

Koppler und Funktionsstrukturen für integriert-optische single-mode polymer Wellenleiter

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn
Dipl.-Ing. (FH) Johannes Kremmel, M.Sc.
geboren am 6.3.1983 in Feldkirch/Österreich

Gutachter: Prof. Dr. Stefan Sinzinger, TU Ilmenau
Prof. Dr. Norbert Lindlein, FAU Erlangen-Nürnberg
Prof. Dr. Markus Michler, NTB Buchs

Tag der Einreichung: 5.4.2019

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 4.12.2019

Danke

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Menschen bedanken die diese Arbeit möglich gemacht haben. Ich bedanke mich bei:

- meiner Frau Janine für die Unterstützung, Motivation, Kraft und Geduld in den zurückliegenden Monaten. Auch in schweren Zeiten, wenn mich der Mut verlassen hat, hast du mich unterstützt, an mich geglaubt und mir geholfen mein Ziel zu erreichen.
- meinen Kindern Ben und Pia für ihr ansteckendes Lachen.
- Herrn Prof. Dr. Stefan Sinzinger für die wissenschaftliche Betreuung und Unterstützung bei der Ausarbeitung der Dissertation.
- Prof. Dr. André Bernard und Prof. Dr. Markus Michler für die fachliche und administrative Unterstützung an meinem Arbeitsplatz.
- Dr. Felix Betschon, Dr. Tobias Lamprecht und Nino Crameri, M.Sc. für die gute Zusammenarbeit bei der Diskussion und Verwirklichung meiner Ideen.
- meiner Familie, Freunden und allen, die zur Korrektur und zum Lektorat dieser Arbeit beigetragen haben.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Erweiterung der Funktionalität einer bekannten integriert optischen Polymerwellenleitertechnologie untersucht. Die untersuchten Wellenleiter werden, basierend auf direkt UV-strukturierbaren Polymeren, unter Zuhilfenahme eines Laser-Direkt-Schreibverfahrens (Laser Direct Imaging, LDI) hergestellt. Die dabei gemachten Entwicklungen umfassen einerseits verschiedene Messmethoden zur Charakterisierung von Wellenleitern, andererseits die Realisierung von gekoppelten Wellenleitern zum Aufbau von Richtkopplerstrukturen und in weiterer Folge von aktiven Funktionsstrukturen wie Schalter und Sensoren.

Zur industriellen Fertigung ist die einfache und schnelle Faserkopplung solcher Wellenleiter essenziell. Aus diesem Grund wurde ein Konzept zur passiv ausgerichteten Mehrfach-Faserkopplung entwickelt und umgesetzt. Dabei wurde eine signifikante Verbesserung der Koppeffizienz, im Vergleich zu ähnlichen Konzepten, erreicht. Zur Demonstration der Funktion wurden, basierend auf den zuvor durchgeführten Entwicklungen, thermo-optisch aktivierte integriert-optische Schalter sowie ein integriert-optischer Verschiebungssensor ausgelegt, realisiert und untersucht.

Abstract

In this work developments to extend the functionality of an existing polymer based integrated-optical waveguide technology have been carried out. To fabricate the investigated waveguides, the core structures are written in UV curing polymers using an laser direct imaging process. The developments made in this work include measurement methods to characterize such waveguides, the realization of coupled waveguides structures to setup directional couplers. Using the directional coupler structures and measurement methods active functional structures (e.g. switches and sensors) have been realized.

For the implementation of integrated optical waveguides in an industrial fabrication process, the quick and easy fiber coupling of such waveguides is essential. For this reason a concept for passive aligned multi fiber-coupling has been developed and realized. Significant improvement of the coupling efficiency, compared to similar concepts, has been achieved. To demonstrate the extended functionality of the investigated technology, a thermo-optical actuated switch as well as an integrated-optical displacement sensor have been designed, fabricated and characterized.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Dielektrische Wellenleiterstrukturen	5
2.1	Lichtausbreitung in Wellenleitern	5
2.2	Verlustmechanismen	8
2.2.1	Kopplungsverluste	10
2.2.2	Verluste in gekrümmten Wellenleitern	12
2.3	Der thermooptische Effekt	14
3	Simulation der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen	19
3.1	Beam-Propagation-Method	19
3.1.1	Herleitung der skalaren BPM	19
3.1.2	Eigenschaften der BPM	21
3.1.3	Erweiterungen der BPM	22
3.2	Mode-Solving mit BPM	24
3.2.1	Imaginary Distance BPM	24
3.2.2	Korrelationsmethode	25
3.3	Simulation eines Wellenleiters	26
4	Herstellung von Polymerwellenleitern	29
4.1	Prozessablauf	29
4.2	Packaging	29
5	Charakterisierung von Wellenleitern	33
5.1	Querschnitt	33
5.2	Transmissionsmessung an Wellenleitern	34
5.2.1	Sendereinheit	34
5.2.2	Probenhalterung	35
5.2.3	Empfängereinheit	35
5.2.4	Steuerungssoftware	36
5.2.5	Messablauf	37
5.3	Dämpfungsmessung	38
5.4	Brechzahlprung	38
5.5	Messung des thermooptischen Effekts	41

5.6	Eigenschaften der Wellenleiter	47
6	Faserkopplung von integriert-optischen Wellenleitern	49
6.1	Simulation einer Faserkopplung	50
6.1.1	Lateraler Versatz	50
6.1.2	Verkipfung	51
6.1.3	Axialer Versatz	51
6.2	Kopplung mit aktiver Ausrichtung	52
6.2.1	Kopplungskonzept	53
6.2.2	Vorgehen bei der Kopplung	55
6.2.3	Charakterisierung der Kopplung	56
6.3	Kopplung mit passiver Ausrichtung	57
6.3.1	Ausrichtungskonzept	58
6.3.2	Ausrichtstrukturen auf dem Wellenleitersubstrat	59
6.3.3	Auslegung des Siliziumelements	60
6.3.4	Zusammenbau der Faserbaugruppe	62
6.3.5	Kopplung von Wellenleiter- und Faserbaugruppe	64
6.3.6	Messresultate	65
6.4	Fazit	69
7	Funktionsstrukturen	71
7.1	Richtkoppler	71
7.1.1	Funktionsprinzipien von optischen Richtkopplern	72
7.1.2	Untersuchung der Kopplung an realen Wellenleitern	78
7.1.3	3x3 Richtkoppler	79
7.2	Mach-Zehnder-Interferometer	82
7.2.1	MZI als Schalter	82
7.2.2	MZI für Sensoranwendungen	84
8	Thermo-optische Schalter	87
8.1	Funktionsprinzip eines thermo-optischen Schalters	87
8.2	Thermodynamische Auslegung	88
8.3	Packaging	90
8.4	Charakterisierung der Schalter	93
8.5	Fazit	95
9	Integriert-optischer Verschiebungssensor	97
9.1	Messprinzipien von integriert-optischen Sensoren	97
9.2	Layout eines MZI-Verschiebungssensors	99
9.2.1	3x3 Koppler als Analysator	99
9.2.2	Kontrastverhalten	101

9.3	Packaging	102
9.3.1	Faserkopplung	103
9.3.2	Ankopplung an die Messgrösse	103
9.4	Charakterisierung des Sensors	106
9.4.1	Untersuchung der Richtkoppler	106
9.4.2	Charakterisierung der Faserkopplung	106
9.4.3	Untersuchung des Autokollimationsmesskopfs	107
9.4.4	Charakterisierung des Interferometerbetriebs	107
9.5	Fazit	110
10	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Literaturverzeichnis	117
	Abbildungsverzeichnis	123
	Tabellenverzeichnis	129
	Abkürzungsverzeichnis und Formelzeichen	131
	Liste der Publikationen	137
	Erklärung	139

1 Einleitung

Obwohl die Entdeckung des Lichtleiters im Allgemeinen John Tyndall zugeschrieben wird, wurde der lichtleitende Effekt eines Wasserstrahls bereits im Jahre 1841 und somit 30 Jahre vor Tyndall von Daniel Colladon entdeckt. Als der 38-jährige Professor der Universität Genf beabsichtigte einen Strömungsversuch mit Wasser im Rahmen einer Vorlesung zu beleuchten (siehe Abb. 1.1), stellte er fest, dass das Licht dem Wasserstrahl folgt und nur an Störungsstellen helle Punkte zu erkennen sind [1]. Der von Colladon entdeckte Effekt, wurde von ihm -

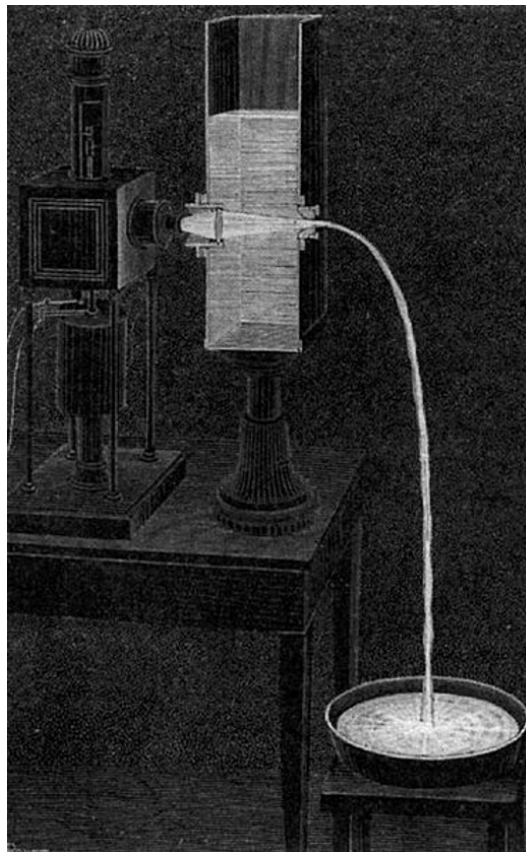


Abbildung 1.1: Originalzeichnung des Experiments von Daniel Colladon in «La Fontaine Colladon», La Nature 1884 [2]

und auch von seinen Zeitgenossen wie John Tyndall - mehr als ästhetischer Trick zur Beleuchtung von Wasserspielen u.ä. gesehen. Die technische Bedeutung der Lichtleiter, abseits von einigen Beleuchtungsanwendungen, wurde nicht erkannt. Erst in den 1960er Jahren wurde das Potential der Wellenleiter für technische Anwendungen erkannt. Wissenschaftler wie D.

Marcuse, E.A.J. Marcatili, P.K. Tien, R. Ulrich sowie H. Kogelnik und I.P. Kaminov an den Bell Labs, sowie Amnon Yariv von der Caltech legten die Grundlagen für das Verständnis und die mathematische Beschreibung von optischen Wellenleitern und der integrierten Optik [3, 4, 5, 6, 7]. Wurde zu Beginn der 1970er Jahre auch die Faseroptik als Teil der integrierten Optik betrachtet [8], hat sich die Faseroptik im Laufe der Zeit abgespalten und die integrierte Optik umfasst die Lichtausbreitung, die in oder auf einem Substrat stattfindet. In den meisten Fällen, aber nicht ausschliesslich [9], handelt es sich dabei um Wellenleiteroptik.

Für die Herstellung integriert-optischer Wellenleiter wurden im Laufe der Zeit eine Vielzahl von verschiedenen Materialien eingesetzt und untersucht. Einige Beispiele dafür sind Gläser, Halbleiter (Si, GaAs und andere III-V und II-VI-Halbleiter), kristalline Materialien (z.B. AlN, PPLN, BBO, LiNbO, LiTaO), Polymere, Nb₂O₅ und Ta₂O₅ [8, 10, 11, 12]. Die verschiedenen Materialien haben unterschiedliche Eigenschaften, so lassen sich mit kristallinen Materialien nicht-lineare Effekte (z.B. elektro-optische Effekte, Frequenzvervielfachung etc.) realisieren. Gläser und Polymere zeigen geringe Dämpfungen und sind über einen breiten Spektralbereich einsetzbar. Sie erlauben die Übertragung von Signalen über grössere Strecken als dies z.B. in AlN, PPLN, LiNbO oder beta-BBO der Fall ist. Halbleitersysteme erlauben neben der Integration von Wellenleitern auch die direkte Herstellung von Photodioden und im Falle von direkten Bandübergängen können auch die Quellen direkt auf das Wellenleitersubstrat integriert werden. Neuerdings können Quellen auch in Silizium integriert werden, wobei epitaktisch auf Silizium aufgewachsene III-V Halbleiter eingesetzt werden. In diesem Fall spricht man von sog. «monolithisch integrierter Optik». Hingegen, wenn Quellen und Dioden nicht im selben Materialsystem integriert werden können, von «hybrid integrierter Optik» [8].

Monolithisch integriert optische Schaltungen haben viele Vorteile, wie etwa, dass die Quellen nach der Herstellung nicht in einem separaten Montageprozess positioniert werden müssen. Die hohen Kosten für Infrastruktur und Materialien, die bei der Bearbeitung der Halbleitermaterialien anfallen, führen dazu, dass sich diese Technologie nur für die Herstellung von sehr hohen Stückzahlen eignet. Gleichzeitig ist die Faserkopplung von Halbleiterwellenleitern sehr ineffizient, da die Wellenleiter durch ihren hohen Brechzahlkontrast und geringen Querschnitt ein sehr kleines Modenfeld aufweisen [13]. Aufgrund dieser Eigenschaften werden in den meisten Fällen, insbesondere wenn keine sehr hohen Stückzahlen und/oder eine Faserkopplung erforderlich ist, hybrid integrierte optische Schaltkreise eingesetzt. Diese sind oft einfacher und in mittleren Stückzahlen deutlich günstiger herstellbar.

Bei der Herstellung von Wellenleitern in Halbleitermaterialien werden klassische Halbleiterfertigungsprozesse wie Ätzen, Epitaxie, Photolithographie usw. eingesetzt. Andere Materialien ermöglichen den Einsatz von anderen Technologien, die teilweise auch deutlich günstiger sind. Bei der Herstellung von Polymerwellenleiter kommen z.B. UV-lithographische Verfahren, Abformungsverfahren oder auch additive Schreib- und 3D-Druckverfahren zum Einsatz. In Gläsern können durch Ionenaustausch mit Diffusionsverfahren oder Laserschreibverfahren Brechzahlveränderungen und somit Wellenleiterstrukturen erzeugt werden. Für die Fertigung

von Wellenleiter in Kristallen, die vor allem für die Nutzbarmachung von nichtlinearen Effekten benötigt werden, können wiederum Technologien genutzt werden, die aus der Halbleiterfertigung bekannt sind. So ist es z.B. möglich in BBO-Kristallen Wellenleiter durch Ionenimplantation herzustellen. Dabei werden mittels des Ionenbeschusses Defekte in der Kristallstruktur im Mantelbereich generiert und so die Brechzahl des Materials in diesem Bereich verringert [10].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen Funktionselemente mit integriert-optischen Single-Mode-Wellenleitern entwickelt werden, um fasergekoppelte Schalter und Sensoren zu realisieren. Die eingesetzten Wellenleiter werden von der Firma vario-optics (in Heiden, CH) mit einem Laserschreibverfahren mit UV strukturierbaren Polymeren hergestellt. Dieses Verfahren erlaubt es integriert optische Wellenleiter bereits bei geringen und mittleren Stückzahlen kostengünstig herzustellen. Um Schalter und Sensoren mit Hilfe von integriert-optischen Wellenleitern aufzubauen, wurden im vorliegenden Fall Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) basierte Strukturen eingesetzt. Basiselement für den Aufbau von solchen MZI-Strukturen sind sogenannte Richtkoppler (siehe Abb. 1.2). Dabei teilt der erste Richtkoppler das Licht in zwei Zweige auf, an den Ausgängen des zweiten Richtkopplers (Analysator) überlagern sich die Wellen der beiden Zweige und es ergibt sich eine Leistungsverteilung zwischen den beiden Ausgängen die abhängig von der Phasenverschiebung der in den beiden Zweigen propagierenden Wellen ist.

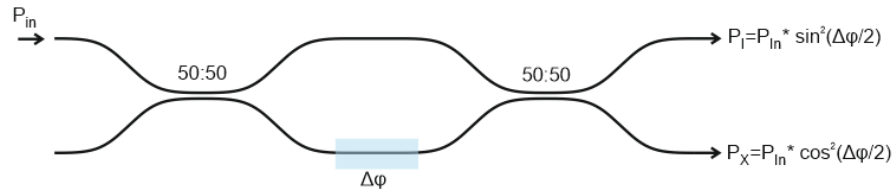


Abbildung 1.2: Prinzipskizze eines integriert optischen Mach-Zehnder Interferometers, bestehend aus zwei 50:50 Splittlern und einem Phasenschieber

Um mit der Struktur in Abb. 1.2 einen Schalter zu realisieren, muss dafür gesorgt werden, dass zwischen den beiden Armen eine Phasenverschiebung von π auftritt. Dies kann z.B. über den thermo-optischen Effekt geschehen. In diesem Fall kann über einen Heizer eine Phasenverschiebung und so die Leistungsaufteilung zwischen den beiden Armen eingestellt werden. Im Umkehrschluss kann, wenn die Leistungsverteilung zwischen den beiden Armen bekannt ist, auf die Phasenverschiebung geschlossen werden, die notwendig ist, um diese Verteilung zu erreichen. Auf diese Weise kann dieselbe Struktur auch als Sensor genutzt werden. Zu diesem Zweck muss ein Weg gefunden werden die Messgröße so an das optische System zu koppeln, dass eine Phasenverschiebung generiert wird. In dieser Arbeit werden die Ausgänge bei den betrachteten Funktionsstrukturen mit X und I bezeichnet. Mit X wird jener Ausgang bezeichnet, bei welchem das Licht von einem Lichtleiter in den anderen koppelt. Mit I jener Ausgang bei dem das Licht im ursprünglichen Wellenleiter aus der Funktionsstruktur

austritt.

Basis für die Auslegung von Funktionselementen ist ein grundlegendes Verständnis hinsichtlich der Funktion von Wellenleitern, deren Simulation, Herstellung sowie die Charakterisierung ihrer optischen Eigenschaften (z.B. Dämpfung, Brechzahlprung und Querschnitt). Als Zwischenschritt zur Realisierung von fasergekoppelten Schaltern und Sensoren werden in weiterer Folge auf Funktion und Aufbau von Richtkopplern und Mach-Zehnder-Interferometern mit Wellenleitern, sowie die Faserkopplung von integriert-optischen Netzwerken eingegangen. Abschliessend wird, anhand von zwei konkreten Beispielen, die Umsetzung eines thermo-optischen Schalters sowie eines Verschiebungssensors, basierend auf der beschriebenen Technologie, gezeigt. Dies umfasst sowohl die Auslegung der integriert-optischen Netzwerke, als auch das Packaging (Faserkopplung, Heizer, etc.), sowie die Charakterisierung und den Vergleich der Mess- und Simulationsresultate und deren Bewertung.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mehrere Artikel veröffentlicht, diese umfassen einerseits Messmethoden, insbesondere zur Messung des thermo-optischen Koeffizienten eines Wellenleiters [14], als auch das Konzept und die Realisierung einer passiv ausgerichteten Faserkopplung mit Hilfe eines Siliziumelements [15]. Ausserdem wurden die realisierten Umsetzungsbeispiele in Form eines Schalters [16] und eines Verschiebungssensors [17] publiziert.

2 Dielektrische Wellenleiterstrukturen

Im ersten Abschnitt werden die grundlegenden, für das Verständnis der Arbeit relevanten, physikalischen Eigenschaften von dielektrischen Lichtwellenleitern zusammengefasst.

2.1 Lichtausbreitung in Wellenleitern

Ein dielektrischer Wellenleiter besteht im einfachsten Fall aus drei Schichten, d.h. eine Kernschicht ist in zwei Mantelschichten eingebettet. Damit der Wellenleiterkern als Wellenleiter betrieben werden kann, muss das Licht im Kern eine niedrigere Phasengeschwindigkeit aufweisen als im Mantel. D.h. der Brechungsindex des Kernmaterials muss höher sein als das des Mantelmaterials, so dass an der Grenzfläche Totalreflexion auftreten kann. Solche Schichtwellenleiter führen das Licht in einer Dimension (vertikal zur Substratebene), wohingegen sich das Licht parallel zur Substratebene frei ausbreitet.

In der vorliegenden Arbeit werden Wellenleiter mit einem rechteckigen Kernquerschnitt untersucht, welche das Licht in sowohl parallel als auch vertikal zur Substratebene führen. Somit ist es möglich das Licht über eine längere Strecke entlang eines durch den Wellenleiter vorgegebenen Pfad (in Abb. 2.1 entlang der z -Achse) zu leiten.

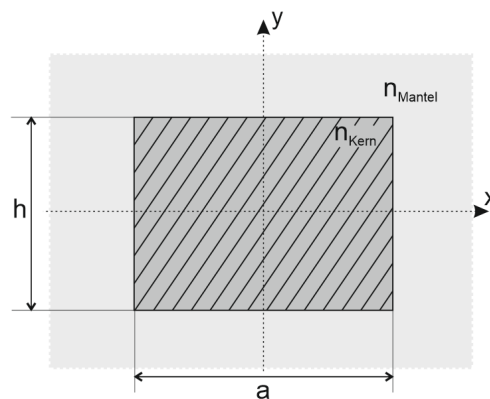


Abbildung 2.1: Wellenleiterquerschnitt, Definition der grundlegenden Parameter

Als Kennzahlen für einen Wellenleiter werden in den meisten Fällen die relative Brechzahldifferenz, die absolute Brechzahldifferenz, die numerische Apertur (NA) sowie der V-Parameter definiert:

$$n_1 = n_{\text{Kern}} \ \& \ n_2 = n_{\text{Mantel}}$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 * n_1^2} \quad (2.1)$$

$$\Delta n = n_1 - n_2 \quad (2.2)$$

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.3)$$

Wellenleiter die direkt an eine Faser gekoppelt werden, weisen im Allgemeinen eine NA von ca. 0.1-0.2 auf. Für den Kern kann eine Brechzahl von ca. 1.5 angenommen werden. Dies bedeutet, dass Δ in der Grössenordnung von 0.001-0.01 liegt. Damit ist $\Delta \ll 1$ und die „weak-guidance approximation“ kann angewendet werden. Diese besagt, dass nur Felder nahe der Wellenleiterachse in der Struktur ausbreitungsfähig sind. In diesem Fall kann angenommen werden, dass die betrachteten elektrischen und magnetischen Felder mit den x- und y-Komponenten beschrieben werden können. Daraus folgt, dass die Komponenten $E_z = H_z = 0$ gesetzt werden können [18, 19]. In diesem Fall kann der V-Parameter wie folgt berechnet werden:

$$V = k * \frac{\sqrt{a * h}}{2} * NA = k * \delta * \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.4)$$

$$\text{mit } \delta = \frac{\sqrt{a * h}}{2}$$

Während bei grossen Wellenleiterquerschnitten (ca. $50 * \lambda$) die Beschreibung des Wellenleiters rein strahloptisch erfolgen kann und folglich auch Ray-Tracing-Simulationen eingesetzt werden können [20], zeigt sich bei der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen, dass bei kleinen Wellenleiterquerschnitten nur noch Moden unter diskreten Winkeln im Winkelspektrum ausbreitungsfähig sind. Phänomenologisch können diese Moden so beschrieben werden, dass sich im Wellenleiter quer zur Wellenleiterachse (in x und y-Richtung) eine stehende Welle bildet und somit eine Wellenform entsteht, die sich ausschliesslich in der z-Richtung des Wellenleiters ausbreitet. Für die mathematische Beschreibung und Herleitung dieses Verhaltens sei an dieser Stelle auf die entsprechende Literatur verwiesen [19, 21]. Der Querschnitt, sowie die NA und die Betriebswellenlänge, welche die Modenzahl innerhalb einer Wellenleiterstruktur bestimmen, werden im V-Parameter zusammengefasst. Für $V < 2.131$ ist im Wellenleiter nur die Grundmode ausbreitungsfähig und es handelt sich um Single-Mode Wellenleiter. Im Fall von symmetrischen dielektrischen Wellenleitern existiert immer eine Grundmode. Sobald die o.g. Modenbedingung nicht mehr erfüllt wird, ist im betrachteten Wellenleiter die Mode zweiter Ordnung zusätzlich ausbreitungsfähig. Die Grenze bei $V = 2.131$ wird als Cut-off der Moden zweiter Ordnung bezeichnet [19]. Ausserdem bestimmen Geometrie und Brechzahlverteilung die Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Form bzw. Breite des Modenfeldes. Als Näherung kann von einem gaussförmigen Modenfeld ausgegangen werden. In diesem Fall

kann die Amplitude des Modenfelds für die Grundmode eines rechteckigen Wellenleiters als das Produkt zweier Gaussfunktionen modelliert werden [19]:

$$\phi_m(x, y) = e^{-\frac{x^2}{2*S_x^2}} * e^{-\frac{y^2}{2*S_y^2}} \quad (2.5)$$

Die Mode $\phi_m(x, y)$ breitet sich entlang der Wellenleiterachse aus:

$$E(x, y, z) = \phi_m(x, y)e^{j\beta z}e^{-j\omega t} \quad (2.6)$$

Die Parameter der o.g. Funktion sind die normierten Koordinaten $X = 2x/a$ sowie $Y = 2y/h$. S_X und S_Y werden als Spot-Size bezeichnet und entsprechen dem normierten Modenfeldradius $S_X = 2w_x/a$ bzw. $S_Y = 2w_y/h$. Sie können durch numerisches Lösen des Gleichungssystems

$$\frac{2V_x^2}{\sqrt{\pi}} * e^{-\frac{1}{S_X^2}} * erf\left(\frac{1}{S_Y}\right) = \frac{1}{S_X} \quad (2.7)$$

$$\frac{2V_y^2}{\sqrt{\pi}} * e^{-\frac{1}{S_Y^2}} * erf\left(\frac{1}{S_X}\right) = \frac{1}{S_Y} \quad (2.8)$$

berechnet werden [19]. Dabei gilt $V_x = k*a/2*NA$ sowie $V_y = k*h/2*NA$. Wenn ϕ bekannt ist, kann über den Zusammenhang

$$\beta^2 = \frac{\iint_A \left[k(x, y)^2 \phi_m - \left(\frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \phi_m}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy}{\iint_A \phi_m^2 dx dy} \quad (2.9)$$

die Ausbreitungskonstante β berechnet werden, welche die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Mode durch einen Wellenleiter beschreibt. Für β gilt: $k_0 n_{Mantel} \leq \beta \leq k_0 n_{Kern}$ d.h. die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Mode liegt zwischen der Lichtgeschwindigkeit im jeweiligen Kern bzw. Mantelmaterial. Durch Division der Ausbreitungskonstante durch die Vakuumwellenzahl kann der sogenannte effektive Brechungsindex n_{eff} einer Mode berechnet werden, welcher die Phasengeschwindigkeit einer Mode beschreibt:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi} \quad (2.10)$$

Im betrachteten Fall wird von einem rechteckigen Wellenleiterkern ausgegangen, der von einem niederbrechenderen Mantel umgeben ist. Um solche Geometrien zu untersuchen und die Ausbreitungsgeschwindigkeit etc. zu berechnen gibt es verschiedene Näherungsmethoden wie die Marcatili-Methode oder die Effektive-Index-Method. Analytische Lösungen der Wellengleichungen für 3D-Wellenleiter sind schwierig, komplex und oft nicht möglich [22, 21]. Bei den angesprochenen Näherungsmethoden wird der dreidimensionale Wellenleiter in zwei Schichtwellenleiter aufgeteilt und diese getrennt betrachtet. Die Resultate des ersten Schichtwellenleiters fließen bei der Betrachtung des zweiten Schichtwellenleiters mit ein. Somit erlau-

ben diese beiden Berechnungsmethoden die näherungsweise Berechnung der Ausbreitungskonstante der Mode. Auch die Anzahl der Moden kann für jeden Schichtwellenleiter gesondert betrachtet werden. Insbesondere die Effective Index Method funktioniert jedoch nur für Geometrien mit grosser Breite und geringer Höhe [22]. Beide Methoden zeigen in der Nähe der jeweiligen Cut-offs grosse Abweichungen [23]. Um eine genaue Analyse der eingesetzten Wellenleiter durchführen zu können, müssen deshalb numerische Simulationen mit Hilfe von sog. „Mode-Solvern“ eingesetzt werden, wie sie im Kapitel 3.2 ab Seite 24 dargestellt werden. Mit Hilfe dieser Werkzeuge kann neben der Form einer Mode auch ihr effektiver Modenindex berechnet werden.

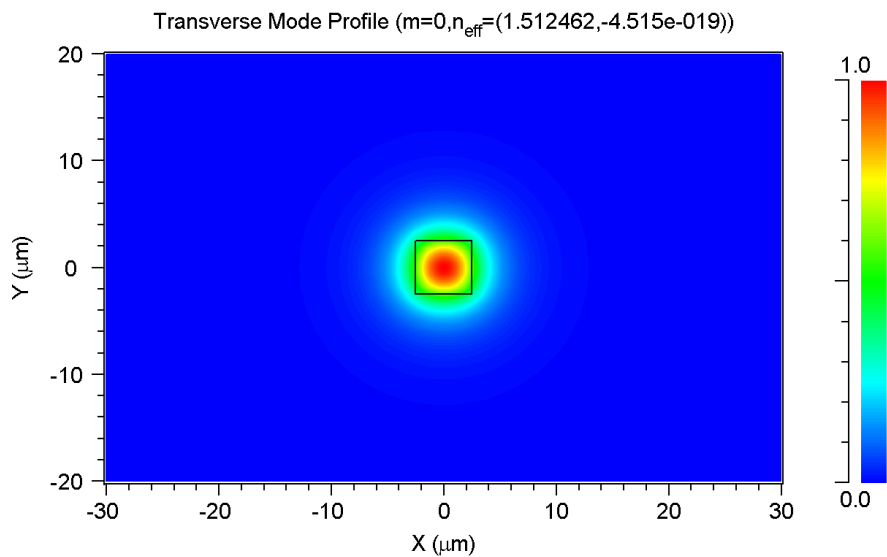


Abbildung 2.2: Resultat einer Mode-Solver Berechnung, der Kern ist als schwarzes Rechteck dargestellt. Die Seitenlänge des quadratischen Kerns beträgt $a = 5\mu\text{m}$ bei einem $\Delta n = 0.0065$.

Bei niedermodigen oder single-modigen Wellenleitern propagiert ein signifikanter Anteil der Energie ausserhalb des Kerns (vgl. Abb.2.1 und 2.2). Deshalb ist es notwendig, dass sowohl das Kern- als auch das Mantelmaterial bei der jeweiligen Betriebswellenlänge hochtransparent sind, um geringe Ausbreitungsdämpfungen im Wellenleiter zu gewährleisten. Das Feld das aus dem Kern in den Mantelbereich hineinreicht, wird als evaneszentes Feld oder als quergedämpfte Welle bezeichnet.

2.2 Verlustmechanismen

Aus Gründen der Übersichtlichkeit bei der Darstellung der mathematischen Zusammenhänge wird bei der Erläuterung der in Wellenleitern relevanten Verlustmechanismen von quadratischen Wellenleitern mit rotationssymmetrischen Modenfeldern ausgegangen. Bei den Verlustmechanismen kann zwischen intrinsischen und extrinsischen Verlustmechanismen un-

terschieden werden [24].

Intrinsische Verluste sind jene Verluste die vom Material selbst verursacht werden. D.h. es handelt sich um Streuungen und Absorptionen die vom Material selbst in seiner reinen und idealen Form verursacht werden. Die intrinsischen Verluste sind das theoretische Minimum der Verluste im gegebenen Material und können nicht beeinflusst werden.

Extrinsische Verluste sind Verluste die durch externe Einflüsse verursacht werden. Dies umfasst Phänomene wie:

- Rauheit der Kern-Mantelgrenzfläche
- Querschnittveränderungen
- Materialinhomogenitäten (z.B. Schlierenbildung, Doppelbrechung etc.)
- Materialveränderungen (z.B. Alterungseffekte)
- Geometrieverluste (z.B. an Krümmungen oder Wellenleiterübergängen)

Zusätzlich wird zwischen Übergangsverlusten und Ausbreitungsverlusten unterschieden. Übergangsverluste sind Verluste die an Unstetigkeiten des Wellenleiters (z.B. Krümmungs- und Querschnittsprüngen) auftreten. Sie können somit einer spezifischen Position bzw. Geometrie zugeordnet werden. Ausbreitungsverluste beschreiben hingegen eine kontinuierliche Abnahme der im Wellenleiter geführten Leistung. Diese Abnahme kann einerseits durch Absorption von Energie durch das Wellenleitermaterial hervorgerufen werden, andererseits kann Energie durch Streuungsphänomene aus dem Wellenleiter abgestrahlt werden. Verluste durch Streuung können durch Materialinhomogenitäten oder durch Unregelmässigkeiten an der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel des Wellenleiters hervorgerufen werden. Verschiedene Wellenleitertypen weisen unterschiedliche Ausbreitungsverluste auf. In Tab. 2.1 sind typische Verlustwerte verschiedener Wellenleitertypen zusammengefasst. Bei der Entwicklung

Wellenleitertyp	Ausbreitungsverluste
Single Mode Faser OS2 - ISO 11801 (z.B. Corning SMF28 [25])	0.2 - 0.3 dB/km
Multimode Faser OM3 - ISO 11801 (z.B. Corning ClearCurve [26])	0.6 dB/km
Integrierte Wellenleiter (Diffusion in Glas) (z.B. Fraunhofer IZM [27])	0.05 dB/cm
Integrierte Wellenleiter (Polymer) (z.B. vario-optics ag) [15]	0.4 dB/cm

Tabelle 2.1: Ausbreitungsverluste verschiedener Wellenleitertypen in ihrer typ. Anwendung

eines Wellenleiterherstellprozesses ist es die Aufgabe alle extrinsischen Ausbreitungsverluste zu minimieren. Es muss darauf geachtet werden, dass Materialverunreinigungen, die Absorptionen bei der Betriebswellenlänge verursachen, vermieden werden. Ausserdem muss die

Rauheit an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel minimiert werden. Der Querschnitt muss idealerweise konstant gehalten werden.

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene, für den vorliegenden Fall relevante, Verlustmechanismen beschrieben, welche bei der Auslegung der integriert optischen Netzwerke berücksichtigt werden müsste. Dabei handelt es sich um Kopplungsverluste zwischen zwei Wellenleitern und Verluste in Wellenleiterkrümmungen.

2.2.1 Kopplungsverluste

Bei der Kopplung von zwei Wellenleitern müssen die Form der Modenfelder der beiden zu koppelnden Wellenleiter, sowie die Positionierung der beiden Wellenleiter zueinander, beachtet werden. Unterschiedliche effektive Brechzahlen der Moden in den beiden betrachteten Wellenleitern führen zusätzlich zu Fresnelreflexionsverlusten. In den meisten Fällen sind diese jedoch vernachlässigbar gering. Wenn von der Kopplung einer Glasfaser ($n_{eff} \sim 1.45$) an einen Polymerwellenleiter ($n_{eff} \sim 1.52$) ausgegangen wird, ergibt sich eine Fresnelreflexion von 0.05%.

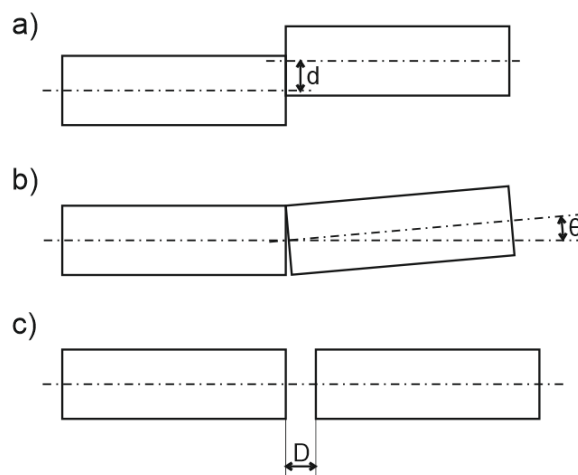


Abbildung 2.3: Mögliche Positionierungsfehler, a) lateraler Versatz, b) Winkelversatz und c) axialer Versatz

Bei den Positionierungsfehlern (siehe Abb. 2.3) kann es sich einerseits um einen Positionsversatz, andererseits auch um einen Winkelversatz handeln. Bei einem Axialversatz sind die Wellenleiter nicht direkt in Kontakt, sondern haben einen Abstand zueinander. Eine effiziente Kopplung von Licht in einen Wellenleiter findet dann statt, wenn die einkoppelnde elektromagnetische Welle eine räumliche Form aufweist welche exakt dem Modenfeld entspricht das im Wellenleiter geführt werden kann. Wenn zwei identische Wellenleiter gekoppelt werden, dann ist diese Voraussetzung gegeben. Wenn zwei unterschiedliche Wellenleiter, z.B. ein integriert optischer Wellenleiter und eine Glasfaser aneinandergesetzt werden, so wird die maximal erreichbare Koppleffizienz durch die Überlappung der beiden Modenfelder bestimmt. Im

Allgemeinen kann die Kopplung zwischen zwei beliebigen Wellenleitern über das Kopplungsintegral berechnet werden:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \left[\frac{|\int E_1^* E_2 dA|^2}{\int |E_1|^2 dA \int |E_2|^2 dA} \right] \quad (2.11)$$

E_1 und E_2 stellen dabei die Verteilung des elektrischen Feldes in der x-y-Ebene des jeweiligen Wellenleiters dar. In Abb. 2.4 ist eine Kopplung von unterschiedlichen Wellenleitern mit unterschiedlichem Modenfeld schematisch dargestellt. Tritt zwischen den beiden Wellenleitern

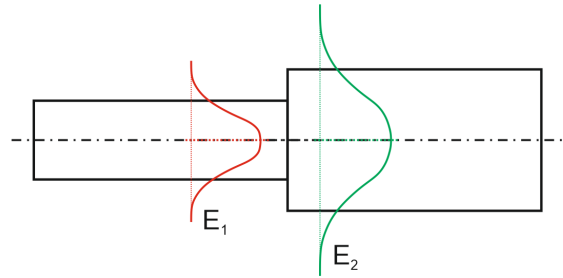


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Kopplung von zwei unterschiedlichen Wellenleitern

ein Abstand auf, so weitet sich die elektromagnetische Welle zwischen den beiden Wellenleitern frei aus und weitet sich auf. Die mathematische Analyse des Koppelverhaltens bei der Kopplung von zwei Single Mode Wellenleiter, wird anhand der Untersuchung von Dietrich Marcuse „Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices“ [28] dargestellt. Demnach kann die Transmission zwischen den beiden Wellenleitern, unter Annahme eines rotationssymmetrischen gaussförmigen Modenfelds mit einem Abstand D , wie folgt berechnet werden:

$$T_{trans} = \frac{4 \left[4Z^2 + \frac{w_1^2}{w_2^2} \right]}{\left[4Z^2 + \frac{w_1^2 + w_2^2}{w_2^2} \right]^2 + 4Z^2 \frac{w_1^2}{w_2^2}} \quad (2.12)$$

$$Z = \frac{D}{n_2 k w_1 w_2} \quad (2.13)$$

Dabei entspricht Z dem normierten axialen Faserabstand, w_1 bzw. w_2 dem Modenfeldradius des Eingangs- bzw. des Ausgangswellenleiters sowie die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Für $D=0$ reduziert sich Gleichung 2.12 zu:

$$T_{trans}(D=0) = \left(\frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right)^2 \quad (2.14)$$

Bei lateralen Positionierungsfehlern und Winkelfehler ergibt sich für die Transmission nach [28]:

$$T_{lateral} = T_{trans} e^{-\frac{2d^2}{w_1^2 + w_2^2}} \quad (2.15)$$

$$T_{angular} = T_{trans} e^{-\frac{2(\pi n_2 w_1 w_2 \Theta)^2}{(w_1^2 + w_2^2) \lambda^2}} \quad (2.16)$$

In den obigen Formeln stellt d den lateralen Versatz und Θ den Winkelfehler der beiden Wellenleiterachsen zueinander dar. Um den Versatz und den Winkelfehler bei dem die Transmission auf $1/e$ abfällt zu berechnen, müssen die Exponenten der beiden Zusammenhänge mit -1 gleichgesetzt werden. Durch Multiplikation der beiden Resultate und unter Annahme identischer Modenfelder $w_1 = w_2$ ergibt sich folgende Gleichung:

$$d_e \Theta_e = \frac{\lambda}{n_2 \pi} \quad (2.17)$$

Diese Gleichung entspricht dem Strahlparameterprodukt eines Gauss-Strahls und bedeutet, dass die Toleranzen eines Wellenleiters hinsichtlich lateralem Versatz bzw. Winkelfehler sich gegenseitig beeinflussen und ihre Multiplikation bei gegebenen Materialeigenschaften eine Erhaltungsgrösse ist. Um die Toleranz eines Wellenleiters hinsichtlich eines lateralen Versatzes zu vergrössern muss die Geometrie des Wellenleiters so ausgelegt werden, dass ein möglichst grosses Modenfeld entsteht. In diesem Fall wird dieser Wellenleiter eine kleinere Winkeltoleranz aufweisen als ein Wellenleiter derselben Materialpaarung mit einem vergleichsweise kleinen Modenfeld [28].

