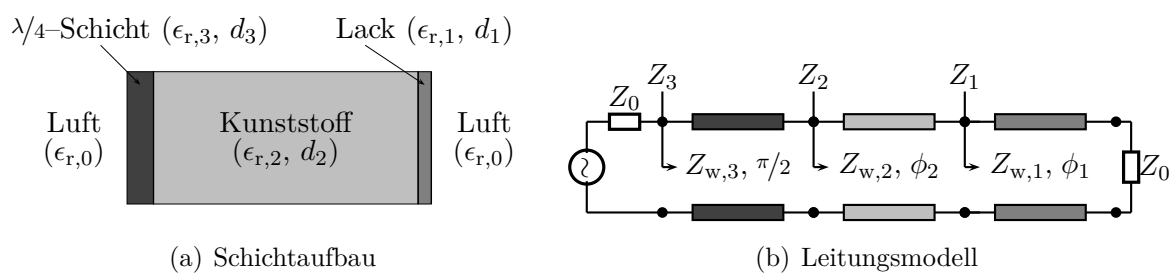


Abb. 6.3: Lackierte Kunststoffträgerschicht mit $\lambda/4$ -Transformationsschicht

grafischen Transformationswege sind im Smith Diagramm in Abbildung 6.4 dargestellt. Hierzu wird die Impedanz Z_1 durch eine entsprechende Dicke der Kunststoffschicht

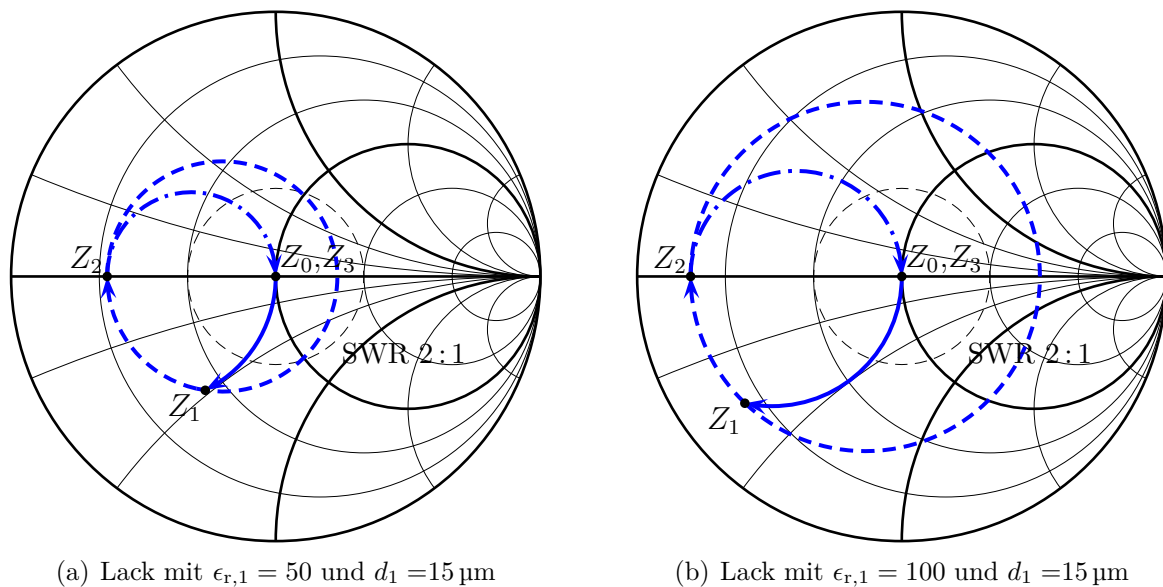


Abb. 6.4: Graphische Leitungstransformation einer Dreischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen), Kunststoff (blau gestrichelt) und $\lambda/4$ -Anpassungsschicht (blau gestrichelt) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

Tab. 6.2: Relative -10 dB–Reflexionsbandbreite $B_{10\text{dB}}$ einer mit $\lambda/4$ –Transformationsschicht angepassten Lackschicht in Abhängigkeit der Kunststoffträgerschichtdicke bei $76,5$ GHz und einer Lackschichtdicke von $d_1 = 15\ \mu\text{m}$ und $d_1 = 30\ \mu\text{m}$

	Trägerschichtdicke d_2 in $[\lambda_0/\sqrt{\epsilon_{r,2}}]$				Δ	$\epsilon_{r,3}$
	Δ	$0,5 + \Delta$	$1,0 + \Delta$	$1,5 + \Delta$		
Basislack $d_1 = 15\ \mu\text{m}$						
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 40)$ in [%]	28,1	12,5	8,1	6,0	0,15	3,93
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 50)$ in [%]	24,7	10,6	6,7	5,0	0,13	4,51
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 60)$ in [%]	21,4	9,1	5,7	4,2	0,12	5,20
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 80)$ in [%]	17,7	6,8	4,2	3,1	0,10	6,87
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 100)$ in [%]	14,8	5,3	3,2	2,3	0,09	8,95
Basislack $d_1 = 30\ \mu\text{m}$						
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 40)$ in [%]	18,3	7,1	4,4	3,2	0,10	6,64
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 50)$ in [%]	15,2	5,5	3,4	2,4	0,09	8,63
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 60)$ in [%]	13,0	4,4	2,7	1,9	0,07	11,01
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 80)$ in [%]	10,1	3,0	1,8	1,3	0,06	16,90
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 100)$ in [%]	8,2	2,2	1,3	0,9	0,05	24,29

auf eine realwertige Impedanz Z_2 transformiert. Mittels der anschließenden $\lambda/4$ –Leitung wird die Impedanz direkt auf dem Mittelpunkt des Smith Diagramms abgebildet. Der Wellenwiderstand dieser Leitung entspricht dem geometrischen Mittelwert aus Z_2 und Z_0 ($Z_{w,3} = \sqrt{Z_2 Z_0}$). Sinnvollerweise wird Z_1 auf Werte $Z_2 < Z_0$ transformiert, wie für die Beispiele in Abbildung 6.4 dargestellt, wodurch ein Wellenwiderstand $Z_{w,3}$ von kleiner als Z_0 erforderlich ist. Die dielektrische Transformationsschicht kann dann mit einem natürlichen Material mit relativer Permittivität größer als eins realisiert werden.

6.2.2 Frequenzbandbreite

Um auch die Frequenzabhängigkeit dieser Anpassungsmethodik anzusprechen, ist in Tabelle 6.2 die -10 dB–Reflexionsbandbreite $B_{10\text{dB}}$ einer $15\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ dicken Lackschicht für verschiedene Kunststoffschichtdicken angegeben. Eine Dicke von $30\ \mu\text{m}$ entspricht einer doppelten Basislackschicht mit gleicher Permittivität oder einer einfachen Schicht weißen Basislackes. Eine Kunststoffschichtdicke von Δ ist als Referenz für die theoretisch mögliche Maximalbandbreite angegeben; sie ist jedoch ohne praktische Bedeutung, da eine solche Trägerschicht mechanisch viel zu dünn ist. Grundlage der Berechnung sind wiederum verlustlose Materialien und senkrechter Welleneinfall. Der Parameter Δ gibt die notwendige Verlängerung der Kunststoffschichtdicke ausgehend von $n \cdot \lambda/2$ an, um Z_1 auf die reelle Impedanzachse zu transformieren. $\epsilon_{r,3}$ entspricht der theoretisch optimalen, relativen Permittivität einer nichtmagnetischen $\lambda/4$ –

Transformationsschicht. Mit zunehmender Schichtdicke und Permittivität des Lackes sowie der Dicke der Kunststoffschicht nimmt die Frequenzbandbreite ab. Für Lackschichtdicken von $15\ \mu\text{m}$ ist die Frequenzbandbreite für alle angegebenen Kunststoffschichtdicken und Lackpermittivitäten ausreichend groß, um die zulässige Systembandbreite abzudecken. Nehmen wir eine realistische Kunststoffdicke von $(1 + \Delta) \cdot \lambda_s$ an, erhalten wir bei einer Lackpermittivität von 100 eine relative -10 dB-Bandbreite von 3,2%. Dieser Wert übersteigt die maximal zulässige relative Frequenzbandbreite von 1,3% für LRR-Sensoren. Hingegen sind die Bandbreiten bei $30\ \mu\text{m}$ Lackschichtdicke und hohen Permittivitätswerten nicht ausreichend.

Die Tabelle zeigt auch die Hauptproblematik dieser Anpassungsmethode auf: Die elektrische Leitungslänge ϕ_2 sowie die Leitungswellenimpedanz $Z_{w,3}$ müssen bei konstanter elektrischer Leitungslänge $\phi_3 = \pi/2$ auf die Parameter der Lackschicht abgestimmt werden. D. h. es ist notwendig, eine zusätzliche Schicht auf die unlackierte Seite der Kunststoffschicht aufzubringen und deren Permittivität sowie mechanische Dicke in Abhängigkeit des zu kompensierenden Lacksystems einzustellen. Zusätzlich ist eine Abstimmung der Kunststoffschichtdicke erforderlich. Für Lacke mit relativer Permittivität zwischen 40 und 100 und Dicke von $15\ \mu\text{m}$ müsste beispielsweise die Dicke der $\lambda/4$ -Anpassungsschicht zwischen drei und fünf Zehntelmillimeter und die Permittivität zwischen 3,9 und 9 variiert werden, um optimale Anpassung zu erreichen. Aufgrund der Abhängigkeit der dielektrischen Eigenschaften eines Mediums, unter anderem von der physikalischen Zusammensetzung, wäre ein Steuern der Permittivität durch das Mischungsverhältnis mehrerer Dielektrika oder der Metallkonzentration einer Metall-Isolatorstruktur vorstellbar.

6.2.3 Methode der symmetrischen Lackierung

Um die Schwierigkeit mit der Herstellung von abgestimmten $\lambda/4$ -Schichten zu umgehen, kann alternativ dazu die Leistungsanpassung mit einer doppelseitigen Lackierung erreicht werden. Hierzu wird Vorder- und Rückseite der Trägerschicht jeweils mit identischer Lackschicht lackiert sowie die Dicke der dazwischenliegenden Trägerschicht auf die Lackierung angepasst (siehe Abbildung 6.5). Eine optimale Leistungsanpassung ist dabei unter idealisierten, verlustlosen Bedingungen unabhängig von Dicke und Permittivität der Lackschicht möglich, solange der Lackaufbau symmetrisch ist. Die Kunst-

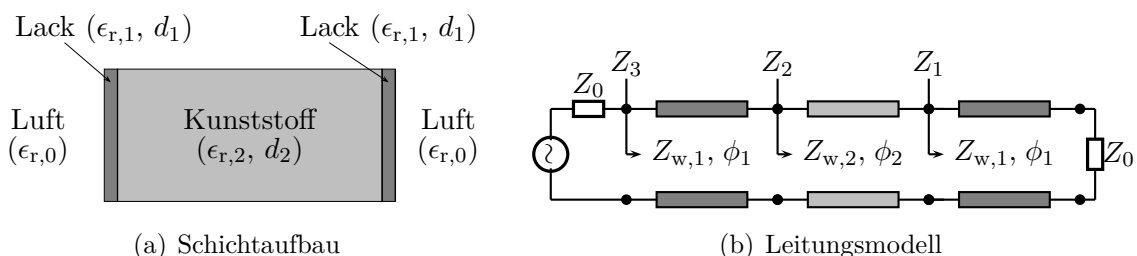


Abb. 6.5: Symmetrisch lackierte Kunststoffträgerschicht mit angepasster Kunststoffschichtdicke

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

stoffschichtdicke muss dabei ausgehend vom resonanten Fall um das Doppelte als bei der $\lambda/4$ -Methode verlängert werden. In dieser Hinsicht ist diese Methode im Vergleich zu der $\lambda/4$ -Methode durch die größere Abhängigkeit der Kunststoffdicke von der zu kompensierenden Lackschicht im Nachteil. In Abbildung 6.6 sind die symmetrischen Transformationswege im Smith Diagramm dargestellt. Die Frequenzbandbreite dieser Methode unterscheidet sich nur unwesentlich von der Bandbreite der $\lambda/4$ -Methode und kann demnach der Tabelle 6.2 entnommen werden. Mit dem Parameter Δ aus dieser Tabelle kann auch die notwendige Dicke der Kunststoffschicht, wie folgt, bestimmt werden.

$$d_2 = (n + 2\Delta(d_1, \epsilon_{r,1}, n)) \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{r,2}}} \quad \text{mit } n = 0, 1/2, 1, \dots \quad (6.2)$$

Die Umsetzung dieser zwei Anpassungsmethoden mittels Aufbringen einer zusätzli-

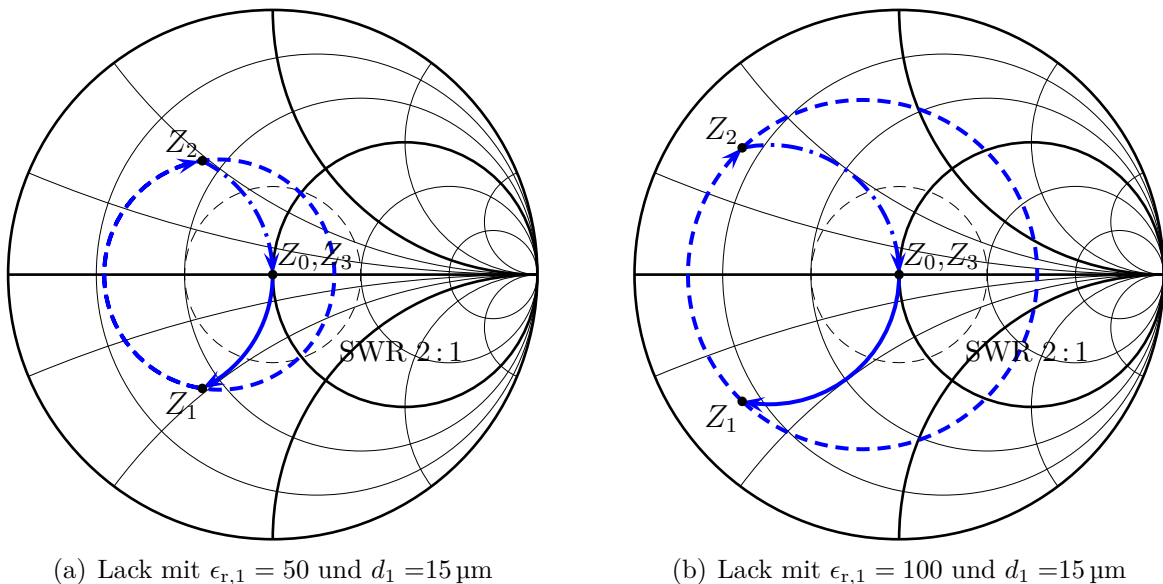


Abb. 6.6: Graphische Leitungstransformation einer Dreischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen), Kunststoff (blau gestrichelt) und einer zweiten identischen Lackschicht (blau gestrichpunktet) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz

chen rückseitigen dielektrischen Schichtstruktur (Serienleitung) erweist sich vor allem durch die Notwendigkeit, die Kunststoffschichtdicke auf den zu kompensierenden Lack abzustimmen, als aufwändig und ist demnach für den automobilen, sehr kostensensiblen Volumenmarkt eher ungeeignet. Dies gilt vor allem, wenn eine große Bandbreite an Lacken mit stark unterschiedlichen Permittivitäten und Schichtdicken (d. h. auch Mehrfachlackierungen) kompensiert werden soll. Aufgrund dieser Schwierigkeiten und einer im nächsten Abschnitt behandelten Alternative, die keine Anpassung der Kunststoffschicht erfordert, wurde auf eine prototypische Umsetzung dieser Methoden verzichtet.

