

Reflexionsfreier Abschluss eines dielektrischen Wellenleiters

Daniel Maaßen, Kilian Köhler, und Bastian Bandlow

Zusammenfassung—In dieser Arbeit sollen mögliche Lösungen zur Realisierung eines 3-Lagen dielektrischen Abschlusses im THz-Band dargestellt werden. Als Simulationsumgebung dient CST-Microwave-Studio.

I. EINLEITUNG

EBENE dielektrische Wellenleiter bestehen aus einem dielektrischen Kernmaterial, das von zwei Mantelmedien mit kleineren Brechungsindizes umgeben ist. Die Welle wird durch innere Totalreflexionen an der Trennschicht zwischen Mantel und Substrat durch den Kern geführt.

In dem hier untersuchten Fall wird der Mantel durch eine je 30nm dicke ZnMgSe-Schicht mit einer relativen Permittivität $\epsilon_r=8.9$ realisiert. Der Kern besteht aus ZnSe mit einer relativen Permittivität $\epsilon_r=9.02$ [1]. Ziel dieser Arbeit ist die Konstruktion eines reflexionsarmen Wellenleiterabschlusses, der die zum Eingang reflektierte Energie ohne die Verwendung anderer als der oben genannten, als verlustlos betrachteten Materialien, bestmöglich reduziert. Sowohl der Wellenleiter als auch der Abschluss werden für eine Übertragung im Frequenzbereich von 650 THz bis 680 THz ausgelegt.

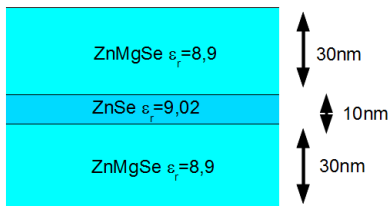


Abbildung 1. Aufbau des optischen Wellenleiters.

II. WELLENLEITER

A. Modellierung des längshomogenen Wellenleiters

Der Wellenleiter wird in CST Microwave Studio [2] nachgebildet und ein anregendes Wellenleitertor an der Grenzschicht generiert. Im ersten Schritt der Analyse wird dieses Tor auf die Plausibilität seiner Feldverteilung hin untersucht um die Auflösung des Rechengitters so grob wie möglich und so fein wie nötig zu gestalten. Für alle Simulationen wird ein Verhältnis der Wellenlänge zur Gitterzellenweite von mindestens 15 gewählt. Im Bereich des vergleichsweise dünnen Kerns wird die Auflösung lokal erhöht. In den nachfolgenden

Die Autoren sind Studenten am Fachgebiet Theoretische Elektrotechnik, Institut Hochfrequenz- und Halbleiter-Systemtechnologien, Fakultät IV, TU-Berlin, Germany. <http://www.tet.tu-berlin.de>

Untersuchungen ist die xy -Ebene des kartesischen Koordinatensystems als Draufsicht auf den Wellenleiter zu verstehen, wobei die x -Richtung der Ausbreitungsrichtung der Welle entspricht. Die z -Richtung ist dementsprechend die Vertikale der Struktur.

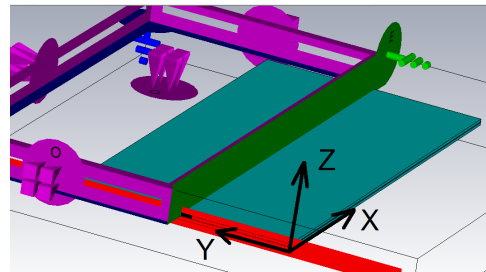


Abbildung 2. Randbedingungen und Symmetrieebenen des längshomogenen Wellenleiters.

Die verbleibenden Randbedingungen werden offen gewählt, was in CST durch eine PML¹-Randbedingung modelliert werden kann. Die Ausrichtung und Intensität der Feldkomponenten des Grundmodes definieren diesen als Hybrid-Mode mit sowohl elektrischen als auch magnetischen Komponenten in Ausbreitungsrichtung. Um in den nachfolgenden Simulationen die Größe des Rechenggebietes zu minimieren können Symmetrieebenen die Anzahl der Unbekannten reduzieren und dadurch den Aufwand der Lösung verringern. In unserem Falle wird, wie in Abb. 2 dargestellt, die xz -Ebene durch $\vec{E}_{tan} = 0$ und die xy -Ebene durch $\vec{H}_{tan} = 0$ vereinfacht.