2.2.2 Verluste in gekrümmten Wellenleitern

Wenn die elektromagnetische Welle eine Krümmung durchläuft, treten zwei unterschiedliche Verlustmechanismen auf. Dies sind Verluste in der Krümmung selbst sowie Übergangsverluste an Krümmungsänderungen.

Übergangsverluste

In einem gekrümmten Wellenleiter verzieht sich das Modenfeld. Dabei verschiebt sich das Modenfeld von Mittenachse des Lichtleiters im gekrümmten Bereich nach aussen. Aus die-

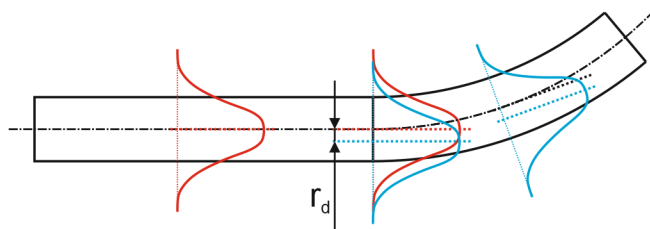


Abbildung 2.5: Verhalten des Modenfelds in einer Geraden (rot) in einer Krümmung (blau), am Übergang sind die Modenfelder zueinander verschoben wodurch Verluste entstehen

sem Grund überlappen sich die Modenfelder einer Geraden und einer Krümmung an der

Übergangsstelle nicht vollständig und es kommt, analog zu der Situation bei einem lateralen Versatz von zwei Wellenleitern, zu Verlusten. Nach [19] ergibt sich dabei ein Offset von:

$$r_d = \frac{V^2 \left(\frac{a}{2}\right)^2 S^4}{\Delta R_c} \quad (2.18)$$

Der Parameter R_c ist dabei der Krümmungsradius der Wellenleiterkrümmung. S ist die Spotsize und kann unter Annahme eines quadratischen Wellenleiterquerschnitts und eines gauss'schen Modenfelds durch die numerische Lösung der Eigenwertgleichung

$$\frac{2V^2}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{1}{s^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{1}{S}\right) = \frac{1}{S} \quad (2.19)$$

berechnet werden. Aus diesem Offset lässt sich analog zum lateralen Versatz (Formel 2.15) die Dämpfung berechnen [19].

$$L_T = -10 * \log_{10} \left[e^{-\frac{r_d^2}{2\left(\frac{a}{2}\right)^2 s^2}} \right] \quad (2.20)$$

Um Übergangsverluste zu vermeiden sind verschiedene Massnahmen möglich. So kann beispielsweise der gekrümmte Wellenleiter um den Modenversatz verschoben an die Gerade angehängt werden, so dass die Modenfelder sich möglichst gut überlappen. Eine andere Möglichkeit ist es den gebogenen Wellenleiter nicht in einer kreisförmigen Kurve auszuführen. Wenn stattdessen eine Kurve mit adiabatischer Krümmungsänderung eingesetzt wird, ändert sich die Krümmung nicht sprungartig, sondern kontinuierlich. Durch die stetige Krümmungsänderung kann sich das Modenfeld der Kurve anpassen. Folglich treten keine Übergänge auf, an denen die Moden nicht vollständig überlappen.

Krümmungsverluste

Um sich in einer Krümmung auszubreiten, muss die gesamte Wellenfront des Modenfeldes mit derselben Winkelgeschwindigkeit der Krümmung folgen. Die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit, und somit die Ausbreitungsgeschwindigkeit an der Achse des Wellenleiters, ist durch seinen Querschnitt, die Materialpaarung sowie die Wellenlänge gegeben. Dies bedeutet, dass sich das Feld im äusseren Bereich der Krümmung schneller ausbreiten muss. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle ist jedoch durch die Lichtgeschwindigkeit im Material ($c_2 = c_0/n_2$) begrenzt. Jener Teil des Modenfeldes, welcher die Lichtgeschwindigkeit überschreiten müsste um der Krümmung zu folgen, kann vom Wellenleiter nicht mehr geführt werden und wird infolgedessen abgestrahlt und geht verloren. Wie eben erläutert, hängen die Krümmungsverluste sowohl von der Geometrie als auch von der Form der Mode ab. Der zugehörige exponentielle Dämpfungskoeffizient kann nach Hunsper-

ger sowie Heiblum und Harris [8, 29] wie folgt berechnet werden:

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2q} \cos^2\left(\frac{o*a}{2}\right) 2 \frac{\lambda}{n_1} e^{a*q}}{\left[\frac{a}{2} + \frac{1}{2o} \sin(a * o) + \frac{1}{q} \cos^2\left(\frac{o*a}{2}\right)\right] a^2} * e^{-2q \frac{\beta - \beta_2}{\beta_2} R_c} \quad (2.21)$$

$$q = \sqrt{\beta^2 - \beta_2^2} \quad \text{und} \quad o = \sqrt{\beta_1^2 - \beta^2} \quad (2.22)$$

Betrachtet man den mathematischen Zusammenhang für α zeigt sich, dass dieser in zwei Teile aufgespaltet werden kann:

$$\alpha = K_1 * e^{-K_2 * R} \quad (2.23)$$

Die beiden Konstanten hängen ausschliesslich von der Geometrie des Wellenleiters und der Form der Mode ab [8]. Die Krümmungsverluste skalieren exponentiell mit dem Krümmungsradius. Je näher die Modenausbreitungskonstante β bei β_2 liegt, umso höher sind die Verluste. D.h. um einen Wellenleiter möglichst krümmungsunempfindlich auszulegen, muss darauf geachtet werden, dass der effektive Modenindex und somit die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Mode einen möglichst grossen Unterschied zur Brechzahl des Mantelmaterials aufweist.

2.3 Der thermooptische Effekt

Der thermooptische Effekt beschreibt das Verhalten des Brechungsindex bei einer Temperaturänderung des Materials. Nach Prod'homme [30] kann die Brechzahländerung wie folgt genähert werden:

$$\frac{dn}{dT_T} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \left(\frac{1}{\alpha_p} \frac{d\alpha_p}{dT_T} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT_T} \right) \quad (2.24)$$

Dabei ist α_p die Polarisierbarkeit des Materials, ρ die Dichte des Materials und T_T die Temperatur. D.h. die Brechzahländerung wird von zwei Effekten verursacht. Einerseits von der Veränderung der Polarisierbarkeit des Materials durch die Temperatur und andererseits von der Volumenausdehnung und somit der Veränderung der Dichte des Materials. Im Allgemeinen zeigt sich, dass $\frac{1}{\alpha_p} \frac{d\alpha_p}{dT_T}$ ein positives Vorzeichen hat, d.h. mit zunehmender Temperatur nimmt auch der Brechungsindex zu. Hingegen hat $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT_T}$ in den meisten Fällen ein negatives Vorzeichen, da sich das Material bei erhöhter Temperatur ausdehnt und somit die Dichte abnimmt. Bei Gläsern, die eine geringe Wärmeausdehnung aufweisen, zeigt sich, dass $\frac{dn}{dT_T}$ ein positives Vorzeichen besitzt und der Effekt der Polarisierbarkeit den der Volumenausdehnung überwiegt. Bei Polymeren ist die Volumenausdehnung im Allgemeinen so gross, dass die Polarisierbarkeitsänderung vernachlässigt werden kann [31, 32]. In diesen Fällen reduziert sich die o.g. Formel zu:

$$\frac{dn}{dT_T} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT_T} \quad (2.25)$$

Im vorliegenden Fall werden Polymerwellenleiter betrachtet. Bei der Herstellung solcher Polymerwellenleiter werden, wie im Kapitel 4 dargestellt, Schichten von transparenten Polymeren

auf ein Substrat aufgebracht. Wenn diese Schichten lokal erwärmt werden, wird die Wärmeausdehnung durch das Substrat und durch das umgebende Material limitiert. Diese Blockade

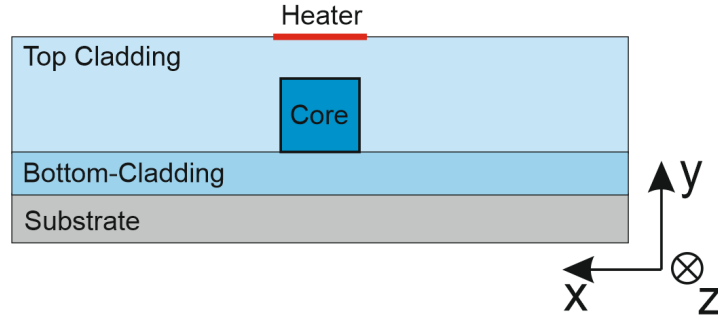


Abbildung 2.6: Schematischer Querschnitt durch einen Wellenleiter

der Wärmeausdehnung durch das umgebende Material ergibt in x und z eine Dehnung von 0: $\epsilon_x = \epsilon_z = 0$. Ausserhalb der Substratebene kann sich das Material frei ausdehnen. Deshalb wird die Annahme getroffen, dass in dieser Richtung keine Spannung auftritt, d.h. $\sigma_y = 0$. Das Hook'sche Gesetz (mit α_T als Temperatúrausdehnungskoeffizient) lautet [33]:

$$\epsilon_x = \frac{1}{E_m} [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] + \alpha_T * \Delta T_T \quad (2.26)$$

$$\epsilon_y = \frac{1}{E_m} [\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] + \alpha_T * \Delta T_T \quad (2.27)$$

$$\epsilon_z = \frac{1}{E_m} [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] + \alpha_T * \Delta T_T \quad (2.28)$$

Durch Einsetzen der o.g. Bedingungen in die Formeln für die Dehnungen in die drei Achsenrichtungen und Lösen des sich ergebenden Gleichungssystems zeigt sich:

$$\sigma_x = \sigma_z = -\alpha_T * \Delta T * \frac{E_m}{1 - \nu} \quad (2.29)$$

$$\sigma_y = 0 \quad (2.30)$$

sowie

$$\epsilon_y = \alpha_T * \Delta T * \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \quad (2.31)$$

$$\epsilon_x = \epsilon_z = 0 \quad (2.32)$$

Nach [33] ist die Volumendilatation e , sofern die Dehnungen klein sind, näherungsweise die Summe der einzelnen Dehnungen.

$$e = \frac{\Delta V_m}{V_m} = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = \alpha_T * \Delta T_T * \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \quad (2.33)$$

$$\frac{dV_m}{dT_T} = \frac{\Delta V_m}{\Delta T} = V * \alpha_T * \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \quad (2.34)$$

Eingesetzt in die Gleichung für den TO-Effekt ergibt sich:

$$\frac{dn}{dT_T} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT_T} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dV_m} \frac{dV_m}{dT_T} \quad (2.35)$$

$$\frac{dn}{dT_{TPlane}} = - \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} * \alpha_T * \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \quad (2.36)$$

Wenn sich das Material uneingeschränkt ausdehnen kann, d.h. $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0$ ergibt sich für die Volumendilatation $e = 3 * \alpha_T * \Delta T$ und somit:

$$\frac{dn}{dT_{TBulk}} = - \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{2n} * \alpha_T \quad (2.37)$$

Eingesetzt in den math. Zusammenhang für die durch das Substrat beschränkte Ausdehnung des Materials bedeutet dies:

$$\frac{dn}{dT_{TPlane}} = \frac{dn}{dT_{TBulk}} * \frac{1 + \nu}{1 - \nu} * \frac{1}{3} \quad (2.38)$$

In der Folge führt das dazu, dass die durch das Substrat beschränkte Ausdehnung den thermo-optischen Effekt um den Faktor $\frac{1+\nu}{1-\nu} * \frac{1}{3}$ reduziert. Bei Polymeren kann von einer Querkontraktionszahl ν von 0.4-0.5 ausgegangen werden, in Tab. 2.2 sind die daraus folgenden Reduktionsfaktoren angegeben. Dies bedeutet, dass bei einer Querkontraktionszahl

ν	$\frac{1+\nu}{1-\nu} * \frac{1}{3}$	Simulation
0.35	0.692	0.828
0.40	0.778	0.880
0.45	0.879	0.936
0.49	0.974	0.986
0.50	1.000	

Tabelle 2.2: Reduktionsfaktoren des thermooptischen Effekts, berechnet und simuliert

von 0.4 auf einem starren Substrat 78% des nominellen thermo-optischen Koeffizienten des Materials erreicht werden. Unter Annahme eines elastischen Materials mit $\nu = 0.5$ wird der volle thermo-optische Koeffizient erreicht. Für die Berechnungen wurde davon ausgegangen, dass das Material durch die Umgebung und das Substrat starr eingespannt ist. Das Wellenleitermaterial ist ein relativ elastisches Polymer ($E_m \approx 1.2 \text{ GPa}$). Aus diesem Grund wird auch in der x-z-Ebene eine Dehnung des Materials stattfinden. Dadurch erhöht sich der Reduktionsfaktor und der tatsächlich erreichte Wert für den thermo-optischen Koeffizienten wird zwischen den beiden Extremwerten dn/dT_{TPlane} und dn/dT_{TBulk} liegen. Um den tatsächlich erreichbaren Wert $dn/dT_{TLichtleiter}$ für den Polymerlichtleiter zu bestimmen, wurden computergestützte Berechnungen (FEM-Simulationen) durchgeführt. Die Resultate

dieser Simulationen sind ebenfalls in Tab. 2.2 angegeben. Bei der FEM-Simulation wurde eine 2-dimensionale Näherung angenommen. Der Lichtleiter und der Heizer sind im Vergleich zum Querschnitt des Heizer-Lichtleitersystems sehr lang und wurden deshalb als unendlich lang angenommen. Der Heizer wurde mit einer Breite von $25\ \mu\text{m}$ angenommen. Als Substrat wurde eine Polyimidfolie angenommen, die auf einem Aluminiumträger montiert ist. D.h. auf der Unterseite befindet sich ein Block mit konstanter Umgebungstemperatur von 20°C . Die Polymerschicht wurde mit $60\ \mu\text{m}$ angenommen. Es ist erkennbar, dass deutlich höhere Dehnungen zu erwarten sind, als dies die Berechnungen mit Formel 2.38 nahelegen.

3 Simulation der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen

Die Berechnung der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in Wellenleitern erfordert die Lösung der Maxwell'schen Gleichungen unter Berücksichtigung der geometrischen Struktur und der Materialien. Obwohl in den meisten Fällen die Problemstellung vereinfacht werden kann und lediglich die Lösung der Helmholtzgleichung für monochromatische elektromagnetische Wellen erforderlich ist, ist die analytische Lösung dieser Gleichungen in vielen Fällen zumindest schwierig und zeitintensiv. Aus diesem Grund werden numerische Lösungs- bzw. Simulationsmethoden eingesetzt um die Berechnung zu vereinfachen und zu beschleunigen und somit die Auslegung von Wellenleiterstrukturen effizienter durchführen zu können. Zu diesem Zweck werden in allgemeinen Simulationen genutzt welche auf der sogenannten „Beam-Propagation-Method“ (BPM) basieren. Für diese Arbeit wurden die Simulationen mit dem BeamPROP-Modul der RSoft Component Design Suite durchgeführt.

3.1 Beam-Propagation-Method

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Eigenschaften der Beam-Propagation-Method (BPM) erläutert werden. Aus diesem Grund wird in einem ersten Schritt die mathematische Grundlage für die einfachste Formulierung der BPM hergeleitet. Anschliessend werden Erweiterungen dargestellt, welche die Berechnung von komplexeren Problemen erlauben.

3.1.1 Herleitung der skalaren BPM

Die BPM ist eine Simulationsmethode, die sich insbesondere für die Simulation von Wellenleiterstrukturen eignet. Sie zeichnet sich durch ihre Effizienz und Vielseitigkeit aus. So wird beim Einsatz von BPM-Algorithmen die Simulation von Wellenleiterstrukturen eine, im Vergleich zu anderen Simulationsmethoden wie FDTD (Finite Difference Time Domain) oder FEM (Finite Element Method), geringe Rasterauflösung benötigt, wodurch vergleichsweise wenig Ressourcen benötigt werden, was zu einer relativ kurzen Rechenzeit führt. Die Vielseitigkeit der BPM ergibt sich dadurch, dass sie ohne Anpassungen auch auf komplexe Strukturen angewendet werden kann. Gleichzeitig erlaubt sie die Berücksichtigung einer Reihe von physikalischen Effekten, wie der Polarisierung oder Nichtlinearitäten [34]. Bei der Herleitung der einfachsten Variante der BPM, bei der Polarisierung, Nichtlinearitäten usw., nicht berücksich-

tigt werden, kann von der Helmholtzgleichung für monochromatische elektromagnetischen Wellen ausgegangen werden:

$$(\nabla^2 + k^2)\mathbf{E} = 0 \quad (3.1)$$

Da für ein monochromatisches elektrische Feld $E(x, y, z, t) = \phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$ eingesetzt werden kann (Separation von Raum und Zeit) ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \phi = 0 \quad (3.2)$$

Die Wellenleitergeometrie ist von der Brechzahlverteilung im Raum bestimmt und wird in der Gleichung über die ortsabhängige Wellenzahl $k(x, y, z) = k_0 n(x, y, z)$ beschrieben. Unter der Annahme, dass sich die Amplitude ϕ des elektrischen Felds nur langsam ändert, der sogenannten «Slowly varying envelope approximation» (SVEA), kann folgender Ansatz eingeführt werden [34]:

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{ik_0 n_{ref} z} \quad (3.3)$$

Dabei ist $k_0 = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl im Vakuum und n_{ref} die sog. Referenzbrechzahl. Im Allgemeinen ist diese gleich dem effektiven Brechungsindex der betrachteten Mode [35] oder dem Brechungsindex des Mantelmaterials. Somit beschreibt ϕ eine Wellenform $u(x, y, z)$ die sich entlang der z -Achse ausbreitet, wobei sich u in z nur geringfügig verändert. Durch Einsetzen von 3.3 in 3.2 ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2ik_0 n_{ref} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - k_0^2 n_{ref}^2)u = 0 \quad (3.4)$$

Basierend auf der getroffenen SVEA-Annahme kann davon ausgegangen werden, dass die Änderung von u in z -Richtung so langsam ist, dass der Term $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ vernachlässigt werden kann. Diese Annahme wird auch paraxiale oder parabolische Näherung (paraxial or parabolic approximation) genannt, da sie nur für paraxiale Probleme Gültigkeit hat bzw. zu einer parabolischen Differentialgleichung führt:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2k_0 n_{ref}} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - k_0^2 n_{ref}^2)u \right] \quad (3.5)$$

Gleichung 3.5 ist die grundlegende dreidimensionale Gleichung der BPM in ihrer skalaren und paraxialen Form [34]. Sie beschreibt die Ausbreitung eines gegebenen elektrischen Felds $E(x, y, z = 0)$ in z -Richtung. Gleichung 3.5 ermöglicht die Berechnung von paraxialen Systemen ohne Berücksichtigung von Polarisierungseffekten und Reflexionen. Als paraxial können Ausbreitungswinkel von $< 10^\circ - 15^\circ$ betrachtet werden.

3.1.2 Eigenschaften der BPM

Die skalare BPM erlaubt die Simulation einer sich ausbreitenden Welle unter bestimmten Voraussetzungen. Diese können bei der Simulation von Single-Mode Wellenleitern, welche im Allgemeinen eine NA von 0.1-0.15 aufweisen, mit nicht-polarisiertem Licht betrieben werden und aus nicht-doppelbrechendem Material aufgebaut sind, als gegeben betrachtet werden. Obwohl Gleichung 3.5 nur Berechnungen mit grossen Einschränkungen erlaubt und deshalb vielfach erweitert und verbessert wurde, um verschiedene Effekte wie Polarisation und Nichtlinearitäten zu berücksichtigen oder die Limitation auf paraxiale Wellen zu eliminieren, ist es möglich, anhand ihrer Herleitung, die wichtigsten Eigenschaften der Beam-Propagation-Methode zu erläutern:

1. Durch die Einführung der SVEA wird in Formel 3.5 eine Differentialgleichung hergeleitet, welche es erlaubt durch numerische Integration die Ausbreitung der Umhüllenden u einer Feldkomponente der elektro-magnetischen Welle zu berechnen. Das bedeutet, dass bei der Diskretisierung des Simulationsbereichs, d.h. dem Erzeugen des Rasters im Simulationsraum, die Umhüllende aufgelöst werden muss. Deshalb kann ein sehr viel gröberes Raster gewählt werden, als dies bei anderen Simulationsmethoden (z.B. FDTD oder FEM) erforderlich ist, da in diesen Fällen die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle aufgelöst werden muss. Dadurch wird die Berechnungsmethode sehr effizient, da deutlich weniger Datenpunkte berechnet werden müssen. In Abbildung 3.1 ist ein schematischer Vergleich zwischen Umhüllender und der Schwingung des elektrischen Feldes abgebildet. Mit den gewählten Parametern werden, für eine ausreichend aufgelöste Darstellung der Umhüllenden, zehn Datenpunkte benötigt, für das E-Feld 150. Bei realen Bedingungen sind die Unterschiede bei Gültigkeit der SVEA deutlich grösser.
2. Die Annahme einer quasi-monochromatischen Welle, wie sie zur Berechnung von 3.2 getroffen wurde, führt dazu, dass BPM Methoden nicht geeignet sind Berechnungen für Pulse oder Einschaltvorgänge durchzuführen.
3. Gleichung 3.5 beschreibt die Ausbreitung des Feldes u in z -Richtung. Somit kann ausgehend von einem Eingangsfeld („Launch-Field“) die Ausbreitung der Welle z.B. entlang eines Wellenleiters berechnet werden. Diese Eigenschaft begründet die einfache Anwendung der BPM für die Berechnung beliebiger Geometrien. Die BPM ermöglicht somit nicht nur die qualitative Berechnung der propagierenden Wellenform, darüber hinaus können quantitative Analysen durchgeführt werden. So können beispielsweise Übergangsverluste an einer Koppelstelle von zwei Wellenleitern untersucht werden oder auch Krümmungsverluste in einer S-Kurve.

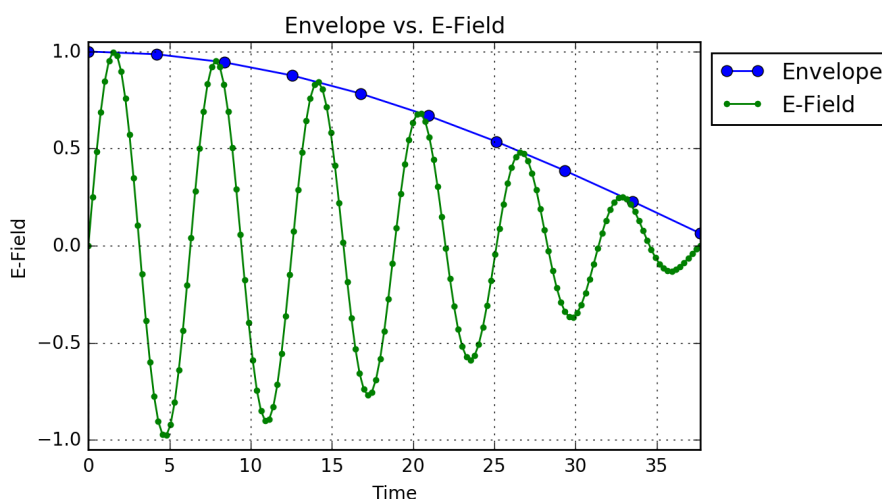


Abbildung 3.1: Veranschaulichender, nicht massstabsgetreuer Vergleich, elektrisches Feld (grün) mit Umhüllender (blau). Die zur Auflösung der Kurvenform notwendigen Stützpunkte wurden mit einer Markierung versehen.

3.1.3 Erweiterungen der BPM

Im vorliegenden Fall werden keine Gitterstrukturen eingesetzt, es treten in S-Bends nur kleine Winkel auf, ausserdem werden die Strukturen mit nicht-polarisiertem Licht betrieben und es kann davon ausgegangen werden, dass das Material nicht doppelbrechend ist. Deshalb können die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen grundsätzlich mit der skalaren BPM untersucht werden. Lediglich bei der Simulation von grossen S-Kurven mit steilen Winkeln $> 5^\circ$, muss der Einsatz einer sog. Wide-Angle BPM erwogen werden. Um die Vielseitigkeit der BPM zu erläutern, werden im Folgenden die wichtigsten Erweiterungen kurz beschrieben:

1. Vektorielle Beam-Propagation-Methode:

Um Polarisationseffekte zu berücksichtigen muss eine Erweiterung eingeführt werden. Ausgehend von der vektoriellen Wellengleichung

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3.6)$$

kann, durch Einsatz derselben Annahmen wie bei der Herleitung von 3.5, ein Satz von gekoppelten Gleichungen für die Umhüllenden in den beiden Polarisationsrichtungen in der Form

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

berechnet werden [36]. Dabei entsprechen A_{ij} komplexen Differentialoperatoren. Die Operatoren A_{xx} und A_{yy} beschreiben die Ausbreitung der beiden Polarisationsrichtungen, A_{xy} und A_{yx} Effekte wie Polarisationskopplung und Hybridmoden. In drei-dimensionalen Strukturen finden Effekte wie Polarisationskopplung statt, deshalb liegen im

Allgemeinen hybride Moden vor. In vielen Fällen sind diese Kopplungseffekte schwach und vernachlässigbar [36]. In diesen Fällen kann $A_{xy} = A_{yx} = 0$ gesetzt werden und man spricht von einer semi-vektoriellen Näherung, in welcher die beiden Polarisationsrichtungen unabhängig voneinander betrachtet werden [34].

2. Wide-angle BPM:

Die Vernachlässigung des Terms $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ bei der Berechnung von Glg. 3.5 führt von einer Differentialgleichung zweiter Ordnung zu einer Differentialgleichung erster Ordnung, die mit geringem Aufwand numerisch gelöst werden kann. Durch die Vernachlässigung der Ableitung zweiter Ordnung wird die Genauigkeit der Berechnungen für Wellen mit hohen Winkeln (nicht-paraxial) und Geometrien mit hohem Indexkontrast eingeschränkt. Gleichzeitig treten Berechnungsfehler bei der Überlagerung von vielen verschiedenen Moden, wie sie bei MMI-Strukturen auftreten, auf [34]. Diese Einschränkungen können durch Erweiterungen der BPM eliminiert werden. Für diese Erweiterungen gibt es verschiedene Ansätze um den Effekt des o.g. Terms durch eine Näherung zu ersetzen, um so Beschränkungen hinsichtlich Paraxialität, Brechzahlkontrast und hohe Modenzahl zu minimieren. Im Allgemeinen werden zu diesem Zweck die sogenannten Padé-Approximationen eingesetzt [37].

3. Bi-directional BPM:

Mit Hilfe von Glg. 3.5 kann durch numerische Verfahren die Ausbreitung einer Welle in z -Richtung berechnet werden. Es ist jedoch nicht möglich allfällige reflektierte Wellen, die an einem Übergang, z.B. am Eingang eines Wellenleiters, auftreten, zu berechnen. Um diese Einschränkung zu eliminieren, wurden Erweiterungen eingeführt die als Bi-directional BPM bezeichnet werden. In dem in [38] beschriebenen Ansatz wird davon ausgegangen, dass die Reflexionen an diskreten Übergängen auftreten. In den Zwischenräumen werden die ursprüngliche und die reflektierte Welle als unabhängig voneinander propagierende vor- und rücklaufende Wellen betrachtet. Die beiden Wellen können dabei mit Hilfe einer Transfermatrix beschrieben werden und verknüpfen jeweils eine vor- und rücklaufende Welle am Eingang (u_{in}^+ und u_{in}^-) mit einer vor und rücklaufenden Welle am Ausgang (u_{out}^+ und u_{out}^-).

$$\begin{bmatrix} u_{out}^+ \\ u_{out}^- \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} u_{in}^+ \\ u_{in}^- \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Die Transfermatrix beschreibt die Wellenausbreitung im Raum mittels BPM und die Kopplung von ein- und ausfallenden Wellen an einem Interface über eine Interface-Matrix. Diese Formulierung erlaubt die Modellierung von sehr komplexen Strukturen wie Gratingstrukturen u.ä. In den meisten Fällen kann davon ausgegangen werden, dass am Ausgang keine rücklaufende Welle auftritt, d.h. $u_{out}^- = 0$. Da u_{in}^+ bekannt ist, kann, üblicherweise mit Hilfe von numerischen iterativen Verfahren, die vorlaufende

Wellenform am Ausgang und die rücklaufende Wellenform am Eingang der Struktur berechnet werden.

3.2 Mode-Solving mit BPM

In vielen Fällen ist es notwendig die Form eines Modenfeldes sowie die Ausbreitungskonstante bzw. den effektiven Brechungsindex einer Mode zu berechnen. Da die Gleichungen zur Berechnung dieser Parameter im Allgemeinen nicht analytisch lösbar sind, sind dafür wie in Kapitel 2.1 erläutert, verschiedene Näherungsmöglichkeiten verfügbar. Die Resultate sind im Allgemeinen recht ungenau und erlauben lediglich eine grobe Abschätzung der Form des Modenfeldes. Um die Moden einer Lichtleiterstruktur zu berechnen werden deshalb sogenannte Mode-Solver eingesetzt. Diese erlauben es, basierend auf einem Modell des Wellenleiters, die geführten Moden und in manchen Fällen auch Strahlungsmoden und Cavitymoden zu berechnen. In der Literatur ist eine Vielzahl von Ansätzen beschrieben. Diese Ansätze basieren z.B. auf der finiten elemente Methode FEM [39], die Multipole Method [40], Source Model Technique [41], Plane-Wave expansion Method PWE [42], der Eigenmode expansion Method (EME) oder aber der BPM [34, 43, 44]. Die in dieser Arbeit untersuchten Wellenleiterstrukturen wurden mit Hilfe von BPM-Simulationen ausgelegt. Deshalb ist es naheliegend, das Mode-Solving ebenfalls mit Hilfe von BPM-Algorithmen, basierend auf dem bereits für eine BPM-Simulation erstellten CAD-Modell, durchzuführen. Um mit Hilfe der BPM-Technik die Moden zu berechnen, sind zwei Ansätze in der Literatur beschrieben. Die sogenannte Korrelations-Methode (correlation method) [43] und die Imaginary Distance BPM [44]. Bei beiden Ansätzen wird die Ausbreitung eines beliebigen Feldes durch eine gegebene Wellenleiterstruktur untersucht. Bei der Wahl des Startfeldes muss darauf geachtet werden, dass höhere Moden, sofern sie in der gegebenen Struktur existieren, auch angeregt werden. Am einfachsten kann dies durch einen Versatz eines beliebigen Eingangsfeldes an den Rand oder in eine Ecke der Wellenleiterstruktur erreicht werden.

3.2.1 Imaginary Distance BPM

Grundsätzlich kann davon ausgegangen werden, dass ein Eingangsfeld in einen Wellenleiter aus einer Superposition der vom Wellenleiter geführten Moden (ϕ_m) und Strahlungsmoden ϕ_{rad} besteht.

$$\phi_{in}(x, y) = \sum_m c_m \phi_m(x, y) + \int_1^{n_2} c_{rad} \phi_{rad}(x, y) dn_{eff} \quad (3.9)$$

Wenn das Feld nun durch den Wellenleiter propagiert, und davon ausgegangen wird, dass die Strahlungsmoden in die Umgebung abstrahlen, kann das Feld im Wellenleiter wie folgt ausgedrückt werden:

$$\phi_{in}(x, y, z) = \sum_m c_m \phi_m(x, y) e^{i\beta_m z} \quad (3.10)$$

Wie in [45] gezeigt, kann durch Propagation über eine imaginäre Distanz $z = -iz'$, die o.g. Gleichung so verändert, werden, dass die einzelnen Modenfelder exponentiell über die Propagationslänge zunehmen.

$$\phi_{in}(x, y, z) = \sum_m c_m \phi_m(x, y) e^{i\beta_m z'} \quad (3.11)$$

Die Propagation des gewählten Eingangsfeldes kann mit Hilfe von BPM Simulationen erfolgen. Durch die Tatsache, dass die Ausbreitungskonstante der Grundmode im Vergleich zu den weiteren geführten Moden am grössten ist, wird diese nach einer gewissen Distanz dominieren und die Beiträge der höheren Moden zum gesamten im Wellenleiter geführten Feld können vernachlässigt werden. Das heisst die Form des Modenfelds ϕ konvergiert in der Simulation, nach der Ausbreitung über eine ausreichende Länge z , gegen die Form der Grundmode $\phi_{(0)}$.

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \phi(x, y, z) = c_{(0)} \phi_{(0)}(x, y) e^{\beta_{(0)} z'} \quad (3.12)$$

Die Ausbreitungskonstante kann schliesslich über den Zusammenhang, welcher schon im Kapitel 2.1 erwähnt wurde,

$$\beta_m = \frac{\iint_A \left[k(x, y)^2 \phi_m - \left| \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right|^2 - \left| \frac{\partial \phi_m}{\partial y} \right|^2 \right] dx dy}{\int_A |\phi_m|^2 dx dy} \quad (3.13)$$

berechnet werden [45]. Nachdem die Grundmode berechnet wurde, kann diese bei der Propagation aus dem Feld subtrahiert werden, so dass die nächsthöhere Mode berechnet werden kann [44].

3.2.2 Korrelationsmethode

Die sog. Correlation-Method wurde bereits 1980 von Feit und Fleck beschrieben [43]. Sie basiert darauf, dass das Eingangsmodenfeld über eine gewisse Länge Z mittels einer BPM Simulation durch den Wellenleiter propagiert wird. Anschliessend wird die Korrelation zwischen dem propagierenden Feld und dem Eingangsmodenfeld berechnet:

$$P_1(z) = \iint \phi_{in}^*(x, y) \phi(x, y, z) dx dy \quad (3.14)$$

Wenn die Gleichungen 3.9 und 3.10 eingesetzt werden ergibt nach [43] sich für $P_1(z)$:

$$P_1(z) = \sum_m c_m \phi_m(x, y) e^{i\beta_m z} * \sum_m c_m^* \phi_m^*(x, y) = \sum_{m,j} |c_{m,j}|^2 e^{i\beta_m z} \quad (3.15)$$

Es gilt zu bemerken, dass der Anteil der Strahlungsmoden in der o.g. Gleichung nicht berücksichtigt wird. Jedoch erlaubt es die Korrelationsmethode auch diese zu berechnen [34]. Wenn nun an $P_1(z)$ eine Fouriertransformation durchgeführt wird, zeigt sich, dass ein Spektrum

mit Spitzen an den Punkten β_m mit Spitzenwerten proportional zu den Leistungsmodengewichtskoeffizienten $W_m = \sum_j |c_{m,j}|^2$ auftritt.

$$P_1(\beta) = \sum_{m,j} |c_{m,j}|^2 \delta(\beta - \beta_m) \quad (3.16)$$

In der Realität kann die Propagation von ϕ und in der Folge $P_1(z)$ nur über eine endliche Strecke berechnet werden. Deshalb ergibt sich bei der Fouriertransformation eine Unschärfe bei der Höhe W_m und Lage β_m der Spitzenwerte [34]. Diese Unsicherheit beträgt:

$$\Delta\beta = \frac{\pi}{Z} \quad (3.17)$$

D.h. durch Verlängern der Simulationslänge Z wird die Genauigkeit der Resultate erhöht, gleichzeitig erhöht sich auch die Rechenzeit. Die Form der Modenfelder kann über den Zusammenhang mit Hilfe einer zweiten BPM Simulation über die Länge L

$$\phi_m = \frac{1}{L} \int_0^L \phi(x, y, z) e^{-\beta_m z} dz \quad (3.18)$$

berechnet werden [34].

Im Allgemeinen wird für die Korrelationsmethode ein höherer Rechenaufwand benötigt, entsprechend ist die Methode meistens langsamer als die Imaginary Distance BPM. Jedoch ist es mit der Korrelationsmethode möglich auch Strahlungsmoden (bzw. Leaky-Modes) zu berechnen [34].

3.3 Simulation eines Wellenleiters

Wie im Abschnitt 3.1 erläutert, kann mit Hilfe der Beam-Propagation-Method die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle entlang einer beliebigen Geometrie berechnet werden. Konzeptionell ist der Aufbau einer BPM Simulation denkbar einfach, umfasst wenige Schritte und ist vergleichbar mit dem Aufbau einer Raytracing Simulation. Die notwendigen Schritte sind in der folgenden Aufzählung aufgeführt und näher erläutert:

1. Definition der Geometrie: Im ersten Schritt wird die zu untersuchende Geometrie definiert und den verschiedenen Körpern ihre optischen Eigenschaften, wie z.B. der Brechungsindex (reell oder komplex) zugewiesen. In kommerziellen Simulationsumgebungen ist zu diesem Zweck eine CAD-Umgebung inkludiert, welche es ermöglicht die Geometrie zu zeichnen oder entsprechende Daten zu importieren.
2. Definition der Quelle: Als zweiter Schritt muss ein Anregungsfeld als Quelle definiert werden, welches bei der Simulation durch die gegebene Geometrie propagiert wird. Einerseits muss die Wellenlänge festgelegt werden, andererseits die Form und die Position

des elektromagnetischen Anregungsfeldes. Das Anregungsfeld kann beliebige Formen annehmen, so kann z.B. eine Fasermode als Anregungsfeld definiert werden um ihre Kopplung zum untersuchten Wellenleiter zu simulieren. Auf diese Art und Weise können die Übergangsverluste zwischen Faser und Wellenleiter berechnet werden. Für die Analyse von integriert optischen Funktionsstrukturen ist es erforderlich eine ideale Kopplung zwischen Anregungsfeld und Wellenleiter zu realisieren. Bei einer idealen Kopplung zwischen Anregungsfeld und Wellenleiter treten keinerlei Reflexionen und Strahlungsmoden auf, welche die Simulationsergebnisse für die geführte Mode überlagern. Zu diesem Zweck ist es möglich, vor der BPM Simulation, mit Hilfe eines Mode-Solvers die Mode des betrachteten Wellenleiters zu berechnen und das Ergebnis als Anregungsfeld zu definieren.

3. Definition des Simulationsbereichs und Wahl der Randbedingungen: Anschliessend an die Quellendefinition muss der Simulationsbereich definiert werden. Dazu muss einerseits die Grösse des Simulationsbereichs und auch ein Raster für die numerische Berechnung festgelegt werden. Der Simulationsbereich muss so gross gewählt werden, dass die evaneszenten Felder störungsfrei berechnet werden können. Im Allgemeinen wird der Bereich so gross gewählt, dass an den Rändern keine signifikanten Felder mehr auftreten. Die Ränder des Simulationsbereichs müssen mit Randbedingungen versehen werden. In den meisten Fällen ist es die Aufgabe der Randbedingungen bei BPM-Simulationen sicherzustellen, dass Licht, welches z.B. von einem Wellenleiter abgestrahlt wird und an den Rand gelangt, nicht an der Unstetigkeit des Rands des Simulationsraumes durch eine artifizielle Reflexion in den Simulationsbereich zurückreflektiert wird und so die Analyse überlagert. Übliche Randbedingungen für BPM-Simulationen umfassen:
 - a) Transparent Boundary Condition (TBC): Die TBC ist die Implementation eines offenen Systems und entspricht dem Fall, dass das Licht durch den Rand des Simulationsbereichs transmittiert wird. Die TBC ist einfach zu implementieren und bedingt einen geringen zusätzlichen Ressourcenaufwand bei der Simulation. Jedoch kann sie insbesondere bei steilen Einfallswinkeln versagen und zu signifikanten Reflexionen führen [46].
 - b) Perfectly Matched Layer (PML): Die Implementation des PML fügt am Rand des Simulationsmodells einen zusätzlichen Bereich hinzu, in dem eine einfallende Welle absorbiert wird. Diese zusätzliche Schicht im Randbereich erweitert den Simulationsraum und vergrössert so die Anzahl der Datenpunkte während der Simulation. Die Dicke der PML und somit die Anzahl der Datenpunkte muss entsprechend dem erwarteten Einfallswinkel der Wellen angepasst werden. Je dünner die PML umso höher ist die Reflektivität der PML für flach einfallende Strahlen, d.h. je flacher der Eintrittswinkel, umso dicker muss die PML gewählt werden und umso rechenaufwändiger ist die Randbedingung [47].