6.3 Induktive Lackkompensation

6.3.1 Beschreibung der Methode

Eine weitere Möglichkeit der Lackkompensation ergibt sich, wenn der Ausdruck der transformierten Admittanz Y_1 aus (5.13) näher betrachtet wird. Die Summe der zwei Admittanzen Y_0 und Y_p kann nach der Leitungstheorie als Parallelschaltung von zwei Elementen interpretiert werden. Bei Anwendung der Kleinwinkelnäherung kann der Tangens aus (5.13) durch sein Argument ersetzt werden. Diese Näherung ist für alle typischen Lackstrukturen zulässig. Damit gilt für Y_p folgender Proportionalitätszusammenhang:

$$Y_p \approx jY_0 \left(Y_{w,1} - \frac{Y_0^2}{Y_{w,1}} \right) \phi_1 \sim j \frac{1}{\lambda} \sim j\omega \quad (6.3)$$

ω ist hierbei die Winkelgeschwindigkeit mit $\omega = 2\pi f$. Die Admittanz Y_p , welche die Lackschicht repräsentiert, kann näherungsweise als direkt proportional zur Winkelgeschwindigkeit ω angenommen werden. Da der Ausdruck in Klammern aus (6.3) größer als Null ist, verhält sich eine dünne Lackschicht leitungstheoretisch analog einer Parallelkapazität. Wird dieser Kapazität eine Induktivität Y_{ind} parallelgeschaltet, ergibt sich ein Resonanzkreis erster Ordnung mit einer Resonanzfrequenz von $f_r = 1/2\pi\sqrt{LC}$ nach der Thomsonschen Schwingungsgleichung. Bei entsprechender Dimensionierung der Induktivität kann für die Radarfrequenz der kapazitiv wirkende Lack kompensiert werden [PB09]. Die Induktivität lässt sich durch periodische Leiterstreifen auf der Rückseite der Kunststoffträgerschicht realisieren. Ein so genanntes induktives Gitter stellt die älteste bekannte Komponente einer frequenzselektiven Oberfläche dar. Der Einsatz dieser Strukturen als Reflektoren wurde bereits 1919 in einem Patent von Marconi und Franklin beschrieben [MF19]. Zur Erzielung der induktiven Wirkung einer Gitterstruktur werden die Leitungsdrähte in Richtung des elektrischen Feldvektors der elektromagnetischen Welle ausgerichtet. Liegt keine eindeutige Polarisationsrichtung und damit Orientierung des elektrischen Feldvektors vor, wie bei einer zirkular oder elliptisch polarisierten Antenne, wird eine periodische Kreuzanordnung der Leiter gewählt. Bei der Kreuzanordnung überwiegt bei großem Leiterabstand im Vergleich zur Leiterbreite der induktive gegenüber dem kapazitiven Anteil. Das kreuzförmige Leitungsgitter wirkt damit unabhängig von der Ausrichtung des elektrischen Feldes als Induktivität. Im idealen Resonanzfall summieren sich die Suszeptanzen Y_p für die Lackschicht und Y_{ind} für das induktive Gitter zu Null.

$$(Y_p(f) + Y_{\text{ind}}(f))|_{f=f_r} = 0 \quad (6.4)$$

Am Eingang wirkt ausschließlich der Freiraumwellenwiderstand und damit herrscht optimale Leistungsanpassung. Diese auf Resonanz beruhende Parallelkompensation ist zwangsläufig frequenzbandbegrenzt. In der praktischen Umsetzung bietet es sich an, die Leitungsstrukturen rückseitig auf dem unlackierten Kunststoff aufzubringen oder möglicherweise als Folie aufzukleben. Die Dicke der Kunststoffträgerschicht bleibt resonant ausgelegt und damit unabhängig von der zu kompensierenden Lackstruktur. Dies ist herstellungstechnisch äußerst vorteilhaft, da ausschließlich die Leiterstrukturen auf

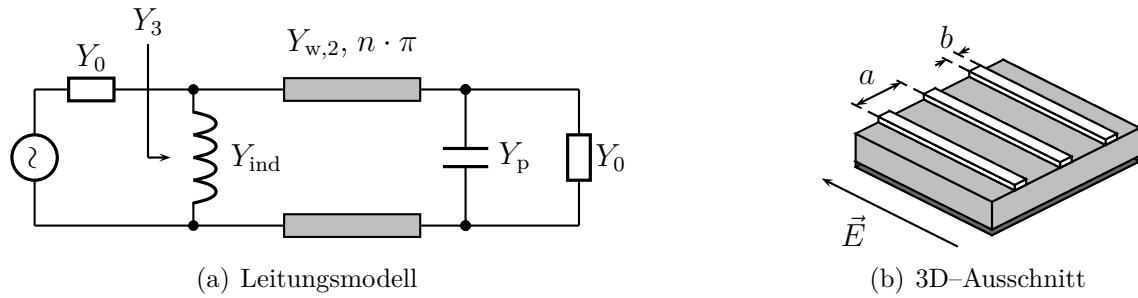


Abb. 6.7: Modell einer Lack-Kunststoff-Struktur mit einem ruckseitig aufgetragenen induktiven Gitter: Lack (dunkelgrau), Kunststoff (hellgrau) und Metall (weiss)

den Lack abgestimmt werden muessen. Die ueblicherweise in Spritzguess-technik hergestellte Kunststoffschicht bleibt unveraendert, wodurch keine Anschaffung von zusaetzlichen sehr kostenintensiven Spritzguesswerkzeugen erforderlich ist. Weiter ist es denkbar, die Leiterstrukturen mit Gleichstrom durchfließen zu lassen und damit als oftmals ohnehin notwendige Radomheizung zu verwenden.

Das entsprechende Leitungsersatzschaltbild ist in Abbildung 6.7(a) dargestellt. Graphisch sind die Transformationswege exemplarisch fuer zwei Lacke ($d_1 = 15 \mu\text{m}$ und $\epsilon_{r,1} = 50$ bzw. 100) im Smith Diagramm in Abbildung 6.8 fuer die Resonanzfrequenz eingetragen. Das Smith Diagramm entspricht der normierten Impedanzebene mit $Z_1 = 1/Y_1$, $Z_2 = 1/Y_2$ und $Z_3 = 1/Y_3$. Die durchgezogene Linie von Z_0 bis Z_1 repraesentiert die Lackschicht, die gestrichelte Kreislinie von Z_1 bis Z_2 die resonante Kunststoffschicht und die gestrichpunktete Linie von Z_2 bis Z_3 eine ideale Induktivitaet. In beiden Faellen liegt der Endpunkt Z_3 sehr nahe am Ursprung des Smith Diagramms, was sehr guter Anpassung entspricht. Die geringfuegige Abweichung vom Mittelpunkt, die vor allem in Abbildung 6.8(b) fuer den ($\epsilon_{r,1} = 100$)-Lack zu erkennen ist, resultiert aus dem nur naeherungsweise kapazitiven Verhalten der Lackschicht.

Fuer ein unendlich ausgedehntes periodisches induktives Gitter (ausschnittsweise in Abbildung 6.7(b) dargestellt) kann die Admittanz Y_{ind} nach [Mar51] als Funktion der Leiterbreite b und des periodischen Abstandes a bei senkrechten Welleneinfall berechnet werden.

$$\frac{Y_{\text{ind}}}{Y_0} = -j \frac{\lambda_0}{a \ln \left(\csc \frac{\pi b}{2a} \right)} \quad (6.5)$$

Voraussetzung der Gleichung ist, dass an den Leiterstreifen keine Beugung stattfindet. Beugung beinhaltet einen Energietransfer von einem Mode in einen anderen und widerspricht damit der Einmodigkeitsbedingung, welche die grundlegende Voraussetzung fuer die Leitungstheorie ist. Diese Bedingung ist erfuellt, wenn der periodische Abstand a klein im Vergleich zur Wellenlaenge ist. Da die Leiterstreifen an der Kunststoff-Luft-Grenzflaeche liegen, muss von einer effektiven relativen Permittivitaet $\epsilon_{r,\text{eff}}$ ausgegangen werden. Diese liegt, abhaengig von der Schichtdicke des Kunststoffs, zwischen 1 fuer Luft und dem arithmetischen Mittelwert der relativen Permittivitaeten der beiden Medien $(\epsilon_{r,2}+1)/2$. Wie bereits in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, kann schon fuer sehr duenne Schicht-

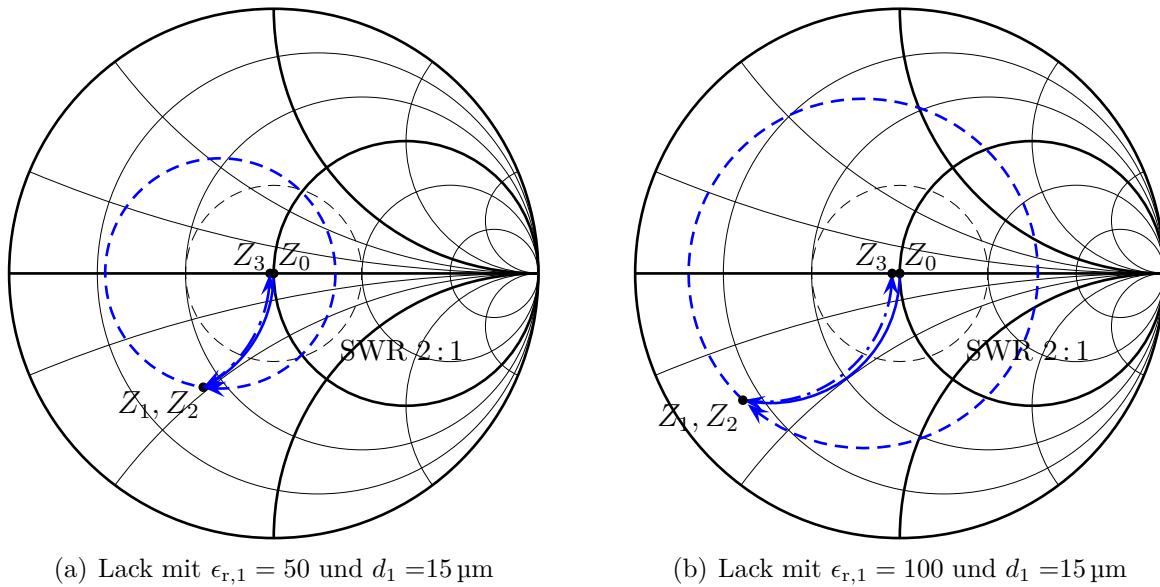


Abb. 6.8: Graphische Leitungstransformation einer Zweischichtstruktur aus Lack (blau durchgezogen), Kunststoff (blau gestrichelt) und einer induktiven Kompensation (blau gestrichpunktet) im Smith Diagramm bei 76,5 GHz

dicken die obere Grenze für die effektive relative Permittivität angenommen werden. Für den periodischen Abstand a ergibt sich folgende Bedingung [Gol98]:

$$a < \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{r,\text{eff}}} (1 + \sin \theta)} \quad \text{mit } \epsilon_{r,\text{eff}} = \frac{\epsilon_{r,2} + 1}{2} \quad (6.6)$$

θ stellt, wie in Abbildung 6.9 dargestellt, den Einfallswinkel der Welle dar. Darüber

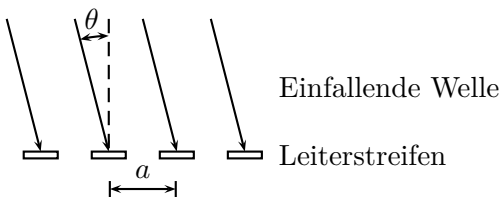


Abb. 6.9: Seitenansicht der periodischen Leiter bei nichtsenkrechten Welleneinfall

hinaus ist der Winkelbereich von periodischen Strukturen grundsätzlich durch Ausbildung von Nebenkeulen (engl. Grating-Lobes) begrenzt. Bei vorgegebenem Winkelbereich ergibt sich daraus eine zusätzliche Bedingung für den maximalen periodischen Abstand [Mun00]. Der Ausdruck entspricht dem aus (6.6), wobei anstatt der kürzeren effektiven Wellenlänge $\lambda_0/\sqrt{\epsilon_{r,\text{eff}}}$ die Freiraumwellenlänge λ_0 zum Tragen kommt. Die Bedingung für die Ausbildung von Nebenkeulen ist damit schwächer als die zuvor genannte Beugungsbedingung. Beide Bedingungen werden damit mit (6.6) erfüllt. Beispielsweise muss bei einem Kunststoff mit ϵ_r von 2,81 der periodische Abstand nach (6.6) kleiner als 2,4 mm gewählt werden, um beide Bedingungen in einem Winkelbereich von $\pm 10^\circ$ zu erfüllen.

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

In Abbildung 6.10 ist die Leiterbreite der induktiven Gitterstruktur für einen optimal angepassten Basislack mit $d = 15 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit seiner relativen Permittivität dargestellt. Die durchgezogene gezeichnete Kennlinie steht für einen periodischen Lei-

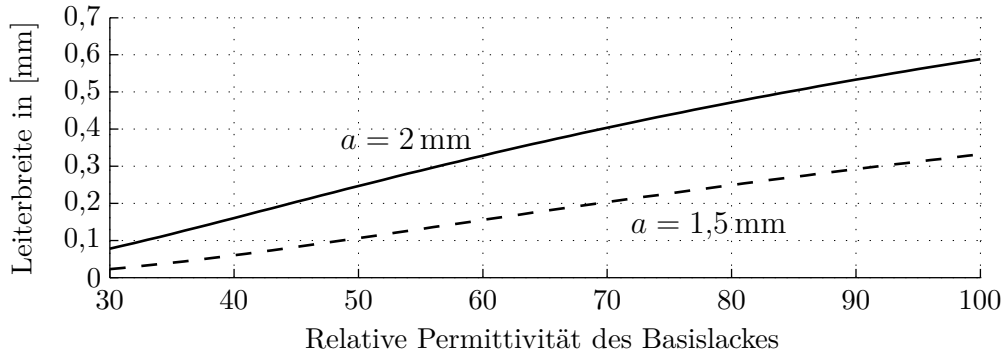


Abb. 6.10: Optimale Leiterbreite der induktiven Gitterstruktur bei einem Leiterabstand von 1,5 mm und 2 mm zur Kompensation einer Lackschicht mit $d = 15 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes

terabstand von 2 mm und die gestrichelt gezeichnete für 1,5 mm. Der Anstieg der Leiterbreite mit der Permittivität des Lackes begründet sich aus der Leitungstheorie durch das Verhalten des Parallelschwingkreises. Mit zunehmender relativer Permittivität des Lackes nimmt seine kapazitive Wirkung zu. Um die Resonanzfrequenz des Parallelschwingkreises konstant zu halten, muss das Produkt aus Kapazität und Induktivität ebenfalls konstant sein ($f_r = 1/(2\pi\sqrt{LC})$) und somit die Induktivität entsprechend kleiner sein. Dies wird durch eine breitere Leitung bei konstantem Abstand erreicht.

Mit zunehmendem periodischem Leiterabstand muss die Leiterbreite nach (6.5) bei konstantem Induktivitätswert größer sein. Ein zunehmender Abstand und damit größere Strukturbreiten der Leiter begrenzen jedoch nach (6.6) den Winkelbereich. Unter Berücksichtigung dieser Überlegungen, stellt sich ein großer Winkelbereich als problematisch dar, da kleinere Leiterstrukturen bei kleinerem Abstand erforderlich sind, was die Anforderung an die Herstellung erhöht.

Die Dicke der Metallisierung sollte mehrere Eindringtiefen δ_e betragen, um Verluste aufgrund des Skin-Effekts zu vermeiden. Die Eindringtiefe δ_e berechnet sich [Whe42] mit

$$\delta_e = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}. \quad (6.7)$$

Hierbei ist σ die spezifische Leitfähigkeit, $\omega = 2\pi f$ die Winkelgeschwindigkeit und μ die Permeabilität. Bei 76,5 GHz ergeben sich für gute Leiter, wie Kupfer oder Aluminium, Werte unter $0,3 \mu\text{m}$. Bei typischen Metallstärken tritt dieser Effekt deshalb in den Hintergrund.

6.3.2 Frequenzbandbreite

Die induktive Anpassung beruht auf dem Prinzip der Parallelresonanz und ist damit zwangsläufig frequenzbandbegrenzt. Die Güte Q einer Parallelresonanz aus Induktivität L , Kapazität C und Parallelwiderstand R ist

$$Q = R\sqrt{\frac{C}{L}} = 2\pi f_r CR, \quad (6.8)$$

wobei $f_r = 1/(2\pi\sqrt{LC})$ die Resonanzfrequenz des Schwingkreises ist. Mit zunehmender Lackschichtdicke bzw. Permittivität nimmt die kapazitive Wirkung der Lackschicht zu. Wird bei Anpassung der Induktivität die Resonanzfrequenz bei gleich bleibendem Widerstand konstant gehalten, nimmt folglich die Güte des Schwingkreises zu und die Frequenzbandbreite ab.

Neben dem Frequenzgang der Parallelresonanz wird die Bandbreite maßgeblich durch die Frequenzabhängigkeit des Phasenfaktors ϕ_2 – also der Dicke der Kunststoffschicht – bestimmt. Die Kunststoffschicht, die zwischen dem kapazitiv wirkenden Lack und dem induktiv wirkenden Gitter liegt, ist für die Resonanzfrequenz elektrisch neutral ausgelegt. Je größer die Schichtdicke der Kunststoffschicht ist, desto stärker wirken sich hier Frequenzänderungen aus. Um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen, wurde die relative -10 dB–Reflexionsbandbreite für Lacke mit unterschiedlicher relativer Permittivität $\epsilon_{r,1}$ und Schichtdicke d_1 in Abhängigkeit der Kunststoffschichtdicke mit Hilfe der Leitungstheorie bestimmt. In Tabelle 6.3 sind die Werte für eine Lackschichtdicke d_1 von $15\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ dargestellt. Eine Kunststoffschichtdicke von Null ist auch hier als Referenz für die theoretisch mögliche Maximalbandbreite angegeben.

Wie schon bei der $\lambda/4$ –Transformationsschicht nimmt mit zunehmender Schichtdicke, Permittivität des Lackes sowie zunehmender Trägerschichtdicke die Frequenzbandbreite ab. Beim Auslegen der Kunststoffschichtdicke kommt es zu einem Zielkonflikt zwischen Frequenzbandbreite und mechanischer Stabilität. Vom Gesichtspunkt der Frequenzbandbreite ist eine Dicke von genau einer halben Wellenlänge im Medium ideal. Bei Makroblend® entspricht dies etwa $1,15\ \text{mm}$. In diesem Fall liegen alle berechneten Bandbreiten aus Tabelle 6.3 weit über der zulässigen Systembandbreite von einem GHz. Wird hingegen eine Kunststoffschichtdicke von einer Wellenlänge im Substrat, also etwa $2,3\ \text{mm}$ gewählt, dann sind Doppellackierungen bei hoher Lackpermittivität nur unzureichend möglich. Eine größere Trägerschichtdicke ist wegen der begrenzten Frequenzbandbreite nicht zu empfehlen. Im Vergleich zu der $\lambda/4$ –Transformationsmethode sind die erzielten Bandbreiten dieser Methode unwesentlich höher.