B. Ausbreitungsfähige Moden

Zur Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften des dielektrischen Wellenleiters wird das Dispersionsdiagramm berechnet. Die Grenzwellenlänge λ_g ist für jede Mode unterschiedlich. Die Symmetrieebenen werden zur Bestimmung des Dispersionsdiagrammes ausgeschaltet, da sonst Moden unterdrückt werden, deren Feldverteilung nicht den Symmetriebedingungen entspricht. Wie in Abb. 3 dargestellt, ist für die oben beschriebene Struktur eine Modenausbreitung bis zur 24. Ordnung berechnet worden.

Die schwarzen gestrichelten Linien in Abb. 3 stehen für die Dispersionseigenschaften von Wellenleitermoden, deren Feldverteilung im Kern maximal ist, wie in Abb. 4 a) gezeigt ist. Die grünen Linien im betrachteten Frequenzbereich gehören zu Moden, deren Feldverteilung aufgrund der transversalen Randbedingungen primär außerhalb des dielektrischen Wellenleiters existiert (vgl. Abb. 4b). Im roten Übergangsbereich

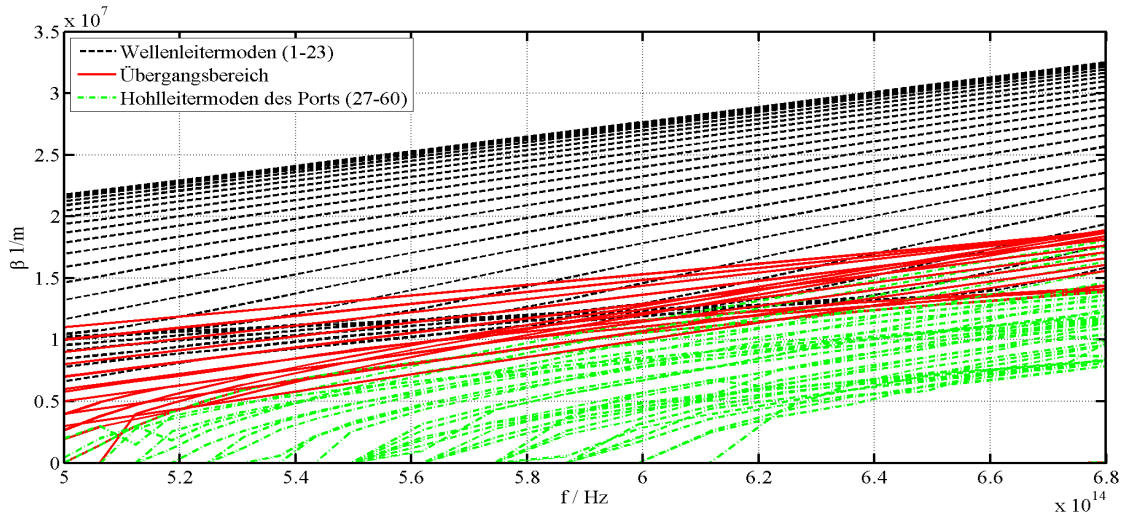


Abbildung 3. Dispersionsdiagramm des längshomogenen Wellenleiters ohne Symmetrieebenen.

befinden sich Moden, die weder ausschließlich im Wellenleiter noch ausschließlich im Außenraum geführt werden [3].

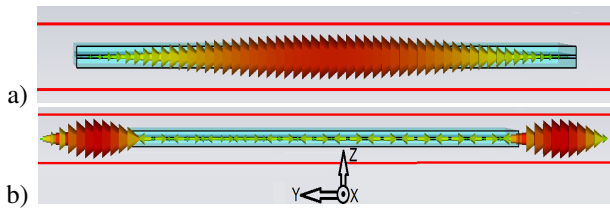


Abbildung 4. a) Ausbreitungsfähiger Grundmode innerhalb des Wellenleiters. b) Ausbreitungsfähiger Mode mit maximaler Feldverteilung auß erhalb des Wellenleiters.