- c) Dirichlet Randbedingung: Die Dirichlet Randbedingung erzwingt eine Feldstärke von 0 am Rand des Simulationsbereichs. Dies bedeutet, dass eine einfallende Welle in den Simulationsraum zurückreflektiert wird. Diese Randbedingung ist in manchen Fällen hilfreich, z.B. um unter Ausnutzung einer Symmetrie nur die Hälfte einer Geometrie zu simulieren.

Bei kommerziell verfügbaren Implementationen wird, basierend auf der Geometrie, dem gewählten Startfeld und der Wellenlänge ein Vorschlag für den Simulationsbereich und das Raster generiert. Im Allgemeinen stellen diese Vorschläge einen guten Startwert dar. In vielen Fällen können diese Werte problemlos übernommen werden und müssen nur in Ausnahmefällen angepasst werden. Da bei der Simulation von Wellenleitern meistens flache Einfallswinkel auf die Ränder auftreten und die TBC sehr ressourcenschonend ist, wird diese als Standardrandbedingung gewählt.

4. Durchführung der Simulation und Analyse der Resultate

Nachdem der Simulationsbereich und das Raster definiert wurden, kann die Simulation durchgeführt werden. Nach Abschluss der Berechnungen, kann die Feldverteilung bzw. deren Umhüllende dargestellt und untersucht werden. In vielen Fällen, insbesondere zur quantitativen Analyse, sind zusätzliche Informationen erforderlich. Da eine Simulation eine sehr grosse Datenmenge produziert, ist die Analyse der generierten Rohdaten oft umständlich und schwierig. Kommerziell verfügbare Simulationsumgebungen (z.B. Rsoft BeamPROP oder Optiwave OptiBPM) stellen zu diesem Zweck zusätzliche Werkzeuge zur Verfügung um ein automatisiertes post-processing der Simulationsdaten, während bzw. nach der Simulation durchzuführen. Um die Verluste einer Mode beim Durchgang durch eine beliebige Wellenleiterstruktur zu berechnen, muss beispielsweise das Overlap-Integral zwischen dem Modenfeld am Wellenleiterende mit dem Startmodenfeld berechnet werden.

4 Herstellung von Polymerwellenleitern

Für die Herstellung der in dieser Arbeit genutzten Wellenleiter wurden UV härtende Polymere eingesetzt. Diese werden in flüssiger Form auf ein Substrat aufgebracht und mit Hilfe von lithographischen Verfahren strukturiert. Für die Produktion von Wellenleitern können verschiedene Substrattypen eingesetzt werden. Wichtig ist, dass die Substrate eine ausreichende Oberflächenqualität aufweisen, da sich Unebenheiten im Wellenleiterkern abzeichnen und zu erhöhten Verlusten führen können. Geeignete Substratmaterialien sind zum Beispiel Gläser, Silizium und Polyimidsubstrate.


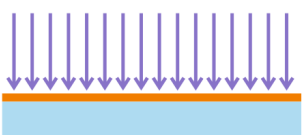

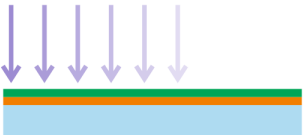




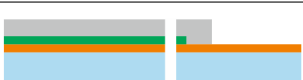
4.1 Prozessablauf

Im Folgenden wird der Prozessablauf bei der Wellenleiterherstellung grob skizziert. Der in Tabelle 4.1 dargestellte Ablauf ist ein Basisprozess für die Herstellung der Wellenleiter. Dieser Basisprozess muss in vielen Fällen auf die Anforderungen des jeweiligen Produkts angepasst werden. In allen Fällen wird in einem ersten Schritt eine untere Mantelschicht, das sog. Bottom-Cladding, aufgebracht. Zu diesem Zweck können, abhängig von den jeweiligen Rahmenbedingungen, verschiedene Verfahren wie z.B. Spin-Coating oder Rakeln eingesetzt werden. Diese Mantelschicht wird anschliessend mit einer UV-Belichtung oder einer Wärmebehandlung ausgehärtet. Im nächsten Schritt wird das Kernmaterial als Schicht aufgebracht und mit Hilfe eines Laserstrahls lokal ausgehärtet. Durch abfahren des Wellenleiterpfades können so die Wellenleiter in die Schicht geschrieben werden. Mit Lösungsmitteln werden die nicht ausgehärteten Bereiche der Kernschicht entfernt. Die ausgehärteten Wellenleiter verbleiben auf dem Substrat und werden mit einer oberen Mantelschicht abgedeckt. Abschliessend wird die obere Mantelschicht ausgehärtet, durch eine strukturierte Belichtung (z.B. mit einer Maske oder einem Laserstrahl) gefolgt von einem Entwicklungsschritt ist es möglich auch die obere Mantelschicht zu strukturieren. Dies ist beispielsweise für die passiv alignierte Faserkopplung wie sie in Kapitel 6.3 beschrieben wird notwendig.

4.2 Packaging

Bei der Anpassung des zuvor vorgestellten Fertigungsprozesses müssen vor allem Anforderungen hinsichtlich des nachfolgenden Packagings (z.B. Faserkopplung) berücksichtigt werden. So werden für eine aktiv alignierte Faserkopplung oft Glasblöcke zur Stabilisierung der Klebestelle benötigt, welche vor dem Zersägen des Substrats aufgeklebt werden müssen. Beim Dicing

Tabelle 4.1: Schritte bei der Herstellung der Wellenleiter

#	Schematische Darstellung	Beschreibung
1		Deposition der Bottom-Cladding-Schicht Aufbringen der Bottom-Cladding Polymerschicht mit Hilfe von Spin-Coating-Verfahren.
2		Aushärten der Bottom-Cladding-Schicht Mittels UV-Flutbelichtung.
3		Deposition der Kern-Schicht Beschichtung mit Hilfe von Spin-Coating-Verfahren.
4		Schreiben der Wellenleiterstrukturen mittels LDI (Laser Direct Imaging). D.h. die Wellenleiter werden mit einem UV-Laser abgefahren und lokal ausgehärtet.
5		Entwicklung der Wellenleiterstrukturen Die nicht ausgehärteten Bereiche der Kernschicht werden mit Hilfe von Lösungsmitteln entfernt.
6		Deposition der Top-Cladding-Schicht Beschichtung mit Hilfe von Spin-Coating-Verfahren.
7		Aushärten der Top-Cladding-Schicht. Dies kann Wahlweise mit einer UV-Flutbelichtung oder einer strukturierten Belichtung erfolgen.
8		Entwicklung der Top-Cladding Schicht Sofern notwendig, werden die nicht ausgehärteten Bereiche der Top-Cladding-Schicht mit Hilfe von Lösungsmitteln entfernt.
9		Dicing Zerteilen der Substrate in die einzelnen Wellenleitermodule mit Hilfe einer Wafersäge. Mit einem optimierten Sägeprozess erfolgt gleichzeitig die Präparation der Facette.

bzw. der Facettenpräparation muss darauf geachtet werden, dass keine Kontamination der Wellenleiterendfläche mit Partikeln (z.B. Sägestaub oder Schleifpartikel etc.) auftritt, welche zu Streueffekten und somit zu Kopplungsverlusten führen können. Aus diesem Grund können keine konventionellen Polierprozesse eingesetzt werden, da solche Kontaminationen in diesen Fällen nicht zu vermeiden sind. Für die Facettenpräparation werden in den meisten Fällen Sägeprozesse auf Wafersägen eingesetzt. Diese Anlagen erlauben eine genaue Positionierung

der Sägelinie in Bezug auf das Substrat, zusätzlich kann die Sägetiefe genau eingestellt werden. Dies ermöglicht es gezielt z.B. nur die optische Lage zu bearbeiten. Je nach Substrat müssen für die Facettenpräparation und die Bearbeitung des Substratmaterials (z.B. Glas) verschiedene Sägeblätter genutzt werden um eine optimale Oberflächenqualität der optischen Facette zu erreichen. Aus diesem Grund ist es im Allgemeinen notwendig einen mehrstufigen Sägeprozess zu nutzen. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der jeweils letzte Schritt die Definition der optischen Facette ist. Je nach Anforderung ergeben sich dabei unterschiedliche Abfolgen der Sägeschnitte, bei denen die optische Facette im Vergleich zur Substratkante vorstehend oder zurückversetzt ist. Ausserdem können nach Fertigstellung der Wellenleiter elektrische Leiterbahnen aufgebracht werden. Diese können z.B. aufgedampft und mit Hilfe von photolithographischen Verfahren wie Ätzen oder Lift-off-Prozessen strukturiert werden.



Abbildung 4.1: Fasergekoppeltes Wellenleitermodul mit Stabilisierungsblöcken, in Glasblock gefasstes Glasfaserflachbandkabel (rechts & links).

Je nach Einsatzumgebung und Anwendung sind verschiedene optimierte Packagingkonzepte notwendig. Aus diesem Grund wird in Kapitel 8 und 9, in welchen zwei konkrete Beispiele der Umsetzung von integriert optischen Systemen vorgestellt werden, unter anderem auf das jeweilige Packagingkonzept eingegangen.

5 Charakterisierung von Wellenleitern

Der erste Schritt zur effizienten Auslegung von Funktionsstrukturen ist die Charakterisierung der grundlegenden Wellenleitereigenschaften. Dazu zählen die Wellenleitergeometrie, d.h. Breite und Höhe, die numerische Apertur bzw. der Brechzahlprung des Wellenleiters und die Ausbreitungsdämpfung eines Wellenleiters. Anhand dieser Daten können die bei der Auslegung eines Wellenleiternetzwerks die Gesamtdämpfung und Kopplungsverluste abgeschätzt werden. Ausserdem ist es möglich, die Kopplungscharakteristik von zwei parallel gekoppelten Wellenleitern, wie sie für Richtkoppler eingesetzt werden, zu bestimmen. Für die Auslegung von thermo-optischen Schaltern ist es ausserdem wichtig die thermo-optischen Eigenschaften zu bestimmen. Die meisten in diesem Abschnitt vorgestellten Messmethoden sind Stand der Technik und wurden allenfalls geringfügig für die vorliegende Anwendung angepasst. Die Messung des thermo-optischen Effekts sowie des Brechzahlsprungs wurden jedoch im Rahmen des Projektes entwickelt und im Falle des thermo-optischen Effekts publiziert [14].

5.1 Querschnitt

Wie im Kapitel zur Herstellung der Wellenleiter erläutert, wird bei der Präparation der Wellenleiterfacetten eine Wafersäge eingesetzt. Mit Hilfe eines optimierten Sägeprozesses ist es möglich Wellenleiterfacetten, mit einer für die Messung ausreichenden Oberflächenqualität, zu präparieren. In diesem Zuge kann ein weiterer Schnitt durchgeführt werden um eine Querschnittprobe mit einer Länge von wenigen Millimetern zu erhalten. Bei den Messungen hat sich gezeigt, dass eine Probenlänge von 3-4 mm dafür gut geeignet ist. Bei einer längeren Probe ist es nicht möglich den notwendigen Arbeitsabstand, der benötigt wird um die Probe auf dem Mikroskop scharfzustellen, zu realisieren. Eine kürzere Probe erschwert die Halterung und Positionierung der Probe auf dem Proben Tisch. Um die Wellenleiterdimensionen zu bestimmen, wird die Probe auf dem Proben Tisch platziert. Bei der Durchlichtbeleuchtung koppelt das Licht auf der Unterseite in den Wellenleiter ein und lässt den Wellenleiterkern auf dem Bild heller erscheinen als das ihn umgebende Mantelmaterial. Mit Hilfe eines kalibrierten Mikroskops ist es nun möglich die Form des Wellenleiters bzw. dessen Breite und Höhe zu bestimmen. Bei der Messung ist es hilfreich, wenn möglichst viele Moden im Wellenleiter angeregt werden, um eine möglichst scharfe Abgrenzung des Wellenleiterkerns zu erreichen. Zu diesem Zweck sollte die Beleuchtung mit weissem Licht erfolgen (siehe Abb. 5.1).

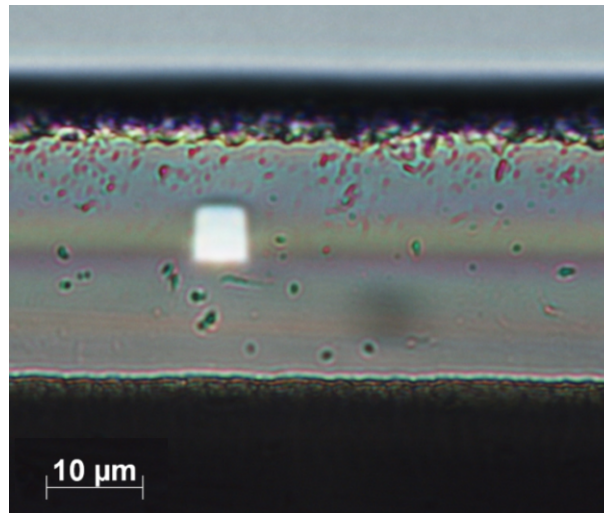


Abbildung 5.1: Aufnahme eines Wellenleiterquerschnitts im Durchlichtmikroskop. (Quelle: [14])

5.2 Transmissionsmessung an Wellenleitern

Um die Transmission eines Wellenleiters zu messen wurde ein Aufbau realisiert, welcher aus vier grundlegenden Teilen besteht: Sender, Probenhalterung, Empfänger und einer Steuerungssoftware.

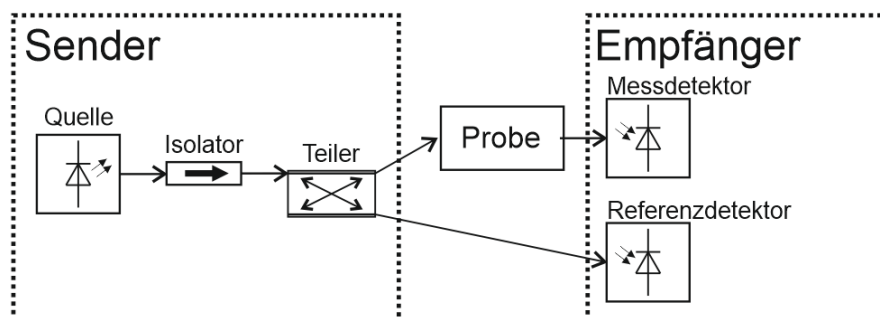


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des Messsystems

5.2.1 Sendereinheit

Die Sendereinheit ist ein faseroptischer Aufbau, der es ermöglicht Licht verschiedener Quellen in einen Wellenleiter auf der Probe einzukoppeln. Wie in Abb. 5.2 ersichtlich ist, wird das Licht aus einer Quelle über einen optischen Isolator auf einen Leistungsteiler geleitet. Der optische Isolator wird benötigt um zu verhindern, dass allfällige Reflexionen in die Quelle zurückkoppeln und zu Leistungsvariationen führen. Der Teiler zweigt 10% des Lichts auf einen Referenzdetektor ab um ein Driften der Ausgangsleistung der Quelle bei der Messung berücksichtigen zu können. Der Sender ist auf Basis von $9/125\ \mu\text{m}$ Standard-Single-Mode

Fasern aufgebaut. Die Kopplung zwischen Faser und Wellenleiterprobe wird über ein blanke gebrochene (bare and cleaved Fiber) Faser realisiert. Die Faser wird zu diesem Zweck auf einem Manipulator mit fünf Freiheitsgraden befestigt (siehe Abb. 5.3).

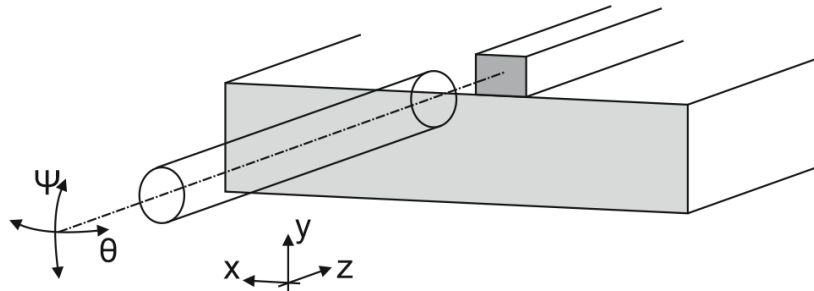


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Kopplungssituation mit den Freiheitsgraden

Der Manipulator ermöglicht die Verschiebung der Faser in die drei Raumrichtungen wobei die laterale Ausrichtung (x & y) mit Piezoaktuatoren gesteuert werden kann. Die Verschiebung in axialer Richtung (z -Achse, Ausbreitungsrichtung) erfolgt manuell und kann über eine Kamera beobachtet werden. Ausserdem erlaubt der Manipulator die manuelle Justage der Neigungswinkel Ψ und Θ der Faser zum Wellenleiter. Durch den faserbasierten Aufbau der Sendeeinheit ist es möglich die Quelle zu wechseln, ohne die Einkopplung zwischen Faser und Wellenleiter zu verändern.

5.2.2 Probenhalterung

Die Probenhalterung ist eine mechanische Einrichtung zur Befestigung der Probe während der Messung. Die Halterung ist eine Auflage mit einem einseitigen seitlichen Anschlag auf der die Probe mittels Magneten festgeklemmt oder mittels Vakuum angezogen werden kann. Um Kratzer auf der Probe zu vermeiden, werden die Magneten mit einem Kunststoffkratzschutz versehen. Die Probenhalterung ist auf einen Linearverschiebetisch montiert, welcher mit einem Stellmotor mit Glasmassstab ausgerüstet ist. Diese Kombination ermöglicht es die Probe um eine vorgegebene Distanz zu verschieben. Dies erlaubt es die Probe nach der Messung eines Wellenleiters so zu verschieben, dass der nächste Wellenleiter direkt vor der Senderfaser positioniert ist. Dann muss vor der Messung des nächsten Wellenleiters lediglich eine automatisierte Feinjustage erfolgen, da die Grobausrichtung erhalten bleibt.

5.2.3 Empfängereinheit

Auf der Empfängerseite wird das Licht mit einer Faser aufgefangen. Die Empfängerfaser wird ähnlich wie bei der Senderfaser positioniert, jedoch handelt es sich in diesem Fall um einen dreiachsigen Manipulator für die drei Raumrichtungen x , y und z , bei dem ebenfalls die

laterale Position der Faser vor dem Wellenleiter über Piezoaktoren gesteuert werden kann (Abb. 5.2). Wie auf der Senderseite wird der Faserabstand, d.h. die axiale Position, manuell justiert. Der Manipulator ist zusätzlich, wie die Probenhalterung, auf einen Linearverschiebetisch montiert, welcher mit einem Stellmotor mit Glasmassstab ausgerüstet ist. Somit kann beim Übergang von geraden Wellenleiter auf Wellenleiter mit S-Kurven die Position der Empfängerfaser automatisiert nachgestellt werden. Ausserdem ist es möglich, z.B. bei der Untersuchung von Richtkopplern, die Empfängerfasern schnell von einem Ausgang zum nächsten zu verschieben. Die Empfängereinheit wird durch ein zwei-Kanal Leistungsmessgerät (Powermeter) mit zwei kalibrierten Germaniumphotodioden komplettiert. Das Powermeter ist über eine USB-Schnittstelle mit einem PC verbunden und kann somit automatisiert ausgelesen werden.

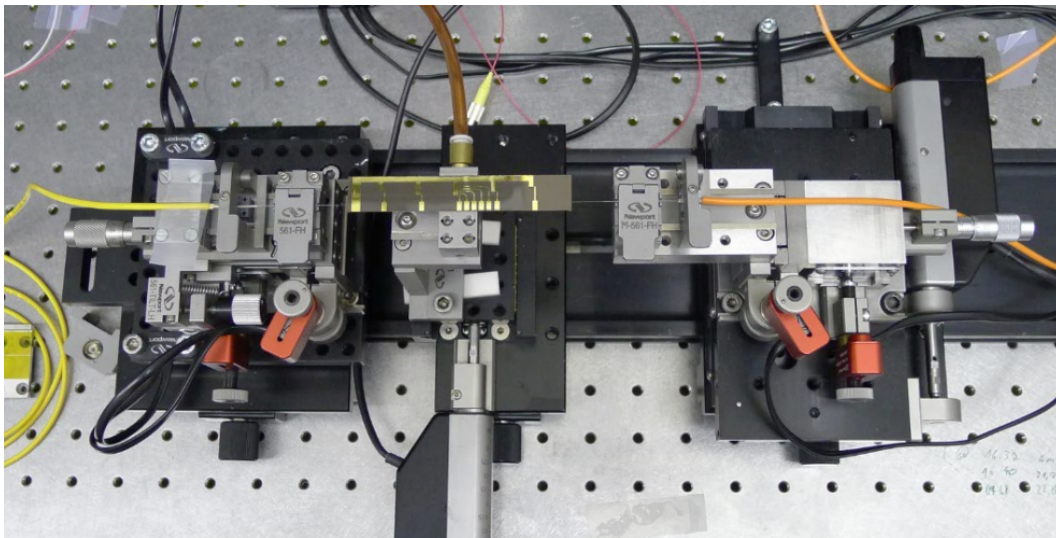


Abbildung 5.4: Messaufbau bestehend aus dem Sender mit einer Single-Mode Faser (links) der Probenhalterung mit Probe (mitte) und dem Empfänger mit einer Multi-Mode Faser (rechts)

5.2.4 Steuerungssoftware

Der Messaufbau kann mit Hilfe eines LabView-Programms gesteuert werden. Einerseits können die Probe und die Empfangsfaser mit Hilfe der Stellmotoren um eine frei wählbare Distanz verschoben werden, andererseits kann die Position von Sende- und Empfängerfaser mit Hilfe der Piezoaktoren justiert werden. Diese Justage kann einerseits manuell erfolgen, indem der jeweilige Aktor um eine frei wählbare Zahl von Schritten verstellt wird, oder aber es kann eine automatische Ausrichtung der Faser erfolgen. Dabei versucht das Programm die Faserposition zu optimieren, indem die Leistung, die auf den Messdetektor trifft, maximiert wird.

5.2.5 Messablauf

Die drei Einheiten Sender, Probenhalter und Empfänger werden auf einer Schiene montiert. Dies ermöglicht eine sehr einfache Anpassung des Aufbaus auf Proben mit verschiedener Länge. Eine Transmissionsmessung an einem Wellenleiter besteht immer aus zwei separaten Messungen. Einerseits aus der Transmissionsmessung an der Probe selbst und andererseits aus der Referenzmessung.

1. Referenzmessung

Bei der Referenzmessung sollen Einflüsse (Verluste in den Messfasern, etc.) die vom Aufbau verursacht werden bestimmt werden, um sie in weiterer Folge aus dem Messergebnis zu eliminieren. Bei einer einfachen Transmissionsmessung zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung bedeutet dies, dass für die Referenzmessung die Probe aus dem Strahlengang entfernt wird und direkt die Empfänger und die Senderfaser zu einander gekoppelt werden. So können alle Einflüsse der Fasern, Splitter etc. bestimmt werden und der Unterschied zur Transmissionsmessung wird ausschliesslich von der Probe verursacht. Durch eine geeignete Durchführung der Referenzmessung können sehr viele Effekte kompensiert bzw. eliminiert werden. So können bei der Auswertung mathematische Kompensationen (z.B. Fresnel-Reflexe etc.), welche oft mit Annahmen verbunden sind und aus diesem Grund die Messunsicherheit erhöhen, vermieden werden.

2. Transmissionsmessung

a) Justage der Sende- und Empfängerfaser

Im ersten Schritt erfolgt eine grobe Justage der Empfänger- und Senderfasern. Für die Grobjustage ist es hilfreich einen sichtbaren Justagelaser zu nutzen. Es muss darauf geachtet werden, dass bei kürzeren Wellenlängen als die Designwellenlänge, mehrere Moden ausbreitungsfähig sind. D.h. die optimale Position der Fasern kann deutlich von der optimalen Position im Single-Mode-Betrieb abweichen. Die Positionierung erfolgt im Allgemeinen manuell.

Im zweiten Schritt erfolgt die Feinjustage. Bei dieser wird das Messsystem mit der Messwellenlänge betrieben. Die Positionierung wird mittels der Piezoaktuatoren über eine PC-Steuerung automatisiert durchgeführt.

b) Messung der transmittierten Leistung

Bei der Positionsjustage werden die Positionen der Fasern so optimiert, dass die transmittierte Leistung maximal wird. Die maximale transmittierte Leistung, die durch die Justage gefunden wurde, kann nun als Messwert notiert bzw. gespeichert werden.

c) Wechsel des Wellenleiters

Aus Redundanzgründen werden in vielen Fällen mehrere Wellenleiter in einer Gruppe zusammengefasst und gemeinsam gemessen. Sofern der Aufbau nicht ver-

ändert wird, muss dazu keine neue Referenzmessung durchgeführt werden. Zu diesem Zweck kann die Probe mit einem Stellmotor in der Probenhalterung verschoben werden.

5.3 Dämpfungsmessung

Zur Messung der Ausbreitungsdämpfung wurde die sog. Rückschneidemethode oder Cut-Back-Method eingesetzt. Diese Methode wird für Fasern in der ITU Recommendation G.650.1 „Definitions and test methods for linear, deterministic attributes of single-mode fiber and cable“ [48] beschrieben und wurde sinngemäss für integrierte Wellenleiter umgesetzt. Kern der Methode ist die Messung der Transmission eines Wellenleiters bei verschiedenen Längen. Zu diesem Zweck wird die Transmission einer Wellenleiterprobe bei ihrer vollen Länge gemessen. Anschliessend wird die Probe mit Hilfe einer Wafersäge zerteilt. Dabei ist es wichtig, bei der Präparation und bei der Teilung der Wellenleiterprobe den gleichen Sägeprozess eingesetzt wird. Wenn derselbe Sägeprozess genutzt wird, ist die Reproduzierbarkeit der Oberfläche im Allgemeinen ausreichend, um nahezu identische Koppelbedingungen zu erreichen. Wenn nicht gewährleistet werden kann, dass die Facettenpräparation ausreichend reproduzierbar ist, dann ist darauf zu achten, dass die Einkoppelbedingungen nicht geändert werden. Dann muss gewährleistet sein, dass die Einkopplung jeweils an derselben Stelle erfolgt und es können nur die Messwerte für die ursprüngliche Probe sowie für das vordere Teilstück der zerteilten Probe für die Auswertung herangezogen werden. Für die Messung der Ausbreitungsdämpfung werden lediglich Wellenleitergeraden herangezogen. In der Praxis zeigt sich, dass für die Bestimmung der Wellenleiterdämpfung die Messung von drei oder mehr verschiedene Probenlängen durchgeführt werden sollte. Für die Auswertung der Messung werden nun die Transmissionswerte und die Längen der gemessenen Probe bzw. Teilstücke benötigt. Die Dämpfung beträgt dann:

$$\alpha = 10 \frac{\log_{10} \frac{T_1}{T_2}}{l_1 - l_2} \quad (5.1)$$

l_1 und l_2 entsprechen den Probenlängen in cm, T_1 und T_2 stellen die Transmission durch den Wellenleiter bei der jeweiligen Probenlänge dar. Die Auswertung kann auch grafisch erfolgen (siehe Abb. 5.5). Wie in der Grafik bei der Gleichung für die Regressionsgerade ersichtlich, beträgt die Dämpfung der Probe 0.42 dB/cm. Zusätzlich tritt ein Dämpfungsoffset von 0.79 dB auf. Dieser Wert entspricht den auftretenden Kopplungsverlusten.

5.4 Brechzahlprung

Der Brechzahlprung eines Wellenleiters ist die Differenz der Brechzahlen von Kern- und Mantelmaterial. Der Brechzahlprung wird im Rahmen dieser Arbeit als absolute Brechzahldifferenz angegeben. Die Brechzahlen von Kern und Mantel definieren ausserdem die numerische

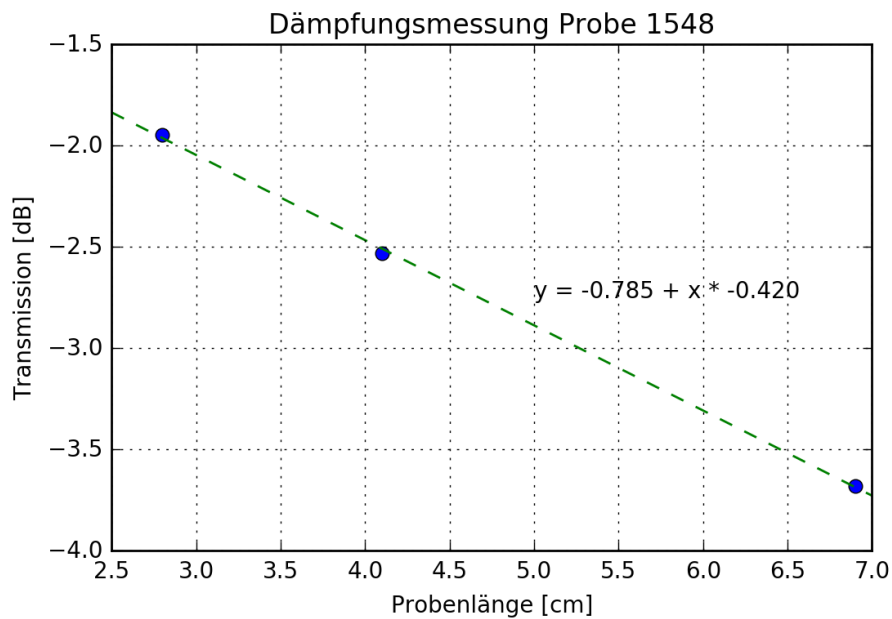


Abbildung 5.5: Cut-Back Messung an einer Wellenleiterprobe mit Regressionsgeraden zur Bestimmung von Ausbreitungs- und Koppelverlusten

Apertur. Die Brechzahl des Mantelmaterials kann mit Hilfe von kommerziell erhältlichen Prismenkopplern oder Refraktometern gemessen werden. Um die Brechzahl des Kernmaterials zu bestimmen, kann eine Kernschicht hergestellt werden und die Brechzahl mit Hilfe z.B. eines Prismenkopplers gemessen werden. Verschiedene Versuche im Vorfeld dieser Arbeit haben gezeigt, dass die Bestimmung des Brechzahl sprungs mit Hilfe von Schichtproben nicht ausreicht, da bei der Herstellung teilweise Diffusionsprozesse stattfinden, die die Brechzahlverteilung im Wellenleiter beeinflussen. Aus diesem Grund wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine neue Methode zur Bestimmung des Brechzahl sprungs entwickelt. Diese Methode basiert darauf, dass die Verluste, die in einer radialen S-Kurve (radial S-Bend) auftreten, durch die Wellenleitergeometrie sowie die Mantelbrechzahl und Brechzahl sprung zwischen Mantel und Kernmaterial eindeutig bestimmt sind. Diese Verluste können über Transmissionsmessungen an Wellenleiter mit und ohne S-Kurve ermittelt werden. Zur Messung des Brechzahl sprungs wird eine Probe angefertigt, auf welcher mehrere S-Bends mit verschiedenen Radien vorliegen. Im Allgemeinen werden vier bis fünf verschiedene Radien sowie Geraden zur Referenzmessung benötigt. Aus Redundanzgründen werden jeweils vier identische Wellenleiter gefertigt, folglich entstehen fünf Wellenleitergruppen zu je vier Wellenleitern. Die Referenzmessung an den Wellenleitergeraden, dient dazu die Kopplungs- und Ausbreitungsverluste zu bestimmen. Bei der Wahl der Radien ist darauf zu achten, dass S-Kurven mit kleinen Dimensionen gewählt werden. Wenn die S-Kurven sehr klein sind, ist die Verlängerung der Ausbreitungslänge durch die S-Kurve im Vergleich zur Referenzgeraden vernachlässigbar. Die S-Bend-Länge wurde mit 1 mm festgelegt. Die Probenlänge im vorliegenden Fall betrug 69 mm. Beim Vergleich

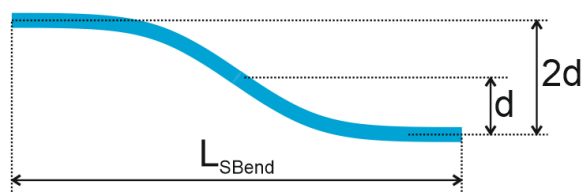


Abbildung 5.6: Geometrie des S-Bends

Tabelle 5.1: S-Bend Geometrien mit berechneter Wegverlängerung

Offset 2d [μm]	Radius [mm]	Verlängerung [μm]
20	12.5	0.27
40	6.26	1.07
60	4.18	2.40
80	3.15	4.26
100	2.51	6.65

der Längenänderung (Tab. 5.1) mit der Probenlänge wird offensichtlich, dass diese vernachlässigt werden kann. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass die Kopplungs- und Ausbreitungsverluste von Referenzwellenleiter und Wellenleiter mit S-Kurve identisch sind und die Krümmungsverluste können durch eine einfache Subtraktion berechnet werden. Im Allgemeinen gilt zu beachten, dass Strukturen mit einem Krümmungsradius von 12.5 mm, bei typischen Bedingungen ($\delta n \geq 0.005$), sehr geringe Dämpfungen aufweisen. Diese Radien sind notwendig, um den Messbereich der Methode zu kleinen Brechzahlprüngen (0.003-0.004) zu erweitern.

Die Messung wird durchgeführt, indem die Transmission der Wellenleiter gemessen wird. Zu diesem Zweck wird Licht mit Hilfe einer Standard 9/125 μm -single-mode Faser (im vorliegenden Fall eine Corning SMF-28+) in den Wellenleiter eingekoppelt. Um die Justage zu vereinfachen wird das Licht auf der Empfängerseite mit einer Multimode-Faser aufgefangen. Dafür wurde eine AFS 105/125 eingesetzt. Diese Faser hat einen Kernquerschnitt von 105 μm und eine numerische Apertur (NA) von 0.22. Durch den Vergleich der gemessenen Werte mit Simulationsresultaten für verschiedene Brechzahlprüngen kann der tatsächliche Brechzahlprung des Wellenleiters bestimmt werden. Bei der Simulation der S-Bends gilt zu beachten, dass insbesondere für grosse Offsetwerte eine Wide-Angle BPM gewählt werden muss, d.h. für die Simulation sollte eine höhere Padé-Ordnung als (1,0) gewählt werden. Die Abweichungen zwischen paraxialer BPM, d.h. Padé (1,0), und Wide-Angle-BPM, Padé (2,0) und höher, können bis zu 0.5dB betragen.

Für Probe 1546C mit einer Breite von 3.5 μm und eine Kernhöhe von 6 μm ergibt sich in diesem Fall ein Brechzahlprung von ca. 0.0073. Nach einer Wärmebehandlung von 210°C für 30 min in inerter Atmosphäre sinkt der Brechzahlprung auf einen Wert von ca. 0.0057.

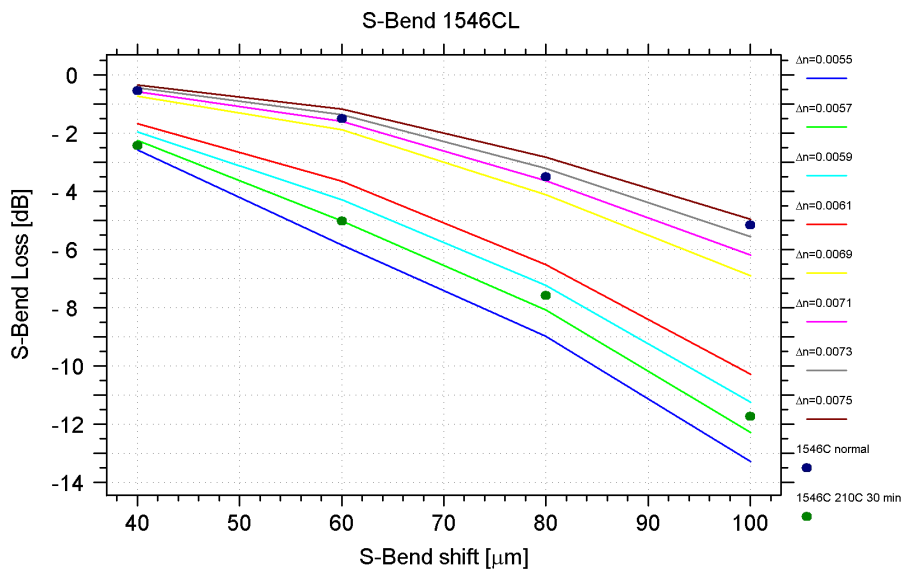


Abbildung 5.7: Bestimmung des Brechzahlssprungs. Messwerte vor der Wärmebehandlung (blaue Punkte) nach Wärmebehandlung (grüne Punkte)

In Abb. 5.7 sind die gemessenen Werte, sowie eine Kurvenschar für verschiedene Brechzahl-differenzen zwischen Kern und Mantel dargestellt. Wie sich zeigt, kann durch eine Wärmebehandlung der Brechzahlssprung verringert werden. Dies ermöglicht eine Feinjustage des Brechzahlssprungs und damit allfällige Produktionstoleranzen in der Wellenleitergeometrie durch einen angepassten Wärmebehandlungsprozess zu kompensieren.

5.5 Messung des thermooptischen Effekts

Der thermo-optische Effekt eines Wellenleiters wird von einer Vielzahl von Parametern wie Geometrie, Material und Substrat beeinflusst. Diese sind für die Bestimmung des thermo-optischen Koeffizienten einer Wellenleitermode zu berücksichtigen. Der thermo-optische Effekt eines Materials wird in den meisten Fällen anhand von Schichtproben mit Hilfe eines Prismenkopplers oder mit einem Refraktometer an massiven Materialproben bestimmt. Bei diesen Methoden wird der thermooptische Koeffizient (TOC) über die Messung der Brechzahl bei verschiedenen Messtemperaturen bestimmt. Unter Annahme eines linearen Zusammenhangs kann der TOC über folgenden Zusammenhang berechnet werden:

$$TOC = \frac{dn}{dT} = \frac{\Delta n}{\Delta T} = \frac{n_{T_2} - n_{T_1}}{T_2 - T_1} \quad (5.2)$$

Da für die Auslegung eines thermo-optischen Elements, die Eigenschaften des Wellenleiters bzw. dessen Mode relevant sind ist es notwendig, dass die TO-Eigenschaften von Kern- und Mantel gesondert untersucht werden. In vielen Fällen kann davon ausgegangen werden, dass Kern und Mantel sich sehr ähnlich verhalten, so dass die Annahme getroffen werden kann,

dass der TOC der Wellenleitermode bzw. ihrer effektiven Modenbrechzahl, jenem der Materialien entspricht. Trifft dies nicht zu, muss der effektive Brechungsindex der Wellenleitermode bei den beiden Temperaturen mit Hilfe eines Mode-Solvers bestimmt werden. Anschliessend kann der TOC des jeweiligen Wellenleiters mit der oben angegebenen Formel berechnet werden. Wenn der TOC eines Wellenleiters auf diese Weise bestimmt wird, ist es in vielen Fällen sehr schwierig Einflüsse zu reproduzieren, die durch die Mikrostrukturierung des Kerns hervorgerufen werden.

Um diese Nachteile zu vermeiden, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Methode entwickelt und publiziert [14], die es erlaubt, den thermo-optischen Effekt eines Single Mode Wellenleiters bzw. seiner Wellenleitermode direkt zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde, ein Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) bestehend aus zwei 2x2 Richtkopplern realisiert, (der genauen Aufbau dieser Struktur wird in Kapitel 7.2 beschrieben).