6.3.3 Einfluss von Parametervariationen

Die Frequenzbandbreite gibt eine erste Abschätzung der Robustheit gegenüber Parameterschwankungen. Sie gibt aber keinen Aufschluss darüber, wie sich eine Änderung einzelner Parameter auf die Reflexion bzw. Transmission auswirkt. Daher wird eine Sensitivitätsanalyse bezüglich Variationen von unterschiedlichen Parametern p_k durchgeführt. Es soll die Empfindlichkeit der Lackschichtdicke d_1 , der Lackpermittivität $\epsilon_{r,1}$,

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

Tab. 6.3: Relative -10 dB–Reflexionsbandbreite $B_{10\text{dB}}$ einer induktiv kompensierten Lackschicht in Abhängigkeit der Kunststoffträgerschichtdicke bei $76,5$ GHz und einer Lackschichtdicke von $d_1 = 15 \mu\text{m}$ und $d_1 = 30 \mu\text{m}$

	Trägerschichtdicke d_2 in $[\lambda_0/\sqrt{\epsilon_{r,2}}]$			
	0	0,5	1,0	1,5
Basislack $d_1 = 15 \mu\text{m}$				
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 40)$ in [%]	70,9	17,5	9,9	6,8
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 50)$ in [%]	56,4	14,2	8,1	5,6
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 60)$ in [%]	46,7	11,9	6,7	4,7
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 80)$ in [%]	34,8	8,5	4,8	3,3
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 100)$ in [%]	27,7	6,4	3,6	2,5
Basislack $d_1 = 30 \mu\text{m}$				
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 40)$ in [%]	34,7	8,6	4,8	3,4
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 50)$ in [%]	27,4	6,4	3,6	2,5
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 60)$ in [%]	22,4	4,9	2,7	1,9
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 80)$ in [%]	16,3	3,1	1,7	1,2
$B_{10\text{dB}}(\epsilon_{r,1} = 100)$ in [%]	12,5	2,1	1,1	0,8

der Kunststoffdicke d_2 , der Kunststoffpermittivität $\epsilon_{r,2}$, der Leiterbreite b und des Leiterabstandes a auf den Reflexionskoeffizienten untersucht werden. Sind die Änderungen der Parameter Δp klein im Vergleich zu den absoluten Parameterwerten p_k , dann kann der Reflexionskoeffizient näherungsweise als mehrdimensionales Polynom erster Ordnung in Abhängigkeit von Δp dargestellt werden.

$$\begin{aligned}
 r|_{f=f_i} &\approx r_0 + \sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial r}{\partial p_k} \right) \Delta p_k & (6.9) \\
 &\approx r_0 + \frac{\partial r}{\partial d_1} \Delta d_1 + \frac{\partial r}{\partial \epsilon_{r,1}} \Delta \epsilon_{r,1} + \frac{\partial r}{\partial d_2} \Delta d_2 + \frac{\partial r}{\partial \epsilon_{r,2}} \Delta \epsilon_{r,2} + \frac{\partial r}{\partial a} \Delta a + \frac{\partial r}{\partial b} \Delta b
 \end{aligned}$$

Hierbei ist r_0 der komplexe Reflexionskoeffizient bei theoretisch optimaler Kompensation ohne jegliche Parametervariation und kann damit vernachlässigt werden. Bei konservativer Betrachtung kann der Betrag des Reflexionskoeffizienten als Summe der Beträge der Einzelkomponenten geschrieben werden.

$$|r|_{f=f_i} = \sum_{k=1}^N \underbrace{\left| \frac{\partial r}{\partial p_k} \right|}_{T^{(p_k)}} \cdot |\Delta p_k| \quad (6.10)$$

Die partiellen Ableitungen der Reflexionskoeffizienten werden als Taylorkoeffizienten mit $T^{(d_1)}$, $T^{(\epsilon_{r,1})}$, $T^{(d_2)}$, $T^{(\epsilon_{r,2})}$, $T^{(a)}$ und $T^{(b)}$ bezeichnet. Für die Taylorkoeffizienten, welche die Lackvariationen betreffen $T^{(d_1)}$, $T^{(\epsilon_{r,1})}$, lassen sich analytisch einfache Näherungsformeln ableiten.

Dazu wird die am Eingang wirksame Admittanz Y_3 durch ein zweidimensionales Taylorpolynom erster Ordnung in Abhängigkeit kleiner Änderungen sowohl der Lackschichtdicke Δd_1 als auch der Permittivität des Lackes $\Delta\epsilon_{r,1}$ gebildet.

$$Y_3|_{f=f_r} \approx Y_0 + \frac{\partial Y_3(d_1)}{\partial d_1} \Delta d_1 + \frac{\partial Y_3(d_1)}{\partial \epsilon_{r,1}} \Delta \epsilon_{r,1} \quad (6.11)$$

Setzen wir $Y_3 = Y_0 + Y_{\text{ind}} + Y_p$ mit dem Ausdruck für Y_p aus (6.3) ein und führen die partielle Differentiation nach d_1 und $\epsilon_{r,1}$ durch, ergibt sich

$$Y_3|_{f=f_r} \approx Y_0 + jY_0 \frac{2\pi}{\lambda_0} (\epsilon_{r,1} - 1) \Delta d_1 + jY_0 \frac{2\pi}{\lambda_0} d_1 \Delta \epsilon_{r,1}. \quad (6.12)$$

Eingesetzt in (5.15) ergibt sich für den Reflexionskoeffizienten

$$r \approx -\frac{j \frac{2\pi}{\lambda_0} (\epsilon_{r,1} - 1) \Delta d_1 + j \frac{2\pi}{\lambda_0} d_1 \Delta \epsilon_{r,1}}{2 + j \frac{2\pi}{\lambda_0} (\epsilon_{r,1} - 1) \Delta d_1 + j \frac{2\pi}{\lambda_0} d_1 \Delta \epsilon_{r,1}}. \quad (6.13)$$

Für kleine Änderungen von Δd_1 und $\Delta \epsilon_{r,1}$, lässt sich der Betrag des Reflexionskoeffizienten zu

$$|r| \approx \frac{\pi}{\lambda_0} (\epsilon_{r,1} - 1) |\Delta d_1| + \frac{\pi d_1}{\lambda_0} |\Delta \epsilon_{r,1}| \quad (6.14)$$

vereinfachen. Für die Taylorkoeffizienten gilt demnach

$$T^{(d_1)} \approx \frac{\pi}{\lambda_0} (\epsilon_{r,1} - 1) \quad \text{und} \quad (6.15)$$

$$T^{(\epsilon_{r,1})} \approx \frac{\pi d_1}{\lambda_0}. \quad (6.16)$$

Für die anderen Taylorkoeffizienten existieren keine ähnlich einfachen analytischen Näherungsformeln. Diese Koeffizienten wurden daher berechnet und in Diagrammen in Abhängigkeit der relativen Lackpermittivität dargestellt. Abbildung 6.11 zeigt grafisch die Taylorkoeffizienten für die Trägerschichtdicke $T^{(d_2)}$ und $T^{(\epsilon_{r,2})}$. Für die Berechnungen wurde eine relative Permittivität des Trägermediums von 2,81 und eine Dicke von einer halben Wellenlänge im Medium zu Grunde gelegt. Bei Schichtdicken mit einem Vielfachen einer halben Wellenlänge im Medium muss der Taylorkoeffizient $T^{(\epsilon_{r,2})}$ mit der Anzahl dieser halben Wellenlängen multipliziert werden. $T^{(d_2)}$ ist davon unabhängig.

In Abbildung 6.12 sind die Taylorkoeffizienten, welche die Parameter der induktiven Leiter betreffen, dargestellt. Grundlage für die Berechnung ist ein Leiterabstand von 1,5 mm. Die in Abhängigkeit der Permittivität optimale Leiterbreite kann dem Diagramm aus Abbildung 6.10 entnommen werden.

Um die Parameterempfindlichkeit abzuschätzen, soll für jeden Parameter p_k die maximale Abweichung Δp_k bestimmt werden, die eine Reflexion in Höhe von -10 dB verursacht. Als Grundlage für diese Sensitivitätsbetrachtung soll eine Lackschicht von $15 \mu\text{m}$ bzw. $30 \mu\text{m}$ Dicke und relativer Permittivität von 50 bzw. 100 dienen.

Nachfolgend ist für alle Parameter diese maximale Abweichung angegeben. Es wird kurz geschildert, mit welchem Aufwand solche Herstellungstoleranzen verbunden sind.

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

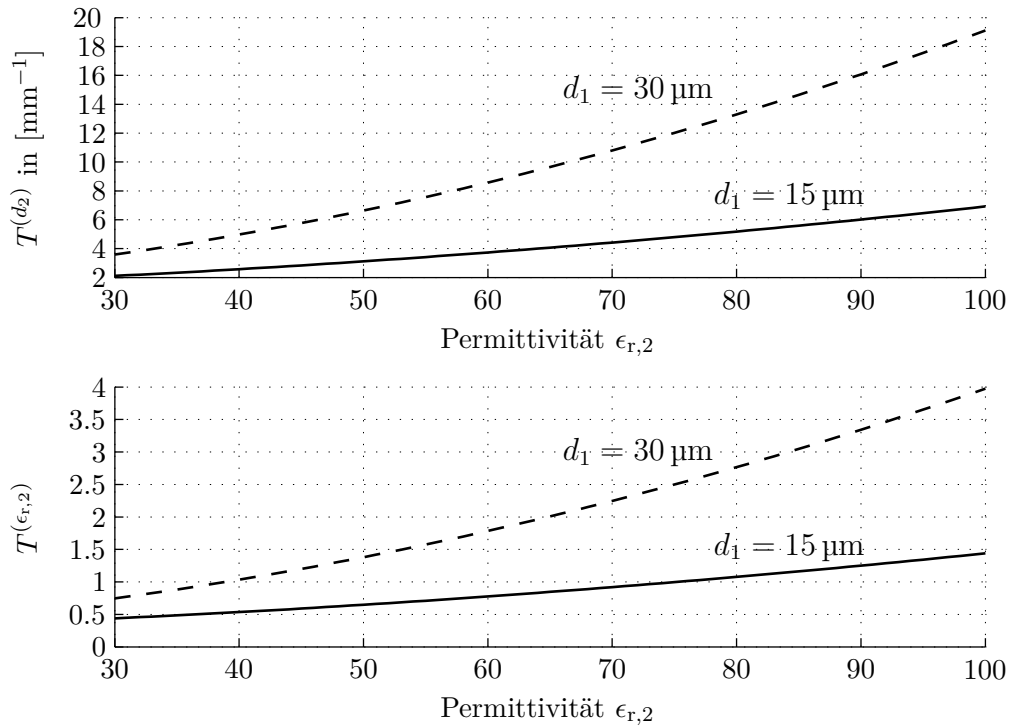


Abb. 6.11: Taylorkoeffizienten der Trägerschichtparameter $T^{(d_2)}$ und $T^{(\epsilon_{r,2})}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes für zwei Lackschichtdicken $15 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$

- **Permittivität des Lackes $\epsilon_{r,1}$**

Für Lackschichtdicken von 15 bzw. $30 \mu\text{m}$ ist eine maximale Variation der relativen Lackpermittivität von ± 26 bzw. ± 13 zulässig. Im Gültigkeitsbereich der Gleichung (6.16) sind diese Werte unabhängig vom absoluten Wert der relativen Permittivität. Eine geringe Empfindlichkeit gegenüber der Lackpermittivität ist notwendig, um Permittivitätsschwankungen des Basislackes auszugleichen und identische Gitterdimensionen für unterschiedliche Basislacke verwenden zu können. Nehmen wir beispielsweise ein Spektrum an Basislacken mit Permittivitätswerten bis maximal 100 an, dann genügen bei $15 \mu\text{m}$ Basislackeschichtdicke etwa zwei unterschiedliche Leiterstreifenbreiten.

- **Schichtdicke des Lackes d_1**

Bei einem Lack mit relativer Permittivität von 50 bzw. 100 darf die Variation der Lackschichtdicke maximal $\pm 8 \mu\text{m}$ bzw. $\pm 4 \mu\text{m}$ betragen. Diese Werte sind im Gültigkeitsbereich von (6.15) unabhängig von der absoluten Lackschichtdicke. In der Serienlackierung treten maximale Schichtdickenschwankungen von etwa $\pm 1 \mu\text{m}$ bis $\pm 2 \mu\text{m}$ auf.

- **Permittivität der Trägerschicht $\epsilon_{r,2}$**

Bei einer Permittivität der Trägerschicht von $2,81$ darf die Variation der relati-

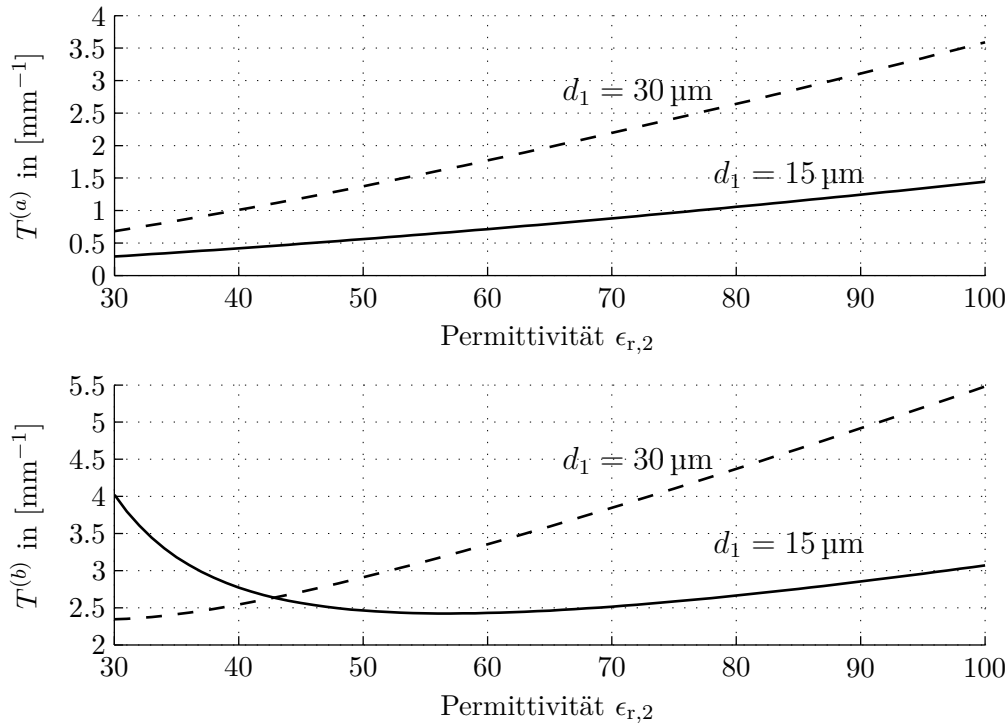


Abb. 6.12: Taylorkoeffizienten der induktiven Gitterstrukturparameter $T^{(a)}$ und $T^{(b)}$ in Abhängigkeit der relativen Permittivität des Lackes für zwei Lackschichtdicken $15 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$

ven Permittivität der Trägerschicht für einen Lack mit $15 \mu\text{m}$ Dicke und relativer Permittivität von 100 einen Wert von 0,22 nicht überschreiten. Bei einer Lackschichtdicke von $30 \mu\text{m}$ sinkt der Wert auf 0,08. Grundlage dieser Angaben ist eine Trägerschichtdicke von einer halben Wellenlänge im Substrat. Bei höheren Substratdicken müssen die Werte durch die Anzahl der halben Wellenlängen dividiert werden. Deshalb ist es wichtig, die Dicke des Substrates nicht zu groß zu wählen. Bei der Untersuchung von mehreren Proben des Radommaterials Makroblend® DP7645 konnte im Rahmen der Messgenauigkeit keine Streuung des Realteils der relativen Permittivität festgestellt werden. In Anbetracht dieser Feststellung und der generell sehr hohen Anforderungen an die Homogenität der herkömmlichen Spritzgußmaterialien ist die Empfindlichkeit bezüglich Permittivität als eher unkritisch zu bewerten.

- **Schichtdicke der Trägerschicht d_2**

Bei einem Lack mit $15 \mu\text{m}$ Dicke und relativer Permittivität von 50 bzw. 100 ist eine Abweichung der Trägerschichtdicke bis zu 0,1 mm bzw. 0,05 mm zulässig. Bei doppelter Lackschichtdicke sind es 0,05 mm bzw. 0,01 mm. Toleranzwerte der Kunststoffdicke kleiner als 0,1 mm stellen sehr hohe Anforderungen an das Herstellungsverfahren. Die genannten Werte sind unabhängig von der absoluten Dicke der Trägerschicht.

- **Periodischer Abstand der Leiter a und Leiterbreite b**

Bei einem Lack mit $15\ \mu\text{m}$ Dicke und einer relativen Permittivität von 50 bzw. 100 dürfen die Abweichungen vom resonanten Soll-Abstand nicht größer als $0,56\ \text{mm}$ und $0,22\ \text{mm}$ sein. Für die Leiterbreite muss eine Toleranz von $0,13\ \text{mm}$ eingehalten werden. Bei doppelter Lackschichtdicke ergeben sich maximale Abweichungen von $0,23\ \text{mm}$ und $0,09\ \text{mm}$ für den periodischen Abstand und $0,06\ \text{mm}$ für die Leiterbreite. Diese Toleranzen lassen sich mit Standardtechnologien, wie sie beispielsweise bei Flex-Leiterplatten (Flex-Circuits) zum Einsatz kommen, realisieren.

Am kritischsten erweisen sich die hohen Anforderungen bezüglich der Trägerschichtdickentoleranz. Insbesondere bei einer Lackschichtdicke von $30\ \mu\text{m}$ lassen sich die erforderlichen Toleranzwerte für herkömmlichen Spritzgußverfahren kaum erreichen. Die Empfindlichkeit gegenüber Schwankungen der Lackparameter, Dicke und relativer Permittivität ist dagegen weniger problematisch. Sollen beispielsweise Lacke mit relativer Permittivität von 40 bis 100 und einer Dicke von $15\ \mu\text{m}$ kompensiert werden, genügen zwei bis maximal drei verschieden dimensionierte Gitter-Strukturen. Bei einem periodischen Leiterabstand von $1,5\ \text{mm}$ würden beispielsweise Leiterbreiten von $0,1\ \text{mm}$, $0,2\ \text{mm}$ und $0,3\ \text{mm}$ notwendig sein. Bei einer solchen Betrachtung muss berücksichtigt werden, dass relative Permittivitätswerte weit über 50 ausgesprochene Einzelfälle sind. Bei der Auswahl an untersuchten Serienlacken der Audi AG wurde eine maximale relative Permittivität von 53 gemessen. Damit erweist sich die Methode für die meisten Lackstrukturen als durchaus praktikable Möglichkeit lackbedingte Reflexionen zu reduzieren.

6.3.4 Messergebnisse

Die praktische Realisierung der induktiven Kompensationsmethode soll im Folgenden anhand einer exemplarischen Lackkonfiguration untersucht werden.