III. LÖSUNGSANSÄTZE

Moden höherer Ordnung dringen tiefer in die Deck- bzw. Substratschicht ein und werden effektiv geringer in der Kernschicht geführt. Der Brechungsindex des Mantels ist geringer als der des Kerns, weshalb mit zunehmender Ordnungszahl der Moden der effektive Brechungsindex des Wellenleiters abnimmt. Die Feldverdrängung aus dem Kern führt zu einer intrinsichen Dämpfungszunahme mit steigender Modeordnung [4]. Aufgrund dieser Tatsache betrachten wir bei all unseren Analysen ausschließlich die Reflexionsdämpfung des Grundmodes, die sozusagen den “Worst-Case“ darstellt.

Bei der Ausbreitung in einem Vielmodenwellenleiter verbreitern sich Pulse im Laufe der Zeit, da deren Ausbreitungsgeschwindigkeit modenabhängig ist. Diesen Effekt nennt man Modendispersion [5]. Durch eine entsprechend angepasste Struktur soll nun versucht werden, möglichst breitbandig eine Abstrahlung der Moden zu provozieren. Auf Grundlage der Finiten-Integrations-Technik FIT sollen mit Hilfe der Simulationsumgebung CST Microwave Studio verschiedene Möglichkeiten evaluiert werden.

A. Ansatz: gerade Antenne

Mit der in Abb. 5 a) gezeigten Struktur ist die Abstrahlung der Welle in den Freiraum intendiert, was aus Sicht des

Eingangstores dem Effekt einer Absorption gleichkommt. Die parametrisierte Länge des Wellenleiters wurde nun sukzessive durch eine Optimierungsroutine variiert um die Anpassung des Wellenleiters zu maximieren bzw. den S_{11} -Parameter zu minimieren. Generell ergibt sich für den ersten Mode immer die schlechteste Anpassung, weswegen dieser im weiteren Verlauf als Bezugswert dient. Für diese Simulation wurden Symmetrieebenen in den beiden Raumrichtungen eingezeichnet, die sich nicht verjüngen.

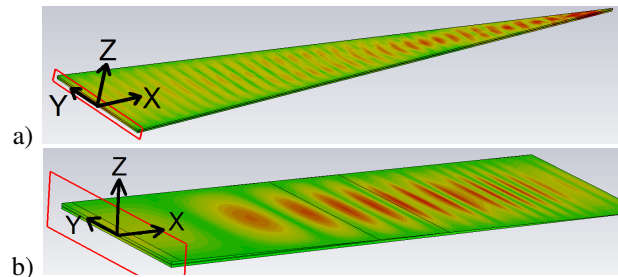


Abbildung 5. Auslaufende dielektrische Struktur der a) horizontal verjüngten Antenne und b) vertikal verjüngten Antenne.

Die Optimierung erbringt eine maximale Anpassung bei einer Antennenlänge von $180 \mu\text{m}$ (8251λ bei 677 THz). Bei dieser Simulation werden bereits 6.4 Millionen Gitterzellen verwendet, was viele Rechner an die Grenzen ihrer Leistungsfähigkeit hinsichtlich der Speicherkapazität bringt.

Alternativ wird in Abb. 5 b) eine vertikale Verjüngung der Struktur simuliert. Der Vorteil liegt dabei in der mit $97 \mu\text{m}$ (682λ bei 677 THz) geringeren Länge der Struktur. In den Streuparametern in Abb. 6 ist eine deutliche Welligkeit der Anpassung des y -Tapers (horizontal verjüngt) im Vergleich zum z -Taper (vertikal verjüngt) feststellbar.

B. Ansatz: Klopfensteintaper

In Abb. 7a) ist die Realisierung der Antenne durch einen Klopfensteintaper gezeigt [6]. Hierfür wird durch ein Matlabskript die Quellimpedanz des einkoppelnden Tores (in

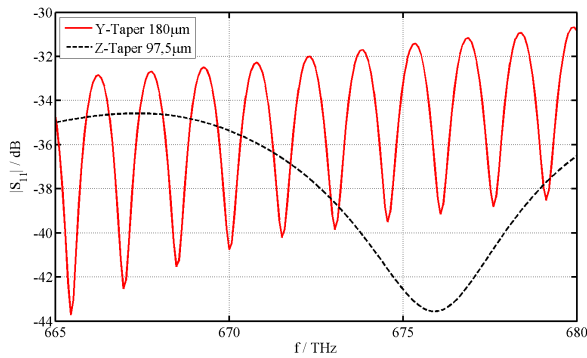


Abbildung 6. Resultate des simulierten Anpassverhaltens der geraden Antenne.