Die grundlegende Idee der Messmethode ist es, beide Arme des MZI zu heizen, die Heizung aber bei gleicher Leistungsdichte, auf verschiedenen Längen auszuführen. Dadurch wird der Effekt der vom längeren Heizer (Länge $x + \Delta x$) hervorgerufen wird, vom kürzeren Heizer (länge x) teilweise kompensiert. Wenn die Heizer ausreichend lang sind wird sich, wie im Bild 5.8 angedeutet, ein Abschnitt mit homogener Temperatur mit einer Flanke zum Rand der beheizten Zone ausbilden. Bei gleicher Leistungsdichte der Heizer, wird auf beiden Armen dieselbe Temperatur erreicht, ebenso wird sich dieselbe Temperaturverteilung an den Flanken ausbilden. Dadurch kompensieren sich die beiden Heizer gegenseitig, mit Ausnahme des Bereichs Δx welcher eine homogene Temperatur aufweist. Somit lautet die Phasenverschiebung der zwei Zweige zueinander:

$$\Delta\phi_{tot} = 2*\Delta\phi_{Edge} + k*\frac{dn}{dT}*\Delta T*(x+\Delta x) - 2*\Delta\phi_{Edge} + k*\frac{dn}{dT}*\Delta T*x = k*\frac{dn}{dT}*\Delta T*\Delta x \quad (5.3)$$

Der Heizer wurde im vorliegenden Fall in Form einer Strahlungsheizung mit einem Halogenscheinwerfer realisiert (siehe Abb. 5.9), der die Probe von der Unterseite aufheizt. Die Probe ist auf einem Polyimid-Substrat gefertigt und wurde auf ein Glassubstrat aufgeklebt. Um einen Längenunterschied zu erreichen, wurde vor der Probe eine trapezförmige Blende installiert, vgl. Abb. 5.8. Durch den Einsatz einer trapezförmigen Blende ist der Längenunterschied zwischen den Heizern durch das Trapez und den Abstand der beiden MZI-Arme zueinander definiert, ein allfälliger seitlicher Versatz der Probe beeinflusst den Längenunterschied der geheizten Abschnitte nicht. Um die Messung durchzuführen muss das optische Verhalten des MZIs gemessen werden. Zu diesem Zweck wird Licht auf einem Eingang eingekoppelt und die aus einem Ausgang tretende Leistung gemessen. Zusätzlich muss die Temperatur auf der Probe (im Bereich mit homogener Temperatur) gemessen werden. Dafür wird ein Thermoelement auf der Probe positioniert. Um zu verhindern, dass sich das Thermoelement durch Streustrahlung o.ä. erwärmt, ist es notwendig entsprechende Blenden im Aufbau zu positionieren. Ausserdem hat sich gezeigt, dass auch bei $100\ \mu m$ dicken PI-Folien, noch ein signifikanter Anteil des Lichts nicht absorbiert, sondern gestreut wird. Aus diesem Grund

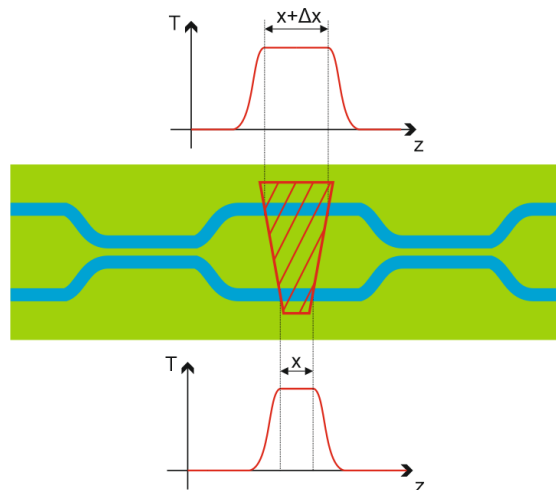


Abbildung 5.8: Differentieller Heizer (Quelle: [14])

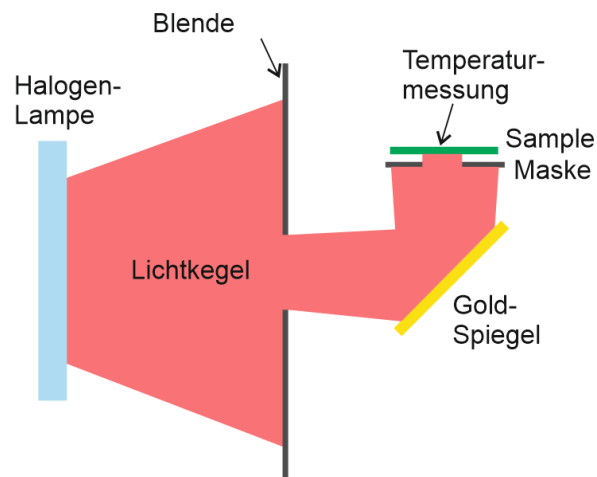


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der Strahlungsheizung (Quelle: [14])

wurde die Oberseite der Probe mit einem absorbierenden Lack beschichtet. Da die Schichtdicke aus Mantel und Kernmaterial sehr gering ist, kann davon ausgegangen werden, dass auch die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Wellenleiterkern sehr gering ist (siehe Abb. 5.10). FEM-Simulationen weisen darauf hin, dass die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Wellenleiterkern vernachlässigbar ist. Für die Messung wurde ein Programm erstellt, welches die optische Leistung und die Temperatur der Probe periodisch misst und protokolliert. Um die Messung auszuwerten und den thermo-optischen Koeffizienten zu bestimmen, muss das Verhalten der optischen Leistung am Ausgang des MZI in Abhängigkeit zur Temperatur betrachtet werden (siehe Abb. 5.12). Dabei zeigt sich, wie erwartet, eine sinusförmige Abhängigkeit. Durch die Bestimmung der Halbperiode ΔT_π der Sinusfunktion, dies wurde im vorliegenden Fall mittels eines Python-Scripts durchgeführt, kann über den

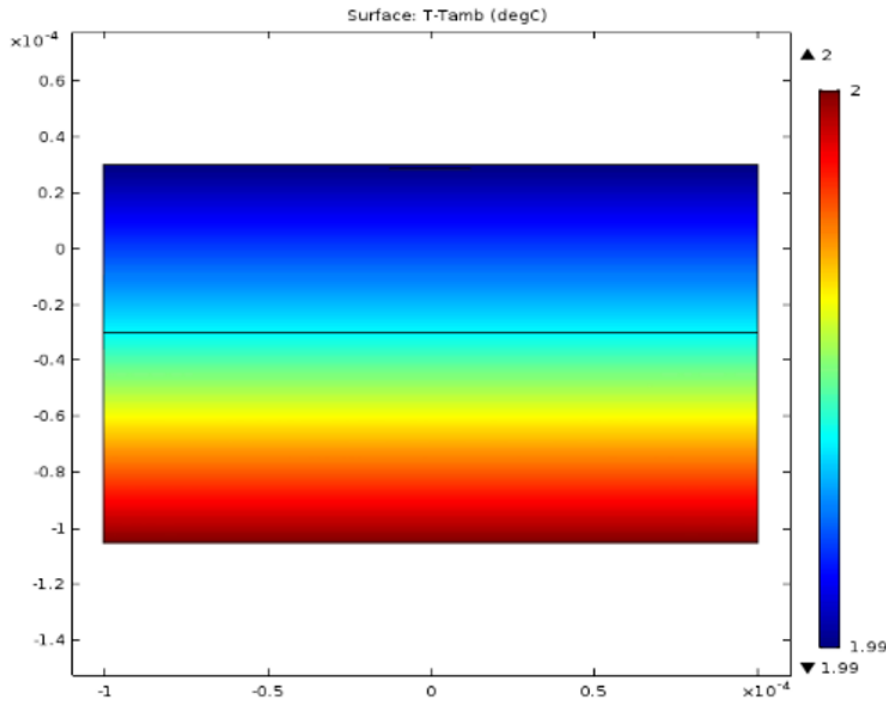


Abbildung 5.10: Simulierte Temperaturverteilung, unter Annahme eines PI-Substrats mit $75 \mu\text{m}$ Dicke, die Dicke der optischen Lage wurde mit $60 \mu\text{m}$ angenommen.

u.g. Zusammenhang der TOC bestimmt werden.

$$TOC = \frac{\partial n}{\partial T} = \frac{\lambda}{2\Delta T_{\pi} \Delta x} \quad (5.4)$$

Basierend auf diesem Zusammenhang kann auch der Messfehler abgeschätzt werden. Da die Wellenlänge, sowie der Abstand der Wellenleiter zueinander sehr genau bekannt sind, wird die Messunsicherheit von der Genauigkeit der Temperaturmessung bestimmt.

$$\Delta TOC = \left| \frac{\partial TOC}{\partial T} \right| * dT = \frac{\lambda}{2\Delta T_{\pi}^2 \Delta x} * dT \quad (5.5)$$

Aus der o.g. Formel geht hervor, dass die Messunsicherheit durch verschiedene Massnahmen verringert werden kann. Einerseits muss mit der Trapezblende ein möglichst grosser Wegunterschied Δx der beheizten Bereiche erzeugt werden, andererseits verringert auch die Messung über einen möglichst grossen Temperaturbereich die Messunsicherheit. Im vorliegenden Fall ist die Messtemperatur durch die Heizleistung begrenzt.

Bei der Bestimmung der Messunsicherheit der Temperaturmessung müssen zwei Aspekte berücksichtigt werden. Einerseits die Messgenauigkeit des eingesetzten Thermoelements, andererseits die Homogenität der Temperaturverteilung. Thermoelemente zeigen üblicherweise einen ausgeprägten Nullpunktfehler, der den Messfehler dominiert [49]. Da bei der Temperaturmessung eine relative Temperaturmessung durchgeführt wird, ist der Nullpunktfehler

Tabelle 5.2: Messresultate der TOC-Messungen

Sample	ΔT [K]	$\sigma_{\Delta T}$ [K]	TOC[1/K]	σ_{TOC} [1/K]
1528F	4.7	0.20	$1.58 * 10^{-4}$	$7 * 10^{-6}$
1546A	4.6	0.15	$1.60 * 10^{-4}$	$4 * 10^{-6}$
1546C	4.9	0.09	$1.50 * 10^{-4}$	$3 * 10^{-6}$

irrelevant und es kann von einem deutlich geringeren Messfehler ausgegangen werden, als er bei einer absoluten Temperaturmessung auftreten würde. Aus diesem Grund wird ein Messfehler von 0.5 K angenommen.

Die Homogenität der Temperaturverteilung wurde mit einer Wärmebildkamera untersucht (siehe Abb. 5.11). Wie sich zeigt befindet sich im Zentrum der geheizten Fläche ein Bereich mit nahezu konstanter Temperatur, sie variiert lt. der Messung auf einer Länge von 10 mm um 0.6 K. Da die untersuchten Wellenleiter einen Abstand von 1.6 mm zueinander aufweisen, wird als worst-case Szenario eine Temperaturabweichung von 0.2 K angenommen. In Summe ergeben die beiden Aspekte eine max. Messabweichung von 0.7 K. Die gemessenen MZI wiesen

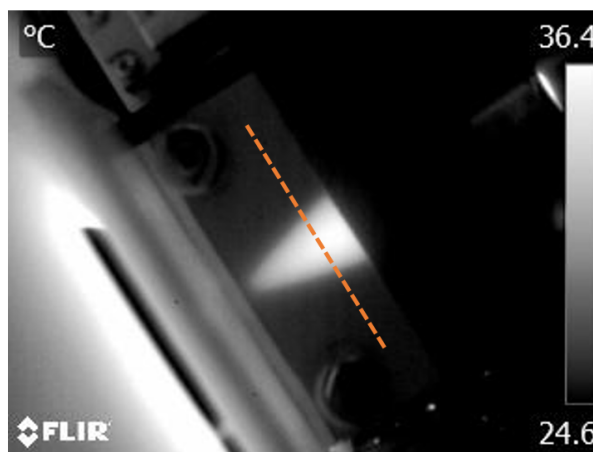


Abbildung 5.11: Aufnahme der Probe bei einer Messung mit einer Wärmebildkamera (Quelle: [14])

einen Zweigabstand von ca. 1.57 mm auf, somit ergibt sich bei einem Trapez mit einer Höhe von 23 mm und Weiten von 3 bis 16 mm ein Δx von 0.886 mm. Für die Proben wurden bei mehrere Messungen durchgeführt (z.B. in Abb. 5.12) die in Tabelle 5.2 zusammengefasst wurden. Bei den gegebenen Temperaturwerten ergibt sich mit Formel 5.5 ein Messfehler von ca. $2.45 * 10^{-5}$ 1/K. Vergleicht man die Messwerte für die verschiedenen Samples zeigt sich, dass die Abweichungen innerhalb des erwarteten Messfehlers liegen und somit statistisch somit nicht signifikant sind. Auf Basis der Mittelwertbildung über alle Messwerte kann von einem TOC des effektiven Brechungsindex von (1.59 ± 0.25) 1/K ausgegangen werden.

Zur Validierung des Messverfahrens wurden Proben des Materials als Schicht auf Glassubstrate aufgebracht. In einem Prismenkoppler wurden die Brechzahlen bei verschiedenen Tempe-

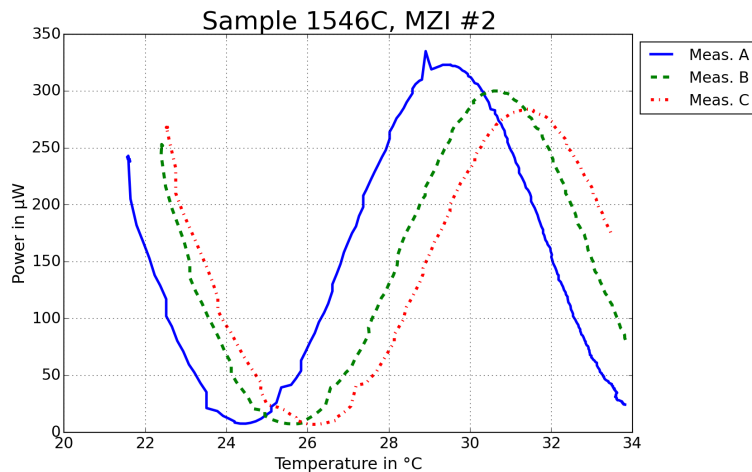


Abbildung 5.12: gemessene Leistungs- zu Temperaturkurven für die Probe 1546C (Quelle: [14])

raturen gemessen. Dabei wurden für das Kernmaterial ein TOC von $-1.4 \cdot 10^{-4} 1/K$ und für das Mantelmaterial ein TOC von $-1.9 \cdot 10^{-4} 1/K$ bestimmt. Mit Hilfe dieser Messwerte kann mit einem Modesolver die Temperaturabhängigkeit bzw. der TOC der effektiven Modenbrechzahl bestimmt werden. Bei den Simulationen ergibt sich für den TOC der Modenbrechzahl ein Wert von $-1.6 \cdot 10^{-4} 1/K$, welcher mit dem Messwert am MZI gut übereinstimmt. Jedoch kann mit der Messung am MZI das Vorzeichen des TOC nicht bestimmt werden. Um das Vorzeichen des TOC mit einem MZI-Aufbau bestimmen zu können, müsste ein 3x3 Richtkoppler als Analysator eingesetzt werden [50].

Tabelle 5.3: Gemessene Eigenschaften der Wellenleiter

Parameter	Wert
Wellenleiterhöhe	$(5.0 \pm 1.0) \mu m$
Wellenleiterbreite	$(5.0 \pm 1.0) \mu m$
Brechzahl sprung	0.0055 ± 0.0010
Dämpfung	$(0.43 \pm 0.02) dB/cm$
Linearer thermooptischer Koeffizient	$(1.59 \pm 0.25) * 10^{-4} K^{-1}$
Kopplungsverlust/Interface durch Streuung	$(0.25 \pm 0.10) dB$
Kopplungsverlust/Interface zu 9/125 Faser durch Modenfeldfehlpassung (sim.)	$(0.10 \pm 0.10) dB$
Kleinster abbildbarer Wellenleiterabstand Mittenabstand	$11 \mu m$
Min. Krümmungsradius	$25 mm$

5.6 Eigenschaften der Wellenleiter

Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Messmethoden wurden die Wellenleiter untersucht. In Tabelle 5.3 sind die Resultate der Charakterisierung der Wellenleiter zusammengefasst. Wie zuvor erläutert, sind die Krümmungsverluste bei einem Radius von 12.5 mm bei den typischen Wellenleitereigenschaften bereits sehr gering. Aus diesem Grund wurde der Krümmungsradius für die Auslegung der weiteren Funktionselemente mit 25 mm festgelegt. Durch die Wahl eines grösseren Krümmungsradius werden einerseits die Verluste weiter verringert, andererseits wird die Empfindlichkeit der Struktur gegenüber Fehlstellen und Rauheit verringert.

6 Faserkopplung von integriert-optischen Wellenleitern

Um die integriert optischen Wellenleiter zu betreiben, ist es notwendig Licht in das integriert-optische System ein- und wieder auszukoppeln. Dies kann über verschiedene Wege erfolgen. So ist es möglich, elektrooptische Komponenten wie Photodioden oder Laserdioden direkt mit Wellenleitern zu koppeln. In vielen Fällen werden integriert optische Systeme als integriertes Element in einem grösseren faseroptischen System eingesetzt, z.B. als Multiplexer o.ä. in einem faseroptischen Netzwerk. In diesem Fall werden die Wellenleiter direkt mit den Fasern gekoppelt. Im folgenden Kapitel werden verschiedene Ansätze zur Faserkopplung untersucht. Dabei kann zwischen der Faserkopplung mit aktiver Ausrichtung (d.h. Positionsoptimierung mit Manipulatoren bei Messung der transmittierten Leistung) und mit passiver Ausrichtung (d.h. Positionierung über Anschläge und Führungsstrukturen) unterschieden werden. Die einfachste Form der Kopplung von Wellenleitern bzw. Fasern ist die Stosskopplung («Butt-Coupling»), bei der die Stirnflächen der beiden Wellenleiter aufeinander ausgerichtet werden. Bei dielektrischen integrierten Wellenleitern wird im Allgemeinen darauf geachtet, dass diese Modenfelder aufweisen, die möglichst mit den eingesetzten Fasern übereinstimmen, um möglichst geringe Übergangsverluste zu realisieren. In anderen Fällen, wenn Materialien mit hohem Brechungsindex bzw. Materialkombinationen mit grossem Indexsprung zwischen Kern und Mantel eingesetzt werden, ist dies nicht möglich. In diesen Fällen werden andere Kopplungskonzepte wie adiabatische Kopplung [51] oder Taper zur Modenfeldanpassung [52] eingesetzt.

Während die aktive Ausrichtung und Verklebung Stand der Technik ist, liegt zur passiv ausgerichteten Faserkopplung nur eine geringe Anzahl von Publikationen vor, welche ausserdem ausschliesslich die Kopplung eines einzelnen Kanals beschreiben [53]. Aus diesem Grund stellt die im Zusammenhang mit dieser Arbeit entwickelte und publizierte passiv ausgerichtete Faserkopplung mit acht Kanälen, bei der im Vergleich mit früheren Publikationen sehr geringe Kopplungsverluste erreicht wurden, eine signifikante Erweiterung des Stands der Technik dar. Im Verlauf des vorliegenden Kapitels werden im ersten Unterkapitel die Eigenschaften einer Faserkopplung und die notwendige Positionsgenauigkeit bei der Positionierung untersucht. Im zweiten Unterkapitel wird die Faserkopplung mit aktiver Ausrichtung beschrieben und durchgeführt. Dies erlaubt es, die Resultate der passiv ausgerichteten Faserkopplung, welche im dritten Unterkapitel vorgestellt wird, zu vergleichen und zu bewerten.

6.1 Simulation einer Faserkopplung

Basierend auf den Resultaten der Wellenleitercharakterisierung kann die Kopplung zwischen Wellenleiter und Faser simuliert werden. Dabei wurde von einem $5\ \mu\text{m}$ breiten und $5\ \mu\text{m}$ hohen Wellenleiter ausgegangen. Bei der Simulation sind insbesondere die Übergangsverluste, die aufgrund der Modenfeldfehlanspassung auftreten, als auch allfällige bei der Fertigung auftretende Positionsfehler zu berücksichtigen. Aus diesem Grund wurden Parametervariationen durchgeführt um die Koppelverluste bei idealer Positionierung als auch bei lateralem und axialem Versatz sowie bei einer Verkippung zwischen Faser- und Wellenleiterachse zu berechnen (siehe Abb. 6.1). Für die Simulation der Faserkopplung muss in einem ersten Schritt das Modenfeld einer 9/125-Single-Mode Faser berechnet werden. Für diese Berechnung wurde die Faser auf Basis der Spezifikation einer SMF-28+ nachgebildet und mittels Mode-Solving das Modenfeld berechnet und gespeichert. Dieses Modenfeld kann nun im zweiten Schritt, bei

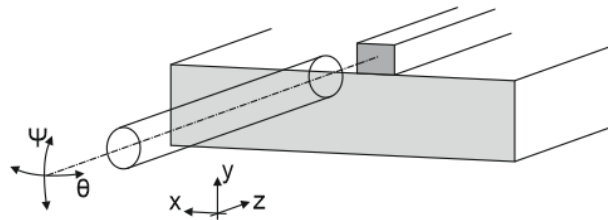


Abbildung 6.1: Kopplungssystem

der Berechnung der Kopplung zwischen dem Wellenleiter und der Faser als Startmodenfeld eingesetzt werden. Gleichzeitig kann es ebenso als Monitorfeld herangezogen werden, d.h. für die Auskopplung kann die Überlappung zwischen der Mode im Wellenleiter und des Fasermodenfelds berechnet werden. Wie aus den mathematischen Zusammenhängen in Kapitel 2 hervorgeht, ist das Kopplungsverhalten an Ein- und Ausgang des integriert-optischen Systems, d.h. am Übergang Faser zu Wellenleiter bzw. umgekehrt, gleich. Im Vergleich zur Simulation wurden die Kopplungsverluste anhand der in Kapitel 2.2.1 erläuterten analytischen Lösung berechnet. Die Resultate wurden in den jeweiligen Grafiken (Abb. 6.2 6.3 6.4) dargestellt. Dabei wurden lediglich die Verluste aufgrund einer Fehlpositionierung dargestellt, aufgrund der leicht unterschiedlichen Modenfelder von Faser und Wellenleiter treten bereits bei idealer Positionierung Kopplungsverluste von ca. 0.25 dB auf. Beim Vergleich von Simulation und Berechnung zeigt sich, dass die Ergebnisse sehr nahe beieinanderliegen.

6.1.1 Lateraler Versatz

Bei der Simulation des lateralen Versatzes (Abb. 6.2) zeigt sich, dass bei einem Versatz von $1\ \mu\text{m}$ zusätzliche Verluste von ca. 0.2 dB auftreten, die bei einem Versatz von $1.5\ \mu\text{m}$ auf 0.5 dB ansteigen. Da es sich um einen rechteckigen Wellenleiter handelt, wurde der Versatz in x- und

y-Richtung untersucht, sie unterscheiden sich im betrachteten Bereich nicht signifikant.

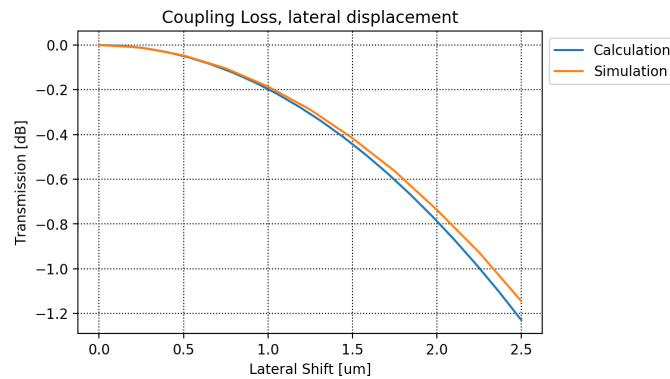


Abbildung 6.2: Kopplungsverhalten bei lateralem Versatz zwischen Faser und Wellenleiter. Da der betrachtete Wellenleiter quadratisch ist, sind die Kurven für x und y-Versatz deckungsgleich.

6.1.2 Verkippung

Bei der Simulation der Kopplung (Abb. 6.3) mit einer Verkippung zwischen Faser und Wellenleiter zeigt sich, dass eine Dämpfungszunahme von 0.5 dB bei einer Verkippung von 1.2° erreicht wird. Auch bei der Simulation einer Verkippung zeigt sich, dass das Kopplungsverhalten bei einer x- bzw. y-Rotation im betrachteten Bereich nahezu identisch ist.

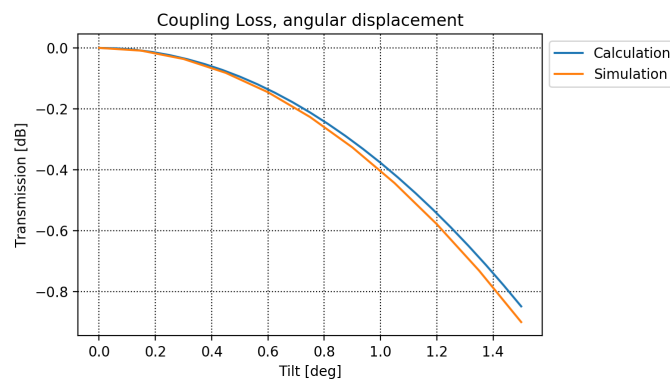


Abbildung 6.3: Kopplungsverhalten bei Verkippung zwischen Faser und Wellenleiter

6.1.3 Axialer Versatz

Bei der Simulation eines axialen Versatzes (Abb. 6.4), zeigt sich, dass eine Dämpfungszunahme von 0.5 dB in einem Abstand von $50 \mu\text{m}$ erreicht wird. Wohingegen bei einem Abstand von $20 \mu\text{m}$ die Dämpfung um etwa 0.1 dB ansteigt. Bei der Simulation wurde angenommen, dass der Spalt zwischen Faser und Wellenleiter mit Mantelmaterial verfüllt wird, sodass keine zusätzlichen Verluste durch Fresnel-Reflexionen entstehen. Die Simulationen zeigen, dass

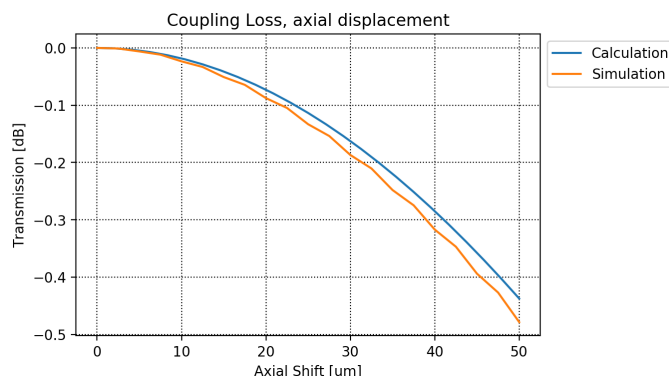


Abbildung 6.4: Kopplungsverhalten bei axialem Versatz (Abstand) zwischen Faser und Wellenleiter

insbesondere die laterale Ausrichtung kritisch ist, da sie bereits bei einem Versatz von wenigen Mikrometern zu signifikanten Verlusten führt. Die Verluste die durch einen Abstand zwischen Faser und Wellenleiter vernachlässigbar, da Faser und Wellenleiter im Allgemeinen zumindest nahezu in Kontakt zueinander gebracht werden. In den vorliegenden Fällen kann davon ausgegangen werden, dass die Verlustmechanismen sich gegenseitig nicht beeinflussen, d.h. die berechneten logarithmischen Verlustwerte in dB können einfach addiert werden. Unter Einhaltung von Positionstoleranzen von jeweils $\pm 1 \mu\text{m}$ in x bzw. y Richtung sowie einem max. Verkippungswinkel von $\pm 0.25^\circ$, kann unter Berücksichtigung der Übergangsverluste eine max. Koppeldämpfung von 0.75 dB (bei einem Versatz von jeweils $1 \mu\text{m}$ in x und y Richtung) erreicht werden.

6.2 Kopplung mit aktiver Ausrichtung

Grundsätzlich wird bei der aktiven Ausrichtung zwischen Faser und Wellenleiter die Position der beiden zueinander solange angepasst, bis ein Optimum erreicht wird. Beispielsweise wird in vielen Fällen das integriert-optische System auf einem Halter befestigt, die Quellenfaser wird auf einer justierbaren Halterung (z.B. auf einer x-y-z-Stage) befestigt und, analog dem Vorgehen bei der Transmissionsmessung an Wellenleitern, so vor dem Eingangswellenleiter positioniert, dass am Ausgang ein Leistungsmaximum erreicht wird. Alternativ zur Transmissionsmessung, bei der das Licht am Ausgang z.B. mit Multimode-Fasern aufgefangen wird, kann auch eine Messung des reflektierten Lichts erfolgen. Dies ist dann von Vorteil, wenn das Wellenleitermodul auf der Ausgangsseite noch nicht fasergekoppelt ist, da dann die Justage der Detektorfaser entfällt. Für die Messung in Reflexion ist es jedoch erforderlich, dass am Wellenleiterausgang eine definierte Reflexion stattfindet, d.h. die Facette darf nicht angewinkelt geschliffen sein. Ausserdem muss der Spalt zwischen Senderfaser und Wellenleiter mit einem Immersionsmedium (z.B. dem flüssigen Kleber) gefüllt sein. Anschliessend an die Ausrichtung muss die Faser in einem zweiten Schritt in dieser Position fixiert werden. D.h.

es muss eine dauerhafte Verbindung zwischen der Faser und dem integriert-optischen System hergestellt werden, welche bei den zu erwartenden Umwelteinflüssen stabil bleibt. Zu diesem Zweck kommen optisch transparente Feinkitte zum Einsatz. Je nach Anwendung ist es möglich, thermisch härtende oder unter UV-Strahlung härtende Kleber zu wählen. In seltenen Fällen ist auch die Anwendung sogenannter Zwei-Komponenten-Kleber möglich. Bei der Verklebung der beiden Komponenten ist zu beachten, dass es bei der Verfestigung der Kleber bzw. Feinkitte zu einer Schrumpfung kommt. Bei der Aushärtung kommt es zu einer Vernetzung der in der Flüssigkeit vorliegenden Monomere bzw. kurzkettigen Polymere und somit zu einer Erhöhung der Dichte. Gleichzeitig können volatile Bestandteile des Klebers abdampfen bzw. ausgasen. Wenn diese Schrumpfung bei der Auslegung des Verbindungskonzepts nicht berücksichtigt wird, können Kräfte hervorgerufen werden, welche dazu führen, dass die Faser bzw. der Wellenleiter aus seiner Position gezogen werden. Diese Positionsveränderung verringert die Koppeffizienz, da sich die Faser nicht mehr in der Optimalposition befindet. Bei der Planung bzw. Erstellung des Kopplungskonzepts muss darauf geachtet werden, dass die Schrumpfung minimiert wird, z.B. indem sehr dünne Kleberschichten eingesetzt werden, die zu vernachlässigbar kleinen Positionsveränderungen führen, oder, dass die Schrumpfung des Klebers bestimmt und bei der Positionierung vorkompensiert wird [54].

6.2.1 Kopplungskonzept

Bei der Kopplung von Fasern an dielektrische integriert optische Wellenleiter mittels Stosskopplung, wird in vielen Fällen die Faser in einer Ferrule oder einem Glasblock gehaltert, wie er in Abb. 6.5 dargestellt ist. Durch die Anwendung einer solchen Aufnahme, kann die Faser

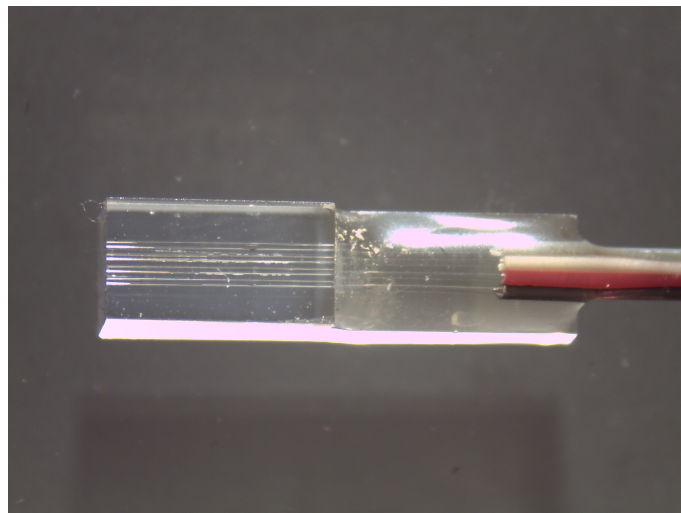


Abbildung 6.5: In einem Glasblock gehalterte Glasfasern, vier Kanäle

im ersten Schritt konfektioniert und poliert werde. Somit wird verhindert, dass hohe Streuverluste am Faserende auftreten. Gleichzeitig bietet die Vorderfläche der Ferrule bzw. des Glasblocks eine ausreichend grosse Fläche für eine stirnseitige Verklebung im zweiten

Schritt. Dabei muss ein für die Betriebswellenlänge transparenter Feinkitt eingesetzt werden, weil der Spalt zwischen Faser und Wellenleiter gleichzeitig die Klebestelle ist, und das Licht somit durch die Kleberschicht hindurch gelangen muss. Durch die stirnseitige Verklebung wird ein Verzug der Faser bei der Aushärtung des Klebers weitestgehend ausgeschlossen, da eine sehr dünne Kleberschicht appliziert wird. Durch die kleine Schichtdicke von wenigen Mikrometern findet nur eine sehr geringe Positionsveränderung statt, welche im Allgemeinen in axialer Richtung erfolgen wird, d.h. die Faser und Wellenleiter werden näher zusammengezogen. Wie in Abb. 6.6 ersichtlich, ist, wenn ein ursprünglicher Abstand von $10\ \mu\text{m}$ angenommen wird, von einer Positionsänderung von $1\ \mu\text{m}$ auszugehen, was entsprechend der Kurve zu einer vernachlässigbar kleinen Veränderung der Kopplungseffizienz führt. Diese Kopplungsmetho-

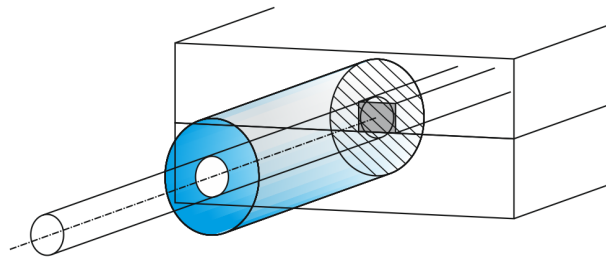


Abbildung 6.6: Stirnseitige Kopplung einer in einer Ferrule gefassten Faser an einen integrierten Wellenleiter, an der schraffierten Fläche werden die beiden Teile verbunden

de erlaubt nicht nur die Ausrichtung und Verbindung von einzelnen Fasern und Lichtleitern, zudem ist es möglich sogenannte Fiberribbons bzw. Fiberarrays die aus einer Vielzahl von Fasern bestehen, zu koppeln. Beispielhaft soll im Folgenden das Vorgehen bei der Verbindung von Fiberarrays mit EOCBs mit 12 Kanälen gezeigt werden. Derartige Faserbaugruppen sind kommerziell verfügbar, die Ausrichtung auf und Verbindung mit Wellenleitern ist Stand der Technik und weitestgehend automatisiert möglich. Die Verbindungsmethode kommt in einer Vielzahl von Produkten zu Anwendung. Bei der Kopplung von mehreren Kanälen gleichzeitig, ist neben der Positionierung des Arrays selber, auch die Position der Fasern zueinander zu beachten. Es ist wichtig, dass die Fasern möglichst in einer Ebene liegen und der Faserabstand mit einer hohen Präzision eingehalten wird. Im vorliegenden Fall handelt es sich um $250\ \mu\text{m}$, die Glasblöcke sind in einem Winkel von 0° poliert. Bei der Ausrichtung muss, im Gegensatz zur Transmissionsmessung, bei der eine einzelne Faser positioniert wird, auch der Rollwinkel ϕ justierbar sein, so dass die beiden Faserreihen parallel zueinander ausgerichtet werden können (siehe Abb. 6.7). D.h. die Ausrichtung erfolgt nun mit sechs Freiheitsgraden.

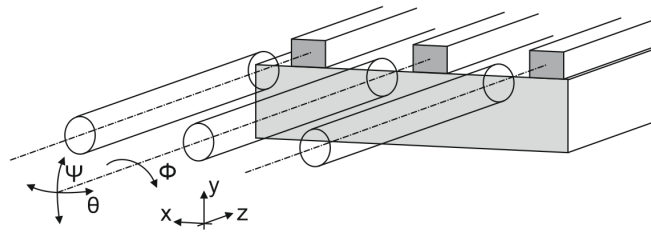


Abbildung 6.7: Situation bei der Kopplung einer Faserreihe, mit den für die Ausrichtung notwendigen sechs Freiheitsgraden

6.2.2 Vorgehen bei der Kopplung

Um die beiden Baugruppen, das Faserbündel im Glasblock sowie die integrierten Wellenleiter aufeinander auszurichten, müssen die Fasern so positioniert werden, dass für alle Koppelstellen gleichzeitig ein optimaler Strahlungsübergang erreicht wird. Dies wird in einer Abfolge weniger Schritte durchgeführt.

Vorausrichtung über Kamerabild In diesem Schritt wird das Faserarray an das integriert optische System angenähert. Über das Kamerabild kann nun eine erste Winkelkorrektur für Θ und Ψ durchgeführt werden. Erfahrungsgemäss kann in diesem Schritt eine Genauigkeit von ca. 0.5° erreicht werden. Für die anschliessende Ausrichtung im Betrieb wird der Spalt mit einem dünnflüssigen UV-härtenden Feinkitt verfüllt. Dieser Kleber erfüllt bei der Justage die Funktion eines Immersionsöls und verringert allfällige Fresnelreflexe sowie Streuungen an Oberflächendefekten. Dabei gilt zu berücksichtigen, dass keine Luftblasen im Spalt entstehen, da diese die Kopplung an den betroffenen Stellen beeinträchtigen.

Grobausrichtung mit einem sichtbaren Justierlaser Im zweiten Schritt werden die äussersten zwei Lichtleiter mit sichtbarem Licht betrieben, so dass die Kerne der Faser und des jeweiligen Wellenleiters aufeinander ausgerichtet werden können. Durch den Einsatz der sichtbaren Wellenlänge können Leaky-Modes usw. erkannt werden, d.h. auch wenn noch sehr wenig Licht in den Wellenleiter einkoppelt, kann über das Kamerabild der Wellenleiter erkannt werden, ob Licht in die Wellenleiter einkoppelt oder nicht. Bei der Grobjustage kann ausserdem das transmittierte Licht gemessen und als Optimierungsgrösse genutzt werden. Die Messung in Reflexion ist nicht möglich, da Zirkulatoren für die Betriebswellenlänge von 1310 nm im sichtbaren Spektralbereich im Allgemeinen nicht funktionieren.

Feinjustage bei der Betriebswellenlänge Im letzten Justageschritt werden die beiden äussersten Wellenleiter der beiden Bündel zugleich betrieben und gemessen. Somit kann zusätzlich zur Position auch der Rollwinkel ϕ justiert werden. Zur Kontrolle der Justage des Rollwinkels, wird das Faserbündel in der y-Richtung verschoben. Wenn auf

diesem Weg das jeweilige Leistungsmaximum an der gleichen Position erreicht, sind die beiden Bündel parallel zueinander ausgerichtet. Andernfalls muss der Rollwinkel korrigiert werden.

Verklebung der Bauteile Abschliessend wird mit Hilfe einer UV-Strahlungsquelle der Kleber im Spalt zwischen den Fasern und den Wellenleitern ausgehärtet und somit die Kopplung fixiert. Um die Klebestelle zu verstärken, können, nach dem Aushärten des Klebers im Spalt, noch einige Klebepunkte an der Seite der Bauteile angebracht und ausgehärtet werden.