Die Probe besteht aus folgendem Schichtaufbau:

- **Kunststoffplatte**
mit $d = 2,386\ \text{mm}$ (ca. $\lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$) und $\epsilon_r = 2,81$
- **Silber-Metallic Basislack**
mit $d = 15,5\ \mu\text{m}$ und $\epsilon_r = 53$
- **Klarlack**
mit $d = 30\ \mu\text{m}$ und $\epsilon_r = 3,5$

Ohne Kompensation beträgt die effektive Zweiwege-Transmissionsdämpfung $3,8\ \text{dB}$ bei $76,5\ \text{GHz}$. Um die induktiven Gitter zu dimensionieren ist es notwendig, den periodischen Leiterabstand festzulegen. Die obere Grenze ist durch die einsetzende Beugung gegeben, die untere Grenze durch die fertigungstechnischen Möglichkeiten. Um Beugungseffekte in einem Winkelbereich von $\pm 10^\circ$ auszuschließen muss nach (6.6) der

periodische Abstand kleiner als 2,4 mm sein. Es wurde ein Leitungsabstand von 1,5 mm gewählt. Um die Klarlackschicht bei der Anpassung mit berücksichtigen zu können, wurde die Leiterbreite numerisch mit der Randbedingung minimaler Reflexion bei 76,5 GHz berechnet.

$$d_{\text{opt}} = \arg \min_d |r(f = 76.5 \text{ GHz})| \quad (6.17)$$

Damit ergibt sich eine theoretisch optimale Leiterbreite d_{opt} von 0,2 mm. Um die Gitterstruktur zu realisieren, wurde eine Kupferklebefolie mit 30 μm Kupferschicht auf die unlackierte Seite des Kunststoffes aufgebracht. Die Gitterstruktur wurde anschließend lithographisch hergestellt. In Abbildung 6.13 ist die Rückseite der lackierten Kunststoffprobe mit den periodischen Leiterstreifen dargestellt. Zur Beurteilung der Kompensati-

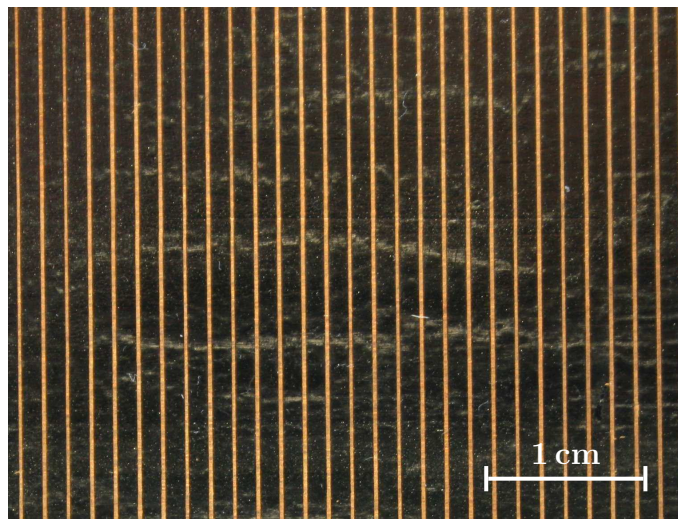


Abb. 6.13: Foto einer rückseitig aufbrachten induktiven Gitterstruktur zur Kompensation einer Silber–Metallic–Lackstruktur

on wurde der Transmissionskoeffizient der nichtkompensierten und der kompensierten Probe breitbandig von 70 bis 86 GHz gemessen. Abbildung 6.14 stellt diese experimentell bestimmten Ergebnisse den berechneten Kennlinienverläufen gegenüber. Die blaue Kennlinie zeigt Messwerte, die rote die berechneten Werte. Die gestrichelte Kennlinie repräsentiert den unkompensierten und die durchgezogene den kompensierten Fall. Die experimentell bestimmten Kennlinien zeigen, dass im LRR–Frequenzband die Zweiwegetransmission durch die induktive Kompensationsmaßnahme von 3,8 dB auf 1,4 dB reduziert werden konnte. Die Verbesserung der Transmissionseigenschaften konnte erreicht werden, obwohl die gemessene Kennlinie (durchgezogene blaue Linie) um etwa 1,5 GHz – bzw. 2% auf die Mittenfrequenz von 76,5 GHz bezogen – gegenüber der simulierten Kennlinie (durchgezogene rote Linie) zu kleineren Frequenzen versetzt ist. Mit Hilfe der Leitungstheorie kann gezeigt werden, dass ein solcher Frequenzversatz durch eine um etwa 50 μm dickere Kunststoffschicht, als im Modell angenommen, hervorgerufen wird. Hier zeigt sich die bereits diskutierte hohe Empfindlichkeit des Verfahrens hinsichtlich der Trägerschichtdicke. Mit diesem Hintergrund kann der Frequenzversatz

6 Kompensation stark reflektierender Lackstrukturen

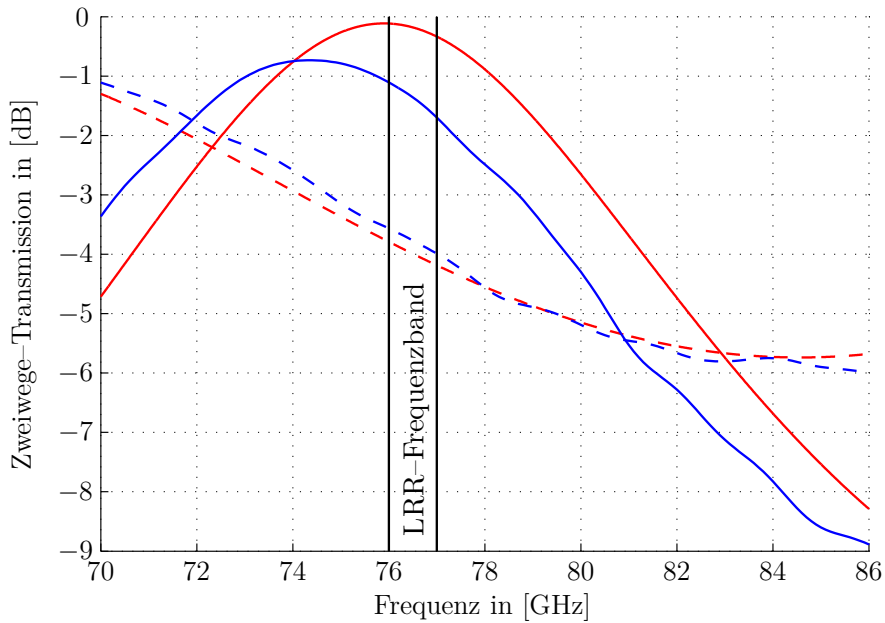


Abb. 6.14: Zweiwege-Transmissionskoeffizient einer nichtkompensierten (gestrichelt) und induktiv kompensierten (durchgezogen) Silber-Metallic-Lackstruktur: Messwerte (blau) und Simulation (rot)

zwischen berechneter und gemessener Kennlinie maßgeblich auf die Klebeschicht der Kupferklebefolie zwischen Leitungsgitter und Kunststoff zurückgeführt werden. Von Seiten des Herstellers wird die Dicke mit $30\ \mu\text{m}$ angegeben. Durch Berücksichtigung der zusätzlichen Dicke der Klebeschicht mit einer entsprechend dünneren Kunststoffträger-schicht lässt sich der Frequenzversatz problemlos ausgleichen. Bei optimaler Dicke der Kunststoffschicht kann deshalb von einer Reduzierung der effektiven Zweiwegedämpfung auf unter ein dB ausgegangen werden.

Neben der absoluten Dämpfung ist es interessant, die Bandbreite der Anpassung zu betrachten. Hier stimmen die Messwerte sehr genau mit den Werten des Leitungsmodells überein. Die Reflexion konnte bei senkrechtem Einfall durch die entstehenden Stehwellen zwischen Probe, Linse und Antenne nicht direkt gemessen werden und wurde deshalb über die Transmissionsmessung abgeschätzt. Eine Reflexion von $-10\ \text{dB}$ verursacht eine zusätzliche effektive Dämpfung von $0,45\ \text{dB}$. Im Zweiwegefall wird die Dämpfung um $0,9\ \text{dB}$ erhöht. Nehmen wir diese Dämpfungszunahme als Grundlage für die $-10\ \text{dB}$ -Reflexionsbandbreitenbestimmung ergibt sich eine Bandbreite von $4,8\ \text{GHz}$ in der Messung und $4,9\ \text{GHz}$ in der Simulation, die damit weit über der geforderten Systembandbreite von einem GHz liegt.

Sowohl die gemessene als auch die berechnete Zweiwegedämpfung basiert auf senkrechtem Strahleinfall. Um den typischen Winkelbereich der LRR-Sensoren von etwa $\pm 10^\circ$ zu berücksichtigen wurden Messungen mit Schrägstellen der Probe durchgeführt. Hier konnte in einem Winkelbereich von $\pm 15^\circ$ kein messbarer Einfluss auf die Transmission nachgewiesen werden. Bei heutigen Fernbereichsradaren ist der Einsatz der indukti-

ven Kompensation hinsichtlich des Winkelbereichs also als unkritisch anzusehen. Bei zukünftigen Sensoren mit immer größeren Winkelbereichen müssen diese Effekte gegebenenfalls in Betracht gezogen werden. Damit kann es notwendig werden, den Leiterabstand und die –breite in Abhängigkeit des Einfallswinkels zu variieren. Dies ist ebenfalls mit der Kunststoffschichtdicke denkbar.

6.3.5 Auswirkung auf die Erstdetektionsreichweite

Um die Anpassungsmethode mit einem realen Seriensensor zu testen, wurde die Erstdetektionsreichweite experimentell mit dem ACC Sensor von Bosch der 2. Generation bestimmt. Als Messszenario dient eine mit konstanter Geschwindigkeit von etwa 10 km/h durchgeführte Annäherungsfahrt auf ein statisches Radarziel. Bei dem statischen Ziel handelt es sich um einen Tripelspiegel mit dreieckigen Wänden und Kantenlänge a von $9,8 \text{ cm}$. Aus der Länge a der sich berührenden Kanten der drei gleichschenkligen Dreiecke errechnet sich (z. B. nach [Kla00]) der Radarrückstreuquerschnitt

Tripelspiegel



$$\sigma = \frac{4\pi a^4}{3\lambda^2}. \quad (6.18)$$

Für den verwendeten Tripelspiegel ergibt sich nach dieser Formel ein Radarrückstreuquerschnitt von 25 m^2 bei 76.5 GHz .

Bei der Wellenausbreitung über eine ebene reflektierende Fläche, wie die Asphaltfläche bei kleinen Einfallswinkeln darstellt, gibt es mit dem Strahlmodell jeweils zwei mögliche Wege vom Radar zum Ziel und wieder zurück: Die direkte Verbindung und die über den Boden reflektierte Verbindung (siehe Abbildung 6.15). Die unterschiedliche Weglänge

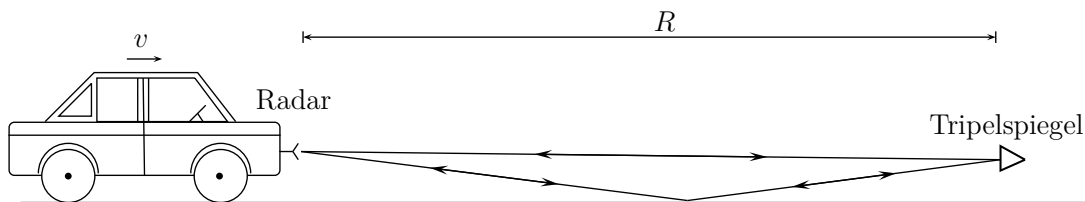


Abb. 6.15: Mehrwegeausbreitung über eine ebene Fläche

der Pfade verursacht einen Phasenunterschied, der am Radarziel zu konstruktiver bzw. destruktiver Überlagerung der Einzelsignale führt. Diese Effekte bewirken in Abhängigkeit der Radar–Ziel–Entfernung R starke Schwankungen der Empfangsleistung. Die Leistung liegt unter idealisierten Bedingungen zwischen vollkommener Auslöschung und Verdopplung der Feldstärke gegenüber der reinen Freiraumausbreitung – also $+6 \text{ dB}$ – am Radarziel. Bei einem isotrop zurückstrahlenden Punktziel entspricht dies, unter Berücksichtigung von Hin– und Rückweg, einer Erhöhung der Empfangsleistung um 12 dB gegenüber reiner Freiraumausbreitung. Gerade bei elektrisch kleinen Zielen, wie ein Tripelspiegel, kann dieser Effekt nicht vernachlässigt werden. Reale Ziele, wie sie im

Straßenverkehr auftreten, setzen sich hingegen aus einer Vielzahl einzelner Streuzentren zusammen, die einerseits zu hohen Fluktuationen des Radarrückstreuquerschnittes führen, jedoch eine über eine längere Distanz vollkommene Auslöschung der Signale am Empfänger sehr unwahrscheinlich machen. Die auftretenden Interferenzen hängen neben der Radar–Ziel–Entfernung von der Höhe des Ziels bzw. Radars über der Fläche ab. Simulationen, die durch Messungen bestätigt wurden, haben ergeben, dass bei einer Einbauhöhe des Radars im Fahrzeug von 33 cm das Ziel in ca. 10 cm Höhe positioniert werden muss, damit bei Zielentfernungen von größer als 20 m keine interferenzbedingten Auslöschungen mehr auftreten. Unter dieser Voraussetzung nimmt die Empfangsleistung für Entfernungen größer als etwa 30 m monoton zur Zielentfernung ab und die Erstdetektionsreichweite des Sensors kann als Qualitätskennzahl der Abdeckung dienen. Im Gegensatz zur idealisierten Radargleichung, die auf Einwegeausbreitung basiert, nimmt die Empfangsleistung eines über einer ideal leitenden Ebene zurückstrahlenden isotropen Punktziels für große Abstände sogar mit der achten Potenz zur Entfernung ab [Ben07].

Um die Wirksamkeit der Kompensation beurteilen zu können, wurde neben einer silbermetallic Probe zwei Proben mit Perleffektlacken vermessen. Diese zwei Proben weisen eine Zweiwegedämpfung unter ein dB auf und gelten damit als unkritisch. Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tabelle 6.4 dargelegt. Die hier aufgelistete silbermetallic Lackprobe hat eine etwas größere Lackschichtdicke im Vergleich zu der zuvor betrachteten silbermetallic Probe und weist deshalb leicht abweichende Dämpfungswerte auf. Als Referenzreichweite dient eine Messung mit unabgedecktem Sensor. Die Erstdetektionsreichweite wird als die Entfernung festgelegt, ab der der Radarsensor das Radarziel ohne Unterbrechung durchgehend detektiert. Eine Unterbrechung wird definiert als Nichtdetektion des Ziels innerhalb einer Entfernungsänderung von einem Meter. Damit soll verhindert werden, dass das Ziel anfangs nur kurz detektiert wurde und dann über eine längere Distanz nicht mehr. Es wurden für jedes einzelne Messszenario zwei bis drei Messfahrten durchgeführt und aus den gemessenen Erstdetektionsreichweiten der arithmetische Mittelwert gebildet. Die Abweichungen vom Mittelwert betragen dabei unter einem Meter und zeigen damit gute Reproduzierbarkeit der Messungen. Durch die induktive Kompensation konnte die Erstdetektionsreichweite bei der Silbermetalliclackierung von 83 % ohne Kompensationsmaßnahmen auf über 95 % mit Kompensation erhöht werden. Dieser Wert liegt im Bereich der als unkritisch geltenden Perleffektlacke wie schwarz oder dunkelgrau. Vergleicht man die Erstdetektionsreichweiten mit den Zweiwege–Dämpfungen, dann zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der im Grundlagenteil beschriebenen Faustformel, die besagt, dass eine Zweiwege–Dämpfung in Höhe von einem dB einen Rückgang der Erstdetektionsreichweite um 5 % verursacht. Dieser Faustformel liegt eine Abnahme der Empfangsleistung mit der vierten Potenz zur Zielentfernung zu Grunde. Die zuvor beschriebene, unter idealisierter Bedingung geltende Reduzierung der Empfangsleistung mit der achten Potenz zur Entfernung konnte bei diesen Messungen nicht bestätigt werden.

Die Wirksamkeit der induktiven Kompensationsmethode konnte experimentell sowohl durch Dämpfungsmessungen als auch durch die Bestimmung der Erstdetektionsreichweite eines Serien–ACC–Fahrzeugs nachgewiesen werden. Damit wird gezeigt, dass mit

Tab. 6.4: Gemessene Erstdetektionsreichweite R_{\max} eines 25 m^2 -Tripelspiegels des LRR2-Sensors bei Verwendung verschiedener lackierter, resonant ausgelegter Kunststoffplatten mit und ohne Kompensation als Radarabdeckung

	2-Wege-Dämpfung	R_{\max}	
	in [dB]	in [m]	in [%]
Referenz ohne Abdeckung	0	147,9	100
Schwarz perleffekt	0,6	140,0	94,7
Dunkelgrau perleffekt	0,8	142,6	96,4
Silbermetallic mit Kompensation	1,2	141,2	95,5
Silbermetallic	4,0	123,9	83,0

dem vorgestellten Verfahren ein Einbau von 76 bis 77 GHz Weitbereichsradarsensoren hinter in Wagenfarbe lackierten Flächen mit kompensatorischen Mitteln durchaus möglich ist. Bei der Methode der induktiven Gitterstruktur ist es lediglich notwendig, auf der Rückseite des Radoms eine periodische Leitungsstruktur aufzubringen. Eine Anpassung der Radomdicke selbst ist damit nicht erforderlich.

7 Strukturierte Radome

Im Kapitel 3.1.2 wurde mit Hilfe der Gaußschen Strahlenoptik ein kritisches Volumen vor dem Sensor festgelegt. Grundsätzlich ist es radarseitig sinnvoll, in diesem Raum keine transversalen Diskontinuitäten zuzulassen. Bei Abdeckung des Sensors mit einem Radom bedeutet das, in diesem Bereich eine möglichst ebene und damit frei von Strukturierungen gestaltete Oberfläche zu realisieren. Jedoch richtet sich Position und Form der Strukturen vorrangig nach den Erfordernissen des Fahrzeugdesigns und diese können den technischen Anforderungen widersprechen.

Besonders kritisch erweist sich die Darstellung von senkrecht ausgerichteten Stegstrukturen im Ausbreitungsweg. Damit kommt es zu einer Störung der Wellenfronten in der horizontalen Ebene, was einer Veränderung des Antennendiagramms im Azimuth entspricht. Damit ist die Bestimmung der Einfallsrichtung im Azimuth mit Hilfe der für automobiler Radarsensoren eingesetzte Winkelschätzverfahren mit systematischen Fehlern behaftet. Horizontale Strukturen sind in dieser Hinsicht unkritischer, da die Störung in der Elevationsebene des Antennendiagramms auftritt und die Winkelmessung des Azimuths weit weniger beeinflusst. Horizontale Strukturen würden sich auf eine Messung des Elevationswinkels auswirken, der aber im automobilen Anwendungsbereich nicht von Bedeutung ist und im Allgemeinen auch nicht erfasst wird.