unserem Fall ca. 370Ω) an die Freiraumimpedanz der Umgebung angepasst [7]. Eine hohe Anzahl an räumlichen Stützstellen verbessert dabei eine sprunghafte Impedanztransformation und wirkt sich positiv auf eine geringe Frequenzabhängigkeit der Anpassung aus. So ist auch eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum geraden y -Taper feststellbar. In Abb. 7

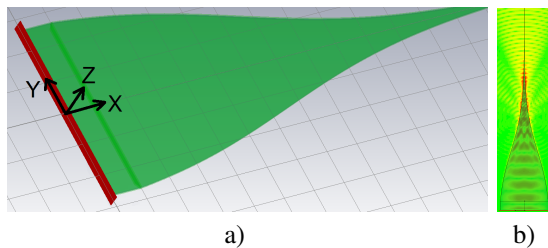


Abbildung 7. a) auslaufende dielektrische Struktur eines Klopfensteintapers b) Abstrahlung Grundmode bei 677 THz.

b) erkennt man deutlich die Abstrahlung der Anordnung im Grundmode bei 677 THz im Bereich der zunehmenden Verjüngung.

C. Ansatz: Wellensumpf

Die bisher vorgestellten Ansätze besitzen den Nachteil, dass eine kontinuierliche Verjüngung der Ausdehnung des Wellenleiters in einer Dimension realisiert werden muss. Fertigungstechnisch ist dies, aufgrund der nur einige Atomlagen messenden Größe der Anordnung, nur schwer realisierbar. Es wäre wünschenswert, dass die Weite des Wellenleiterabschlusses im Bezug auf den Wellenleiterquerschnitt am Einkopplungsort zunimmt.

In der Hochfrequenztechnik wird durch einen Wellensumpf versucht, eine Welle an der Ausbreitung in den Gleichspannungsbereich der Schaltung zu hindern. Dabei kommt es innerhalb dieser Struktur gezielt durch destruktive Überlagerungen von Wellen zu Absorption.

Durch ein Matlabskript, das verschiedene Wellensümpfe anhand von geometrischen Parametern als CAD-Modell erzeugt und als DXF-File automatisch exportiert, konnten in CST verschiedene Berandungsverläufe analysiert werden (vgl. Abb. 8). In Abb. 9 ist deutlich die wellenführende Wirkung der Berandung gegenüber höheren Moden des elektrischen

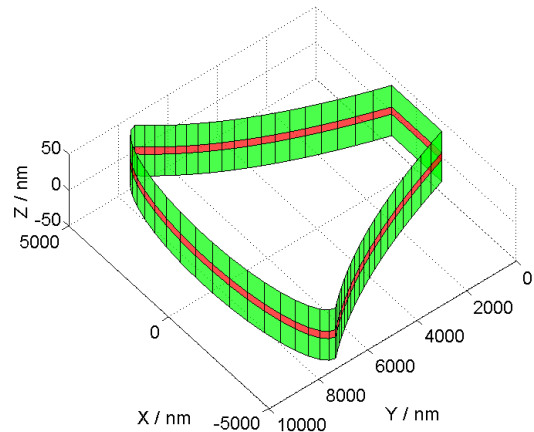


Abbildung 8. Wellensumpf-Ansatz für dielektrische Wellenleiter(nicht Massstabsgetreu).

Feldes zu erkennen. Auch nach insgesamt 45 Iterationen unterschiedlichster geometrischer Parametersätze konnte für diese Struktur keine Anpassung besser als $|S_{11}| \leq -15$ dB erzielt werden.

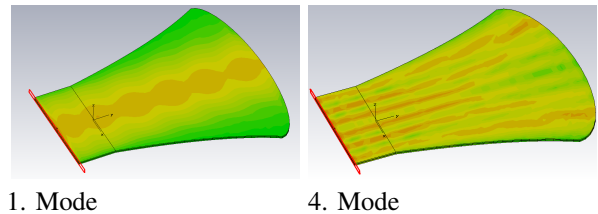


Abbildung 9. Feldausbreitung des Wellensumpfansatzes für Grundmode und vierten Mode bei 677 THz.