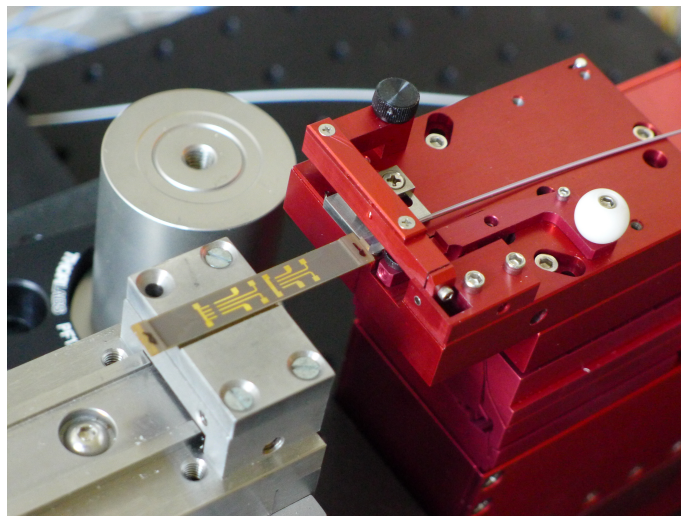


Abbildung 6.8: Optical Board und Fiber-Array werden aufeinander ausgerichtet

6.2.3 Charakterisierung der Kopplung

Nach der Montage können die Verluste, die an der Koppelstelle entstehen, untersucht werden. Zu diesem Zweck müssen die einzelnen Kanäle der beiden Arrays vor der Verklebung einzeln und nach der Verbindung charakterisiert werden. Bei der Kopplung des Ribbons mit zwölf Kanälen an das Wellenleitermodul zeigt sich, dass Kopplungsverluste in der Grössenordnung von 0.2-0.3 dB erreicht werden. Zur Berechnung der Kopplungsverluste (siehe Tab. 6.1) wurden von den Transmissionswerten die Ausbreitungsverluste sowie die Verluste im Fan-out bzw. in den Faserpigtaills abgezogen. Die Wellenleiter weisen eine Brechzahldifferenz von 0.0055 und einen Querschnitt von $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ auf. Wenn diese nun an eine 9/125 Single-Mode Faser (z.B. Corning SMF-28e+) gekoppelt werden, ergeben sich aufgrund der Modenfeldfehlpassung Übergangsverluste von 0.13 dB. Wenn diese von den gemessenen Koppelverlusten subtrahiert werden, zeigen sich Kopplungsverluste aufgrund der Fehlpositionierung von 0.08 bis 0.15 dB. Dies entspricht gemäss der Simulationen (siehe Abb. 6.2) einem radialen Positionierungsfehler von ca. $0.3\ \mu\text{m}$.

Tabelle 6.1: Gemessene Koppelverluste bei der Faserkopplung

Kanal	P_{out} [mW]	T [dB]	Kopplungsverluste [dB]
1	1.304	-1.15	-0.24
2	1.220	-1.44	-0.40
3	1.351	-1.00	-0.18
4	1.284	-1.22	-0.32
5	1.332	-1.06	-0.14
6	1.304	-1.15	-0.29
7	1.035	-2.16	-0.12
8	1.302	-1.16	-0.14
9	1.350	-1.00	-0.07
10	1.300	-1.17	-0.33
11	1.380	-0.91	-0.07
12	1.180	-1.59	-0.22
Referenz	1.700		
Mittelwert		-1.25	-0.21
Standardabw.		0.33	0.10

6.3 Kopplung mit passiver Ausrichtung

Die Faserkopplung ist ein signifikanter Kostenfaktor bei der Herstellung von fasergekoppelten integriert-optischen Baugruppen. Je nach Art und Grösse der Systeme liegen die Kontaktierungskosten bei 10-50% der Herstellkosten. Ein Weg diese Kosten zu senken ist eine sogenannte passive Ausrichtung, wie sie z.B. bei Fasersteckern realisiert wird. Zu diesem Zweck muss der zur Halterung der Faser eingesetzte Glasblock oder die Ferrule sowie das integriert-optische System geeignete Anschlüsse und Führungen aufweisen, die es ermöglichen, Wellenleiter und Faser mit der notwendigen Genauigkeit und Präzision aufeinander auszurichten.

Insbesondere für multimodige Systeme sind einige Ansätze bekannt. Dabei werden beispielsweise Dummy-Kernstrukturen eingesetzt, die eine Führung für die Glasfaser bilden [55] und so die Faser vor dem Kern positionieren. Ausserdem sind in der Literatur Ansätze bekannt, bei denen Führungstifte, analog zu MT-Steckern, eingesetzt werden [56, 57]. Die passive Kopplung von Multimode-Wellenleitern wird dadurch erleichtert, dass deutlich geringere Anforderungen an die Positionsgenauigkeit gestellt werden als dies bei Single-Mode Wellenleitern der Fall ist. Erfahrungsgemäss reicht bei der Kopplung von Multimode-Wellenleitern an Glasfasern mit einem jeweiligen Kernquerschnitt von $50\ \mu\text{m}$ eine Positionsgenauigkeit von $\pm 10\ \mu\text{m}$ aus um einen Dämpfungszuwachs von $< 0.5\ \text{dB}$ zu erreichen. Bei Single-Mode-Wellenleitern muss, um den Dämpfungszuwachs mit max. $0.5\ \text{dB}$ zu begrenzen eine Positionsgenauigkeit von $< \pm 1.5\ \mu\text{m}$ erreicht werden. Um eine passive Ausrichtung von Faser und Wellenleiter mit einer derartigen Genauigkeit zu realisieren sind in der Literatur lediglich Ansätze mit V-Gruben bekannt. Solche V-Gruben können beispielsweise in Glas oder Silizium gefertigt

werden. In Glas werden V-Gruben meist mittels Sägen bzw. Schleifen hergestellt. Aus diesem Grund sind die möglichen Geometrien auf gerade Nuten limitiert. Die Mikrobearbeitung von Siliziumwafern ermöglicht die einfache Herstellung von präzisen V-Gruben, da sich im Si-Einkristall beim Ätzen in Kaliumhydroxid-Lösung (KOH) verschiedene Kristallrichtungen mit verschiedenen Ätzraten angegriffen werden. Durch die Anisotropie des Ätzprozesses zeigt sich, dass Ebenen vom $\{111\}$ Typ im Vergleich zu Ebenen vom $\{100\}$ Typ um ca. 100x langsamer ätzen. Dies bedeutet, dass sich bei der Ätzung in eine $\{100\}$ Oberfläche, bevorzugt Seitenwände bilden, die aus $\{111\}$ -Ebenen bestehen. Gleichzeitig ist es möglich verschiedene zusätzliche Strukturen, wie Vierecke, Kreuze als Hilfsstrukturen, oder grosse Vertiefungen als Aufnahme für den Kunststoffschutzmantel der Glasfasern zu fertigen [15, 58, 53].

6.3.1 Ausrichtungskonzept

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Silizium-Bauelement für die Aufnahme und Kopplung von acht Fasern und Wellenleitern entwickelt und realisiert. Das Bauteil weist V-Gruben für die Aufnahme und Halterung von Glasfasern auf. Zusätzlich sind V-Gruben für Ausrichtstrukturen vorgesehen. Auf dem Wellenleitersubstrat befinden sich die Wellenleiter sowie Ausrichtstrukturen welche als Anschläge für die Ausricht-V-Gruben dienen. In Abb. 6.9 ist die Ausrichtung schematisch dargestellt. Auf der linken Seite ist dargestellt, wie Wellenleiterausrichtstrukturen in eine V-Grube eintauchen und als Führung bzw. Anschlag dienen und so die Ausrichtung realisieren. Auf der rechten Seite ist dargestellt, wie die Faser in einer V-Grube eingelegt ist und so durch die V-Grube zentriert vor dem Wellenleiter zu liegen kommt.

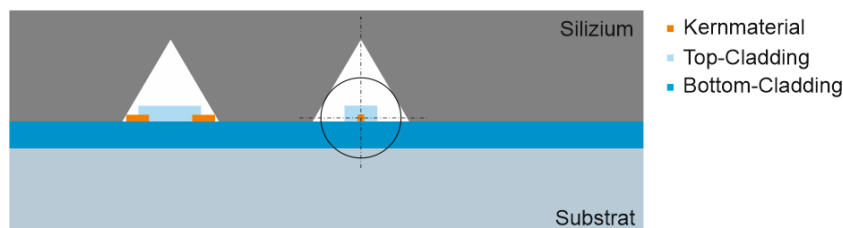


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung des Ausrichtungskonzepts im Querschnitt

Für eine effiziente Kopplung muss neben der radialen Ausrichtung, d.h. der zentrierten Positionierung von Wellenleiter und Faser, auch der Abstand zwischen der Faser und Wellenleiter möglichst gering gehalten werden. Um dies zu erreichen, müssen die Wellenleiterfacetten in einer Flucht stehen bzw. eine Ebene bilden. Im vorliegenden Fall wird dies erreicht, indem die Fasern so in die V-Gruben eingeklebt werden, dass sie über die V-Gruben hinausstehen. Anschliessend wird mit der Wafersäge, mit einem optimierten Sägeprozess, eine Nut gesägt und so die Fasern abgeschnitten. Durch das gleichzeitige Abschneiden aller Fasern, liegen

die Faserendflächen in einer Ebene. Somit bilden die Faser- und Wellenleiterendflächen einen mechanischen Anschlag. Entsprechend kann, wenn die Faserbaugruppe und das Wellenleiter-substrat zusammengesetzt werden, der Spalt durch simples Aneinanderdrücken der beiden Teile minimiert werden.

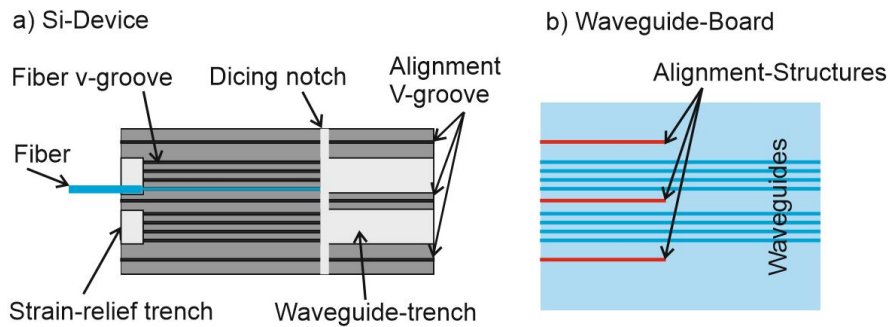


Abbildung 6.10: Kopplungskonzept mit den Kopplungsinterfaces a) auf dem Siliziumbauteil b) auf dem Wellenleitersubstrat (Quelle: [15])

Zusammengefasst erfolgt die Positionierung zwischen Faser und Wellenleiter auf folgende Weise:

- Die Höheneinstellung erfolgt über die Breite der V-Gruben.
- Die seitliche Positionierung erfolgt über die Ausrichtstrukturen welche in die Ausricht-V-Gruben einrasten (Siehe Abb. 6.9).
- Da die Wellenleiter- und Faserendflächen einen Anschlag bilden, können Wellenleiter und Faserendflächen aneinandergeschoben werden und sind im Idealfall in direktem Kontakt zueinander.
- Durch die hohe Oberflächenqualität der Substrate (Glas und Silizium) sowie durch die Länge der Ausrichtstrukturen (mehrere Millimeter) ist die Winkelausrichtung mit hoher Genauigkeit gewährleistet.

6.3.2 Ausrichtstrukturen auf dem Wellenleitersubstrat

Auf dem Wellenleitersubstrat werden mit Hilfe des LDI Strukturen geschrieben, welche als Gegenstück für eine Si-V-Grube geeignet sind (Abb. 6.9). Die Ausführung solcher Strukturen wurde bereits in [53, 15] beschrieben. Die Ausrichtungsstrukturen auf dem Wellenleitersubstrat werden im selben Prozessschritt wie die Wellenleiterkerne strukturiert. Die Strukturen weisen deshalb die, mit dem LDI, max. erreichbare Positionsgenauigkeit auf. Zusätzlich wird die Ausrichtstruktur mit Mantelmaterial stabilisiert (vgl. Abb. 6.11), gleichzeitig wirkt diese Stabilisierungsstruktur als Vorzentrierung beim Zusammenfügen der Bauteile. Die Breite der Strukturen wurde so gewählt, dass sie in eine V-Grube der Breite $157 \mu\text{m}$ passen. Die Wel-

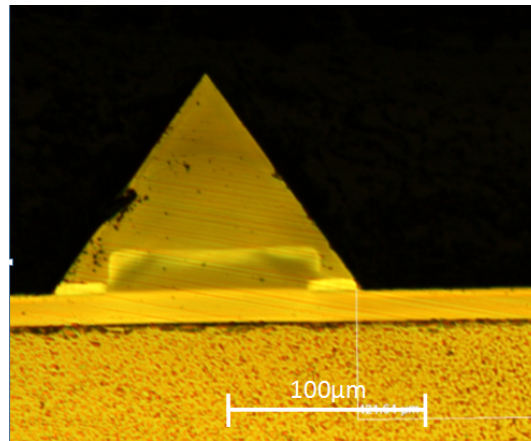


Abbildung 6.11: Mikroskopaufnahme einer Alignmentstruktur in einer V-Grube


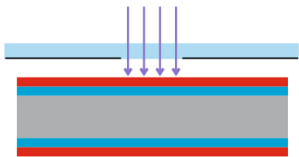






lenleiter wurden in zwei Vierergruppen mit einem Pitch von $250 \mu\text{m}$ platziert. Dazwischen befinden sich jeweils Alignmentstrukturen (Abb. 6.10).

6.3.3 Auslegung des Siliziumelements

Auf dem Siliziumelement befinden sich die V-Gruben für die Aufnahme der Fasern und die Ausrichtung. Ausserdem befinden sich zwei Vertiefungen auf dem Bauelement, auf der linken Seite als Aufnahme für den Kunststoffschutzmantel der Faser, auf der rechten Seite als Aufnahme für die Wellenleiter und deren Kern. In der Vertiefung auf der linken Seite des Bauteils (vgl. Abb. 6.10) kann der Schutzmantel der Faser mit dem Siliziumbauteil verklebt werden, um eine Zugentlastung zu realisieren. Die Faseraufnahmen sind in zwei Gruppen zu je vier Kanälen aufgeteilt. Um die notwendige Positionsgenauigkeit zu erreichen, muss einerseits die V-Grube ausreichend genau gefertigt werden, andererseits muss bei der Glasfaser der Polymerschutzmantel („Coating“) entfernt werden, damit die Positionierung über den Glasmantel der Faser („Cladding“) erfolgt. Die Herstellung der Siliziumelemente erfolgt mit herkömmlichen Mikromechanikbearbeitungsprozessen, basierend auf Fotolithografie und Nassätzen. Siliziumwafer weisen eine monokristalline Struktur auf und können mit Hilfe von geeigneten Ätzlösungen sehr genau und kontrolliert geätzt werden. Ausgangsmaterial für die Herstellung der Devices waren $525 \mu\text{m}$ dicke $\langle 100 \rangle$ -Siliziumwafer mit einer aufgewachsenen $1.2 \mu\text{m}$ dicken Siliziumdioxidschicht. In Tabelle 6.2 sind die Prozessschritte für die Herstellung des Siliziumbauteils zusammengefasst.

Die Fasern weisen einen Durchmesser von $125 \mu\text{m}$ auf. Der Wellenleiter hat eine Höhe von $5 \mu\text{m}$. Da die $\{111\}$ -Ebenen einen Winkel von 54.7° zur Waferoberfläche haben, muss die V-Grube eine Breite V von $156.7 \mu\text{m}$ aufweisen um zu gewährleisten, dass die Glasfasern konzentrisch vor dem Wellenleiter zu liegen zu kommen. Beim Ätzen tritt sogenanntes Unterätzen auf, d.h. die Ätzung erfolgt nicht ausschliesslich in die Tiefe, sondern es tritt auch ein Ätzangriff auf die Seitenwände der Ätzung auf. Diese Effekte beeinflussen die Strukturgrösse

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Prozessschritte zur Herstellung des Siliziumelements

#	Schematische Darstellung	Beschreibung
1		Aufbringen Photoresist Spin-Coating des Shipley S1813 Photoresists auf beiden Seiten des Si-Substrats
2		Belichtung UV-Belichtung des Photoresists mit Fotomaske
3		Entwicklung Tauchentwicklung in NaOH basierter Entwicklerlösung
4		Siliziumdioxid-Ätzung 7:1 gepufferte Flußsäure-Ätzlösung, Übertragung der Lackstruktur in die Oxidschicht, welche während dem Siliziumätzen als Maskierung dient
5		Entfernung der Resistschicht Lösen der Resistschicht im Lösungsmittelbad und anschließende Reinigung
6		Silizium Ätzung 40% KOH-Lösung bei 60°C, Ätztiefe 130 µm
7		Siliziumdioxid-Ätzung 7:1 gepufferte Flußsäure-Ätzlösung, zum Entfernen der Oxid-Maskierung
8		Sägen Vereinzelung der Devices mit einer Wafersäge

im fertigen Device (vgl. Bild 6.12) und müssen deshalb bei der Maskenauslegung berücksichtigt werden. Im Folgenden sind die Ätzschritte und deren Auswirkung auf die Struktur aufgelistet und erläutert:

BHF Ätzung, Schritt 4 Diese Ätzung erfolgt isotrop, d.h. der Ätzangriff erfolgt in alle Richtungen gleich stark. Es ist zu erwarten, dass die Öffnung im Oxid entsprechend der notwendigen Ätztiefe vergrößert wird als von der Resistmaskierung vorgegeben ist. Abhängig von der Reaktionskinetik kann dieser Unterätzeffekt durch die Maskierung gehemmt werden, da durch das geringe Volumen unter der Maskierung der Austausch von Reaktionsprodukten und -edukten behindert wird. Im vorliegenden Fall in einer 7:1 BOE (Buffered Oxid Etch) – Lösung wurde eine Unterätzung U von $1\ \mu\text{m}$ bei einer Ätztiefe von $1.5\ \mu\text{m}$ bestimmt.

KOH-Ätzung, Schritt 6 Dabei wird der Wafer in ein KOH-Ätzbad getaucht, bis eine Ätztiefe

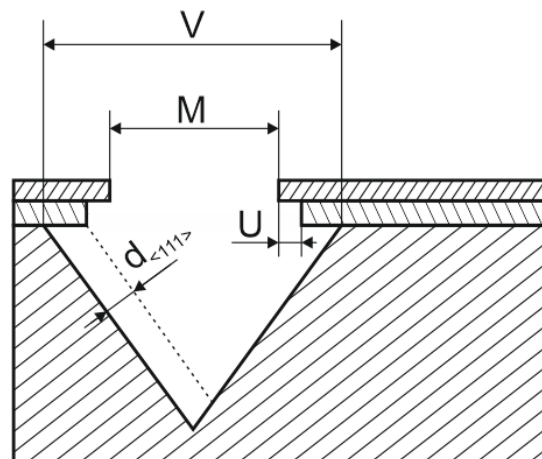


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der V-Grubenätzung

fe von $130\ \mu\text{m}$ erreicht ist. Mit $130\ \mu\text{m}$ tiefen Faseraufnahmen wird gewährleistet, dass die Fasern in der Vertiefung für die Zugentlastung passen und es zu keinen Mikrobiegungen kommt. Die KOH-Ätzung erfolgt anisotrop, d.h. die Ätzrate in $\langle 111 \rangle$ -Richtung ist, abhängig von der erreichten Genauigkeit bei der Ausrichtung der Maske auf die Kristallstruktur des Wafers, zwischen 50 bis 100mal geringer als in $\langle 100 \rangle$ -Richtung. Für das Design wurde von einer Selektivität von $1/75$ ausgegangen, d.h. in $\langle 111 \rangle$ Richtung wird ein Ätzabtrag $d_{\langle 111 \rangle}$ von $1.73\ \mu\text{m}$ erreicht, was in der Projektion auf die (100) Waferoberfläche einen Abtrag von $2.12\ \mu\text{m}$ ergibt.

Um diese Effekte zu kompensieren muss die Strukturbreite auf der Maske um $6.3\ \mu\text{m}$ schmaler gewählt werden, um nach Abschluss der Herstellung die gewünschte Breite V von $157\ \mu\text{m}$ zu erreichen. Da die Maske selbst nur eine Genauigkeit von $0.3\ \mu\text{m}$ aufweist, wurde eine Breite M von $151\ \mu\text{m}$ gewählt. Bei der Herstellung der Elemente wurden Breiten von $156\ \mu\text{m}$ bis $157\ \mu\text{m}$ erreicht.

6.3.4 Zusammenbau der Faserbaugruppe

Nach der Herstellung des Siliziumelements erfolgt die Montage der Fasern, sodass die Faserbaugruppe entsteht. Diese Baugruppe besteht aus dem Siliziumelement, den Fasern sowie den Steckern, für die weitere Verbindung der Fasern an ein faseroptisches System. Um das Siliziumelement mit den Fasern zu versehen, können kommerziell verfügbare Faserkabel eingesetzt werden, die einseitig bereits mit dem gewünschten Stecker konfektioniert sind. Der Zusammenbau erfolgt anschliessend in wenigen Schritten:

1. Ablängen der Fasern und entfernen des Kunststoffmantels

Die Glasfasern werden in der richtigen Länge zugeschnitten und der Kunststoffmantel der Faser (Coating) wird entfernt. Um Verschmutzungen zu vermeiden und eine Linienauflage der Faser in der V-Grube zu gewährleisten ist es zwingend notwendig, den

freigelegten Teil der Glasfaser mit Alkohol zu reinigen und so allfällige Polymerreste und Staub zu entfernen.

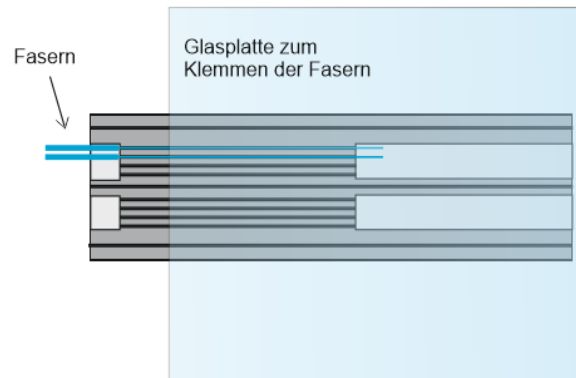


Abbildung 6.13: Skizze der Situation beim Einlegen der Fasern

2. Einlegen der Fasern in das Siliziumelement

Die Glasfasern werden in das gereinigte Siliziumelement eingelegt. Um die Fasern provisorisch zu fixieren, werden sie im Siliziumelement mit einem Deckglas geklemmt (Abb. 6.13). Diese Klemmung gewährleistet, dass die Fasern eine nach der anderen eingelegt werden können, ohne, dass es zu einem Verrutschen o.ä. kommt. Gleichzeitig werden die Fasern durch die Klammer in die V-Grube gedrückt, so dass es zu jeweils einer schlüssigen Linienauflage auf beiden Seiten der V-Grube kommt.



Abbildung 6.14: Mikroskopaufnahme einer Faser in Kontakt mit den beiden Seitenwänden (Quelle: [15])

3. Verkleben der Faser

Im nächsten Schritt werden die Fasern mit dem Siliziumelement verklebt. Zu diesem

Zweck wird ein dünnflüssiger UV-härtender Kleber in die Zugentlastungsvertiefung appliziert. Durch den Kapillareffekt wird dieser Kleber im Zwischenraum zwischen Silizium und Glasfaser durch die gesamte V-Grube gezogen. Somit werden die Spalte formschlüssig gefüllt (Abb. 6.14 und 6.15). Mit einer UV-Handlampe wird anschließend der Kleber ausgehärtet. Die Glasplatte ermöglicht auch das Aushärten jener Stellen die sich unter der Klemmvorrichtung befinden. Nach dem Aushärten des Kleber, kann die Klemmvorrichtung gelöst und die Glasplatte entfernt werden. Nun werden die Klebestellen, insbesondere bei der Zugentlastung, geprüft und ggfs. nachgebessert.

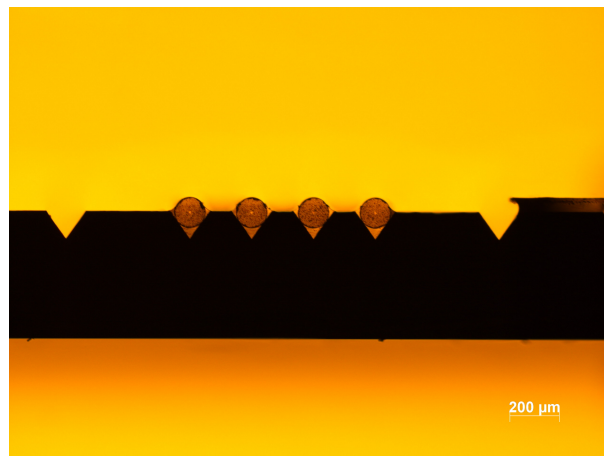


Abbildung 6.15: Querschnitt durch ein bestücktes Siliziumelement

4. Facettenpräparation

Abschliessend wird mit der Wafersäge, mit einem für die spezifische Anwendung optimierten Sägeprozess, die Facettenpräparation durchgeführt. Dabei werden Obeflächenrauheiten von ca. 20 nm (RMS) erreicht. In diesem Schritt werden alle acht Fasern in einem Schnitt abgeschnitten, so dass alle acht Faserendflächen in einer Ebene liegen. Die Faserendflächen bilden einen mechanischen Anschlag für die Positionierung der Faserbaugruppe auf dem Wellenleiterboard, durch ihre Anordnung in einer Ebene, können die Abstände zwischen Faser und Wellenleiter minimiert werden. Ein Winkelfehler beim Sägeschnitt kann zu einem Spalt zwischen den Stirnflächen von Faser und Wellenleiter führen. In Abb. 6.16 ist ein fertig bestücktes Faserassembly dargestellt.

6.3.5 Kopplung von Wellenleiter- und Faserbaugruppe

Abschliessend erfolgt die Kopplung der Wellenleiter und Fasern über das Zusammenfügen des Wellenleiterboards mit der Faserbaugruppe. Dabei werden die beiden Bauteile übereinandergelegt, so dass die Führungsstrukturen in die V-Gruben des Siliziumelement einrasten. Gleichzeitig werden das Siliziumelement und das Wellenleiterboard zusammengeschoben, so dass die Fasern und Wellenleiterfacetten einen Anschlag bilden und ein möglichst kleiner

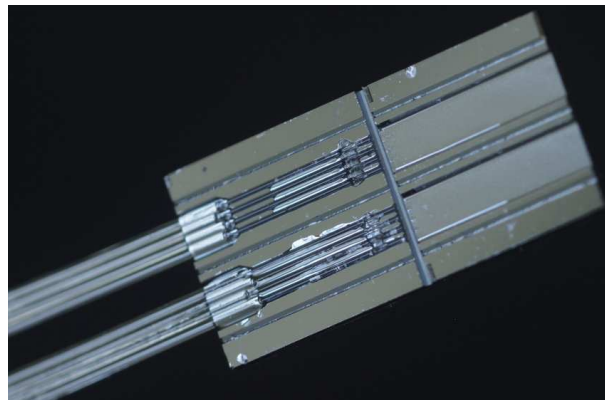
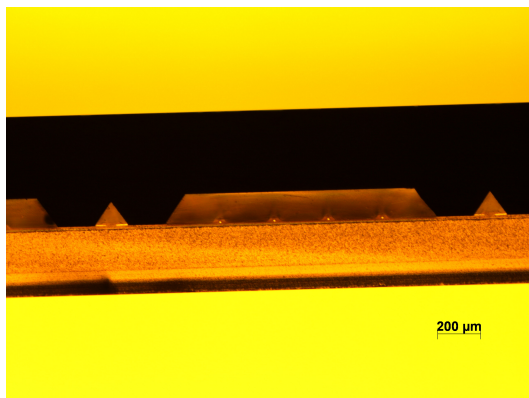
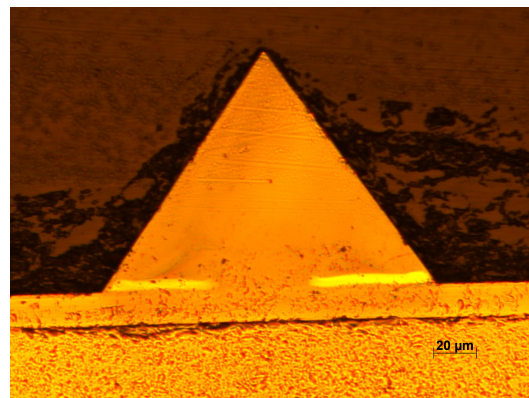


Abbildung 6.16: Aufnahme eines bestückten Si-Devices. (Quelle: [15])

Spalt zwischen Faser und Wellenleiter auftritt. Anschliessend können die beiden Teile mit Hilfe einer Klammer befestigt werden. Wenn die beiden Teile korrekt zusammengefügt wurden, sind durch das Glassubstrat Newton'sche Ringe auf den Auflageflächen zu erkennen, die auch bei einem vergrösserten Anpressdruck stabil sind. Anschliessend können die beiden Baugruppen mit Hilfe eines optisch transparenten Klebers verklebt werden. Durch Verfüllen des Luftspalts zwischen Faser und Wellenleiter mit dem Kleber werden die Fresnelreflexe minimiert. In der Abb. 6.17 ist ein Querschnitt durch eine gekoppelte Baugruppe und in Abb. 6.18 eine Fotografie einer fertiggestellten Faserkopplung abgebildet.



(a) Querschnitt durch eine Verbindung



(b) Detailaufnahme einer Ausrichtungsstruktur in einer V-Grube

Abbildung 6.17: Mikroskopaufnahmen einer Verbindungsstelle

6.3.6 Messresultate

Um eine passiv ausgerichtete Kopplung zu charakterisieren wurden zwei Messungen durchgeführt. Im ersten Schritt wurden acht Referenzwellenleiter gemessen um die Dämpfung zu bestimmen, die das Licht im Wellenleiter erfährt (Bild 6.19 oben). Als Detektor wurde eine

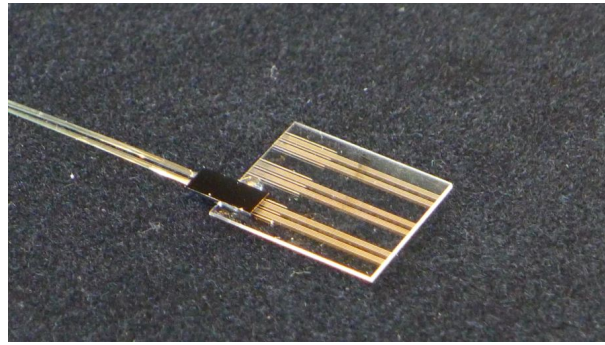


Abbildung 6.18: Assemblierte Faserkopplung von acht Glasfasern und Wellenleitern

Multimode-Faser eingesetzt die das gesamte Licht, das aus dem Wellenleiterkern austritt, auffängt. Somit kann am Ausgang von einer verlustfreien Kopplung ausgegangen werden. Im zweiten Schritt wurde die Transmission durch acht passiv gekoppelte Wellenleiter gemessen. D.h. es wurde die Leistung gemessen, die bei aktiv ausgerichteter Quellenfaser durch den Wellenleiter in die passiv alignierten Single-Mode-Fasern überkoppelt und das Ende der Glasfaser erreicht (siehe Abb. 6.19 unten).

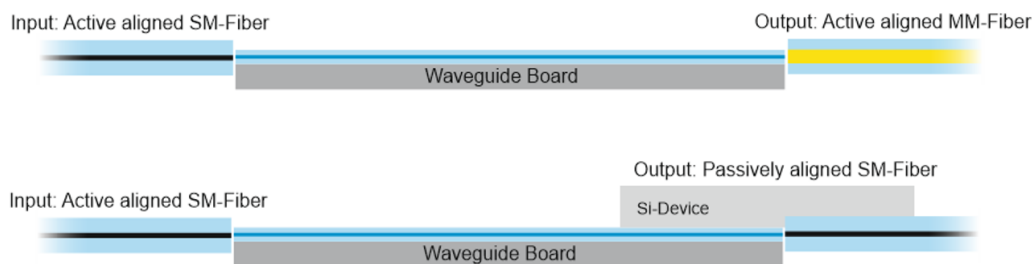


Abbildung 6.19: Messkonfiguration für die Messungen: (oben) Referenzmessung, (unten) Messung mit assemblierter Faserkopplung

Da die Dämpfung in der Glasfaser (0.35 dB/km lt. Datenblatt Corning SMF-28e+ [25]) für die kurze Strecke von ca. 1 m sehr gering ist, kann diese vernachlässigt werden. Das heisst, die Verlustdifferenz zwischen den beiden Messungen wird durch die passiv alignierte Faserkopplung verursacht. Aus Cut-Back-Messungen an den Wellenleitern können zusätzlich die Ausbreitungsverluste bestimmt werden, welche bei 0.43 dB/cm liegen. Ausgehend von einer Wellenleiterlänge des gemessenen Musters von 25 mm ergeben sich Ausbreitungsverluste von 1.08 dB. In Tab. 6.3 sind die Transmissionswerte für die Referenzwellenleiter dargestellt. Wenn die Ausbreitungsverluste von 1.08 dB abgezogen werden, können die Kopplungsverluste, die durch Streuung und Modenfehlanspassung entstehen, bestimmt werden. Diese liegen im Mittel über acht Wellenleiter bei 0.62 dB bei der Messung an den Referenzwellenleitern. Bei der passiv ausgekoppelten Baugruppe, liegt die Koppeldämpfung im Mittel bei 0.85 dB. Die Differenz von 0.23 dB zwischen den beiden Werten entspricht den Verlusten an der passiv alignierten Koppelstelle auftreten. Berücksichtigt man die Modenfeldfehlanspassung welche lt.

Tabelle 6.3: Messresultate der optischen Charakterisierung (Transmission T und Kopplungsverluste CL)

Kanal	T_{Ref}	CL_{Ref}	T_{Ribbon}	CL_{Ribbon}
A	-2.00 dB	0.93 dB	-1.86 dB	0.78 dB
B	-1.99 dB	0.92 dB	-1.86 dB	0.79 dB
C	-1.65 dB	0.58 dB	-1.84 dB	0.76 dB
D	-1.63 dB	0.55 dB	-2.07 dB	1.00 dB
E	-1.61 dB	0.53 dB	-1.95 dB	0.88 dB
F	-1.55 dB	0.47 dB	-1.88 dB	0.81 dB
G	-1.46 dB	0.38 dB	-2.04 dB	0.97 dB
H	-1.68 dB	0.60 dB	-1.89 dB	0.81 dB
Mittelwert	-1.69 dB	0.62 dB	-1.92 dB	0.85 dB
σ_F	0.19 dB	0.19 dB	0.08 dB	0.08 dB

Simulationsergebnissen Verluste von 0.18 dB verursacht, ergeben sich Verluste von 0.05 dB die durch die Fehlpositionierung der Fasern verursacht werden, was einer Fehlpositionierung von $0.5 \mu m$ entspricht. Der Wert von 0.05 dB liegt jedoch, wie in Tab. 6.3 zu erkennen ist, innerhalb der Schwankungsbreite der Messung.

Basierend auf den Messresultaten können ausserdem die Verluste, die aufgrund von Oberflächendefekten an der Wellenleiterfacette auftreten, bestimmt werden. Bei der Messung der passiv gekoppelten Kanäle tritt eine Koppeldämpfung von 0.85 dB auf. Bei der Messung treten ein aktiv ausgerichteter Faser-Wellenleiter-Übergang sowie ein passiv ausgerichteter Faser-Wellenleiter-Übergang auf. Unter der Annahme, dass die aktiv ausgerichtete Kopplung in ihrer optimalen Position ist, treten an dieser Stelle lediglich die Verluste aufgrund der Modenfehlpassung (0.18 dB) auf. Auskoppelseitig treten die vorher bestimmten Verluste von 0.23 dB auf. Subtrahiert man diese beiden Werte von den gesamten Koppelverlusten, resultieren daraus die auftretenden Streuverluste von 0.44 dB. Unter der Annahme, dass diese Verluste an beiden Koppelstellen gleich auftreten, ergeben sich Streuverluste von 0.22 dB/Interface. Auf Basis dieser Resultate können die Koppelverluste für eine passiv alignierte Faser-Wellenleiterkopplung abgeschätzt werden. Diese setzen sich aus Streuverlusten, Verlusten aus Fehlpositionierung sowie Modenfeldfehlpassung zusammen. Addiert man diese Werte $0.22 \text{ dB} + 0.18 \text{ dB} + 0.05 \text{ dB}$ ergeben sich Gesamtkopplungsverluste von 0.45 dB. Mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes kann die Standardabweichung des Werts mit 0.20 dB bestimmt werden. In Tab. 6.4 sind die Resultate zusammengefasst dargestellt. Abschliessend wurden Versuche zur Alterung der Verbindung durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde die Probe nach einer Liegezeit von 14 Tagen in einem Klimaschrank gealtert. Im ersten Test wurden Temperaturzyklen durchgeführt. Dabei wurde die Probe mit einer Heiz- bzw. Kühl-

Tabelle 6.4: Zusammenfassung der Resultate

$CL_{Referenz}$	0.62 dB	Total Kopplungsverluste, Referenzmessung
CL_{Ribbon}	0.85 dB	Total Kopplungsverluste, Assembly
ΔCL	0.23 dB	Zusätzl. Verluste durch passive SM-Faserkopplung
$CL_{Mode-Mismatch}$	0.18 dB	Modenfeldfehlanpassungsverluste, Simulation
$CL_{Position-Error}$	0.05 dB	$\Delta CL - CL_{Mode-Mismatch}$
Scatter-Loss (SL_{tot})	0.44 dB	$CL_{Ribbon} - CL_{Mode-Mismatch} - \Delta CL$
$SL_{interface}$	0.22 dB	pro Interface
CL_{WG-SMF}	(0.45 ± 0.20) dB	Gesamte Kopplungsverluste pro SMF-WG interface

Tabelle 6.5: Resultate der Alterungsversuche

Messung	T_{Ribbon}	σ_F
Initial	1.92 dB	0.08 dB
14-day	1.86 dB	0.13 dB
T-Cycling	1.89 dB	0.15 dB
85/85-Test	3.13 dB	1.20 dB

geschwindigkeit von 1K/min auf $70^\circ C$ aufgeheizt bzw. auf $-30^\circ C$ abgekühlt. Die jeweilige Endtemperatur wurde für jeweils 15 min konstant gehalten. Dieser Zyklus wurde 10x durchgeführt. Als zweiter Test wurde ein 85/85 Dauertest durchgeführt. Dabei wird die Probe für 186 h bei $85^\circ C$ und einer Luftfeuchtigkeit von 85% r.H. gelagert.

Bei der Messung (Tab. 6.5) zeigt sich, dass die Probe die Temperaturzyklen problemlos übersteht. Beim 85/85 Test, beginnt die Verbindung zwischen Kitt und Glasfaser zu versagen und es treten grosse Verluste auf. Es gilt zu bemerken, dass einzelne Kanäle eine unveränderte Performance aufwiesen, während andere um 3 dB erhöhte Verluste aufweisen. Bei einer näheren Untersuchung der Klebestellen im Rasterelektronenmikroskop konnte nachgewiesen werden, dass bei den Kanälen mit erhöhter Dämpfung eine Ablösung des Kitts von der Glasfaser stattgefunden hat (siehe Abb. 6.20). Die unveränderten Dämpfungswerte einzelner Kanäle zeigen, dass die Wellenleiter hinsichtlich ihrer Dämpfungseigenschaften stabil geblieben sind. D.h. sie zeigen in den Klimatests keine signifikanten Alterungserscheinungen.