Die Größe der auftretenden Strukturierungen liegt typischerweise bei einigen Millimetern und damit im Bereich der Freiraumwellenlänge von 3,9 mm bei 76,5 GHz. Um die Wellenausbreitung einschließlich Beugungseffekte akkurat durchführen zu können, wurde die kommerzielle Vollwellensimulationssoftware Ansoft HFSSTM eingesetzt. Das Lösungsverfahren von Ansoft HFSSTM basiert auf einer dreidimensionalen Finite Elemente Methode im Frequenzbereich.

7.1 Halbkreisförmige Strukturen

In diesem Kapitel werden mit Hilfe von numerischer Feldsimulation, die Degradationen der Wellenfronten bei strukturierten Radomen analysiert sowie prototypisch der Einfluss auf aktuelle Weitbereichsradarsensoren untersucht. Bei den auftretenden Strukturen handelt es sich um Lamellen- oder Stegstrukturen, die üblicherweise über die ganze Breite der Abdeckung und somit über die gesamte Strahlbreite ausgeführt sind. Exemplarisch sollen Strukturen mit halbkreisförmiger Gestalt untersucht werden, die sich zur experimentellen Untersuchung in einfacher Weise mit Hilfe eines Radiusfräasers spanend herstellen lassen.

7.1.1 Ebene Rückseitenform

Um die Auswirkung strukturierter Abdeckungen auf die Wellenausbreitung besonders deutlich zu zeigen, wurden zuerst einseitig strukturierte Platten mit ebener Rückseitenform untersucht. Durch die ebene Rückseitenform liegt eine, als besonders kritisch anzusehende, inhomogene Plattendicke im Bereich der Strukturierungen vor.

Vollwellensimulation mit HFSS™

Grundlage der Simulationen ist eine unendlich ausgedehnte planparallele Platte, die einseitig mit periodischen, halbkreisförmigen Stegstrukturen versehen ist. Auf diese strukturierte Platte fällt senkrecht von oben eine linear polarisierte ebene Welle ein, deren Polarisationsrichtung um 45° gegenüber den Stegstrukturen gedreht ist.

Mit der üblicherweise diagonalen Polarisation bei Weitbereichssensoren (z. B. bei den

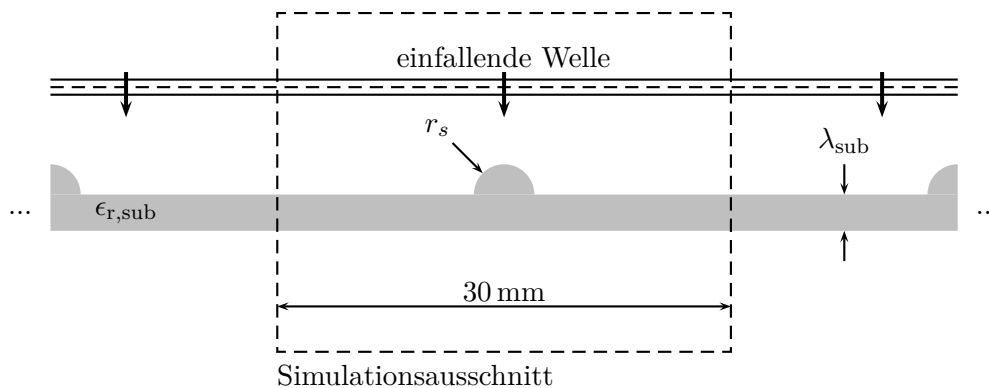


Abb. 7.1: Modell einer ebenen Platte mit periodischen, einseitigen, halbkreisförmigen Strukturierungen

LRR der Fa. Bosch), entspricht dies einer vertikalen bzw. horizontalen Ausrichtung der Gitterstruktur vor dem Radarsensor. Es könnte sich beispielsweise um ein idealisiertes Modell eines Radoms innerhalb des Kühlergrills handeln, indem die Stegstrukturen aus Designgründen fortgeführt werden. In Abbildung 7.1 ist der Querschnitt einer solchen Platte schematisch dargestellt. Durch die theoretisch angenommene unendliche Periodizität der Anordnung genügt die Simulation eines Ausschnitts, womit der Rechenaufwand in Grenzen gehalten werden kann. Mit einer Dicke von einer Wellenlänge im Medium soll der unstrukturierte Teil der Platte für senkrechten Strahleinfall reflexionsfrei ausgelegt sein. Als relative Permittivität des Mediums wurde ein Wert von 2,8 festgelegt, was näherungsweise dem verbreiteten Radommaterial Makroblend® DP7645 entspricht. Als periodischer Abstand der Stegstrukturen wurde für die Simulation 30 mm gewählt. Damit sind die einzelnen Strukturen weit genug voneinander entfernt, um den Einfluss eines einzelnen Steges gut darstellen zu können und gleichzeitig das Simulationsvolumen niedrig zu halten.

In Abbildung 7.2 und 7.3 sind die Simulationsergebnisse einer Platte mit einseitig halbkreisförmiger Struktur mit Radius von 2 bzw. 4 mm dargestellt. Die Größe der Struktur

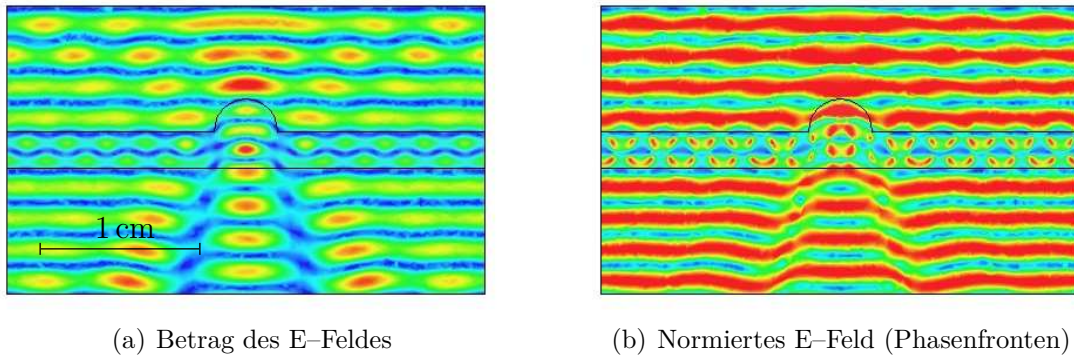


Abb. 7.2: Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 2 mm Radius und ebener Rückseitenform

orientiert sich an typischen Stegstrukturen, wie sie in automobilen Kühlergrillen auftreten. In der jeweils linken Abbildung ist der Betrag des elektrischen Feldes dargestellt. Um die Vergleichbarkeit aller Einzelsimulationen zu wahren, wurde bei jeder Darstellung des E-Feldes eine Skalierung von 0 bis 1 V/m gewählt. Da für eine Winkelschätzung oftmals neben dem Betrag auch die Phase bzw. ausschließlich die Phase des empfangenen Signals ausgewertet wird, ist es wichtig, die Phasenfront beim Durchgang des Radoms nicht zu verzerren. Zur besseren Beurteilung der Simulationsergebnisse, ist in der jeweils rechten Abbildung (b) die Phasenfront als normiertes elektrisches Feld dargestellt. Der Realteil des komplexwertigen elektrischen Feldes wird dabei auf dessen Betrag normiert.

Neben der Verformung der Phasenfronten zeigten sich – bei der Betrachtung des elektri-

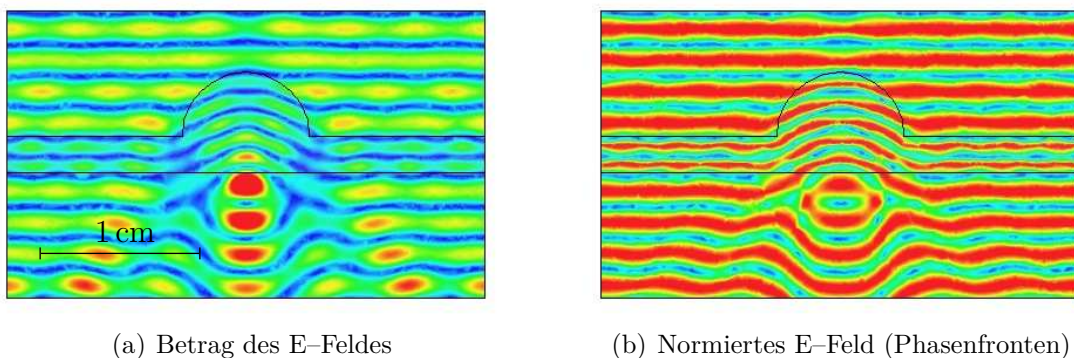


Abb. 7.3: Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 4 mm Radius und ebener Rückseitenform

schen Feldes – innerhalb der Wellenfronten charakteristische periodische Interferenzerscheinungen. Diese Interferenzeffekte entstehen durch die Überlagerung der einfallenden und der an den Strukturen gestreuten elektromagnetischen Welle. Der gestreute Leistungsanteil führt zur Verminderung der empfangenen Leistung und damit zur Erhöhung der effektiven Dämpfung. Weit problematischer als diese lokalen Feldstärkevariationen

ist die Verformung der Wellenfronten nach Durchgang der ebenen Welle durch die dielektrische Schicht. Besonders deutlich zeigt sich bei der größeren Struktur (Abbildung 7.3(b)), dass die elektromagnetische Welle, wie man es in der klassischen Strahlenoptik kennt, an der Grenzfläche gebrochen wird und die konvexe Stegstruktur als Fokuselement wirkt. Unterhalb der Halbkreisstruktur zeigt sich nach dem Fokuspunkt, ein divergierendes Verhalten der Welle. Bei der 2 mm–Radiusstruktur ist dieser Effekt weniger stark ausgeprägt aber dennoch zu erkennen. Diese strahlenoptische Wellenausbreitung tritt ungeachtet der kleinen geometrischen Ausdehnung der Stegstrukturen im Bereich der Freiraumwellenlänge von 3,9 mm auf. Die Bedingung der klassischen geometrischen Optik mit großen Objekten im Verhältnis zur Wellenlänge ist damit keineswegs erfüllt. Die starke Deformation der Phasenfronten im Bereich der Strukturierung kann als Hauptursache für die Verzerrung der Antennendiagramme und die daraus resultierenden systematischen Fehler in der Winkelmessung gewertet werden.

Winkelmessungen mit realem Sensor

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Abdeckungen mit einseitigen halbkreisförmigen Strukturierungen auf die Winkelmessung eines realen Radarsensors experimentell untersucht. Die Winkelmessung erfolgte mit dem Bosch LRR2 auf einem Präzisionsdrehtisch. Dieser Sensor verwendet ein kombiniertes Phasen- und Amplituden-Monopulsverfahren mit vier Einzelantennen zur Winkelschätzung. Als Radarziel wurde ein Tripelspiegel mit einem Radarrückstreuquerschnitt von 2 m^2 in einer reflexionsarmen Umgebung verwendet. Tripelreflektoren haben den Vorteil, dass sie über einen großen Winkelbereich von etwa $\pm 20^\circ$ einen nahezu konstanten und im Vergleich zu Kugelreflektoren mit gleichen Abmessungen sehr großen Radarrückstreuquerschnitt aufweisen [Sko89]. Die reflexionsarme Messumgebung wurde durch Aufstellen von mit Absorber versehene Stellwände realisiert. Das Ziel wurde etwa 8 m vom Sensor entfernt positioniert und die relative Winkelposition zwischen Sensor und Ziel mit Hilfe des Drehtisches eingestellt. Der verwendete Präzisionsdrehtisch – angesteuert über ein Servomotor mit 1:101 unternetztem Harmonic-Drive-Getriebe – erlaubt eine absolute Positioniergenauigkeit von unter einem Hundertstel Winkelgrad. Die vom Hersteller angegebene Winkelgenauigkeit des LRR2 Radarsensors ist mit einem Zehntel Winkelgrad über eine Zehnerpotenz niedriger. Damit kann bei der Auswertung die vom Drehtisch angesteuerte Winkelposition bedenkenlos als Referenz für die Messwerte dienen.

Die zu vermessenden Platten wurden aus weißem Polystyrol mit einer komplexen relativen Permittivität von $\epsilon_r = 2,54(1 - j9 \cdot 10^{-4})$ hergestellt. Der Realteil der komplexen Permittivität ist damit geringfügig niedriger im Vergleich zu dem in der Simulation verwendeten Wert. Jedoch hat der Werkstoff Polystyrol den Vorteil, dass er sich gut spanend bearbeiten lässt. Simulationen haben gezeigt, dass eine qualitative Bewertung des Einflusses von Stegstrukturen trotzdem möglich ist. In der Arbeit sind die Simulationsergebnisse für eine relative Permittivität von 2,8 präsentiert, da dieser Wert dem von Serienmaterialien entspricht. Die Probestplatten wurden mit 12 cm Kantenlänge, einer reflexionsfrei ausgelegten Plattendicke von etwa 2,46 mm ($\approx \lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$) und einem mittig

aufgebrachten, halbkreisförmigen Steg mit 2 bzw. 4 mm hergestellt. Die Winkelmessungen wurden im Bereich von -8 bis $+8^\circ$ in $0,5^\circ$ -Schritten durchgeführt. Für jede Messposition wurden 50 statische Messwerte aufgenommen. Nach erfolgtem Anfahren der Position wurde verzögert mit der Radarmessung begonnen, um Einschwingeffekte (z. B. des Kalman Filters) auszuschließen. Die Probeplatten wurden bei vertikaler Ausrichtung der Stege im Abstand von etwa 20 mm vor der Linse des Radarsensors platziert. Die Ergebnisse der Winkelmessungen sind in dem Diagramm aus Abbildung 7.4 dargestellt. Jedes Kreuz entspricht jeweils einem Messwert und die eingezeichnete Kennlinie verbindet die arithmetischen Mittelwerte der 50 Messwerte jeder Winkelposition. Die blaue Kennlinie entspricht dieser Referenzmessung ohne Abdeckung. Die Kalibrierung der Nullgradposition des Drehtisches erfolgte mit der gemessenen Nullgradposition dieser Referenzmessung. Über den gesamten Winkelbereich ist die Abweichung der gemessenen Mittelwerte von der Sollkennlinie (Gerade) kleiner als $0,5^\circ$. Die rote Kennlinie entspricht der Probe mit der 2 mm-Radius-Stegstruktur und zeigt auf den ersten Blick eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit der grün eingezeichneten Referenzkennlinie. Bei näherer Betrachtung zeigt sich jedoch eine maximale Abweichung zur Sollkennlinie von $-1,4^\circ$. Dieser Fehler tritt bei der Winkelposition von $-3,5^\circ$ auf. Bei einem Abstand von 40 m entspricht ein solcher Winkelfehler bereits einem Fehler des Querabstandes in Höhe von 1 m. Bei der Probe mit der 4 mm-Radius-Stegstruktur treten erhebliche Fehler auf, die die Winkelmessung des Radarsensors vollkommen unbrauchbar machen. Eine nachträgliche Fehlerkompensation ist aufgrund der Mehrdeutigkeit in der Winkelkennlinie und der starken Streuung der Messwerte nicht möglich. Die Entfernungsmessung bleibt von den Winkelmessfehlern nahezu unberührt. Die in der Feldsimulation auftretenden Deformationen der Phasenfronten sind ursächlich dafür verantwortlich, dass Verzerrungen in der komplexwertigen Richtcharakteristik auftreten. Die damit hervorgerufenen Änderungen der Phasen- bzw. Amplitudenbeziehungen zwischen den Basisbandsignalen der jeweiligen Empfangsantennen führen zu den systematischen Winkelschätzfehlern, die sich in den Messungen gezeigt haben. Damit ist ein kausaler Zusammenhang zwischen Verzerrung der Phasenfronten in der Simulation und Verzerrung der Richtcharakteristik hergestellt. Gelingt es durch geeignete kompensatorische Maßnahmen diese Deformationen der Phasenfronten zu minimieren oder sogar gänzlich zu verhindern, so können die systematischen Winkelmessfehler reduziert werden.

7.1.2 Strahlenoptisch optimierte Rückseitenform

Die Vorderseite eines automobilen Radoms richtet sich nach den Anforderungen des Fahrzeugdesigns, wogegen die Gestaltung der Rückseite in dieser Hinsicht frei ist. Damit liegt es nahe, die Rückseitenformgebung so festzulegen, dass eine Veränderung der Phasenfronten an der Vorderseitenform durch eine entsprechende Rückseitenformgebung wieder rückgängig gemacht oder zumindest reduziert wird. Aufgrund der zuvor festgestellten Ausprägung der Effekte von geometrischer Optik können die einfachen Gesetzmäßigkeiten der Strahlenoptik als Grundlage der Optimierung für die Rückseitenformgebung benutzt werden. Stark idealisiert können die Strukturierungen als di-

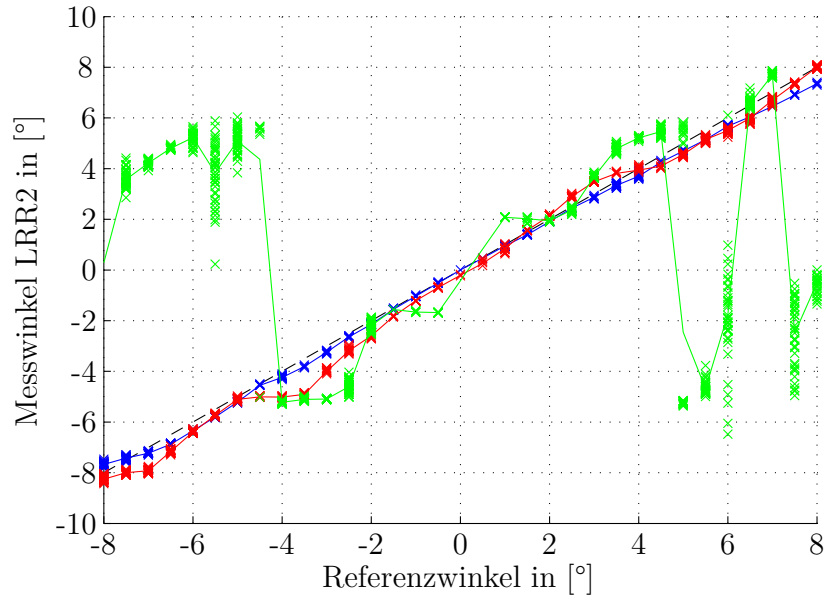


Abb. 7.4: Gemessener Winkel eines LRR2-Sensors der Firma Bosch mit rückseitig planaren Abdeckungen: Referenzmessung ohne Abdeckung (blau), Messung mit Abdeckung bei 2 mm-Radius-Steg (rot) und 4 mm-Radius-Steg (grün)

elektrische Linsen betrachtet werden. Die Transformation der Wellenfronten anhand der vorgegebenen Vorderseitenform soll durch eine weitere inverse Transformation an der Rückseitenform wieder kompensiert werden.