D. Verringerung des Brechungsindex durch Einschnitte

Eine Variation des Brechungsindex an der oberen dielektrischen Schicht koppelt selektiv Moden in die Umgebung aus. Dieses Verfahren ist vergleichbar mit der Einkopplung von Licht in einen Wellenleiter durch sog. Gitter. Durch Einschnitte in die Deckschicht des Mantels wird der lokale Brechungsindex verändert wodurch der Wellenvektor der eintreffenden transversalen Welle mit Phasenfaktoren $\frac{2\pi q}{\lambda_z}$ so moduliert wird, dass es zu austretenden Wellen kommt. Auf Grundlage des bisher entwickelten Wellensumpfes sollen nun lokale Einschnitte der Deckschicht einem vertikal verjüngenden Schnitt der Gesamtstruktur gleichkommen.

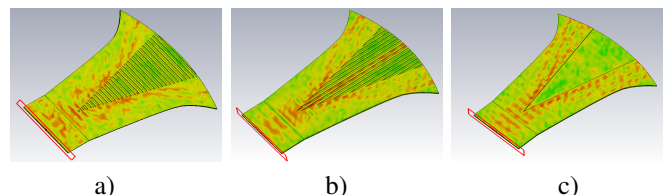


Abbildung 10. Varianten der dielektrischen Modifikation mit a) lokalen Quereinschnitten b) lokalen Längseinschnitten c) einer homogen ungefüllten Deckschicht bei 677 THz.

In Abb. 10 ist der bisher erzeugte, lokal modifizierte Wellensumpf dargestellt. Parallele Einschnitte der Deckschicht entlang der longitudinalen Wellenausbreitung (Abb. 10 b)) haben einen höheren Einfluss auf die Anpassung zur Folge, als Schnitte in Richtung der transversalen Ausbreitung. Letztere bewirken im Besonderen eine modenselektive Anpassung, da die Feldkomponenten einzelner Moden unterschiedlich stark mit den Einkerbungen wechselwirken. In CST können solche Strukturen am besten durch iterierende Schleifen in einem Makro realisiert werden. Hierfür wird in einer Schleife eine geometrische Struktur erzeugt und mit jeder Iteration der Quellvektor verschoben. Am Ende der Strukturierung können die neuen Strukturen von der Grundstruktur subtrahiert werden. Den Reflexionsabschlüssen dieses Ansatzes sind schmalbandig geringe Reflexionen gemein.

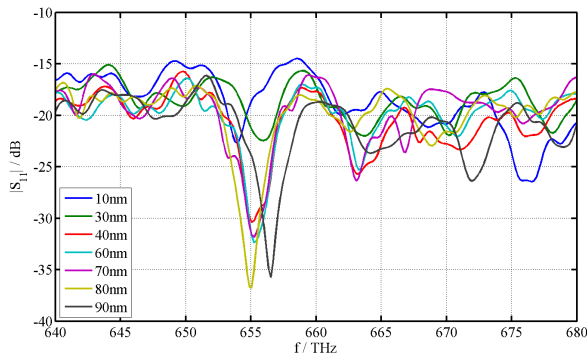


Abbildung 11. Einfluss der Schnittbreite auf den Reflexionskoeffizienten des Wellensumpfes.

In Abb. 11 ist zu erkennen, dass die Schnittbreite keinen nennenswerten Einfluss auf die Resonanzfrequenz der Anordnung hat — wohingegen die Position der Einschnitte die Resonanzfrequenz verschiebt. Nach mehr als 100 Iterationen der Freiheitsgrade (Schnittbreite, Schnittlänge, Position der Schnitte) kann nicht endgültig geklärt werden, wie die Position und Breite der Schnitte mit der Anpassung zusammenhängen.