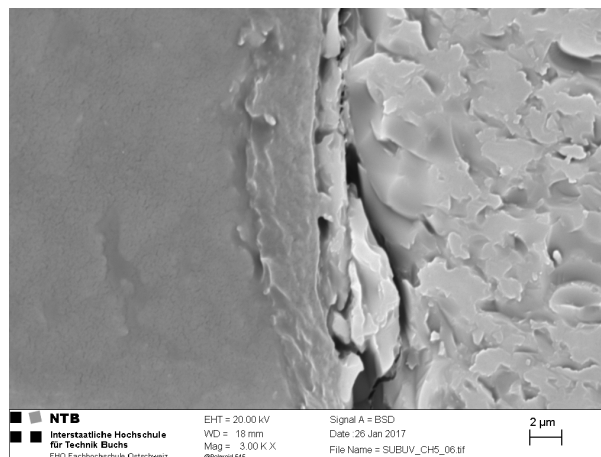


Abbildung 6.20: Rasterelektronenmikroskopbild einer beschädigten Faser-Wellenleiterverbindung. Auf der rechten Seite des Bildes ist die Faser und auf der linken Seite der Wellenleiter erkennbar. (Quelle: [15])

6.4 Fazit

Bei der Faserkopplung zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen passiver und aktiver Ausrichtung. Während die aktive Ausrichtung einen höheren Aufwand bei der Montage der einzelnen Faserbaugruppen erfordert, wird bei der passiven Ausrichtung der Aufwand zur Herstellung der Siliziumelemente und Wellenleitermodule erhöht. Dafür erfolgt die Montage bei der passiven Auskopplung in sehr kurzer Zeit. Die Kopplung mit aktiver Ausrichtung welche den Stand der Technik darstellt, erlaubt es mit hohem apparativem Aufwand eine effiziente Faserkopplung zu realisieren. In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass es möglich ist eine passiv ausgerichete Mehrkanalfaserkopplung zu realisieren welche eine leicht erhöhte Koppeldämpfung aufweist, jedoch vergleichsweise einfach realisiert werden kann. Es zeigt sich, dass die aktiv ausgerichtete Kopplung mit 0.2-0.3 dB pro Interface geringere Koppeldämpfungen als die passiv ausgerichtete Kopplung mit $0.45 \text{ dB} \pm 0.20 \text{ dB}$ pro Interface aufweist. Diese wurden in erster Linie durch erhöhte Streuverluste an den Facetten der Wellenleitermodule für die passive Kopplung hervorgerufen. Gründe für die erhöhten Streuverluste liegen einerseits im Sägeprozess selbst, so hängt die Rauheit sehr stark vom Zustand des Sägeblatts ab. Andererseits gilt es zu berücksichtigen, dass es sich um verschiedene Wellenleiteraufbauten handelt. So wurden für die aktive Kopplung die Wellenleiter vollflächig mit Mantelmaterial abgedeckt, wohingegen für die passive Kopplung die Wellenleiter nur lokal abgedeckt wurden (siehe Abb. 6.21). Insgesamt liegen die Kopplungsverluste für die aktiv ausgerichtete Kopplung in der Größenordnung der erwarteten Übergangsverluste (lt. Simulation 0.18 dB). Die Kopplungsverluste bei der passiv ausgerichteten Kopplung liegen zwar höher als bei der aktiv ausgerichteten Kopplung, jedoch liegen die Resultate um 0.5-0.8 dB unter den Resultaten anderer Forschungsgruppen [15, 53]. Wenn man die Streuverluste (0.22 dB pro Interface) ausser Acht lässt, ergeben sich Verluste von 0.23 dB/Interface. Sie

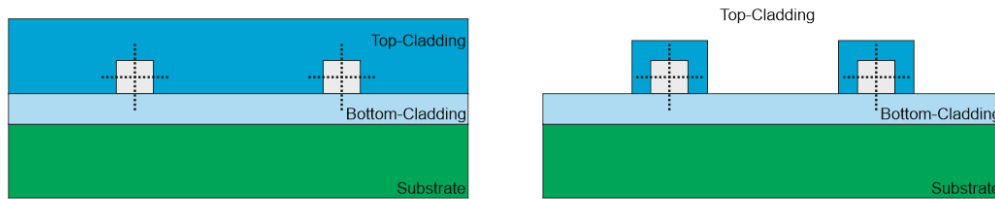


Abbildung 6.21: Vergleich der Querschnitte: (links) voll gedeckt für aktive Kopplung (rechts) lokal gedeckt für passive Kopplung

liegen somit sehr nahe an den Resultaten für die aktiv ausgerichtete Faserkopplung. In beiden Fällen kann von Modenfehlpassungsverlusten von 0.18 dB pro Interface ausgegangen werden. Somit liegt der Positionierungsfehler in beiden Fällen unter $0.5 \mu\text{m}$. Dies bedeutet, dass beide Kopplungskonzepte sehr ähnliche Resultate zeigen, jedoch bei der Präparation der Module für die passive Ausrichtung die Facettenpräparation einer weiteren Optimierung bedarf, um dieselbe Effizienz zu erreichen.

Die Resultate der Klimatests zeigen, dass die Klebestellen beim 85/85-Test versagen. Um diesen Test zu bestehen muss der Klebprozess bei der Montage der Faserbaugruppe optimiert werden. Diese Optimierungen können verschiedene Aspekte umfassen (Auswahl des Kitts, Oberflächenvorbehandlungen, etc.).

7 Funktionsstrukturen

Wurden in den vorhergehenden Kapiteln die Wellenleiter als einfache Punkt-zu-Punkt Verbindung betrachtet, werden im folgenden Kapitel komplexere Funktionsstrukturen untersucht. Wie in der Einleitung bereits erwähnt, sind im vorliegenden Fall vor allem Richtkoppler und Mach-Zehnder-Interferometer von Interesse. Während Verzweigungen, 2x2 Richtkoppler und Mach-Zehnder-Interferometer in der vorgestellten Technologie Stand der Technik sind [59], stellen die im Verlauf der Arbeit entwickelten 3x3 Richtkoppler eine Erweiterung des Stands der Technik dar.

7.1 Richtkoppler

In der Übertragungstechnik werden als Directional Coupler (Richtkoppler) Bauelemente mit vier oder mehr Toren (Eingängen bzw. Ausgängen) bezeichnet. Solche Bauelemente werden sowohl in der Hochfrequenzelektronik, als auch in der optischen Datenübertragung und Sensorik eingesetzt. Als Symbol für Richtkoppler wird das in Abb. 7.1 dargestellte Piktogramm genutzt. Die auf dem Tor P1 einfallende Leistung (P) wird auf die Tore P3 und

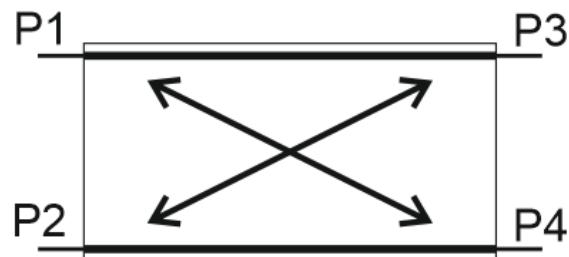


Abbildung 7.1: Symbolische Darstellung eines Richtkopplers mit 4 Toren

P4 aufgeteilt. Abhängig vom Kopplungsfaktor wird dabei ein Teil der Leistung auf den Ausgang $P4 = P1 * k_{koppel}$ übertragen, der Rest verbleibt auf der Leitung und tritt an $P3 = P1 * (1 - k_{koppel})$ aus dem System aus. Kennzeichnend für das Bauelement ist, dass in diesem Fall (Leistungseintritt über P1) keine Leistung am Tor P2 austritt und dieses somit isoliert ist. Wenn jedoch am Ausgang P3 ein Übertragungssystem angeschlossen ist, das einen Teil der Leistung reflektiert $P3' = P3 * r$, wird entsprechend dem Kopplungsfaktor ein Teil der reflektierten Leistung auf den Ausgang $P2 = P3' * k_{koppel}$ abgezweigt. Mit Hilfe von Richtkopplern können die sich auf einer Leitung ausbreitenden Signale hinsichtlich ihrer

Richtung getrennt werden und somit unabhängig voneinander untersucht werden. Dies wird z.B. benötigt um Fehlanpassungen von Leitungen oder Übergängen zu untersuchen, welche Reflexionen hervorrufen. In optischen Anwendungen werden solche Bauelemente ausserdem oft als Strahlteiler für Mach-Zehnder Interferometer oder als Leistungsteiler für die Leistungsüberwachung eingesetzt. Typische Teilungsverhältnisse sind 99:1-Koppler, 90:10-Koppler oder 50:50-Koppler (die auch als 3dB Koppler bezeichnet werden).

7.1.1 Funktionsprinzipien von optischen Richtkopplern

Integriert optische Richtkoppler können durch verschiedene Geometrien realisiert werden. Beispiele dafür sind Multi-Mode-Interferenz-Strukturen (MMI) sowie gekoppelte Wellenleiter.

MMI-Koppler

Multimode-Interferenz Koppler bestehen aus Single-Mode Lichtleitern die an einen Multimodelichtleiter angekoppelt sind. Im Multimodelichtleiter, einem Wellenleiterstück mit grösserer Breite, interferiert die eingestrahlte Welle mit sich selbst bzw. ihren Reflexionen von den Seitenwänden, wodurch im MM-Wellenleiter ein Interferenzmuster entsteht. Die Breite und Länge des Multimodewellenleiters werden so bemessen, dass an dessen Ende eine Intensitätsverteilung mit 2 Maxima entsteht. An diesen Positionen werden die Ausgangswellenleiter angeordnet (siehe Abb. 7.2). Auf der linken Seite der Grafik sind die Monitorwerte entlang den Pfaden dargestellt. Die Anmerkung "Mode 0" bedeutet, dass für die Berechnung des Monitorwerts die Faltung mit dem berechneten Modenfeld der Grundmode des Eingangswellenleiters herangezogen wurde. Entsprechend stimmt im Bereich des Multimodewellenleiters die Summe der beiden Pfadmonitore nicht mit dem Monitorwert für die Gesamtleistung (rote Kurve) überein. Bei MMI-Strukturen sind prinzipiell eine Vielzahl von Ein- und Ausgängen möglich.

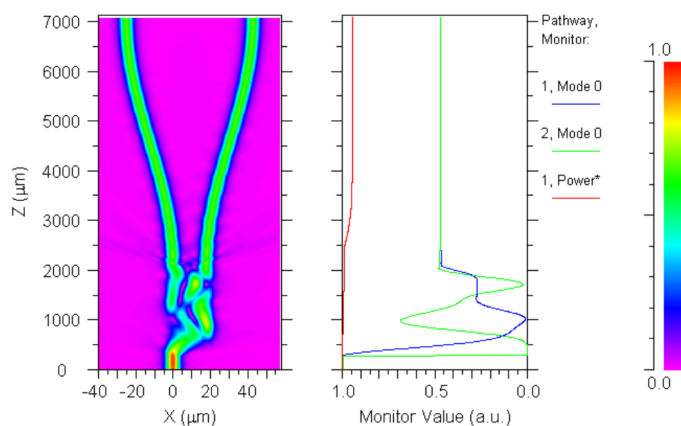


Abbildung 7.2: Simulation eines MMI 3dB Richtkopplers.

So sind in der Literatur nicht nur 3dB Splitter, sondern auch 1:8 Splitter u.ä. zu finden. [60]

In der vorliegenden Arbeit werden die Lichtleiterstrukturen mit einem LDI Schreibverfahren belichtet. Es hat sich gezeigt, dass es mit diesem Verfahren schwierig ist, grössere Flächen homogen zu belichten. Dies kann zu Brechzahl- und Dämpfungsvariationen im Material führen. Aus diesem Grund ist in diesem Fall dieses Richtkopplerfunktionsprinzip für die Umsetzung mit der vorliegenden Technologie ungeeignet.

Gekoppelte Wellenleiter

Im Gegensatz zum zuvor beschriebenen Funktionsprinzip, können gekoppelte Wellenleiter mit der eingesetzten Technologie sehr gut realisiert werden. Wenn die Kerne zweier Single Mode Lichtleiter nahe zueinander zu positioniert werden, kann Leistung aus dem einen Lichtleiter über das evaneszente Feld in den zweiten Lichtleiter überkoppeln (siehe Abb. 7.3). Es zeigt sich, dass nur Wellenleiter deren lokale Moden gleiche oder nahezu gleiche Phasengeschwindigkeiten aufweisen eine starke Kopplung zeigen [21]. Wenn der Abstand zwischen den

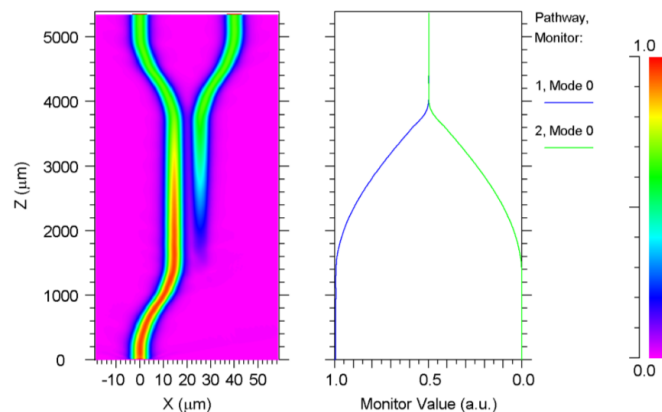


Abbildung 7.3: Simulation eines 3dB-Kopplers mit gekoppelten Wellenleitern

Wellenleitern so gross ist, dass sich die Modenfelder der einzelnen Wellenleiter nur in geringem Maße überlappen, dann spricht man von sogenannten weakly-coupling waveguides. In diesem Fall ist die gegenseitige Störung der Wellenleiter untereinander vernachlässigbar. D.h. die Ausbreitungskonstanten ändern sich minimal und die Modenfelder der gekoppelten Lichtleiter können durch die Linearkombination der beiden Wellenleitermoden genähert werden. Jedoch ist die Kopplung gering, d.h. um Leistung zu übertragen, wird eine lange Kopplungsstrecke (im Vgl. zur Wellenleiterausdehnung) benötigt [21]. Bei schwach gekoppelten Wellenleitern kann ausserdem davon ausgegangen werden, dass, wenn die beiden einzelnen Wellenleiter einmodig sind, auch in der gekoppelten Struktur lediglich die Moden der niedrigsten Ordnung auftreten. Bei stark gekoppelten Moden gilt dies nicht. Bei stark gekoppelten Systemen verändert der zweite Wellenleiterkern die Umgebung und führt zu einer Verschiebung des Cut-offs, so dass bereits bei kleineren V-Parametern als 2.13 Moden zweiter Ordnung auftreten können [18]. Im Gegensatz zu den lokalen Moden von Wellenleitern, welche aus einem einzelnen Kern umgeben von einem Mantel bestehen, wird der Begriff „Supermoden“ für

Strukturen verwendet die mehr als einen Kern aufweisen. Im Fall von schwach koppelnden Wellenleitern, wie es im Rahmen dieser Arbeit der Fall ist, kann davon ausgegangen werden, dass diese Supermoden aus einer Superposition der lokalen Moden hervorgehen. Wenn

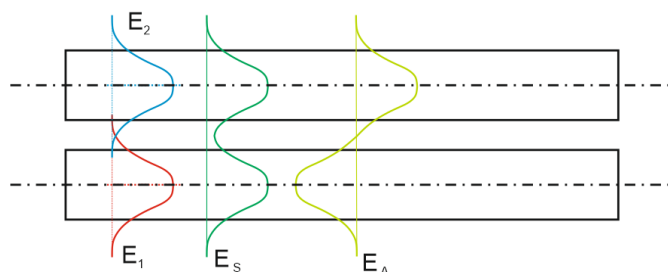


Abbildung 7.4: Superposition der lokalen Moden e_1 und e_2 ergibt die Supermoden e_s (symmetrisch) und e_a (unsymmetrisch)

nun zwei identische Wellenleiterkerne, wie in Abb. 7.4 dargestellt, parallel zueinander verlaufen und gekoppelt sind, dann entstehen aus den beiden lokalen Moden der Kerne zwei Supermoden. Bei der einen sind die Moden mit gleichem Vorzeichen und der anderen Supermode sind die Moden mit umgekehrtem Vorzeichen (um π phasenverschoben) überlagert [21]. Zur Berechnung des Kopplungsverhaltens muss die Kopplung zwischen den Wellenleitern genauer untersucht werden. Die folgenden mathematischen Zusammenhänge zur Beschreibung des Kopplungsverhaltens wurden sinngemäss [21] entnommen. Das Feld in der gekoppelten Struktur lässt sich wie folgt beschreiben:

$$E(x, y, z) = a_{s0} * [e_1(x, y) + r_s * e_2(x, y)] * e^{-j\beta_s z} + a_{a0} * [e_1(x, y) + r_a * e_2(x, y)] * e^{-j\beta_a z} \quad (7.1)$$

Nach [21] kann eine Kopplungskonstante von zwei parallel verlaufenden Wellenleitern κ_n definiert werden. Dazu wird die Überlappung der beiden Modenfelder im Bereich des betrachteten Kerns berechnet:

$$\kappa_1 = k * n_{Kern1} * \int_{Kern1} e_1(x, y) e_2(x, y) dA \quad (7.2)$$

$$\kappa_2 = k * n_{Kern2} * \int_{Kern2} e_1(x, y) e_2(x, y) dA \quad (7.3)$$

Mit Hilfe der Kopplungskonstanten können r_s und r_a wie folgt berechnet werden:

$$r_{s,a} = \frac{1}{2\kappa_2} \left[-(\beta_{WG1} - \beta_{WG2}) \pm \sqrt{(\beta_{WG1} - \beta_{WG2})^2 + 4\kappa_1\kappa_2} \right] \quad (7.4)$$

Für den Fall, dass es sich um identische Wellenleiter handelt, reduziert sich die o.g. Formel zu $r_{s,a} = \pm 1$, so dass gilt:

$$E(x, y, z) = a_{s0} * [e_1(x, y) + e_2(x, y)] * e^{-j\beta_s z} + a_{a0} * [e_1(x, y) - e_2(x, y)] * e^{-j\beta_a z} \quad (7.5)$$

Der Mismatch der Ausbreitungskonstanten berechnet sich als: $\delta_v = \frac{\beta_{WG1} - \beta_{WG2}}{2}$.

Damit lässt sich der Mismatch-Parameter d wie folgt definieren: $d_v = \frac{\delta_v}{\sqrt{\kappa_1 \kappa_2}}$.

Die Ausbreitungskonstanten für die beiden Supermoden berechnen sich wie folgt:

$$\beta_{s,a} = \frac{\beta_{WG1} + \beta_{WG2}}{2} \pm \sqrt{\kappa_1 \kappa_2 (1 + d_v^2)} \quad (7.6)$$

Dadurch, dass diese beiden Supermoden selbst bei vollständig identischen Wellenleitern unterschiedliche Ausbreitungskonstanten aufweisen, ergeben sich durch Interferenz der beiden Moden lokal unterschiedliche Feldverteilungen. Wenn die beiden gekoppelten Wellenleiter identisch sind, führt dies zu einem vollständigen Hin- und Herpendeln der Leistung vom einen in den anderen Wellenleiterkern und zurück. Wenn die Wellenleiter nicht identisch sind findet keine vollständige Leistungsübertragung statt [21]. Durch Umgruppieren der Gleichung 7.1 kann die Feldverteilung wie folgt dargestellt werden:

$$E(x, y, z) = a_1(z) * e_1(x, y) * e^{-j\beta_{WG1}z} + a_2(z) * e_2(x, y) * e^{-j\beta_{WG2}z} \quad (7.7)$$

Die Amplitudenfunktionen berechnen sich in diesem Fall nach:

$$a_1(z) = (a_{s0}e^{-j\sigma_S z} + a_{a0}e^{j\sigma_S z})e^{j\delta_v z} \quad (7.8)$$

$$a_2(z) = (a_{s0}r_s e^{-j\sigma_S z} + a_{a0}r_a e^{j\sigma_S z})e^{-j\delta_v z} \quad (7.9)$$

Mit

$$\sigma_S = \sqrt{\kappa_1 \kappa_2 + \delta_v^2}$$

Durch Differenzieren der beiden Formeln für a_1 und a_2 und Einsetzen der Marcatili-Beziehung $\kappa_1 - \kappa_2 = c(\beta_{WG1} - \beta_{WG2}) = 2c\delta_v$, erhält man die „coupled-mode equations“:

$$\frac{da_1(z)}{dz} = -j\kappa_2 a_2(z) e^{j2\delta_v z} \quad (7.10)$$

$$\frac{da_2(z)}{dz} = -j\kappa_1 a_1(z) e^{j2\delta_v z} \quad (7.11)$$

Unter der Annahme, dass sich die Wellenleiter über die betrachtete Wegstrecke z nicht verändern, sind die Parameter β_{WG1} , β_{WG2} , κ_1 , κ_2 und δ_v , Konstanten die unabhängig von z sind. In diesem Fall sind die beiden o.g. Gleichungen zwei einfache gekoppelte Differentialgleichungen. Durch Einsetzen von zwei Hilfsfunktionen $R(z) = a_1(z)e^{-j\delta_v z}$ und $S(z) = a_2(z)e^{j\delta_v z}$ kann die Exponentialfunktion eliminiert werden, somit ergeben sich für die coupled-mode

Gleichungen folgende Form:

$$\frac{dR(z)}{dz} + j\delta_v R(z) = -j\kappa_2 S(z) \quad (7.12)$$

$$\frac{dS(z)}{dz} - j\delta_v S(z) = -j\kappa_1 R(z) \quad (7.13)$$

Durch erneutes Differenzieren nach z und gegenseitiges Einsetzen erhält man zwei gewöhnliche Differentialgleichungen zweiter Ordnung:

$$\frac{d^2 R(z)}{dz^2} + (\kappa_1 \kappa_2 + \delta_v^2) R(z) = 0 \quad (7.14)$$

$$\frac{d^2 S(z)}{dz^2} + (\kappa_1 \kappa_2 + \delta_v^2) S(z) = 0 \quad (7.15)$$

Mit den Lösungen:

$$R(z) = C_1 \cos(\sigma_S z) + C_2 \sin(\sigma_S z) \quad (7.16)$$

$$S(z) = \frac{j}{\kappa_2} [(\sigma_S C_2 + j\delta_v C_1) \cos(\sigma_S z) + (j\delta_v C_2 - \sigma_S C_1) \sin(\sigma_S z)] \quad (7.17)$$

Die Konstanten C_1 und C_2 können durch Einsetzen der Startbedingungen $R(0)$ und $S(0)$ bestimmt werden. In diesem Fall können die beiden Gleichungen in eine Matrixform gebracht werden:

$$\begin{bmatrix} R(z) \\ S(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\sigma_S z) - \frac{j\delta_v}{\sigma_S} \sin(\sigma_S z) \delta_v - \frac{j\kappa_2}{\sigma} \sin(\sigma_S z) & \\ -\frac{j\kappa_1}{\sigma_S} \sin(\sigma_S z) & \cos(\sigma_S z) + \frac{j\delta_v}{\sigma_S} \sin(\sigma_S z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R(0) \\ S(0) \end{bmatrix} \quad (7.18)$$

Für den Fall von symmetrischen Wellenleitern wird $\sigma_S = \kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ und $\delta_v = 0$. Unter der Annahme, dass die Leistung auf einem Wellenleiter eingekoppelt wird ergibt sich $R(0) = 1$ und $S(0) = 0$. In diesem Fall reduzieren sich die Gleichungen für $R(z)$ und $S(z)$ zu:

$$R(z) = \cos(\kappa z) \quad (7.19)$$

$$S(z) = -j \sin(\kappa z) \quad (7.20)$$

Für die Leistungen ergibt sich folglich:

$$P_{WG1}(z) = P_0 \cos(\kappa z)^2 \quad (7.21)$$

$$P_{WG2}(z) = P_0 [1 - \cos(\kappa z)^2] \quad (7.22)$$

D.h. die Leistung auf den beiden Wellenleitern pendelt mit einer Periode von $z_P = \frac{\pi}{\kappa}$ zwischen den Wellenleitern hin und her. Beim Vergleich einer Simulation mit einer Berechnung zeigt sich, dass unter der Annahme eines Brechzahlssprungs von 0.0055 und einem Wellenleiterquerschnitt von $5 \mu m \times 5 \mu m$, bei einem Mittenabstand von $11 \mu m$ und einer Mantel-

brechzahl von 1.50, sowie der Wellenlänge von $1.3 \mu\text{m}$, eine Periode von 7.7 mm ergibt. Bei der Berechnung ergibt sich eine Periode von 7.8 mm. Wie in Abb. 7.5 zu erkennen ist, entspricht die Form der Leistungsverläufe den berechneten Funktionen in den Gleichungen 7.21 und 7.22. Aufgrund der gezeigten Eigenschaften von gekoppelten Wellenleitern können mit

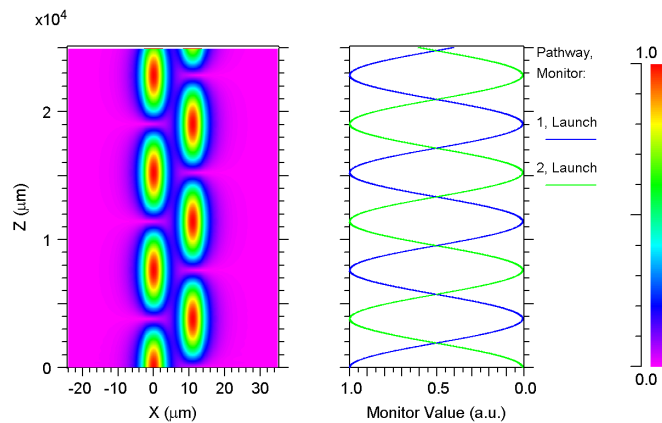


Abbildung 7.5: Leistungsverteilung in gekoppelten Wellenleiter im Fall von zwei identischen Wellenleitern

diesen Richtkoppler realisiert werden. Dabei kann das Teilungsverhältnis über die Länge des Koppelbereichs eingestellt werden. In Abb. 7.6 ist der schematische Aufbau eines 2x2 sowie eines 3x3 Richtkopplers dargestellt. Der Koppler besteht aus dem Koppelbereich mit der Länge d_{Koppel} sowie den gekrümmten Anschlusswellenleitern. Bei einem 3x3 Richtkoppler wird ein dritter Wellenleiter in der Mitte der Struktur hinzugefügt. Auf die Funktionsweise des 3x3 Kopplers wird im Abschnitt 7.1.3 eingegangen.

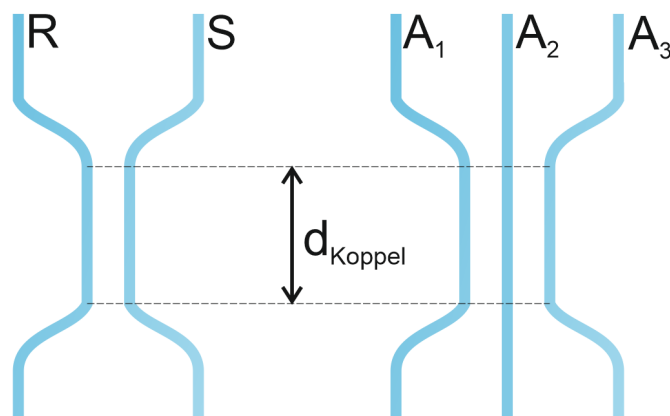


Abbildung 7.6: Schematische Darstellung eines 2x2 und eines 3x3 Richtkopplers.

7.1.2 Untersuchung der Kopplung an realen Wellenleitern

Um die Funktion der, im vorhergehenden Abschnitt theoretische untersuchten, Kopplerstrukturen mit der vorliegenden Wellenleitertechnologie zu testen, wurden 2x2 Koppler mit verschiedenen Kopplungslängen hergestellt. In den Bildern 7.7 und 7.8 sind zwei Messungen dargestellt. Dabei werden die Messwerte für die beiden Ausgänge der Kopplerstruktur in einem Diagramm dargestellt.

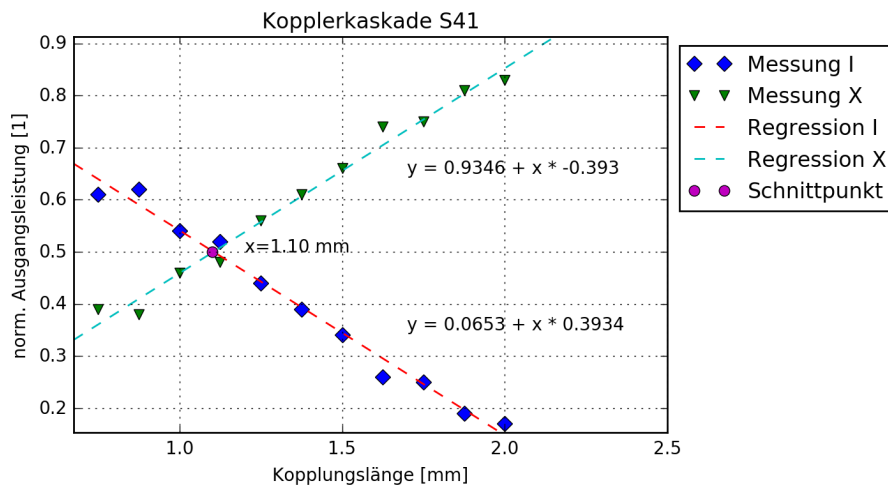


Abbildung 7.7: Messung der Kopplerkaskade S41 und Bestimmung der Kopplungslänge für eine 50:50 Teilung ($x=1.10 \text{ mm}$)

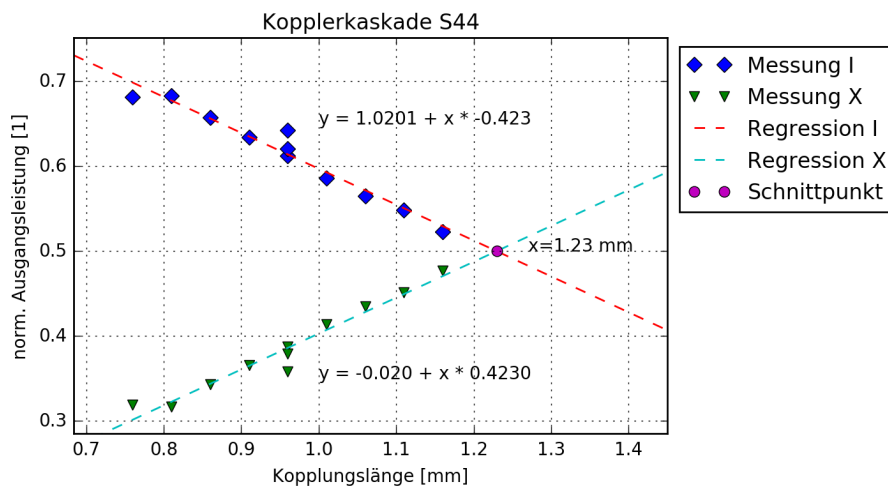


Abbildung 7.8: Messung der Kopplerkaskade S44 und Bestimmung der Kopplungslänge für eine 50:50 Teilung ($x=1.23 \text{ mm}$)

Durch Einfügen von Regressionsgeraden für beide Zweige, kann durch Bestimmen des Schnittpunkts der beiden Geraden die exakte Länge für eine 50:50 Teilung bestimmt werden. Durch verschiedene Umwelteinflüsse (z.B. Temperaturschritte bei einer Photolithographie zur Her-

stellung von Heizerstrukturen, vgl. Kapitel 8.2) kann es zu leichten Veränderungen des Brechzahlssprungs und somit von der Koppellänge kommen. Beim Vergleich der Proben S44 und S41 zeigt sich, dass sich bei S44, bei der eine Beschichtung sowie ein photolithographischer Prozess durchgeführt wurde, die Kopplungslänge von 1.10 mm auf 1.23 mm verlängert hat. Bei der Messung des Brechzahlssprungs zeigt sich eine Erhöhung des Brechzahlssprungs von 0.0048 auf 0.0053. Wie diese Messung zeigt ist es unumgänglich, dass die Umwelteinflüsse, denen das System bei der Herstellung und beim Packaging unterworfen ist, bei der Auslegung berücksichtigt werden. Ausgehend von den gemessenen Wellenleitereigenschaften (Querschnitt und Brechzahlssprung) wurden Simulationen durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass das gemessene Verhalten der Koppler sehr gut mit den Simulationen übereinstimmt.

7.1.3 3x3 Richtkoppler

In den vorherigen Abschnitten wurde die häufigste Form der Richtkoppler beschrieben. Diese Richtkoppler haben jeweils zwei Ein- und Ausgänge, d.h. sie sind sogenannte Viertore. Neben diesen Bauformen werden auch Richtkoppler mit einer höheren Torzahl eingesetzt. So werden in manchen Fällen, insbesondere für Sensorikanwendungen 3x3 Richtkoppler eingesetzt [50]. Diese Strukturen sind sog. Sechstore, ihr Aufbau erfolgt analog des Aufbaus von 2x2 Richtkopplern. In Abbildung 7.9 ist ein Beispiel für ein 3x3 Richtkopplern bestehend aus gekoppelten Wellenleitern dargestellt. Die Berechnung der Kopplungsverhältnisse

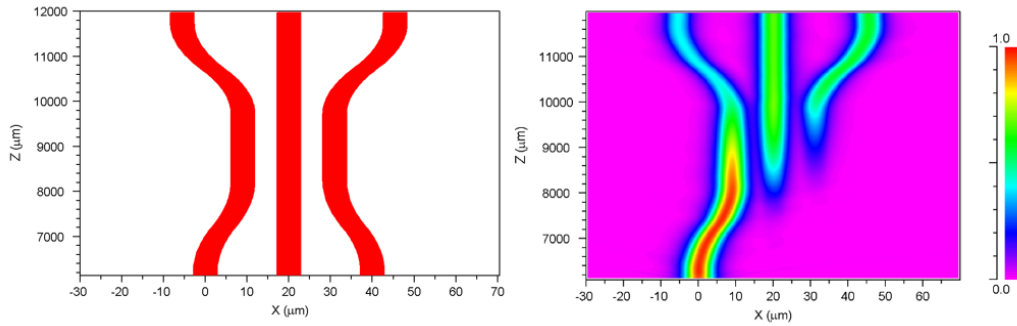


Abbildung 7.9: Simulation eines 3x3 Kopplers, links: das WG Netzwerk, rechts: Simulation ($\Delta n = 0.0049$, Kopplungslänge: $2000 \mu\text{m}$)

kann analog des Vorgehens bei 2x2 Kopplern durchgeführt werden [21]. Die Nummerierung der Wellenleiter erfolgt (vgl. Bild 7.9) von links nach rechts. Die generalisierte Form der «coupled-mode-equation» lautet:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \\ A_3(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_{WG1} & \kappa_{12} & \kappa_{13} \\ \kappa_{21} & \beta_{WG2} & \kappa_{23} \\ \kappa_{31} & \kappa_{32} & \beta_{WG3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \\ A_3(z) \end{bmatrix} \quad (7.23)$$

Unter der Annahme von identischen Wellenleitern und der Vernachlässigung der Kopplung zwischen den äusseren beiden Wellenleitern vereinfacht sich die o.g. Gleichung zu:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \\ A_3(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_{WG1} & \kappa & 0 \\ \kappa & \beta_{WG2} & \kappa \\ 0 & \kappa & \beta_{WG3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \\ A_3(z) \end{bmatrix} \quad (7.24)$$

Wird das Gleichungssystem gelöst, ergibt sich für die Matrix A folgendes Resultat [21].

$$\begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \\ A_3(z) \end{bmatrix} = \frac{e^{-j\beta z}}{\sqrt{2}} \left(U_1 e^{-j\sqrt{2}\kappa z} \begin{bmatrix} 1 \\ \sqrt{2} \\ 1 \end{bmatrix} + U_2 e^{j\sqrt{2}\kappa z} \begin{bmatrix} -1 \\ \sqrt{2} \\ -1 \end{bmatrix} + U_3 \begin{bmatrix} \sqrt{2} \\ 0 \\ -\sqrt{2} \end{bmatrix} \right) \quad (7.25)$$

Die Konstanten U_1, U_2 und U_3 ergeben sich aus den Randbedingungen. Unter der Annahme, dass die Leistung am Wellenleiter 1 eingekoppelt wird, d.h. $A_1(0) = 1$ und $A_2(0) = A_3(0) = 0$, ergibt sich für $U_1 = -U_2 = \frac{1}{2\sqrt{2}}$ und $U_3 = \frac{1}{2}$. Eingesetzt ergibt sich:

$$A_1(z) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos(\sqrt{2}\kappa z) \right] e^{-j\beta z} \quad (7.26)$$

$$A_2(z) = \frac{-j}{\sqrt{2}} \sin(\sqrt{2}\kappa z) e^{-j\beta z} \quad (7.27)$$

$$A_3(z) = \frac{1}{2} \left[\cos(\sqrt{2}\kappa z) - 1 \right] e^{-j\beta z} \quad (7.28)$$

Im Vergleich von Berechnung und Simulation (siehe Abb.7.10 und 7.11) zeigen sich deutliche

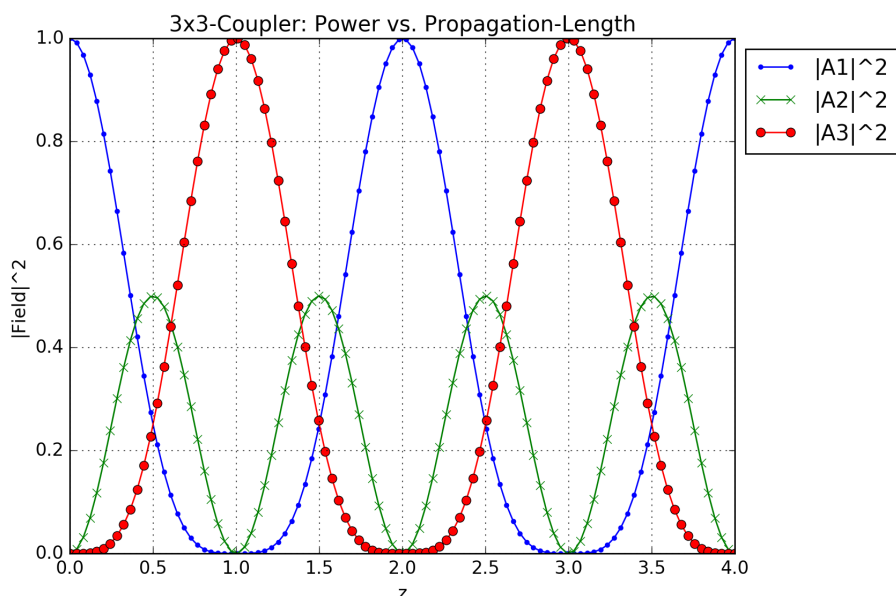


Abbildung 7.10: Berechneter Leistungsverlauf in den Wellenleitern bei Einkopplung in den Wellenleiter 1 des 3x3 Kopplers für $\kappa = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$

Unterschiede: Es ist zu erkennen, dass in der Simulation bei den beiden Ausgängen A_1 und

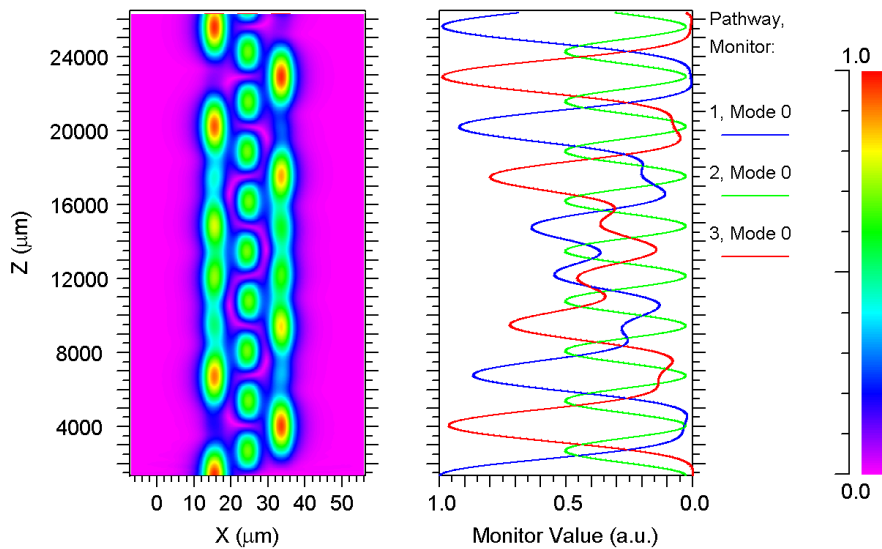


Abbildung 7.11: Simulation eines 3x3 Kopplers mit $a=h=5\ \mu\text{m}$ bei $\delta n=0.0055$ und $\lambda_{\text{da}}=1.3\ \mu\text{m}$

A_3 , im Vergleich zur Berechnung, eine weitere Pendelfunktion überlagert ist. Grund dafür ist, dass neben der Kopplung zwischen den jeweils benachbarten Wellenleitern, auch zwischen den beiden äusseren Wellenleitern eine Kopplung auftritt. Diese Kopplung wurde bei der Herleitung vernachlässigt, indem $\kappa_{13} = \kappa_{31} = 0$ gesetzt wurde. Da die Kopplung zwischen den beiden äusseren Wellenleitern essenziell für die Funktion ist, ist es notwendig bei der Auslegung solcher 3x3 Strukturen Simulationen einzusetzen.