Die geometrische Optik bzw. Strahlenoptik beschreibt die idealisierte Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle durch senkrecht auf der Phasenfront stehenden Strahlen („äquivalent zu Lichtstrahlen“) unter Vernachlässigung jeglicher Beugungseffekte. Im strengen Sinne ist diese Beschreibung daher nur für den Grenzfall von verschwindend kleinen Wellenlängen $\lambda \rightarrow 0$ möglich. Mit der idealisierten Modellbeschreibung der geometrischen Optik lassen sich einfache Regeln, wie das Fermat’sche Prinzip formulieren. Die moderne Formulierung des Fermat’schen Prinzips lautet nach [Hec05]:

„Zwischen zwei Punkten durchläuft ein Lichtstrahl stets die optische Weglänge, die bezüglich der Variation des Weges stationär ist.“

Aus diesem einfachen Prinzip resultieren fundamentale Regeln für die Strahlausbreitung, wie die geradlinige Ausbreitung in homogenen Medien, das Reflexionsgesetz und das Snellius’sche Brechungsgesetz. Anhand dieser einfachen Regeln lässt sich die Optimierung der Rückseitenform berechnen. Die optische Weglänge \overline{AB} zwischen zwei Punkten A und B definiert sich mit dem Wegintegral

$$\overline{AB} = \int_A^B \sqrt{\epsilon_r(s)\mu_r(s)} ds. \quad (7.1)$$

In der Optik wird $\sqrt{\epsilon_r(s)\mu_r(s)}$ oftmals als lokaler Brechungsindex bezeichnet. In nicht-magnetischen Medien vereinfacht sich der Ausdruck zu $\sqrt{\epsilon_r(s)}$. Für eine Wellenfront

gilt, dass sie in eine andere transformiert wird, wenn für jeden beliebigen Punkt auf der ersten Wellenfront der Ausbreitungsweg zur zweiten Wellenfront gleichwertig (bzw. optisch gleich lang) ist. Mit dieser Vorschrift lässt sich die Rückseitenform eines Radoms anhand von zwei Phasenfronten vor und hinter dem Radom berechnen. Für eine ungestörte Wellenausbreitung soll ein Strahlenbündel vor und hinter dem Radom parallel sein; d. h. eine ebene Phasenfront vor dem Radom soll auf dazu parallele Phasenfront hinter dem Radom überführt werden. In Abbildung 7.5 ist schematisch ein ideal ungestörter Strahlengang mit zwei planparallelen Wellenfronten durch ein Radom mit einer unendlich ausgedehnten Stegstruktur dargestellt. Für jeden beliebigen Punkt A auf der

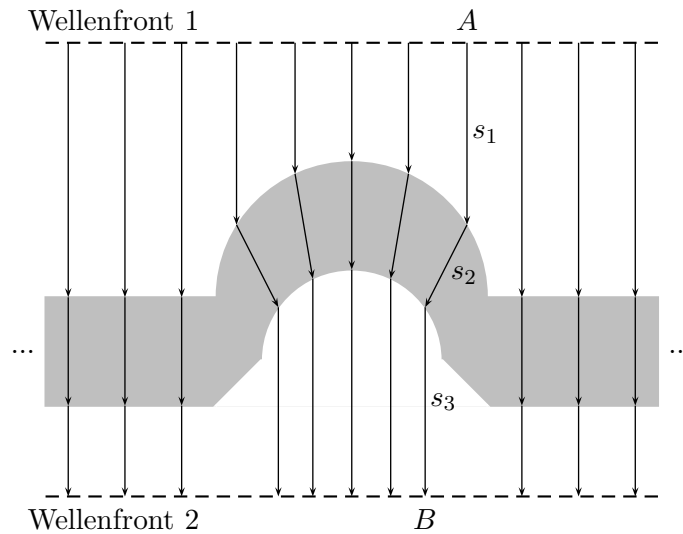


Abb. 7.5: Strahlengang im Querschnitt einer strukturierten Platte bei strahlenoptisch optimaler Rückseitenform

ersten Wellenfront zu dem nach dem Fermat'schen Prinzip entsprechendem Punkt B auf der zweiten dazu parallelen Wellenfront soll

$$\overline{AB} = \text{const.} \quad \text{für eine beliebige Position von } A \text{ auf der Wellenfront 1} \quad (7.2)$$

gelten. Eine solche Verbindung zwischen zwei Punkten wird als Strahlengang bezeichnet. Jeder einzelne Strahlengang setzt sich dabei aus drei geradlinigen Ausbreitungswegen in der Luft oberhalb der Platte (Index 1), in der Platte (Index 2) und wieder in der Luft unterhalb der Platte (Index 3) zusammen. Üblicherweise kann von nicht-magnetischen Medien ausgegangen werden, so dass $\mu_{r,1} \approx \mu_{r,2} \approx \mu_{r,3} \approx 1$ gilt. Für die optische Weglänge ergibt sich

$$\overline{AB} = s_1 + s_2 \cdot \sqrt{\epsilon_{r,2}} + s_3 \quad , \quad \text{für } \epsilon_{r,1} \approx \epsilon_{r,3} \approx 1. \quad (7.3)$$

Die Ausbreitungsrichtung in der Luft wird auf beiden Seiten der Platte durch die dazu orthogonalen Referenzebenen 1 und 2 bestimmt. Die Ausbreitungsrichtung in der Platte kann mit Hilfe des Snellius'schen Brechungsgesetzes bei bekanntem Einfallswinkel eines Strahls auf die Oberseite der Platte berechnet werden.

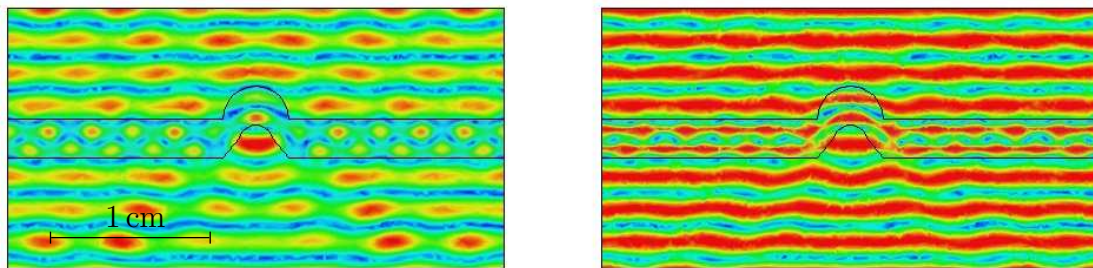
$$\sqrt{\epsilon_{r,1}} \cdot \sin \alpha_1 = \sqrt{\epsilon_{r,2}} \cdot \sin \alpha_2 \quad (7.4)$$

7 Strukturierte Radome

Hierbei ist α_1 der Einfallswinkel und α_2 der Ausfallwinkel. Bei gegebener elektrischer Weglänge \overline{AB} ist die Rückseitenform mit (7.2) eindeutig bestimmt. Dazu muss nur die Weglänge \overline{AB} in geeigneter Weise festgelegt werden. Üblicherweise kann davon ausgegangen werden, dass der überwiegende Anteil der Oberfläche keine Strukturierung aufweist und eben ist. Die optische Weglänge \overline{AB} wird dabei so festgelegt, dass ein Strahl, der auf den ebenen Teil der Oberfläche trifft, keine Reflexion erfährt. Mit festgelegter optischer Weglänge und der zuvor beschriebenen Konstruktionsvorschrift lässt sich für die Hauptstrahlrichtung des Sensors die gesamte rückseitige Oberflächenform eindeutig berechnen. Die Kompensationsmethode ist prinzipbedingt winkelabhängig. Wie stark die Winkelabhängigkeit ausgeprägt ist, richtet sich nach der Probendicke und der Form der Strukturierung.

Vollwellensimulation HFSS™

Die Rückseitenform der zuvor betrachteten halbkreisförmig strukturierten Platten wurde anhand der im letzten Abschnitt beschriebenen Methode numerisch berechnet und diese rückseitenoptimierte Schicht mit HFSS™ simuliert. Die entsprechenden Simulationsergebnisse sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 dargestellt.



(a) Betrag des E-Feldes

(b) Normiertes E-Feld (Phasenfronten)

Abb. 7.6: Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 2 mm Radius und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform

Im Gegensatz zu der zuvor betrachteten ebenen Rückseitenform sind die Phasenfronten der ebenen Welle nach Durchgang durch die dielektrische Struktur nur unwesentlich verzerrt. Die verbleibende leichte Welligkeit in den Phasenfronten ist wiederum auf periodische Interferenzeffekte zwischen einfallender und gestreuter Welle zurückzuführen. Obwohl durch das Modell der geometrischen Optik keine akkurate Beschreibung der Feldverteilung möglich ist, zeigt sich, dass die Gesetzmäßigkeiten immer noch eine dominierende Rolle spielen.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde von senkrechtem Welleneinfall ausgegangen. Natürlich ist es wichtig, dass die ebenen Wellenfronten für den gesamten Winkelbereich des Radarsystems erhalten bleiben. Der LRR2 der Firma Bosch deckt einen Winkelbereich von $\pm 8^\circ$ ab. In Abbildung 7.8 ist die normierte elektrische Feldstärke für den

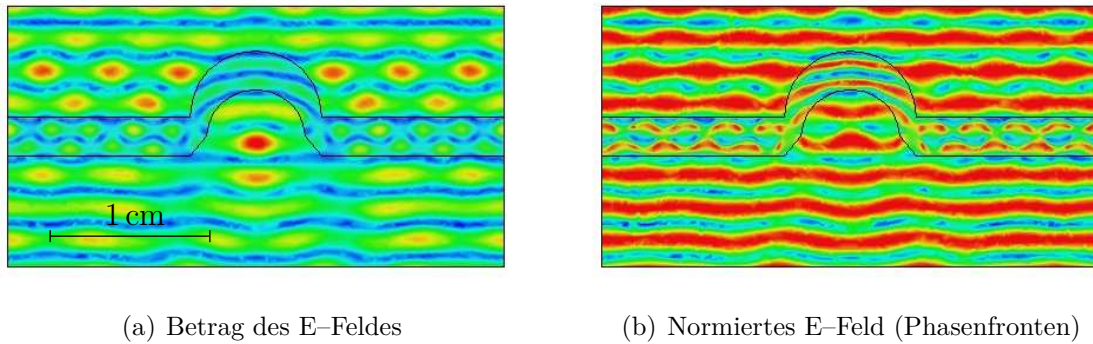


Abb. 7.7: Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen mit 4 mm Radius und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform

maximal auftretenden Einfallswinkel von 8° dargestellt. Es zeigt sich, dass sich unterhalb der rechten Ecke eine leichte Kante in der Phasenfront ausbildet. Mit zunehmenden Einfallswinkeln ist auch die Deformation stärker ausgeprägt, was bei zukünftigen Weitbereichsradarsystemen mit größeren Winkelbereichen (z. B. LRR3 von Bosch $\pm 15^\circ$), zu Problemen führen kann. Eine generelle Aussage, welche Strukturen sich in welchen Winkelbereichen kompensieren lassen ist stark vom Einzelfall abhängig und bedarf einer entsprechenden Prüfung durch Simulation und Messung.

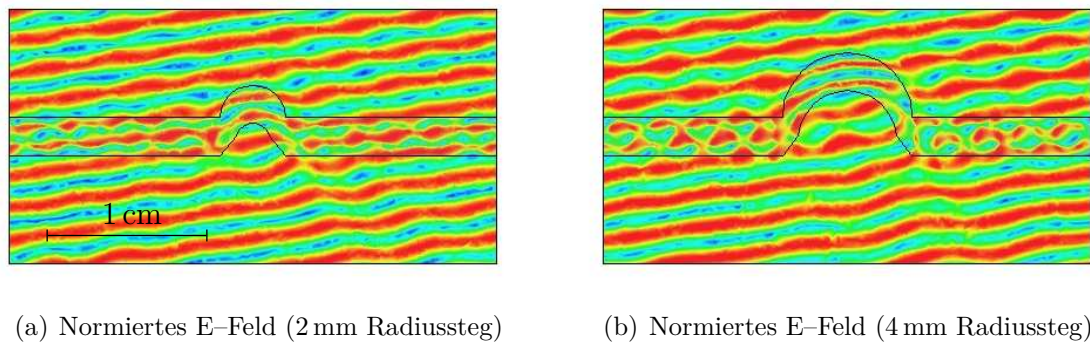


Abb. 7.8: Einfall einer ebenen Welle mit Einfallswinkel von 8° auf eine Platte mit halbkreisförmigen periodischen Stegstrukturen und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform

Winkelmessung mit realem Sensor

Die Probeplatten mit strahlenoptisch optimierter Rückseitenform wurden spanend aus Polystyrol hergestellt. In Abbildung 7.9 sind die fertigen Platten mit der mittigen 4 mm Radius-Stegstruktur, links mit ebener Rückseitenform und rechts mit optimiert gestalteter Rückseite, dargestellt. Der Einfluss der Proben als Radarabdeckung wurde wieder



Abb. 7.9: Spanend hergestelltes Radom mit halbkreisförmiger Stegstruktur; links – ebene Rückseite; rechts – optimierte Rückseitenform

mit dem Prüfstand experimentell bestimmt. Der Ablauf der Messungen erfolgte in gleicher Weise wie bei den Proben mit planarer Rückseite. In einem Winkelbereich von -8° bis $+8^\circ$ wurden in $0,5^\circ$ -Schritten für jede Winkelposition 50 Einzelmessungen durchgeführt. Im Gegensatz zu den Messungen mit planarer Rückseite (in Abbildung 7.4) zeigen die Ergebnisse bei optimaler Rückseitenform eine weitaus bessere Übereinstimmung mit den Sollwerten. Zur besseren Vergleichbarkeit einer Messung mit und ohne Abdeckung wurden die Abweichungen des Messwinkels zum Sollwinkel und nicht der absolut gemessene Winkel in dem Diagramm aus Abbildung 7.10 dargestellt. Aufgrund einer sehr niedrigen Streuung innerhalb der 50 Einzelmessungen einer Winkelposition von unter $0,1^\circ$ wird auf eine Darstellung der Einzelwerte verzichtet und ausschließlich der jeweilige arithmetische Mittelwert dargestellt. Die blau eingezeichneten Messdaten stellen die Referenzmessung ohne Abdeckung dar, die roten die Probe mit 2 mm Radiussteg und die grünen die Probe mit 4 mm Radiussteg. Innerhalb eines Winkelbereichs von $\pm 6^\circ$ ergeben sich für die Radius-Stegstrukturen Abweichungen zur Sollkennlinie in Höhe von bis zu etwa $0,5^\circ$ und damit im Vergleich zur Referenzmessung ohne Abdeckung nur unwesentlich höhere Messfehler. Zwischen -7° und -8° liegen etwas höhere Abweichungen von bis zu einem Grad vor. Für große Einfallswinkel nimmt die Empfangsleistung aufgrund der Richtcharakteristik ab und damit die Empfindlichkeit gegenüber Störeinflüssen zu. Daher lässt sich der Einfluss einer nichtidealen Messumgebung speziell im Außenbereich nicht ausschließen, was eine Bewertung der Messfehler erschwert. Zusätzlich ist zu beachten, dass Winkelmessfehler im Außenbereich als weniger kritisch zu bewerten sind, da hier Objekte vorwiegend aus dem Nahbereich detektiert werden. Für die Lokalisierung eines vorausfahrenden Fahrzeugs stellt der Querabstand und nicht der Einfallswinkel die relevante Größe dar. Der Querabstand skaliert linear mit der Entfernung und ist damit im Nahbereich weniger empfindlich auf Variationen des Winkels. Zur besseren Beurteilung der Messqualität mit und ohne Abdeckung soll als Kennzahl die Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers RMSE¹ berechnet werden. Aufgrund der abnehmenden Messgenauigkeit bei größeren Winkeln wird der RMSE für

¹Root Mean Square Error RMSE = $\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\phi_{\text{mes},i} - \phi_{\text{soll},i})^2}$

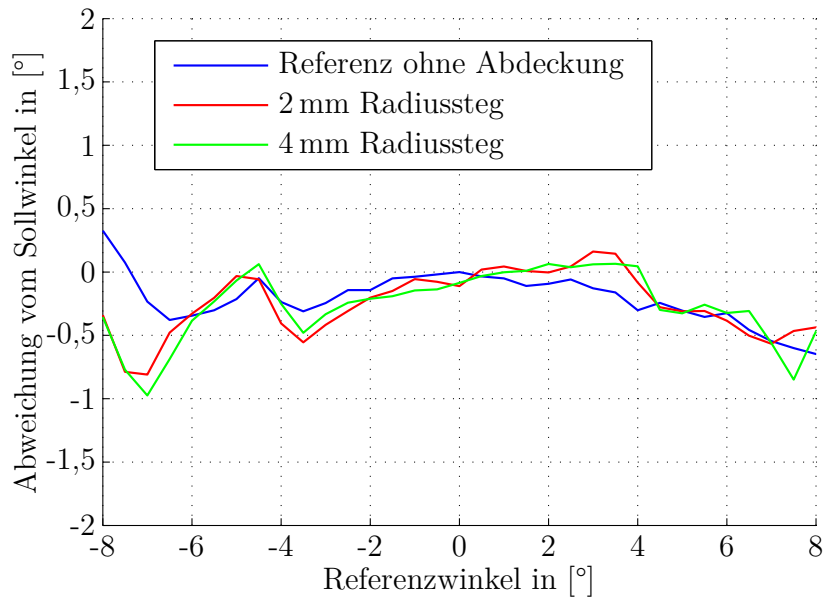


Abb. 7.10: Gemessene Abweichung vom Sollwinkel eines LRR2-Sensors bei Radomen mit strahlenoptisch optimierter Rückseitenform

den Winkelinnenbereich $|\phi| \leq 5^\circ$ und den gesamten Winkelbereich $|\phi| \leq 8^\circ$ separat bestimmt. In Tabelle 7.1 sind die Werte der Referenzmessung ohne Abdeckung und der Messungen mit jeweils kompensierter und nicht kompensierter Struktur zusammengefasst. Für die hier untersuchten Prototypen liegt im Winkelbereich von $|\phi| \leq 5^\circ$ mit der

Tab. 7.1: Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers der Winkelmessungen (RMSE)

	RMSE($ \phi \leq 5^\circ$)	RMSE($ \phi \leq 8^\circ$)
ohne Abdeckung	0,18°	0,29°
2 mm–Radiusstruktur mit planarer Rückseite	0,57°	0,54°
4 mm–Radiusstruktur mit planarer Rückseite	3,38°	6,30°
kompensierte 2 mm–Radiusstruktur	0,23°	0,36°
kompensierte 4 mm–Radiusstruktur	0,20°	0,38°

Kompensation der RMSE näherungsweise bei $0,2^\circ$ und entspricht damit dem RMSE der unabgedeckten Referenzmessung. Im Winkelbereich von $|\phi| \leq 8^\circ$ liegt der RMSE geringfügig um $0,1^\circ$ im Vergleich zur Referenzmessung höher. In beiden Fällen wird jedoch eine deutliche Verbesserung gegenüber den Messungen bei nichtkompensierter Strukturierung erreicht.