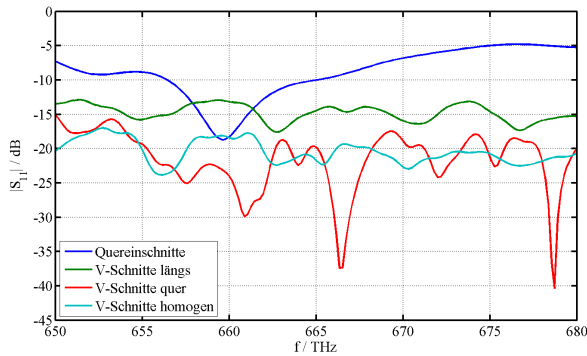


Abbildung 12. Simulationsergebnisse der dielektrischen Modifikationen des Wellensumpfes.

Wobei zu erwähnen ist, dass die homogen ungefüllte Variante der Deckschicht nach Abb. 12 ebenfalls ein gutes Ergebnis liefert.

IV. ERGEBNIS

In Abb. 13 sind die besten Varianten der verschiedenen Ansätze in einem Diagramm abgebildet. Als bestes Ergebnis kann die *z-Antenne* mit einer vertikalen Verjüngung der dielektrischen Schichten angesehen werden. Sie bietet einen nahezu linearen Anpassungsverlauf über das gesamte Ziel-frequenzspektrum von $|S_{11}| \leq -36\text{dB}$ mit einem lokalen Minimum bei der Zielfrequenz von 677 THz.

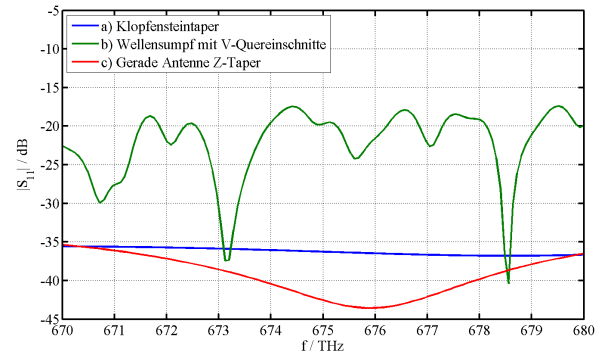


Abbildung 13. Vergleich der Simulationsergebnisse der verschiedenen Ansätze.

Ähnlich gute Eigenschaften können mit dem *Klopfensteintaper* vergleichbarer Länge erreicht werden. Er erzeugt die geringste Welligkeit aller betrachteten Strukturen und transformiert eine Anpassung von $|S_{11}| \leq -35\text{dB}$.

Der zuletzt verfolgte Ansatz einer lokalen dielektrischen Veränderung des *Wellensumpfes* führt frequenzselektiv zu einer maximalen Anpassung von $|S_{11}| \leq -37\text{dB}$ in einem Bereich von ca. 0.1 THz Bandbreite. Vorteilhaft hierbei ist allerdings die geringe Fläche der Anordnung und ihre im Vergleich zur Breite des Wellenleiters größer werdende Ausdehnung.

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit werden drei Varianten zum reflexionsarmen Abschluss dielektrischer Wellenleiter untersucht. Wobei alle-samt die Abstrahlung der Feldkomponenten in den Raum als absorbierende Maßnahme nutzen. Durch die in dieser Arbeit beschriebenen Verfahren kann eine Anpassung eines dielektrischen 3-Schicht-Wellenleiters von $|S_{11}| \leq -35\text{dB}$ erreicht werden.

LITERATUR

- [1] Panfilova, Marina: *Micro- and nanodevices for optoelectronic applications based on II-VI semiconductors*, Dissertation, Universität Paderborn, Fakultät für Naturwissenschaften - Department Physic, 2010
- [2] Computer Simulation Technology, Microwave Studio 2012, Manual
- [3] Petermann, Klaus: *Optische Nachrichtentechnik*, Skriptum zur Vorlesung, TU-Berlin, 2010
- [4] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich: *Grundlagen der Photonik 8. Wellenleiteroptik*, Wiley VCH-Verlag GmbH & Co.KGaA Weinheim, 2008
- [5] Schuhmann, Rolf: *Theoretische Elektrotechnik I und II*, Skriptum zur Vorlesung, TU-Berlin, Oktober 2011
- [6] R.W. Klopfenstein: *A Transmission Line Taper of Improved Design*, IRE, page 31-35, January 1965
- [7] Tucker, Neil: *Stepped and Tapered Impedance Matching Transformers*, Technical Notes, www.activefance.com, RFutils for Matlab, 2002