7.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Basierend auf Richtkopplerstrukturen können Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) aufgebaut werden. Ein solches MZI besteht im einfachsten Fall aus zwei Strahlteilern und zwei Spiegeln. Wie in Abb. 7.12 gezeigt, trifft das einfallende Licht auf einen Strahlteiler (x) und wird auf zwei Pfade (unten und oben) aufgeteilt und über zwei Spiegel auf einem zweiten Strahlteiler (y) wieder zusammengeführt. Zusätzlich ist eingezeichnet wie sich die Leistungen aufteilen.

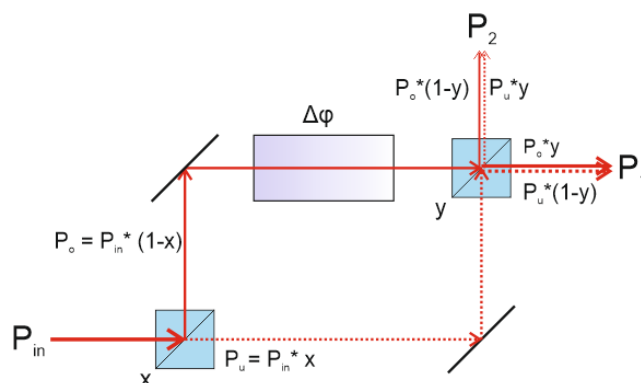


Abbildung 7.12: Schematischer Freistrahlaufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers

Zur Berechnung der Austrittsleistungen P_1 und P_2 , müssen die Felder der Wellen überlagert werden. Die Austrittsleistungen berechnen sich in diesem Fall wie folgt:

$$P_1 = P_{in} \left[(1-x)y + x(1-y) + 2 \cos(\Delta\phi) \sqrt{xy(1-x)(1-y)} \right] \quad (7.29)$$

$$P_2 = P_{in} \left[(1-x)(1-y) + xy - 2 \cos(\Delta\phi) \sqrt{xy(1-x)(1-y)} \right] \quad (7.30)$$

D.h. die beiden Ausgangssignale zeigen in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung $\Delta\phi$ einen cosinus-förmigen, um 180° zueinander verschobenen Verlauf mit einem Offset.

7.2.1 MZI als Schalter

Bei genauer Untersuchung der beiden Terme 7.29 und 7.30 zeigt sich, dass für einen idealen Schalter die Teilungsverhältnisse genau 50:50 sein müssen. In diesem Fall vereinfachen sich die zuvor genannten Formeln zu:

$$P_1 = \frac{P_{in}}{2} [1 + \cos(\Delta\phi)] = P_{in} \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \quad (7.31)$$

$$P_2 = \frac{P_{in}}{2} [1 - \cos(\Delta\phi)] = P_{in} \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \quad (7.32)$$

Entsprechend lässt sich durch eine Phasenverschiebung die Leistung vollständig vom einen Wellenleiter in den anderen und zurück übertragen (Abb. 7.13). In diesem Fall sind der Offset

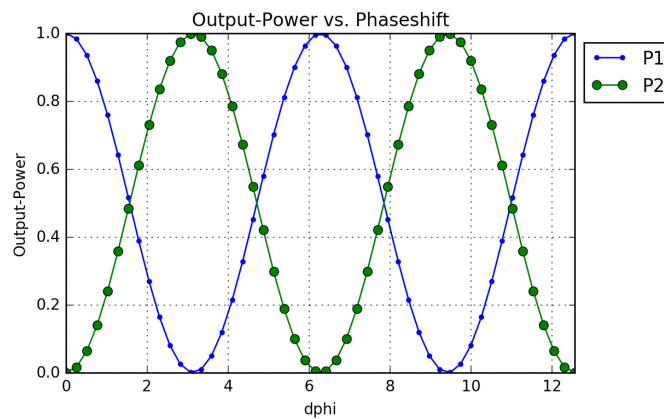


Abbildung 7.13: Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Phasenverschiebung bei einem Teilungsverhältnis $x=y=50\%$

und die Amplitude der Cosinusfunktion gleich. Wenn die Teilungsverhältnisse der Strahlteiler vom Idealfall 50:50 abweichen, verändern sich die Verhältnisse von Amplitude und Offset. Aus diesem Grund sinkt die Ausschaltunterdrückung ab. Unter der Annahme von zwei identischen Splittern, die jedoch vom idealen Teilungsverhältnis abweichen zeigt sich, dass die Ausschaltunterdrückung abnimmt bzw. das Übersprechen (siehe Abb. 7.14) zunimmt. Bei der

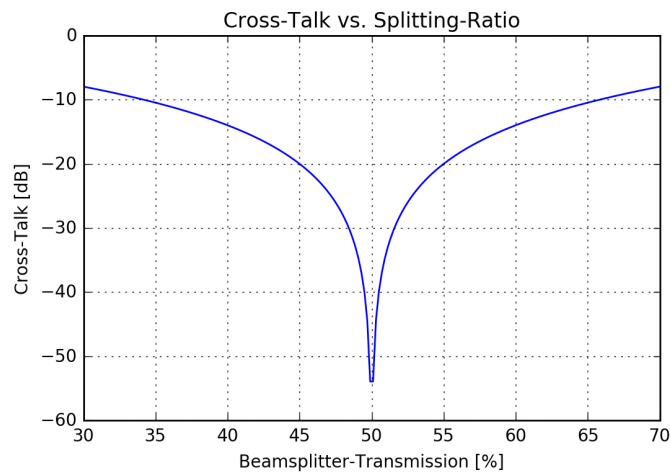


Abbildung 7.14: Ausschaltunterdrückung bei verschiedenen Teilungsverhältnissen. Annahme: beide Koppler identisch

Simulation zeigt sich, dass solange die Teilungsverhältnisse der beiden Beamsplitter gleich abweichen, vor allem der Ausgang P2 betroffen ist. Wenn beide Strahlteiler unabhängig voneinander variieren betrifft dies zusätzlich die Ausschaltunterdrückung am Ausgang P1. Für Schaltanwendungen muss jedoch darauf geachtet werden, dass die Teilungsverhältnisse sehr genau stimmen, um einen Schalter mit akzeptabler Performance zu erhalten, da ein Übersprechen von -20 dB in vielen Fällen bereits nicht akzeptabel ist. Mit Hilfe von 3 dB-Richtkopplern ist es möglich ein MZI als integriert optische Struktur zu realisieren (Abb. 7.15). Durch den

ersten 3 dB-Koppler (Splitter) wird das Licht auf zwei Zweige aufgeteilt und im zweiten Richtkoppler (Analysator) wieder zusammengeführt. Auf diese Art und Weise können integriert optische Schalter und Sensoren aufgebaut werden. Bei einer Phasenverschiebung von $\Delta\phi = 0$

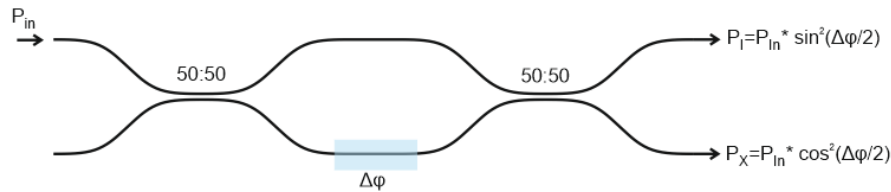


Abbildung 7.15: Schematischer Aufbau eines integriert optischen MZI.

tritt P_{in} am Ausgang X wieder aus. Wenn die Phasenverschiebung $\Delta\phi = \pi$ beträgt tritt die gesamte Leistung am Ausgang I aus. Der für den Schalter notwendige Phasenschieber kann mit Hilfe von verschiedenen Effekten realisiert werden. In vielen Fällen werden der thermooptische und der elektrooptische Effekt genutzt. In Kapitel 8 wird die Realisierung eines thermooptisch aktuierten Schalters beschrieben.

7.2.2 MZI für Sensoranwendungen

Bei Sensorikanwendungen wird das MZI dazu genutzt die Phasenverschiebung $\Delta\phi$, die das Licht im Messarm erfährt, zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird die Leistungsverteilung an den Ausgängen des Analysatorrichtkopplers gemessen und daraus die Phasenverschiebung berechnet. Dabei zeigt sich, dass das Übersprechen im Vergleich zu Schaltanwendungen von geringerer Bedeutung ist. Ein Übersprechen von -20dB entspricht einem Offset von 1% auf dem Messsignal. Dieser Offset kann bei der Analyse des Messsignals mathematisch kompensiert werden und ist somit irrelevant. Neben der klassischen MZI Bauform, welche aus zwei 2x2 Richtkopplern besteht, kann der Analysator durch einen 3x3 Richtkoppler ersetzt werden (siehe Abb. 7.16) [50, 61]. Wenn der 3x3 Richtkoppler geeignet dimensioniert ist, entstehen

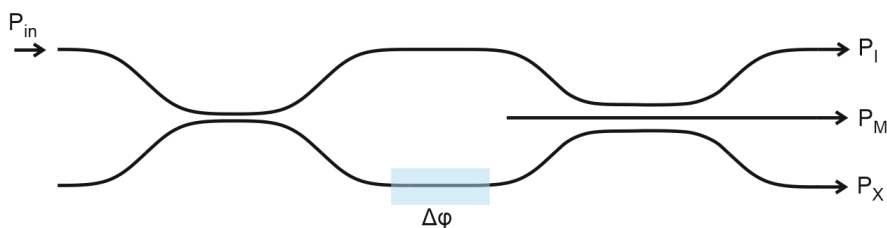


Abbildung 7.16: MZI mit 3x3 Koppler als Analysator

am Ausgang drei Interferenzsignale, die zu jeweils 120° zueinander phasenverschoben sind. In diesem Fall kann nicht nur der Betrag der Phasenverschiebung, sondern auch deren Richtung bestimmt werden. In Abb. 7.17 ist eine Simulation eines Beispielsystems dargestellt. Vergleicht man die Simulationsergebnisse ist erkennbar, dass die Signale niemals gleichzeitig

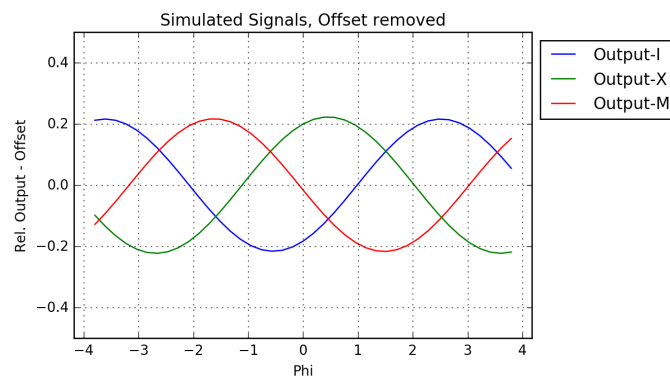


Abbildung 7.17: Simulation eines MZIs mit einem 3x3 DC als Analysator

in einem Extremwert sind, wie dies beim gewöhnlichen MZI auftritt, das aus 2x2 Richtkopplern besteht. Entsprechend gibt es für den Aufbau mit 3x3 Richtkopplern keine Messpunkte mit einer Sensitivität von 0. Durch diese Eigenschaften eignet sich diese Konfiguration für Sensoranwendungen. Die Realisierung eines Sensorsystems mit einem 3x3 Koppler wird in Kapitel 9.1 beschrieben.

8 Thermo-optische Schalter

Als erstes Umsetzungsbeispiel für den Einsatz der Wellenleitertechnologie wird an dieser Stelle ein thermo-optischer Schalter vorgestellt. Obwohl MZI-Schalter Stand der Technik sind, ist dies die erste publizierte Realisierung eines solchen Schalters in der gegenständlichen Wellenleitertechnologie [16].

8.1 Funktionsprinzip eines thermo-optischen Schalters

Wie im Kapitel 7.2 gezeigt, kann durch gezieltes Einstellen der Phasenverschiebung in einem Mach-Zehnder-Interferometer, bestehend aus 2x2 Richtkopplern, ein optischer Schalter realisiert werden. Um die Phasenverschiebung einzustellen gibt es verschiedene Möglichkeiten wie z.B. den elektrooptischen Effekt oder den thermooptischen Effekt. Beim thermooptischen Effekt, der in Kapitel 2.3 beschrieben wird, kann beispielsweise durch lokales Verändern der Temperatur der Brechungsindex im erwärmten Bereich verändert werden. Polymere weisen, im Vergleich zu Gläsern, einen sehr ausgeprägten thermo-optischen Effekt [30] auf, was die Realisierung eines thermo-optisch akutierten Schalters begünstigt. Wenn z.B. ein Heizelement über oder unter dem Cladding eines Wellenleiters angebracht wird, ergibt sich eine Temperaturverteilung, welche durch den thermooptischen Effekt den effektiven Brechungsindex des Wellenleiters verändert. Dadurch verändert sich die optische Weglänge, den die Welle bei der Durchquerung des Wellenleiters zurücklegt. Somit kann in einer MZI-Konfiguration, in der ein Zweig beheizt wird, eine Welle im Vergleich zur Welle im zweiten Zweig phasenverschoben werden. Die Phasenverschiebung ergibt sich dann wie folgt:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (n_{eff}(z) - n_{eff0}) dz$$

Dabei ist λ die Wellenlänge im Vakuum, z die Strecke entlang des Lichtleiters und n_{eff0} ist der effektive Modenindex des unbeheizten Wellenleiters.

$$n_{eff}(z) = n_{eff0} + TOC * \Delta T_T(z)$$

So muss, unter der Annahme einer homogen beheizten Strecke von 1 mm und einer Betriebswellenlänge von 1300 nm, der effektive Modenindex um etwa 0.0006 verändert werden um eine Phasenverschiebung von π zu erreichen. Dies entspricht bei einem TOC von $1.6 * 10^{-4} 1/K$ einer Temperaturänderung von ca. 4 K. Es ist wichtig die notwendigen Temperaturen mög-

lichst gering zu halten, da zu hohe Temperaturen, insbesondere wenn der Schalter bei erhöhten Umgebungstemperaturen betrieben wird, zu einer vorzeitigen Alterung des Materials führen können. Bei Single-Mode-Wellenleitern, bei denen der Brechungsindexkontrast zwischen Kern und Mantel nicht stark ausgeprägt ist, verändert das Erwärmen des Materials den Brechzahlkontrast und somit das Modenfeld nur sehr geringfügig und durch die Ausbreitung der Wärme im Material nicht sprunghaft, sondern kontinuierlich. Dadurch treten keine zusätzlichen Verluste aufgrund einer Modenfehlانpassung auf. In Abb. 8.1 ist eine schematische Darstellung eines MZI-Schalters abgebildet.

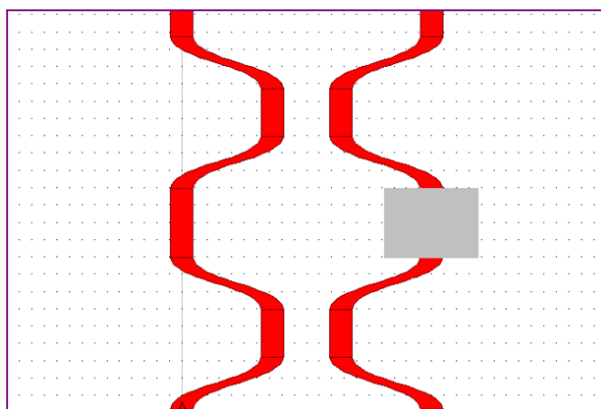


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung der Schalterstruktur. Die Wellenleiter sind rot eingezeichnet, der Heizer grau.

8.2 Thermodynamische Auslegung

Das optische Layout des thermo-optischen Schalters entspricht einem MZI wie es im Kapitel 7.2 beschrieben wurde. Zur Berechnung der Temperaturverteilung und des zeitlichen Temperaturverlaufs im Material muss folgende Differentialgleichung gelöst werden [62]:

$$\nabla(\sigma_{th}\nabla T_T) = c_{th}\frac{\partial T_T}{\partial t}$$

Am einfachsten kann dies numerisch, mit Hilfe von FEM-Simulationen (Finite Element Method), erfolgen. Im Rahmen des Projekts wurden Simulationen in der Multi-Physics-Toolbox (MP-Toolbox) der RSoft-Component-Design Suite durchgeführt. Die Toolbox ist jedoch auf die Berechnung der stationären Lösung beschränkt. Um Zustandsänderungen zu untersuchen wurden zusätzlich Simulationen mit Comsol Multiphysics durchgeführt. In Abb. 8.2 ist ein vereinfachter Querschnitt eines optischen Systems dargestellt [16]. Hinsichtlich der Positionierung der einzelnen Elemente zueinander, wird von folgenden Grundsätzen ausgegangen:

1. Das System benötigt einen Heizer und eine Wärmesenke (Kühler). Diese sollten sich auf

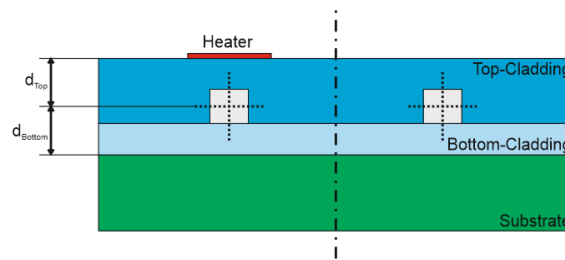


Abbildung 8.2: Prinzipieller Lagenaufbau des Schalters.

gegenüberliegenden Seiten des Systems befinden (z.B. Heizer oben und Wärmeabführung über Substrat). Durch diese Konfiguration fließt die Wärme vom Heizer durch die integriert optische Schaltung und das Substrat in den Kühlkörper. Wenn Heizer und Kühlung an derselben Seite des Systems positioniert werden, wird der Wärmefluss kurzgeschlossen und die Temperaturerhöhung, die der Wellenleiter durch den Heizer erfährt, wird verkleinert.

2. Um einen möglichst hohen Wärmeeintrag in den Wellenleiter zu realisieren ist es notwendig, dass der Wellenleiter möglichst nah am Heizer positioniert wird. D.h. d_{Top} sollte möglichst klein sein. Gleichzeitig muss d_{Top} jedoch gross genug sein, dass die optische Funktion des Claddings nicht beeinträchtigt wird.
3. Um einen möglichst hohen Temperaturunterschied bei geringem Abstand zwischen den Wellenleitern zu realisieren, muss die Position des Heizers so gewählt werden, dass die Temperaturänderung $\frac{dT_T}{dx}$ an der Wellenleitersymmetrieachse maximal wird [62]. In vielen Fällen, wie auch im vorliegenden Fall, ist jedoch die max. zulässige Betriebstemperatur limitierend, da das Material bei $60^\circ C$ einen Glasübergang aufweist. In diesem Fall ist es notwendig, das thermische Übersprechen zwischen den beiden Wellenleitern zu minimieren, um eine möglichst hohe Temperaturdifferenz bei möglichst geringer Maximaltemperatur zu erreichen. Naheliegenderweise ist die Temperaturerhöhung direkt unter dem Heizelement am grössten. Deshalb wurde im vorliegenden Fall der erste Wellenleiter zentriert unter dem Heizer positioniert. Der zweite Wellenleiter wird dann in einem ausreichend grossen Abstand zum Heizer positioniert, so dass die Erwärmung möglichst gering ist. Der realisierbare Abstand zwischen den beiden Wellenleitern wird durch die Wellenleiterdämpfung bzw. den für das Schaltelement zur Verfügung stehenden Platz auf dem Substrat limitiert. Im vorliegenden Fall wurde eine Separation von $225 \mu m$ gewählt.

Für eine schnelle Schaltzeit des Systems muss die Wärmeleitfähigkeit des Schichtpakets Heizer – Integriert-optisches System – Substrat – Kühler möglichst gross sein. Die hohe Wärmeleitfähigkeit ermöglicht es, dass das System bei Ein- und Ausschaltvorgängen schnell in den jeweiligen Gleichgewichtszustand übergeht. Durch die optimale Ankopplung des Systems

an die Kühlung wird jedoch die Effizienz des Heizers geringer. D.h. die Temperatur, die im Wellenleiter bei einer bestimmten Heizleistung erreicht wird, sinkt ab. Dies bedeutet, dass in Bezug auf die Wärmeleitfähigkeit für die Anforderungen hinsichtlich Schaltgeschwindigkeit und Effizienz ein Kompromiss gefunden werden muss. Typische Wellenleitermaterialien wie SiO_2 und Polymere (PDMS, Polyurethane etc.) haben eine vergleichsweise geringe Wärmeleitfähigkeit. Für eine hohe Schaltgeschwindigkeit, sollte diese Schicht deshalb möglichst dünn gewählt werden und sich auf einem gut wärmeleitenden Substrat (z.B. Silizium) befinden.

8.3 Packaging

Wie bereits erläutert, weist das Wellenleitermaterial eine geringe thermische Leitfähigkeit auf und beschränkt so die erreichbare Schaltgeschwindigkeit. Gleichzeitig ist es bei einem Schalter von Vorteil, eine möglichst geringe Heizleistung zu benötigen, da dadurch die Leistungsaufnahme der Steuerung verringert und auch die Elektronik vereinfacht wird. Neben der Produktion der Wellenleiter auf Glas und Silizium ist es auch möglich die Wellenleiter auf Polyimidfolie zu produzieren. Polyimidfolien können auf Metallträger laminiert werden. In diesem Fall spricht man von einem Metallkern-Substrat. Solche Metallkern-Substrate sind in grossem Umfang kommerziell verfügbar und werden beispielsweise als PCB-Substrate für Hochleistungs-LEDs eingesetzt, da sie eine effiziente Ableitung der Verlustleistung ermöglichen. Durch Wahl einer geeigneten Dicke der Polyimidfolie, kann die thermische Leitfähigkeit des Substrats eingestellt werden. In unserem Fall wurde als Metallträgermaterial Kupfer mit einer Dicke von $200\ \mu\text{m}$ gewählt. Somit ergibt sich der in Abb. 8.3 dargestellte Lagenaufbau.

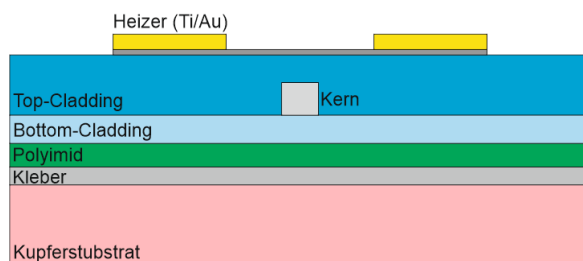


Abbildung 8.3: Realisierter Lagenaufbau für die Schaltmodule.

Basierend auf diesem Lagenaufbau wurden FEM Simulationen durchgeführt um den zeitlichen Temperaturverlauf im Wellenleiter zu untersuchen. Der Wellenleiter befindet sich in der Mitte der Polymerschicht, welche mit einer Gesamtdicke ($d_{Top} + d_{Bottom}$ von $50\ \mu\text{m}$) angenommen wurde. Es zeigt sich, dass die Wärmeleitfähigkeit des Substrats einen grossen Einfluss auf die Zeit hat die das System benötigt um das thermodynamische Gleichgewicht zu erreichen. Je höher die Leitfähigkeit, umso kürzer ist die benötigte Zeit. Gleichzeitig wird bei einer höheren Wärmeleitfähigkeit des Substrats die erreichte Temperaturerhöhung bei

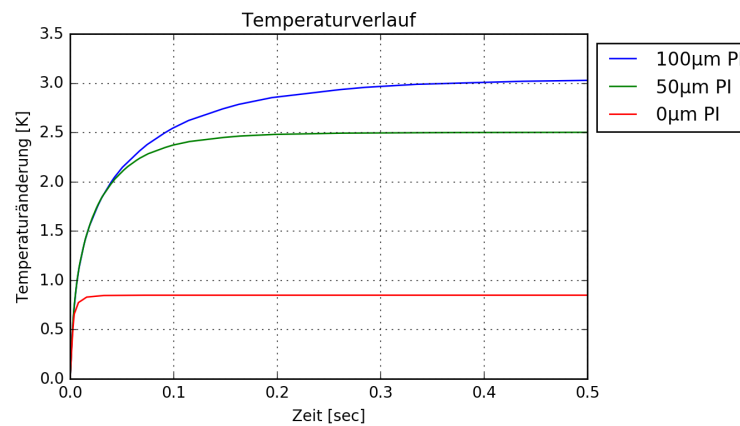


Abbildung 8.4: Zeitliches Aufheizverhalten der Wellenleiter bei verschiedenen Substraten bei gleicher Heizleistung. Messung jew. im Wellenleiterkern

gleicher Heizleistung verringert. Bei der Realisierung muss nun ein Kompromiss zwischen Heizleistung und Schaltzeit gewählt werden. Für das realisierte System wurde eine Foliendicke von $50\ \mu\text{m}$ gewählt, somit sollte eine Schaltzeit von ca. $0.2\ \text{s}$ erreicht werden. Die Heizer wurden direkt auf das Top-Cladding aufgebracht. Zu diesem Zweck wurden die Substrate mit einer Titanwiderstandsschicht sowie einer Kontakt- und Leiterschicht aus Gold bedampft. Die beiden Schichten wurden anschliessend mit UV-Lithographie und Nassätzen strukturiert. Auf diese Weise wurden $40\ \mu\text{m}$ breite und $1\ \text{mm}$ lange Titanleiterbahnen mit einer Dicke von ca. $60\ \text{nm}$ hergestellt, welche als Heizer dienen. Die Zuleitungen und Kontaktpads wurden mit $100\ \text{nm}$ dicken Goldleiterbahnen realisiert (Abb. 8.5). Die optische Ankopplung der Schal-

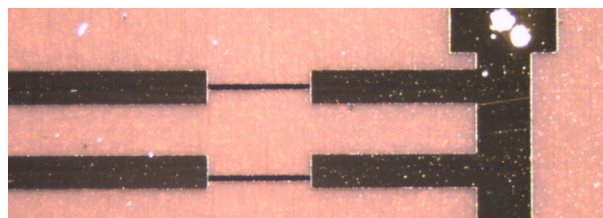


Abbildung 8.5: Heizer aus Titan mit Zuleitung aus Gold

termodule wurde mit Hilfe aktiv ausgerichteter Faserarrays realisiert, wie sie in Kapitel 6.2 beschreiben wurden (Abb. 8.6). Die Fasern sind in einem Glasblock gehalten. Dabei gilt es zu beachten, dass die Stirnfläche des Systems, an die der Glasblock angeklebt werden soll, sehr klein ist, was die Stabilität der Klebestelle beeinträchtigt. Aus diesem Grund wurden an diesen Stellen Glasstabilisatoren aufgeklebt (siehe Abb. 8.7), welche die Klebeflächen vergrössern und so die Klebestelle stabilisieren. Zusätzlich gilt es zu berücksichtigen, dass die Facettenpräparation auf einem Metallsubstrat grosse Schwierigkeiten hervorrufen kann. So kommt es beim Polieren zur Kontamination der Facette mit Metallpartikeln. Da die Wellenleiter aus einem relativ weichen Material gefertigt sind, werden diese Partikel in das Material

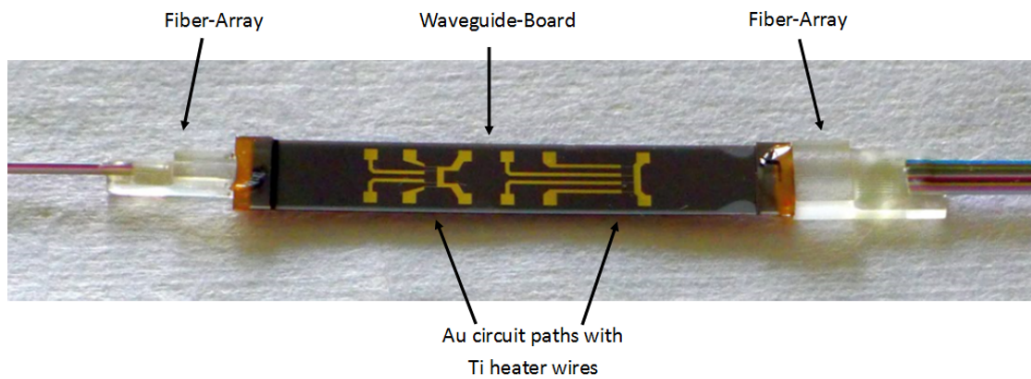


Abbildung 8.6: Fertiggestelltes Schaltermodul mit acht Schaltern. Links und rechts sind die Glaselemente zur Stabilisierung der Koppelstelle erkennbar an die die Faserarrays geklebt wurden. (Quelle: [16])

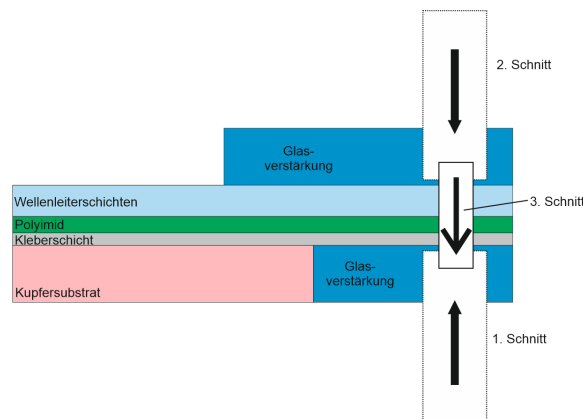


Abbildung 8.7: Facette des Schaltermoduls mit Glasverstärkungen

eingebettet und können deshalb nicht mit einem Reinigungsschritt entfernt werden. Die Metallpartikel führen zu Abschattungen und in weiterer Folge zu hohen optischen Verlusten. Um dies zu vermeiden wird die Facettenpräparation mit einem Sägeprozess durchgeführt. Mit der eingesetzten Wafersäge kann die Sägetiefe sehr genau eingestellt werden. Um die Kontamination der optischen Koppelfacette zu verhindern, wurden deshalb zuerst die Glasstabilisatoren gesägt und zum Abschluss die optische Facette freigelegt.

Die mechanischen Eigenschaften des Kupfers, insbesondere seine Duktilität führen während des Sägeprozesses zu Verformungen, die zu Ablösungen an den Übergängen zwischen Wellenleiterlage und Substrat sowie zur Rissbildung im Wellenleitermaterial führen können. Dadurch werden die Wellenleiter unbrauchbar. Um dies zu vermeiden, wurde an der Koppelstelle das Kupfersubstrat mit Hilfe einer Eisen-(III)-Oxid Lösung weggeätzt und durch einen Glasstab ersetzt. Um ein Abknicken der Wellenleiter, bzw. des Polyimidträgers zu vermeiden, wurden die Glasstabilisatoren überlappend, wie in Abb. 8.7 dargestellt, ausgeführt. Der Facettenpräparation erfolgte in diesem Fall in 3 Stufen (Abb. 8.7, in den ersten beiden Schritten

wurden die Glasstabilisatoren gesägt, ohne die Wellenleiterschicht und die Polyimidfolie zu beschädigen. Im dritten Schritt wurde, mit einem optimierten Sägeprozess, die Wellenleiterfacette freigelegt und abschliessend ein Fiber-Array an die Wellenleiter angekoppelt und mit UV härtendem Kleber befestigt (Abb. 8.8).

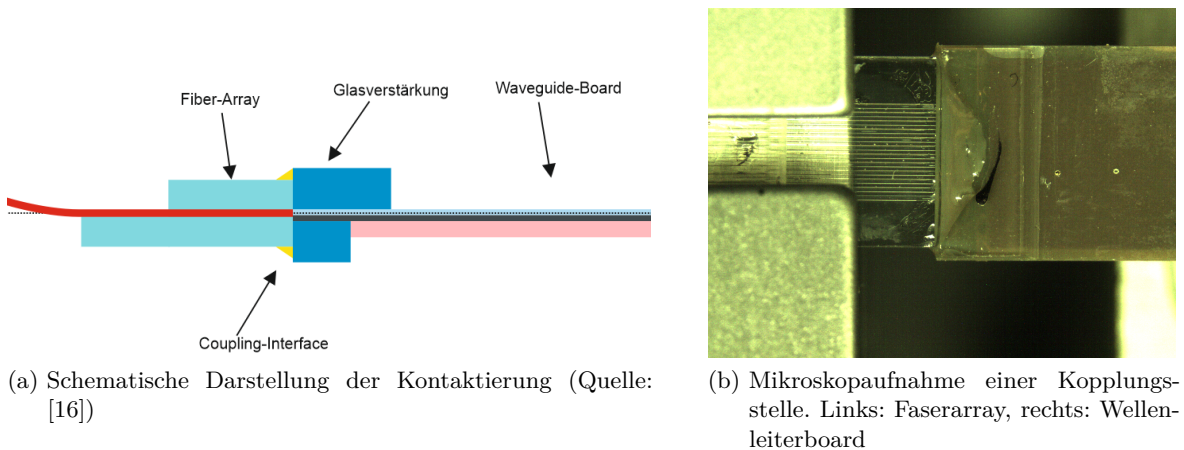


Abbildung 8.8: Aktiv ausgerichtete Kopplung der Schaltermodule.

8.4 Charakterisierung der Schalter

Anschliessend an die Herstellung der Wellenleitermodule wurden Messungen zur Charakterisierung durchgeführt. Im ersten Schritt wurden die Widerstände der elektrischen Heizer gemessen. Zu diesem Zweck wurden die Leiterbahnen mit Nadelspitzen kontaktiert (siehe

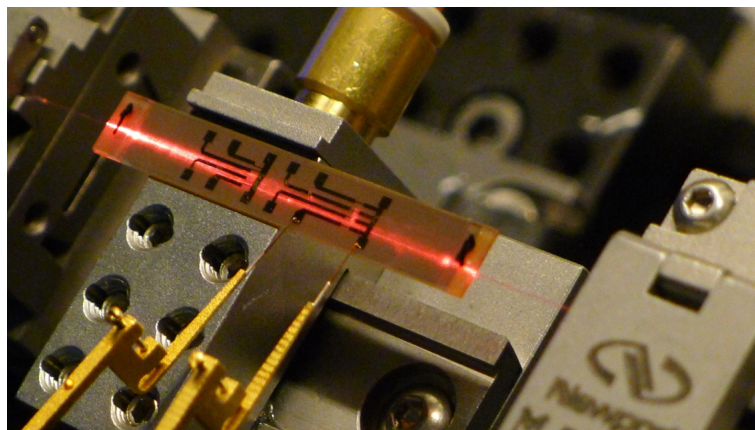


Abbildung 8.9: Probe im Messaufbau, Kontaktierungsspitzen zur elektrischen Kontaktierung, das Licht (zur Veranschaulichung rot) wird mit Glasfasern eingekoppelt

Abb 8.9). Die Heizer zeigen einen mittleren Widerstand von 459Ω , was bei einer Länge von $1000 \mu m$, einer Breite von $40 \mu m$ einem Flächenwiderstand von 18.4Ω (ohm-square) entspricht. Bei einer Schichtdicke von 60 nm entspricht dies einem spez. Widerstand von

$1.1 \Omega \text{mm}^2/m$. Aufgrund der geringen Dicke von 60 nm, ist der spezifische Widerstand deutlich höher als er für Titan in div. Tabellenwerken mit $0.40 \Omega \text{mm}^2/m$ zu finden ist [63]. Um das Schaltverhalten zu untersuchen wurden die Schalter vermessen. Im ersten Schritt wurde das Verhalten des Phasenschieberelements untersucht. Dabei wurde die transmittierte Leistung an den beiden Ausgängen, bei verschiedenen Heizströmen gemessen. Zu diesem Zweck kam Messaufbau zur Transmissionsmessung, wie er im Kapitel 5.2 beschrieben wurde zum Einsatz. In Abb. 8.10 ist ein Beispiel einer solchen Messung dargestellt. In diesem Bild ist das sinusförmige Schaltverhalten des MZI in Abhängigkeit von der Heizleistung zu erkennen. Am I-Ausgang wird eine geringere max. Ausgangsleistung erreicht, dies wird durch eine höhere Dämpfung im I-Pfad, z.B. bei an der Wellenleiter-Faserkopplung, hervorgerufen. Beim Vergleich der Resultate von Simulation und Messung für den I-Ausgang zeigt sich, dass für die Unterdrückung typische Werte von etwa 30dB erreicht wurden. Jedoch wurden sehr hohe Unterdrückungswerte berechnet. Wie in Kapitel 7.2 erläutert, wird die Ausschaltunterdrückung des I-Ausgangs dadurch limitiert, dass die beiden Koppler, aus denen das MZI besteht, nicht identisch zueinander sind, während die Ausschaltunterdrückung auf dem X-Ausgang von der Abweichung der beiden Koppler zum idealen Teilungsverhältnis von 50:50 limitiert wird. D.h. die Ausschaltunterdrückung am I-Ausgang ist dann hoch, wenn beide Koppler ein identisches Teilungsverhältnis aufweisen. Die Ausschaltunterdrückung am X-Ausgang ist dann hoch, wenn beide Koppler ein 50:50 Teilungsverhältnis aufweisen.

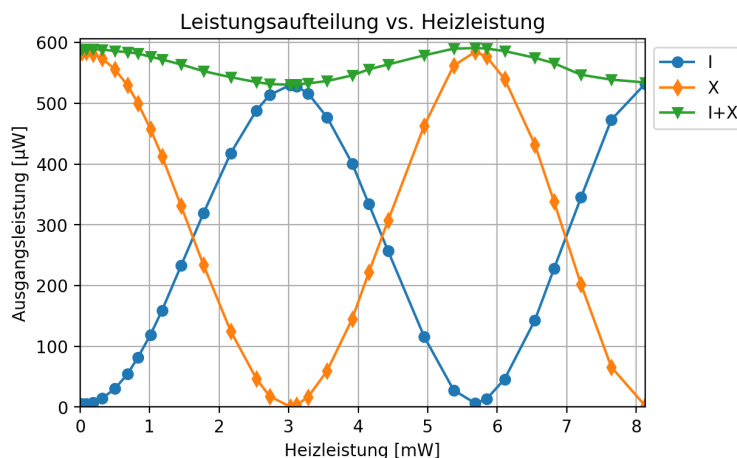


Abbildung 8.10: Ausgangsleistung des Schalters bei verschiedenen Heizleistungen

Es ist ausserdem ersichtlich, dass die Summe der aus den beiden Schalterausgängen austretenden Leistung über den Schaltbereich variiert. Die Schwankung werden höchstwahrscheinlich durch Störstellen an der Koppelfacette hervorgerufen, wodurch die Kopplungseffizienz an I Kanal beeinträchtigt wird.

Anschliessend wurden Messungen zum zeitlichen Verhalten des Schalters durchgeführt (siehe Abb. 8.11). Zu diesem Zweck wurde der bei der vorhergehenden Messung bestimmte Schaltstrom ein- bzw. ausgeschaltet und der Leistungsverlauf am Ausgang I mit einem Oszilloskop

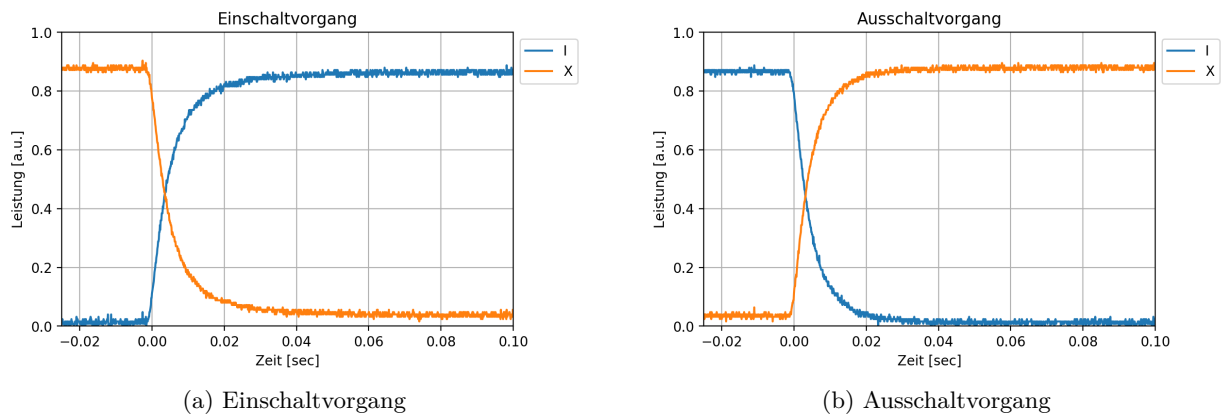


Abbildung 8.11: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung an beiden Ausgängen eines Schalters während den Schaltvorgängen

gemessen. Dabei wurden Schaltzeiten in der Größenordnung von 50-100 ms gemessen. Im Vergleich mit der Simulation zeigt sich, dass die gemessene Schaltzeit die Hälfte des in der Simulation berechneten Werts von 200 ms beträgt. Für die Simulation wurden für die Dicke des Klebespalts eine Dicke von $20\ \mu\text{m}$ und für die Dicke der optischen Lage $50\ \mu\text{m}$ angenommen. Zusätzlich musste für das Polyimid eine Annahme für die thermische Leitfähigkeit getroffen werden. Diese Annahmen wurden so getroffen, dass sie jeweils den ungünstigsten Fall darstellen, d.h. in der Realität sind die Schichtdicken dünner und die Leitfähigkeit des Polyimids höher, wodurch auch kürzere Schaltzeiten zu erwarten sind.