7.2 Reale Stegkontur

Die strahlenoptische Optimierung der Rückseitenformgebung soll an einer realen Stegstruktur getestet werden. Als Grundlage der Untersuchung dient die Kontur der horizontalen Streben aus dem Kühlergrill des Audi A6 (C6) S-Line Modells. Der Steg mit 8 mm Breite und 3 mm Höhe wurde für die Messungen auf einer ebenen Platte dargestellt. Beim aktuellen Serienfahrzeug wird auf eine Fortführung dieses vertikalen Steges auf dem Radom verzichtet, wie in Abbildung 7.11 zu erkennen ist. Zur messtechnischen

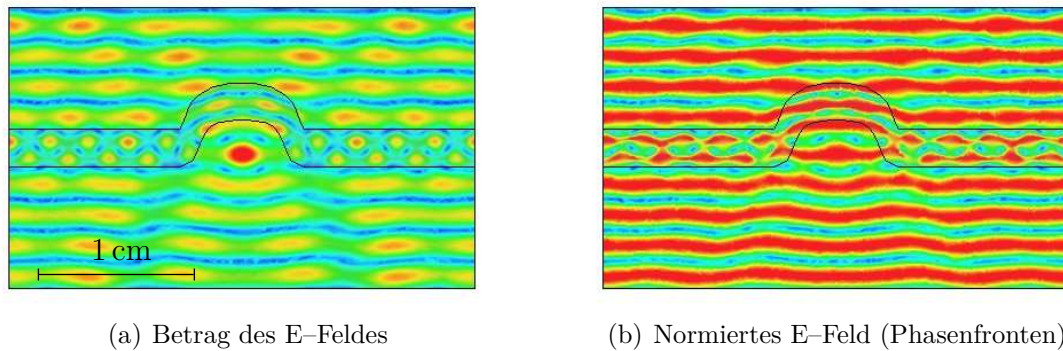


Abb. 7.11: Kühlergrilloptik des aktuellen Audi S6 S-Line Modells mit Radom

Charakterisierung wurde eine einschichtige Probe mit 12 cm Kantenlänge und mittig aufgebrachtem Steg stereolithographisch hergestellt. Bei der Stereolithographie härtet ein UV-Laser punktweise eine flüssige Harzoberfläche aus (Photopolymerisation) und bildet im schichtweisen Aufbau einen dreidimensionalen Prototyp. Durch diesen prozessbedingten Schichtaufbau weist die Oberflächenstruktur leichte Stufeneffekte auf, die mit feinem Schmirgelpapier geglättet wurden. Auf dem Transmissionsmessplatz wurde eine komplexe Permittivität mit Realteil von 2,74 und mit vergleichsweise hohem Verlustwinkel von $230 \cdot 10^{-4}$ des verwendeten Harzmaterials Fullcure[®]270 der Firma Objet Geometries Ltd. bestimmt. Für die Winkelmessung sind die Absorptionsverluste jedoch von untergeordneter Bedeutung. Mit Kenntnis der Materialdaten kann einerseits die resonante Dicke der ebenen Plattenanteile mit etwa 2,4 mm bestimmt sowie andererseits anhand der vorgegebenen Vorderseitenform die nach geometrischer Optik optimale Rückseitenform berechnet werden. In den Abbildungen 7.12 sind die HFSS[™]-Simulationsergebnisse dieser rückseitenformoptimierten Stegstruktur dargestellt. In der Darstellung der normierten Feldverteilung zeigt sich, dass die ebenen Phasenfronten bei senkrechtem Welleneinfall nach Durchgang durch die strukturierte Platte nahezu erhalten bleiben.

Winkelmessung mit realem Sensor

Die mittels Stereolithographie hergestellte Probeplatte wurde auf dem Prüfstand mit dem LRR2 der Firma Bosch vermessen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 7.13



(a) Betrag des E-Feldes

(b) Normiertes E-Feld (Phasenfronten)

Abb. 7.12: Senkrechter Einfall einer ebenen Welle auf eine Platte mit periodischer Kontur des A6 S-line Serienstegs und strahlenoptisch optimierter Rückseitenform

als Abweichung des Messwinkels zum Sollwinkel dargestellt. Die blau eingezeichnete Kennlinie stellt wiederum die Referenzmessung ohne Abdeckung dar und die rote repräsentiert die Probe mit dem Seriensteg. Im Vergleich zu den Ergebnissen der zuvor betrachteten Radius-Stegstrukturen zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Der Betrag der maximalen Abweichung vom Sollwert ist in einem Winkelbereich von $\pm 6^\circ$ nur unwesentlich höher als $0,5^\circ$. Im gesamten Messbereich tritt der maximale Winkelfehler in Höhe von $-1,2^\circ$ bei einer Winkelposition von -7° auf. Wie bereits bei den Messungen der Radiusstege erwähnt, ist ein solcher Fehler im Winkelaußenbereich als weniger kritisch anzusehen. Insgesamt können die auftretenden Abweichungen von der blauen Referenzkurve durchaus als tolerierbar gewertet werden. Der RMSE liegt bei den Prüfstandmessungen für Winkel von $|\phi| \leq 5^\circ$ bei $0,22^\circ$ bzw. bei $0,42^\circ$ für $|\phi| \leq 8^\circ$. Diese Ergebnisse stimmen mit den Ergebnissen der kreisförmigen Strukturen überein.

Neben den Messungen auf dem Radarprüfstand wurden auch Messungen mit Serienfahrzeugen auf dem Prüfgelände der Audi AG in Neustadt durchgeführt. Um definierte Messbedingungen zu erhalten, wurde auf einer Asphaltfreifläche ein Tripelspiegel mit einem Radarrückstreuquerschnitt von 25 m^2 aufgestellt. Das Radarziel wurde etwa 10 cm über dem Asphalt positioniert. Die Testfahrt beginnt mit einer Annäherung außerhalb der Radarreichweite auf das Ziel. Bei beginnender Detektion wurden bei einer Geschwindigkeit von etwa 10 km/h eine Schlangenlinienfahrt mit abwechselnden Links- und Rechtskurven ausgeführt. Das Messzenario ist schematisch in Abbildung 7.14 dargestellt. Als Testfahrzeug kam ein Audi A6 mit Seriensensor LRR2 der Firma Bosch zum Einsatz. Das stereolitografisch hergestellte Radom wurde mit senkrechter Ausrichtung der mittig aufgebrachten Strukturierung gerade vor dem Radarsensor befestigt. Als Positionsreferenz diente ein hochgenaues System aus DGPS² und Inertialsensorik mit einer Genauigkeit im Zentimeterbereich. Abbildung 7.15 zeigt die Objektdaten des Radarsensors und die zugehörigen Daten des Referenzsystems einer Messfahrt. Im oberen Diagramm ist der vom Sensor gemessene Winkel und im unteren die Zielentfernung

²Differential Global Positioning System

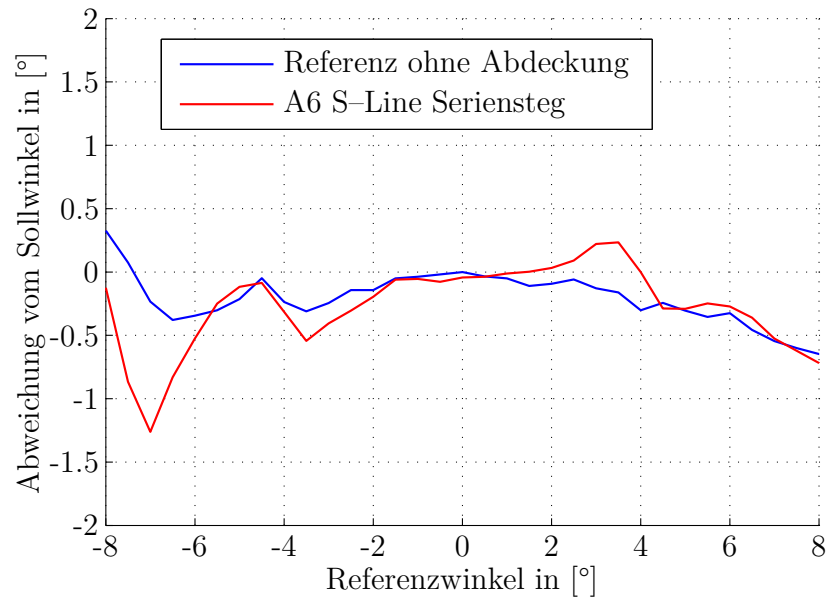


Abb. 7.13: Gemessene Abweichung vom Sollwinkel eines LRR2-Sensors bei einem Radom mit strahlenoptisch optimierter Rückseitenform

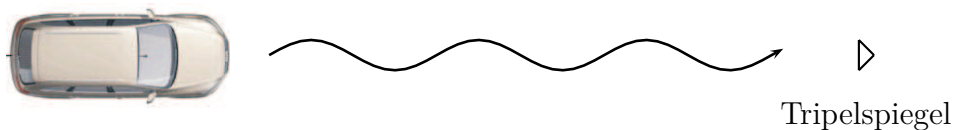
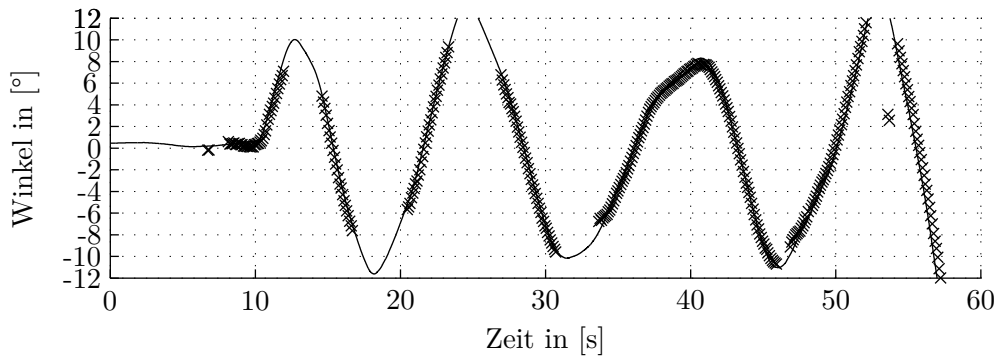
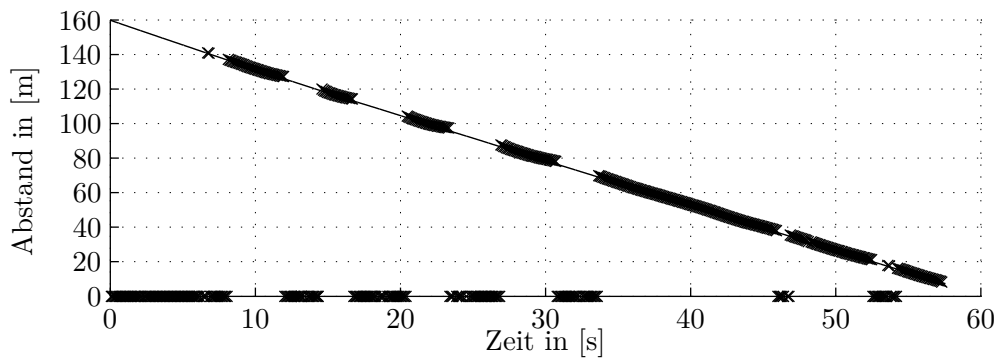


Abb. 7.14: Messszenario einer Kurvenfahrt auf ein statisches Ziel zu

dargestellt. Die Messungen des Referenzsystems sind als durchgezogene Linie eingezeichnet und die Messwerte des LRR2 Systems als Kreuze. Diese Sensordaten weisen bei großen Winkeln einige Lücken auf, in denen das Ziel außerhalb des Messbereichs des Radars liegt. Bei Entfernungen größer als 100 m liegt der Messbereich des Sensors bei den vom Hersteller spezifizierten $\pm 8^\circ$, bei kleineren Entfernungen mit etwa $\pm 10^\circ$ etwas darüber. Abgesehen von zwei Ausreißern liegt über die gesamte Messstrecke eine gute Übereinstimmung von Winkel und Entfernung mit dem Referenzsystem vor. Als Maß für die Übereinstimmung der Werte und damit für die Messgüte wird wiederum die Wurzel des mittleren quadratischen Winkelmessfehlers (RSME) berechnet. Aufgrund der abnehmenden Messgenauigkeit in Zielnähe und im Winkelaußenbereich wurden, zur besseren Vergleichbarkeit unterschiedlicher Messfahrten, nur Messwerte mit Entfernungen von größer als 40 m und Winkel von kleiner als 5° berücksichtigt. In Zielnähe ergeben sich große Winkeländerungen pro Zeiteinheit und damit eine reduzierte Genauigkeit, die stark von der jeweiligen Messfahrt abhängt. Für die Wurzel des mittleren quadratischen Winkelmessfehlers ergibt sich ein Wert von etwa $0,2^\circ$. Dieser Wert liegt in guter Übereinstimmung mit ähnlichen Messungen, die bei ungedecktem Sensor durchgeführt wurden. Die Ergebnisse der Fahrversuche bestätigen



(a) LRR2 Winkel



(b) LRR2 Abstand

Abb. 7.15: LRR2 Sensordaten (Kreuze) und DGPS-Referenzdaten (durchgezogene Linie) einer Kurvenfahrt

die Wirksamkeit der Kompensationsmethode, die sich bereits bei Messungen auf dem Prüfstand gezeigt hat. Durch die theoretischen und experimentellen Untersuchungen wurde dargelegt, dass durch entsprechende Rückseitenformgestaltung erhabene vertikale Strukturen auf einem einschichtigen Radom eines Weitbereichsradars möglich sind.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden automobiler Radome hinsichtlich ihres Einflusses auf Radareigenschaften theoretisch und experimentell untersucht und auf maximale optische Designfreiheit hin optimiert. Bei heutigen Abdeckungen von 77 GHz-Fernbereichsradaren unterliegt man systembedingt Einschränkungen bezüglich deren formlichen und farblichen Gestaltungselementen. Es wurden theoretische Grundlagen zur Modellierung der Ausbreitung von Millimeterwellen in Radomen entwickelt und für die Simulation erforderliche Modellparameter, wie die relative komplexe Permittivität, durch einen im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten, quasioptischen Freiraummessplatz bestimmt. Anhand der Erkenntnisse, die sich aus diesen theoretischen Untersuchungen ableiten lassen, wurden Maßnahmen entwickelt, die eine Kompensation wichtiger Gestaltungselemente, wie Steg- bzw. Lamellenstrukturen sowie metallhaltige Lackfarben, ermöglichen und damit eine höhere Gestaltungsfreiheit für das Design bei der Integration von Radarsensoren zulassen.

Die theoretische Grundlage für die Analyse und Optimierung von Radomen stellt die Beschreibung der Strahlausbreitung von automobilen Radarsensoren mittels Gaußscher Strahlenoptik dar. Bei bekannter Strahlform lässt sich damit auf einfache Weise unter Berücksichtigung von wenigen charakteristischen Parametern die Feldverteilung in der Nähe der Sensorapertur und damit am Ort des Radoms berechnen. Mit diesen Informationen ergeben sich grundlegende Designvorschriften, wie z. B. für die erforderliche Mindestgröße von Radomen, welche anhand der Intensitätsverteilung der Einzelkeulen bestimmt werden kann. Durch Anwendung des Modells auf einen kommerziellen, aktuell bei der Audi AG eingesetzten Bosch-Weitbereichsradarsensor der 2. Generation lässt sich zeigen, dass die Annahme von ebenen Phasenfronten im Einbaubereich der Radarabdeckungen in guter Näherung erfüllt wird. Diese Voraussetzung erlaubt es, ebene, planparallele dielektrische Schichtstrukturen mit Hilfe der Leitungstheorie geschlossen analytisch zu beschreiben.

Um die Beeinflussung der Mikrowellenausbreitung durch automobiler Radome anhand von Modellen beschreiben zu können, ist die Kenntnis der elektrischen und magnetischen Materialparameter der Trägermaterialien und Beschichtungen erforderlich. Aufgrund der oftmals fehlenden Angaben dieser Parameter wurde im Rahmen dieser Arbeit ein nichtdestruktiver Freiraummessplatz zur Bestimmung der komplexen Permittivität aufgebaut. Der quasioptische Freiraummessplatz erlaubt die skalare Bestimmung von Transmissionskoeffizienten planparalleler Proben für den Frequenzbereich von 65 bis 90 GHz in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Anhand der Messdaten kann mit Hilfe der Ausgleichsrechnung die komplexe relative Permittivität der Probenmaterialien ge-

8 Zusammenfassung

geschätzt werden. Im Vergleich zu Literaturdaten konnte für Kunststoffproben eine Abweichung des Realteils der Permittivität von kleiner als 0,5 % und des Verlustwinkels von kleiner als 10^{-3} erreicht werden. Voraussetzung für diese geringen Messfehler ist eine hohe Oberflächengüte der Proben sowie eine ausreichend große Probendicke von einigen Wellenlängen im Medium. Die Schichtdicke von Lackierungen liegt jedoch im Bereich von Mikrometern und damit bei einem Bruchteil einer Wellenlänge. Zur Charakterisierung solch dünner Schichten wurde daher der Messplatz als breitbandiger Reflexionsmessplatz realisiert, der es erlaubt, die Verschiebung der Resonanzfrequenz durch eine Beschichtung auf einer resonant ausgelegten Trägerplatte präzise zu bestimmen. Als dominierende Fehlerquelle erweist sich die mechanische Bestimmung der Lackschichtdicke, die mikroskopisch anhand eines Schlibbildes ermittelt wurde. Dadurch ergibt sich ein Messfehler bei der Bestimmung des Realteils der komplexen Permittivität von Lacken in Höhe von bis zu 10 %. Die relative Permittivität von unterschiedlichen Primern, Basislacken und Klarlacken wurde messtechnisch bestimmt. Dabei wurde festgestellt, dass sich aufgrund der Grenzflächenpolarisation von Metallpartikeln in Effekt-Basislacken (v. a. bei Metallic-Optik) äußerst hohe relative Permittivitätswerte von über 50 ergeben können.

Im Frequenzbereich von 76 bis 77 GHz führen diese hohen Permittivitätswerte bereits bei Einfachlackierungen mit gebräuchlichen Schichtdicken zu Reflexionen, die oftmals nicht tolerierbar sind. Mit Hilfe der Leitungstheorie lässt sich eine Kunststoffträger-schicht, die mit einer hochpermittiven Lackschicht beaufschlagt ist, auf ein fehlangepasstes Leitungsnetzwerk zurückführen. Mit der Methode „optimale Trägerschichtdicke“, des „ $\lambda/4$ -Transformators“, der „symmetrischen Lackierung“ und der „induktiven Gitterstruktur“ wurden vier unterschiedliche Konzepte entwickelt, analysiert und diskutiert, die es ermöglichen, lackbedingte Reflexionen zu reduzieren bzw. bei den drei letztgenannten unter idealisierten, verlustfreien Bedingungen gänzlich zu eliminieren. Als besonders geeignet hat sich die Methode der „induktiven Gitterstruktur“ erwiesen, bei der eine Lackschicht, die sich unter leitungstheoretischen Gesichtspunkten ähnlich einer Kapazität verhält, durch induktive periodische Leiterstreifen kompensiert wird. Eine prototypische Realisierung dieser Kompensation hat eine Verbesserung der effektiven Zweiwege-Dämpfung von 3,8 dB bei einer in silber-metallic lackierten Kunststoffplatte auf 1,4 dB ergeben. Bei der Audi AG wird für automobiler Radome eine maximale effektive Zweiwege-Dämpfung von 3 dB gefordert, was in einem Frequenzbereich von etwa 8,1 GHz erfüllt ist. Damit wird die maximal zulässige Bandbreite von einem GHz für Weitbereichsradarsysteme bei Weitem überschritten und eine robuste Umsetzung bezüglich Parameterschwankungen im Herstellungsprozess erreicht. Bei Messfahrten konnte durch Anwendung der Kompensation die Erstdetektionsreichweite eines statischen Radarziels von 83 % auf 95,5 % der Erstdetektionsreichweite des ungedeckten Radarsensors erhöht werden. Bei der herstellungstechnischen Umsetzung der Methode genügt es, auf der nichtlackierten Rückseite des Radoms periodische Leiterstreifen aufzubringen, welche zusätzlich eine oftmals ohnehin notwendige Radomheizung ersetzen können. Eine Anpassung der Trägerschichtdicke auf die zu kompensierende Lackschicht ist dabei nicht erforderlich. Es genügt, die Breite der Leiterstreifen zu variieren.

Neben der Untersuchung von ebenen Radomen wurde auch der Einfluss von erhabenen dargestellten Stegstrukturen auf Radomen untersucht. Typische Größen dieser aus Designgründen auf dem Radom fortgesetzten Steg- oder Rippenstrukturen liegen mit einigen Millimetern im Bereich der Wellenlänge, was eine Vollwellenanalyse notwendig macht. Als besonders kritisch erweisen sich Strukturen mit vertikal orientierten Anteilen: Dadurch wird die Richtcharakteristik der Einzelkeulen in der Azimuthebene verzerrt, und es entstehen mitunter sehr gravierende, systematische Fehler in der Winkelschätzung. Anhand von numerischen Feldsimulationen konnte die Verzerrung der Wellenfronten analysiert werden. Ungeachtet der im Vergleich zur Wellenlänge kleinen Strukturen besteht eine beträchtliche Ausprägung von strahlenoptischen Effekten, wie Fokussierung an kreisförmigen Strukturen. Aufbauend auf die Gesetze der geometrischen Optik wurde ein Verfahren zur Berechnung einer optimalen Rückseitenform entwickelt. Mit Hilfe von Simulationen konnte aufgezeigt werden, dass sich die Verzerrungen der Wellenfronten und damit auch die Degradationen der Strahlungscharakteristiken durch diese Kompensation reduzieren bzw. sogar weitgehend minimieren lassen. Durch Messungen auf einem Radarprüfstand konnte anhand von prototypisch hergestellten rückseitenkompensierten strukturierten Radomen eine signifikante Verringerung der systematischen Winkelmessfehler gegenüber einer entsprechenden nicht optimierten Probe nachgewiesen werden. Es wurden sowohl verschieden große halb-kreisförmige Strukturen als auch Strukturformen von aktuellen Serienstegen untersucht. Abschließend wurde die Wirksamkeit der Kompensationsmethode mit einem aktuellen Serienfahrzeug durch die Analyse von Kurvenfahrten bestätigt.

Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten Designvorschriften und Kompensationsmethoden wurden im Hinblick auf automobiler Weitbereichsradarsensoren zwischen 76 und 77 GHz entwickelt und analysiert. Die experimentellen Untersuchungen wurden ebenfalls mit einem aktuellen Seriensensor für Weitbereichsanwendungen durchgeführt. Prinzipiell lassen sich die Methoden auf beliebige andere Radarsensoren im Millimeterwellenbereich übertragen, sofern die Voraussetzung für die Gültigkeit der Modelle erfüllt ist. Die Verfahren basieren auf der Annahme einer ebenen Welle am Ort des Radoms. Die Entwicklung zukünftiger automobiler Radarsensoren zielt auf immer höhere Reichweiten und größere Winkelbereiche ab. Ein größerer Winkelbereich ist oftmals mit der Verwendung von breiteren Strahlkeulen verbunden. Damit kann es notwendig werden, die Phasenkrümmungen am Ort des Radoms zu berücksichtigen und damit die vorgestellten Methoden anzupassen. Prinzipbedingt sind die in dieser Arbeit vorgestellten Kompensationsmethoden auf einen gewissen Winkelbereich begrenzt, was in Zukunft zu Schwierigkeiten führen kann. Neben dem größeren Sichtbereich werden auch immer größere Frequenzbandbreiten realisiert, um den Anforderungen der maschinellen Wahrnehmung nach steigender Auflösung nachzukommen.

Die in dieser Arbeit entwickelten Lackkompensationsverfahren weisen jedoch prinzipbedingt eine Beschränkung der Frequenzbandbreite auf. Insbesondere für die ab 2013

8 Zusammenfassung

geplanten Nahbereichsradarsensoren im 77 bis 81 GHz Bereich sind die gleichen Methoden denkbar, jedoch steigen die Anforderungen an die Kompensation durch die zulässige Frequenzbandbreite von 4 GHz. Aufgrund der relativ großen Anzahl an Nahbereichsradarsensoren in heutigen Oberklassefahrzeugen ist eine Integration hinter in Wagenfarbe lackierten Kunststoffflächen unverzichtbar und wird wohl auch in Zukunft unverzichtbar bleiben. Die Methode der induktiven Lackkompensation beruht auf dem Prinzip eines Schwingkreises erster Ordnung. Neben der Güte des Schwingkreises wird die Frequenzbandbreite maßgeblich von der Dicke der Trägerschicht, welche zwischen der zu kompensierenden Lackstruktur und der aufgetragenen Gitterstruktur liegt, bestimmt. Genügen die damit erzielbaren Frequenzbandbreiten nicht, ist es notwendig, elektrisch dünnere Kunststoffträgerschichten oder einen mehrschichtigen Aufbau von Kompensationsstrukturen zu realisieren. Durch den weit aufwändigeren Herstellungsprozess mehrschichtiger Strukturen würden sich die Kosten signifikant erhöhen.

Literaturverzeichnis

- [AKJ06] ARAGE, A. ; KUEHNLE, G. ; JAKOBY, R.: Measurement of Wet Antenna Effects on Millimetre Wave Propagation. In: *Proceedings of the IEEE Conference on Radar*, 2006, S. 5 ff.
- [Ben07] BENKNER, T.: *Grundlagen des Mobilfunks*. Wilburgstetten : J. Schlembach Fachverlag, 2007
- [BS07] BRAESS, H.-H. (Hrsg.) ; SEIFERT, U. (Hrsg.): *Vieweg Handbuch Kraftfahrzeugtechnik*. 5. Aufl. Wiesbaden : Vieweg & Sohn Verlag, 2007
- [Bun04] *Vfg 59/2004, Allgemeinzuteilung von Frequenzen für die Benutzung durch die Allgemeinheit für Kraftfahrzeug- Kurzstreckenradar im Frequenzbereich 77 — 81 GHz*. 2004
- [Bun05] *Vfg 40/2005, Allgemeinzuteilung von Frequenzen für die Benutzung durch die Allgemeinheit für Kraftfahrzeug-Kurzstreckenradare im Frequenzbereich 21,65 – 26,65 GHz, Bundesnetzagentur*. 2005
- [Cap69] CAPON, J.: High-Resolution Frequency-Wavenumber Spectrum Analysis. In: *Proceedings of the IEEE* 57 (1969), August, Nr. 8, S. 1408–1418
- [CO07] CHRIST, J. ; OEHLER, U.: Pattern Degradation of Antennas caused by Covers. In: *Conference Proceedings of 2nd International ITG Conference on Antennas*, 2007, S. 129–133
- [Dai98] DAIMLERCHRYSLER AG: *Verfahren zur Herstellung eines Radoms für ein Abstandswarnradar*. 02.05.1998. – Deutsches Patent DE 19818701
- [ECC04] *ECC/DEC/(04)03: ECC Decision of 19 March 2004 on the frequency band 77 – 81 GHz to be designated for the use of Automotive Short Range Radars*. 2004
- [ECC05] *ECC/DEC/(04)10: ECC Decision of 12 November 2004 on the frequency bands to be designated for the temporary introduction of Automotive Short Range Radars (SRR)*. 2005
- [FB97] FRIEDSAM, G. ; BIEBL, E. M.: Precision free-space measurements of complex permittivity of polymers in the W-band. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest* Bd. 3, 1997, S. 1351–1354

Literaturverzeichnis

- [For08] FORSCHUNGSGESELLSCHAFT FÜR STRASSEN- UND VERKEHRSWESSEN (Hrsg.): *Richtlinien für die Anlage von Autobahnen (RAA)*. FGSV Verlag GmbH, 2008
- [Fri98] FRIEDSAM, G.: *Bestimmung der komplexen Permittivität und Permeabilität im Millimeterwellenbereich*, Lehrstuhl der Hochfrequenztechnik der Technischen Universität München, Diss., 1998
- [GLW07] GUPTA, M. ; LEONG, E. W. W. ; WONG, W. L.: *Microwaves and Metals*. John Wiley & Sons, Singapur, 2007
- [Gol98] GOLDSMITH, P. F.: *Quasioptical Systems*. Hoes Lane : IEEE Press, 1998
- [Grä94] GRÄNICHER, W. H. H.: *Messung beendet – was nun?* vdf Hochschulverlag AG an der ETH Zürich und B. G. Teubner, Stuttgart, 1994
- [GS02] GOLDSCHMIDT, A. ; STREITBERGER, H.-J.: *BASF-Handbuch Lackiertechnik*. Hannover : Vincentz Verlag, 2002
- [Hec05] HECHT, E.: *Optik*. München, Wien, Oldenburg : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005
- [Hel05] HELLA KGAA HUECK & CO: *Radom und Verfahren zum Herstellen eines solchen*. 01.04.2005. – Deutsches Patent DE 102005015323
- [HFL08] HOETZER, D. ; FREUNDT, D. ; LUCAS, B.: Automotive Radar and Vision Systems – Ready for the Mass Volume Market. In: *Vehicle Dynamics Expo*, 2008
- [K⁺04] KOST, F. u. a. ; ROBERT BOSCH GMBH (Hrsg.): *Sicherheits- und Komfortsysteme*. 3. Auflage. Wiesbaden : Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, 2004
- [KE93] KLEINHEMPEL, W. ; ELTERICH, A.: Radarrückstreuquerschnittsmessungen von Fahrzeugen bei Mehrwegeausbreitung. Neubiberg, 1993
- [KL66] KOGELNIK, H. ; LI, T.: Laser Beams and Resonators. In: *Appl. Opt.* 5 (1966), S. 1550–1567
- [Kla00] KLAUSING, H.: *Radar mit realer und synthetischer Apertur*. München, Wien, Oldenburg : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2000
- [LHM91a] LIEBE, H. J. ; HUFFORD, G. A. ; MANABE, T.: A Model for the Complex Permittivity of Ice at Frequencies below 1THz. In: *International Journal of Infrared and Milimeter Waves* 12 (1991), Juli, Nr. 7, S. 659–675
- [LHM91b] LIEBE, H. J. ; HUFFORD, G. A. ; MANABE, T.: A Model for the Complex Permittivity of Water at Frequencies below 1THz. In: *International Journal of Infrared and Milimeter Waves* 12 (1991), Juli, Nr. 7, S. 659–675

- [Mar51] MARCUVITZ, N.: *Waveguide Handbook*. McGraw–Hill, New York, 1951
- [Med65] MEDHURST, R.: Rainfall Attenuation of Centimeter Waves: Comparison of Theory and Measurement. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 13 (1965), Juli, Nr. 4, S. 550–564
- [Mei61] MEINKE, H. H.: *Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen*. Springer Verlag, Berlin / Göttingen / Heidelberg, 1961
- [Mes06] MESOW, L.: *Multisensorielle Datensimulation im Fahrzeugumfeld für die Bewertung von Sensorfusionsalgorithmen.*, Technischen Universität Chemnitz, Diss., 2006
- [MF19] MARCONI, G. ; FRANKLIN, C. S.: *Reflector for use in Wireless Telegraphy and Telephony*. 26.02.1919. – United States Patent 279410
- [MG⁺92] MEINKE ; GUNDLACH u. a. ; LANGE, K. (Hrsg.) ; LÖCHER, K.-H. (Hrsg.): *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. 5. Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer Verlag, 1992
- [MS05] MAURER, M. (Hrsg.) ; STILLER, Ch. (Hrsg.): *Fahrerassistenzsysteme mit maschineller Wahrnehmung*. Berlin, Heidelberg : Springer, 2005. – ISBN 978–3–540–23296–4
- [Mun00] MUNK, B. A.: *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. 1. Auflage. John Wiley & Sons, New York, 2000
- [Nem90] NEMOTO, S.: Nonparaxial Gaussian beams. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), S. 1940–1946
- [Nie08] NIERMEIER, W.: *Ausgleichsrechnung*. 2. Auflage. Walter de Gruyter, Berlin, 2008
- [PB08a] PFEIFFER, F. ; BIEBL, E. M.: Determination of Complex Permittivity of LRR Radome Materials Using a Scalar Quasi-Optical Measurement System. In: *12th International Forum on Advanced Microsystems for Automotive Applications*. Berlin, März 2008, S. 205–209
- [PB08b] PFEIFFER, F. ; BIEBL, E. M.: Determination of Complex Permittivity Using a Scalar Quasi-Optical Measurement System in the E-Band. In: *Conference Proceeding of German Microwave Conference*. Hamburg, März 2008, S. 225–227
- [PB09] PFEIFFER, F. ; BIEBL, E. M.: Inductive Compensation of High Permittivity Coatings on Automobile Long Range Radar Radomes. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 57 (2009), November, Nr. 11, S. 2627–2632

Literaturverzeichnis

- [Poz05] POZAR, D. M.: *Microwave Engineering*. 3. Auflage. John Wiley & Sohns, New York, 2005
- [Rul88] RULF, B.: Transmission of Microwave Through Layered Dielectrics – Theory, Experiment, and Application. In: *American Journal of Physics* 56 (1988), S. 76–80
- [Rus03] RUSSEK, P.: *Electromagnetics, Microwave Circuit, and Antenna Design for Communications Engineering*. Artech House, 2003
- [SBW08] SCHULER, K. ; BECKER, D. ; WIESBECK, W.: Extraction of Virtual Scattering Centers of Vehicles by Ray-Tracing Simulations. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 56 (2008), Nr. 11, S. 3543–3551
- [Sch05] SCHNEIDER, M.: Automotive Radar – Status and Trends. In: *Conference Proceeding of German Microwave Conference*, 2005, S. 144–147
- [SK06] SCHWARZ, H. R. ; KLÖCKLER, N.: *Numerische Mathematik*. 6. Auflage. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2006
- [Sko89] Kapitel 11. In: SKOLNIK, M. I.: *Radar Handbook*. 2. Auflage. McGraw Hill, 1989
- [SS07] SCHINDLER, V. (Hrsg.) ; SIEVERS, I. (Hrsg.): *Forschung für das Auto von morgen: Aus Tradition entsteht Zukunft*. Berlin, Heidelberg : Springer, 2007
- [SSK07] SCHNEIDER, R. ; STROHM, K. M. ; KIRN, M.: Automotive High Frequency Electronics KOKON: Overview and Results. In: *Workshop Contribution of European Microwave Week*. München, 2007
- [Weh94] WEHNER, D. R.: *High Resolution Radar*. 2. Auflage. Norwood : Artech House, Inc., 1994
- [Wen05] WENGER, J.: Automotive Radar – Status and Perspectives. In: *Conference Proceedings of Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium* Bd. 29. Palm Springs, Oktober 2005, S. 21–24
- [Whe42] WHEELER, H.A.: Formulas for the Skin Effect. In: *Proceedings of the IRE* 30 (1942), September, Nr. 9, S. 412–424
- [Win03] WINNER, H.: Die lange Entwicklung von ACC. In: *Fahrerassistenz-Workshop* (2003), September, S. 1–4