Typische erreichte Werte für die Ausschaltunterdrückung sind -20 bis -30 dB, bei Heizleistungen von 2 - 8 mW. Ausgehend von den Simulationen wurden ca. 2 mW erwartet, unter Berücksichtigung des geringeren thermischen Widerstands des Schichtstapels, stimmt dies mit dem z.B. in Abb. 8.10 ersichtlichen Messwert gut überein. Die grosse Streuung der Heizleistungen wird zum Teil von der Varianz der Dicke der Cladding Schichten verursacht. Zusätzlichen Einfluss hat jedoch die Positionierung der Heizer in Bezug zum Wellenleiter. Aufgrund der eingesetzten Folienmasken, welche eine sehr beschränkte Positionsgenauigkeit aufweisen, sind die Heizer teilweise um mehrere Mikrometer versetzt angeordnet. Dadurch wird eine höhere Heizleistung benötigt, um den notwendigen Temperaturhub zu erreichen. Dieser Effekt beeinflusst die Schaltgeschwindigkeit nicht. In Abb. 8.12 ist eine beispielhafte Transmissionsmessung eines Schalters mit einer Superluminiszenzdiode dargestellt. Es wurde die Ausgangsleistung am X-Ausgang bei einem Heizerstrom von 2.21 mA gemessen. Wie sich zeigt wird bei 1310 nm eine Ausschaltunterdrückung von 29 dB erreicht.

8.5 Fazit

Die charakterisierten Schalter weisen weitestgehend die erwarteten Eigenschaften auf. Jedoch zeigen sie noch Streuungen in der benötigten Heizleistung die durch Produktionstoleranzen

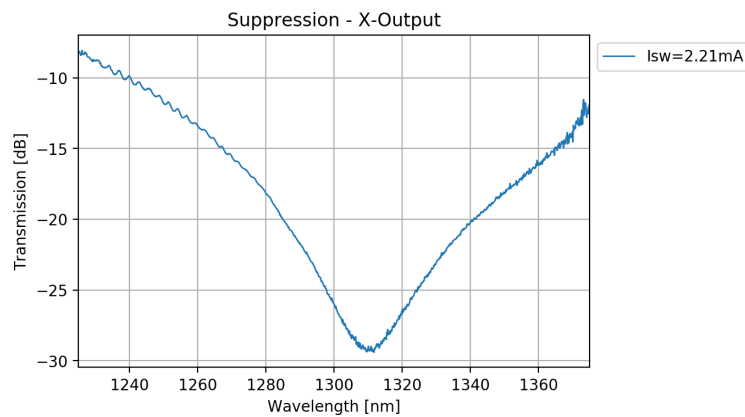


Abbildung 8.12: Spektrales Verhalten eines Schalters

hervorgerufen werden. Um diese zu verringern ist der Einsatz von genaueren Photomasken sowie die Erhöhung der Homogenität der Cladding und Kleberschichten notwendig. Die erreichten Ausschaltunterdrückungen im Bereich von -25 dB und die notwendige Heizleistung liegen in einem Bereich der vergleichbar ist mit Veröffentlichungen von anderen Forschungsgruppen [64]. Für die Realisierung des Schalters bzw. des Schaltermoduls mit mehreren Schaltern wurden möglichst Standardkomponenten (glasgehaltete Faserbündel, Metallkernsubstrat) und Standardprozesse (PVD-Gold und Titanschichten, UV-Lithographie, Säge- und Klebeprozesse) eingesetzt.

9 Integriert-optischer Verschiebungssensor

Im folgenden Kapitel wird ein integriert-optischer Verschiebungssensor vorgestellt. Das vorliegende Sensorkonzept umfasst einen reflektiven MZI-Sensor mit 3x3 Richtkoppler, passiv ausgerichteter Faserkopplung sowie passiv ausgerichtete Kollimationslinsen auf Basis einer Gradient-Index Faser. Die einzelnen Komponenten (Richtkoppler, Faserkopplung, Kollimationslinsen aus Gradient-Index-Fasern) wurden bereits in verschiedenen Publikationen beschrieben, jedoch ist das Konzept mit der Kombination der einzelnen Komponenten zu einem integriert-optischen Sensor neu. Gleichzeitig ist dies der erste Sensor der in der vorliegenden Single-Mode-Polymerwellenleitertechnologie realisiert wurde.

9.1 Messprinzipien von integriert-optischen Sensoren

Mach-Zehnder-Interferometer können neben ihrer Anwendung als Schalter auch als Sensor eingesetzt werden. Integriert-optische MZI-Sensoren haben den Vorteil, dass das Interferometer in sich selbst sehr stabil ist, da es monolithisch auf einem Substrat integriert ist. Für die Funktion als Sensor ist es notwendig, dass die Messgröße eine Phasenverschiebung zwischen den beiden Wellen in Mess- und Referenzarm hervorruft. Im Allgemeinen gibt es drei mögliche Varianten den Sensor an die Messgröße anzukoppeln:

Direkte Wechselwirkung z.B. über den thermooptischen, elektrooptischen oder den magneto-optischen Effekt [65] wie es z.B. auch für Schaltanwendungen genutzt wird. Dabei beeinflusst die Messgröße direkt die Brechzahl des Kerns oder des Mantelmaterials (siehe Abb. 9.1) und somit des Effektiven Modenindex. Bei der direkten Materialbeein-

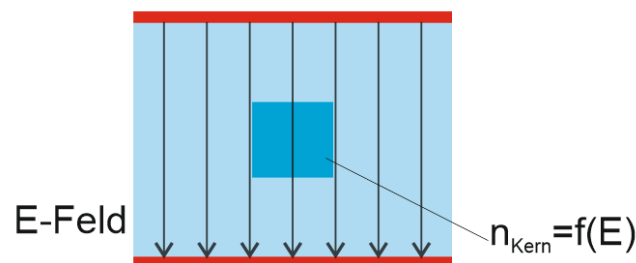


Abbildung 9.1: Durch das elektrische Feld kann in geeigneten Medien die Brechzahl verändert werden

flussung durch verschiedene optische Effekte muss für den Wellenleiter ein geeignetes

Material gewählt werden, in welchem die Wechselwirkung zwischen Brechungsindex und Messgrösse ausreichend gross ist um als Sensor zu funktionieren. Für solche Sensoren kommen oft kristalline Materialien wie z.B. LiNbO_3 oder AlN zum Einsatz [66] die, im Gegensatz zum eingesetzten Polymermaterial, aufgrund ihrer Kristallstruktur ausgeprägte elektro- bzw. magneto-optische Effekte aufweisen.

Beeinflussung des evaneszenten Felds d.h. der Mantel des Wellenleiters wird lokal entfernt oder abgedünnt, dass die evaneszente Welle der Mode im Messarm mit dem Messmedium in Kontakt kommt. So kann eine Veränderung der Brechzahl im Messmedium oder an der Grenzfläche zum Messmedium den effektiven Modenindex und so die Phasenverschiebung des Lichts im Messarm beeinflussen (siehe Abb. 9.2) [67]. Beim Aufbau eines

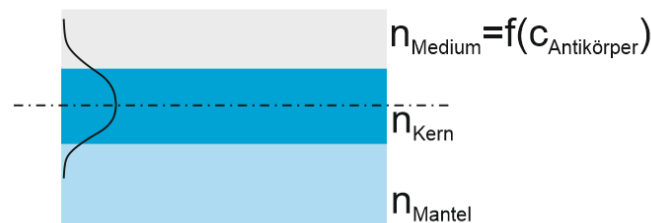


Abbildung 9.2: Durch die Konzentration von z.B. Antikörpern im Messmedium verändert sich die Brechzahl n_{Medium} , was wiederum die Modenbrechzahl des Wellenleiters verändert

Evanescent-Field-Sensors muss das Messmedium sehr nahe an den Wellenleiterkern gebracht werden. Für höchste Empfindlichkeit ist sogar ein direkter Kontakt hilfreich. In manchen Fällen ist die Funktionalisierung der Sensoroberfläche mit selektiven Markern oder Anti-Körpern notwendig. Durch die Funktionalisierung lagern sich spezifische, zu den Antikörpern passende, im Messmedium vorhandene Moleküle an. So lässt sich sehr selektiv die Konzentration von spezifischen Molekülen (z.B. bei Anwendungen in der klinischen Diagnostik) bestimmen. Dies bedeutet aber, dass mögliche chemische Reaktionen (z.B. Oxidation) und physikalische Interaktionen (z.B. Aufquellen) des Messmediums mit dem Wellenleitermaterial, den Wellenleiter direkt beeinflussen und beschädigen können. Um dies zu verhindern muss gegebenenfalls eine Passivierungsschicht vorgesehen werden, welche Messmedium und Wellenleiter zuverlässig voneinander trennt.

Freistrahlobetrieb D.h. das Licht wird aus dem Sensor auf eine Freistrahlstrecke ausgekoppelt und durch eine Freistrahlkavität gelenkt. In diesem Fall kann die Phasenverschiebung durch eine beliebige Veränderung des optischen Wegs realisiert werden.

Im vorliegenden Fall soll ein Weg- bzw. eine Verschiebungssensor realisiert werden, für diese Anwendung wurde eine Sensorkonfiguration mit Freistrahlstrecke gewählt. Wegmessungen

sind mit den beiden anderen Funktionsprinzipien nur sehr eingeschränkt oder gar nicht realisierbar.

9.2 Layout eines MZI-Verschiebungssensors

In der Literatur sind eine Vielzahl von verschiedenen MZI Sensoren beschrieben. Diese bestehen in den meisten Fällen aus zwei oder gar nur einem 2x2 Richtkoppler [68]. Wie in Abschnitt 7.2 gezeigt, verändert sich die Leistungsaufteilung zwischen den beiden Ausgängen eines MZI, in Abhängigkeit der Phasenverschiebung der Wellen in den beiden Armen zueinander. Dabei weisen die Leistungskennlinien der beiden Ausgänge die Form einer \cos^2 Funktion in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung auf, sind jedoch um 180° zueinander phasenverschoben. Aufgrund dieses Verhaltens kann mit einem MZI-Sensor der Betrag einer Phasenverschiebung, jedoch nicht die Richtung bzw. das Vorzeichen der Verschiebung erfasst werden. Zusätzlich liegen die Extremwerte der Sensorkennlinie übereinander, d.h. an diesen Stellen ist die Empfindlichkeit des Sensors sehr gering.

9.2.1 3x3 Koppler als Analysator

Eine weitere Möglichkeit die Richtung der Phasenverschiebung mit einem MZI zu erfassen, ist der Einsatz eines 3x3 Kopplers anstatt eines 2x2 Kopplers als Analysator [69, 70] zur Realisierung eines Multiphasen-Betriebs (Abb. 9.3). Bei einer geeigneten Auslegung des 3x3-

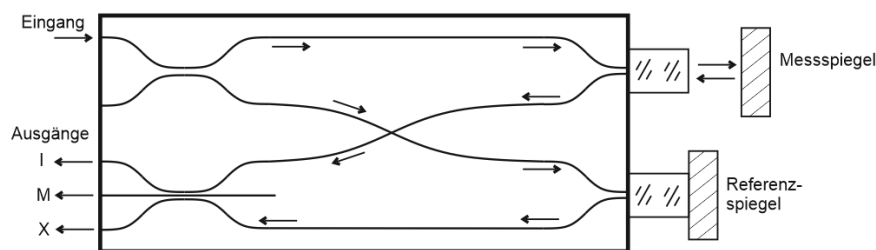


Abbildung 9.3: Schematischer Aufbau des Sensors. (Quelle: [17])

Kopplers werden am Ausgang des 3x3 Kopplers drei Signale erzeugt, die eine \cos^2 -Form aufweisen, aber 120° zueinander phasenverschoben sind. Dadurch kann einerseits die Richtung der Phasenverschiebung erfasst werden, in dem bestimmt wird welcher Ausgang vor- und welcher nachsteht. Ausserdem wird durch die Phasenverschiebung von 120° erreicht, dass die Extremwerte der drei Signale zueinander versetzt sind. D.h. wenn alle drei Ausgänge betrachtet werden, weist der Sensor über den ganzen Messbereich eine konstante Empfindlichkeit auf. Im vorliegenden Fall wurde ein MZI Distanzsensoren realisiert. Der Sensor besteht aus zwei Richtkopplern, der erste teilt das Licht in den Mess- und den Referenzzweig auf. Am zweiten Richtkoppler, welcher als 3x3 Koppler realisiert wird, interferieren die beiden Wellen. Aus dem Interferenzsignal kann auf die Phasenverschiebung und somit auf den Abstand bzw.

die Abstandsänderung des Messspiegels geschlossen werden. Simulationen zeigen, dass unter Annahme eines Wellenleiterquerschnitts von $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$, einem Mittenabstand von $11\ \mu\text{m}$, einem Brechzahlprung von 0.0055 und S-Bend-Radien von $40\ \text{mm}$ für den 3x3-Analysator eine Kopplungslänge von $3.35\ \text{mm}$ benötigt wird um drei Signale mit nahezu gleicher Amplitude und einer Phasenverschiebung von jeweils 120° zueinander zu erzeugen (siehe Abb. 9.4). Der mittlere der drei Ausgänge wird als Referenz Ausgang gewählt. Im Fall einer positiven

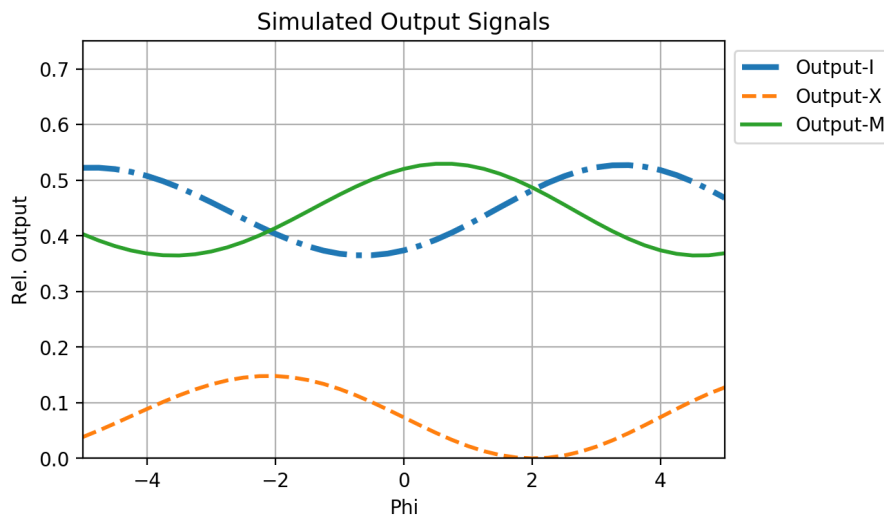


Abbildung 9.4: Simulierte Ausgangssignale eines MZIs mit 3x3 Koppler mit einer Kopplungslänge von $3.35\ \text{mm}$ als Analysator

Phasenverschiebung eilt der Bar-Ausgang (I) gegenüber dem mittleren um 120° nach, und der Cross-Ausgang (X) entsprechend um 120° vor. Die für den Betrieb des Kopplers notwendige Kopplungslänge von $3.35\ \text{mm}$ ist relativ lang, insbesondere kann auf diese Länge nicht ausgeschlossen werden, dass minimale Störungen im Material bzw. Profil des Wellenleiters die Funktion des 3x3 Kopplers stören. Gleichzeitig ist die Modulationstiefe gering. Der nächste mögliche Arbeitspunkt mit höherer Modulationstiefe und 120° Phasenversatz liegt bei ca. $11\ \text{mm}$. Eine genaue Analyse der Funktion solcher MZIs zeigt, dass es in vielen Fällen möglich ist einen stark verkürzten 3x3-Koppler auszulegen, der eine hohe Modulationstiefe und somit ein auswertbares Signal hat. Jedoch weisen diese 3x3 Koppler keinen 120° Phasenversatz, sondern einen unsymmetrischen Phasenversatz auf. So liegen die Extremwerte der Signale zwar näher beieinander, aber nicht übereinander. Somit kann immer noch die Richtung der Phasenverschiebung bestimmt werden. Jedoch nimmt die Empfindlichkeit im Vergleich zum idealen 3x3 Koppler ab, wird aber niemals 0. Bei einer Kopplungslänge von $750\ \mu\text{m}$ ergeben sich folgende Signale wie sie in Abb. 9.5 dargestellt sind. Bei dieser Konfiguration stellen sich, im Gegensatz zum Koppler mit einer Kopplungslänge von $3.35\ \text{mm}$ Phasenverschiebungen von 161° zwischen den Ausgängen M und I, sowie 39° zwischen I und X ein. Es ist erkennbar, dass obwohl die Extrema der drei Kurven recht nahe beieinanderliegen, immer ein Ausgang wieder eine deutliche Steigung aufweist und so die Messung in diesen Positionen,

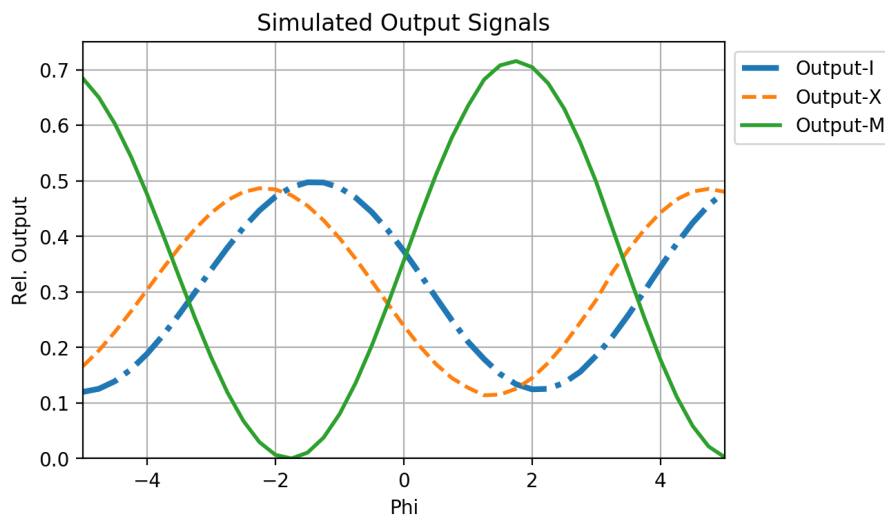


Abbildung 9.5: Simulierte Ausgangssignale eines MZIs mit 3x3 Koppler mit einer Kopplungslänge von 0.75 mm als Analysator.

wenn auch mit geringerer Empfindlichkeit, möglich ist.

9.2.2 Kontrastverhalten

Bei der Untersuchung des Verhaltens des Mach-Zehnder-Interferometers wurde davon ausgegangen, dass die an den beiden Eingängen des Analysators eintreffenden Wellen die gleiche Leistung aufweisen. Insbesondere bei einem Distanzsensoren ist dies in den meisten Fällen nicht der Fall, da die Dämpfung im Messzweig von der Distanz abhängt. Im Allgemeinen wird bei einem grösseren Abstand die Dämpfung im Messzweig erhöht. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe von Simulationen das Kontrastverhalten der Signale, bei verschiedenen Leistungsverhältnissen an den beiden Eingängen des 3x3-Kopplers, untersucht. Als Kontrast wurde der sog. Michelson-Kontrast $\frac{P_{max}-P_{min}}{P_{max}+P_{min}}$ herangezogen. Wie in Abb. 9.6 dargestellt, zeigt sich, dass abhängig von der Leistungsaufteilung an den beiden Eingängen des Kopplers, immer ein Ausgang einen hohen Kontrast aufweist, sofern ein einigermaßen ausgeglichenes Leistungsverhältnis vorliegt. Das bedeutet, dass sobald der Leistungsanteil an einem Eingang auf unter 10% sinkt, die Kontrastwerte an allen Ausgängen scharf abfallen. Um einen möglichst grossen Messbereich zu realisieren, ist es deshalb notwendig einen möglichst grossen Bereich zu schaffen, in dem die Leistungsverhältnisse zwischen den Werten 90:10 und 10:90 liegen. Zu diesem Zweck wird beim ersten Richtkoppler des MZIs ein Teilungsverhältnis in der Grössenordnung von 90:10 realisiert. D.h. im Messarm werden 90% des Lichts eingespeist und im Referenzarm 10%. Wenn die Dämpfung auf beiden Armen gleich ist, wovon bei einem Nullabstand des Messspiegels ausgegangen werden kann, tritt am Analysator eine Leistungsaufteilung von 90:10 auf. Wenn sich die Dämpfung im Messzweig, durch Vergrösserung des Luftspalts zwischen Spiegel und Sensor, erhöht, werden hohe Kontrastwerte erreicht bis sich

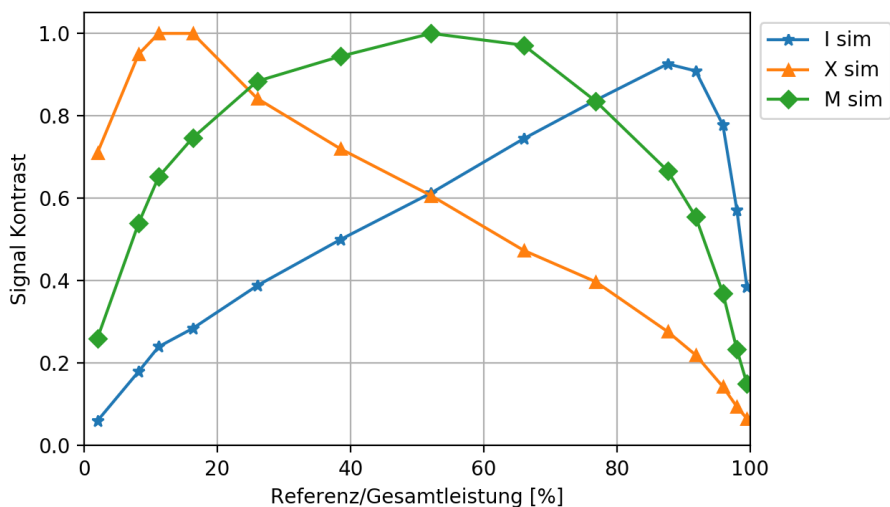


Abbildung 9.6: Simuliertes Kontrastverhalten der Sensorausgänge

das Leistungsverhältnis umkehrt, d.h. die Leistung im Messarm entspricht dann 10% der Leistung im Referenzarm. Dies bedeutet, dass von der ursprünglich im Messarm eingespeisten Leistung 1.25% den Analysator erreichen. Was einer Dämpfungszunahme von ca. 19 dB im Messarm entspricht.

Für den Sensor werden somit ein 2x2 Koppler mit einer Kopplungslänge von 150 μm und ein 3x3 Koppler mit einer Kopplungslänge von 750 μm eingesetzt. Dies entspricht einem Teilungsverhältnis von ca. 88:12, sowie 55:38:7 im Fall des 3x3 Kopplers. Bei der Simulation für diese Koppler ergeben sich in der Nullposition die in Abb. 9.7 dargestellten Signale.

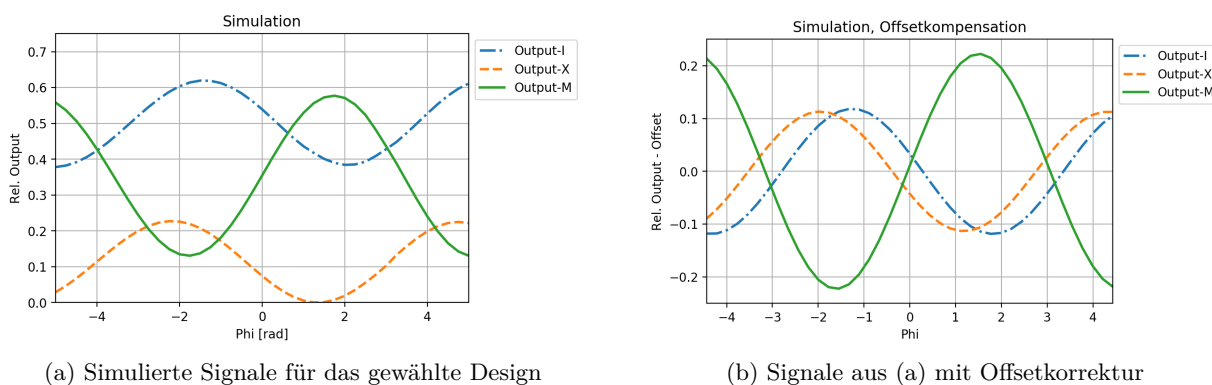


Abbildung 9.7: Simulationsergebnisse für das Sensorlayout

9.3 Packaging

Essenziell für den Betrieb des Sensors ist dessen Ankopplung an die Messgröße, die Lichtquelle sowie die Detektoren.

9.3.1 Faserkopplung

Im vorliegenden Fall wurde der Sensor mit der in Kapitel 6.3 beschriebenen passiven Kopplungstechnologie an die Quelle und Detektoren angekoppelt. Die Kopplung an die Lichtquelle wurde mit einer Standard 9/125-Single-Mode-Faser durchgeführt, wohingegen die Ausgangskanäle an 50 μm Stufenindex-Multimode-Fasern gekoppelt wurden (Abb. 9.8).

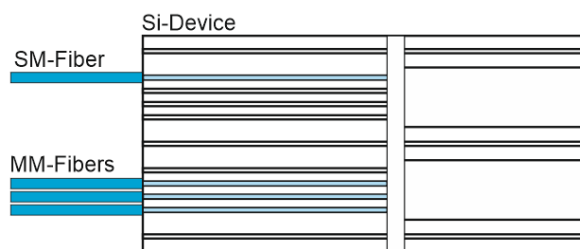


Abbildung 9.8: Kopplungselement für die Faserkopplung des Sensors, die SM-Faser dient zur Ankopplung an die Lichtquelle, die drei MM-Fasern zur Ankopplung an die Detektoren (Quelle: [17])

9.3.2 Ankopplung an die Messgröße

Wie in Abb. 9.3 dargestellt, wurde die Distanzmessung auf einer Freistrahlstrecke durchgeführt. Zu diesem Zweck muss das Licht aus dem integriert-optischen Wellenleiter ausgekoppelt, von einem Spiegel reflektiert und wieder in einen Wellenleiter eingekoppelt werden. Für den Sensor wurde ein Autokollimationskopf entwickelt. Als Kollimationslinse wurde ein Stück einer Gradientenindexfaser (GI 62.5 μm , OM1) genutzt. Gradientenindexfasern haben die Eigenschaft, dass das Licht auf einem sinusförmigen Pfad durch die Faser propagiert. Die Periode des Sinus ist materialabhängig und wird als Pitch (d_{Pitch}) bezeichnet. Ein Faserstück mit dieser Länge bildet die Eingangsfacette mit einem Masstab von $m = 1$ auf die Ausgangsfacette ab. Bei einer Länge von $0.25 * d_{Pitch}$ bzw. $1.25 * d_{Pitch}$ wirkt die Faser als Kollimationslinse. Dies bedeutet, dass das Licht aus dem Wellenleiter mit dem Faserstück kollimiert wird. Der kollimierte Strahl wird vom jew. Spiegel reflektiert und von der Linse wieder auf den Wellenleiter fokussiert. Damit die reflektierte Welle im Analysator mit der Referenzwelle interferieren kann, muss eine Separation von einlaufender und rücklaufender Welle durchgeführt werden. Diese Separation kann beispielsweise mit einem Strahlteiler erfolgen. Im vorliegenden Fall wurde die Separation durch Versatz der Wellenleiter in Bezug auf die Mittenachse der Linse realisiert. Der Beleuchtungswellenleiter ist um 10.5 μm versetzt, dadurch ist der Fokuspunkt des reflektierten Lichts um -10.5 μm auf die andere Seite der Linsenachse versetzt. D.h. der Empfangswellenleiter wird um 21 μm vom Beleuchtungswellenleiter versetzt positioniert (siehe Bild 9.9). Um den Kopplungskopf herzustellen wurde das Konzept zur passiven Faserkopplung adaptiert. Zu diesem Zweck wurde ein Siliziumkoppelement mit den Gradientenindexfasern bestückt. Bei der anschliessenden Facettenpräparation mit

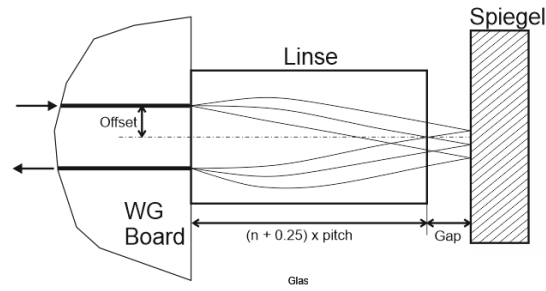


Abbildung 9.9: Autokollimationsoptik für die Einkopplung des vom Messspiegel reflektierten Lichts (Quelle: [17])

der Wafersäge wurden nicht nur die Vorderseite der Fasern gesägt, sondern auch das Device so gekürzt, dass das verbleibende, im Device montierte, Faserstück eine Länge von 1.23 mm aufweist (siehe Bild 9.10). Diese Länge entspricht $1.25 * d_{Pitch}$ der Faser. Der Pitch der Faser

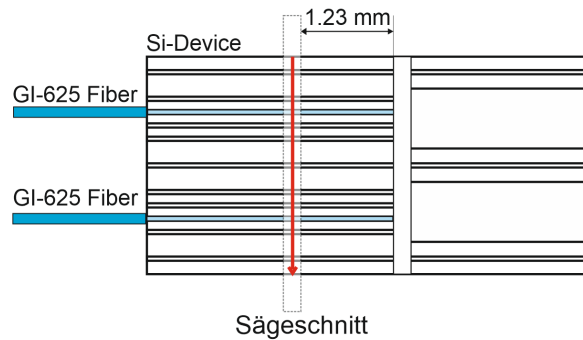


Abbildung 9.10: Siliziumelement mit Sägeschnitt zur Herstellung der Gradientenindexfaserkoppellinsen (Quelle: [17])

wurde zuvor gemessen. Zu diesem Zweck wurde die Lichtausbreitung in einem Faserstück mit einem Mikroskop betrachtet. Dabei wurde am Eingang der Faser eine singlemode-Faser angekoppelt. Auf dem Mikroskopbild (Abb. 9.11) ist dann der sinusförmige Ausbreitungspfad des Lichts durch die Faser erkennbar. Durch die Messung der Periodenlänge des Ausbreitungspfads, welche d_{Pitch} entspricht, kann die Pitchlänge der Linse bestimmt werden. Im vorliegenden Fall wurde $d_{Pitch} = 986 \mu\text{m}$ gemessen. Unter der Annahme, dass das Indexprofil nur eine geringe Wellenlängenabhängigkeit aufweist, d.h. die Dispersion wirkt auf Kern und Mantelmaterial gleich und in erster Näherung bleiben sowohl Form als auch Brechzahl-differenz zwischen Kern und Mantel erhalten, kann diese Länge auch für die Auslegung des Systems bei 1310nm herangezogen werden.

Um die Fasern und Linsen auf das integriert-optische System auszurichten, wurde auf den Wellenleitermodulen die entsprechenden Ausrichtstrukturen integriert. Der Zusammenbau erfolgte analog dem Vorgehen bei der passiv alignierten Faserkopplung. Entsprechend wurden im ersten Schritt die Siliziumelemente bestückt und präpariert. Anschliessend wurden die



Abbildung 9.11: Mikroskopaufnahme des Ausbreitungspfad des Lichts aus einer 635 nm Single-Modedefaser durch eine GI62.5-Faser.

Siliziumelemente auf das Wellenleitermodul aufgesetzt und mit UV-härtendem Kleber befestigt. Abschliessend wurde der Referenzspiegel montiert. Der Referenzspiegel wurde mit Hilfe einer xyz-Stage mit Winkelverstellmöglichkeit so ausgerichtet, dass das Licht optimal in den Empfangswellenleiter des Referenzzweigs koppelt und anschliessend mit UV-härtendem Kitt befestigt. In Abb. 9.12 ist der fertig zusammengebaute Sensor abgebildet und die Hauptkomponenten bezeichnet.

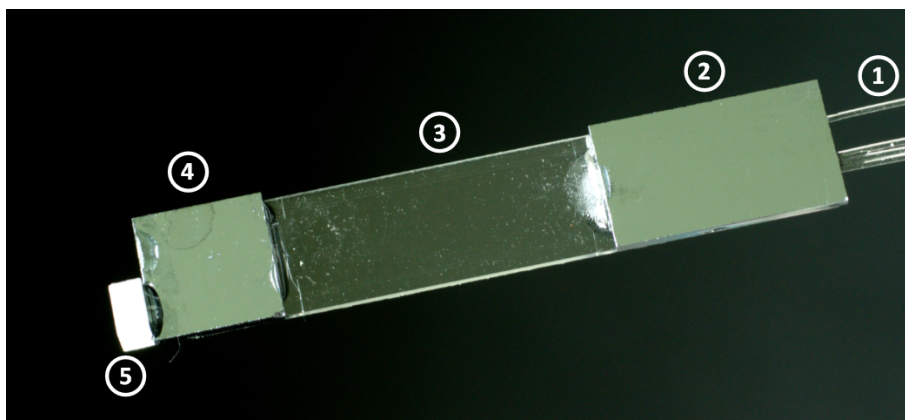


Abbildung 9.12: Zusammengebauter Sensor mit Ein- und Ausgangsfasern (1), Siliziumelement für passive Kopplung (2), dem Wellenleiterboard (3), dem Siliziumelement mit den Faserlinsen (4) sowie dem Referenzspiegel (5) (Quelle: [17])

9.4 Charakterisierung des Sensors

Die Charakterisierung des Sensors wurde in zwei Teilschritten durchgeführt. Im ersten Schritt wurden die beiden Koppler vor dem Zusammenbau der Baugruppe hinsichtlich ihrer Funktion resp. ihrer Teilungsverhältnisse untersucht. Anschließend wurden die Sensoren zusammengesetzt und die Performance des Sensors gemessen. Dabei wurde neben der Funktion des Sensors selbst auch die Rückkoppleffizienz, d.h. die Effizienz des Autokollimationsmesskopfs, untersucht.

9.4.1 Untersuchung der Richtkoppler

Für die Charakterisierung der Richtkoppler wurden Transmissionsmessungen mit dem bereits erläuterten Messaufbau eingesetzt. Dabei ergaben sich für die 2x2 Richtkoppler Teilungsverhältnisse im Bereich von 85:15 bis 90:10. Für die 3x3 Richtkoppler Resultate von 54:39:7 bis 53:38:9. Lt. Simulation wurden Werte von 88:12 bzw. 55:38:7 erwartet. Für die Messung

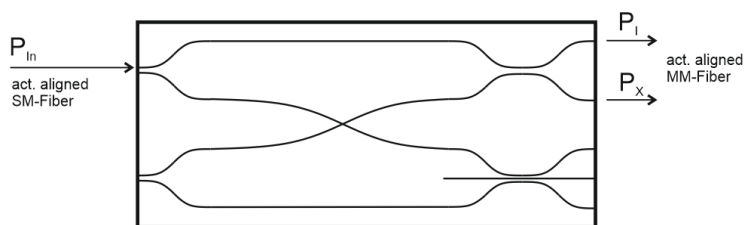


Abbildung 9.13: Messkonfiguration zur Charakterisierung der DCs (Quelle: [17])

wurde die in Abb. 9.13 abgebildete Konfiguration für die Messung des 2x2 Kopplers genutzt. Analog dazu erfolgte die Messung des 3x3 Kopplers.

9.4.2 Charakterisierung der Faserkopplung

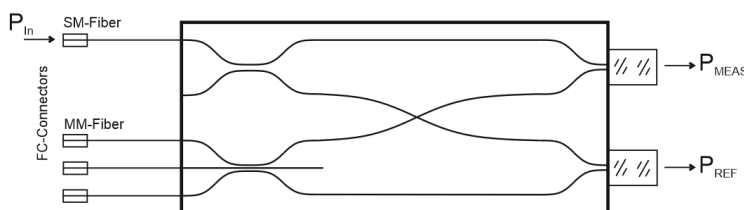


Abbildung 9.14: Konfiguration zur Charakterisierung der Faserkopplung (Quelle: [17])

Nach dem Zusammenbau, jedoch vor der Montage des Referenzspiegels, wurde die Performance der Faserkopplung, des Autokollimationsmesskopfs sowie die Funktion des Interferometers untersucht. Im ersten Schritt wurde die Faserkopplung untersucht. Da ausgangseitig Multimode-Fasern eingesetzt wurden, kann an dieser Stelle von einer relativ verlustarmen

Kopplung ausgegangen werden. Hingegen wurde am Eingang eine Single-Mode-Faser an einen Single-Mode Wellenleiter angekoppelt. Um diese Kopplung zu untersuchen wurde im ersten Schritt die Leistung P_{in} mit 1.90 mW und im zweiten Schritt die Leistung P_{meas} 1.17 mW gemessen. Ausgehend vom Teilungsverhältnis 90:10 des eingesetzten Moduls, den typischen Ausbreitungsverlusten von 0.90 dB (0.45 dB/cm bei 20 mm Länge), ergeben sich Kopplungsverluste von 0.75 dB. Unter Annahme von typischen Kopplungsverlusten von 0.25 dB an einem FC/PC Stecker ergibt sich ein Kopplungsverlust von 0.50 dB, was mit den in Kapitel 6.3 gezeigten Werten von $0.45 \text{ dB} \pm 0.20 \text{ dB}$ gut übereinstimmt.

9.4.3 Untersuchung des Autokollimationsmesskopfs

Zur Untersuchung des Interferometers wurde die in Abb. 9.15 dargestellte Konfiguration herangezogen. Bei der Untersuchung der Funktion des Autokollimationsmesskopfs wurde die

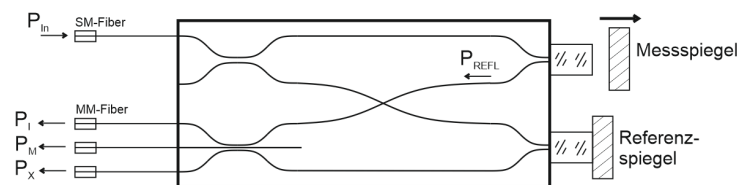


Abbildung 9.15: Charakterisierungskonfiguration für den Sensorbetrieb und den Autokollimationsmesskopf. (Quelle: [17])

Summe der Ausgangsleistungen der drei Ausgänge P_I , P_M und P_X gemessen. Im ersten Schritt ohne Messspiegel und im zweiten Schritt mit Messspiegel. Zur Positionierung des Messspiegels wurde ein xyz Tisch mit Neigungsjustiereinrichtung eingesetzt, um den Spiegel optimal auf den Strahl auszurichten, d.h. dass die am Ausgang ankommende Leistung maximal wird. Bei der Messung ohne Spiegel ergab sich eine Gesamtleistung von $39 \mu W$. Wenn der Messspiegel möglichst nah, d.h. in Kontakt mit der Linse, am Sensor positioniert wird, wurde am Ausgang eine Leistung von $525 \mu W$ gemessen. Die $39 \mu W$ entsprechen jener Leistung, die auf dem Referenzarm den Ausgang erreicht. Um die Leistung, die über den Messarm den Ausgang erreicht, zu bestimmen, müssen die beiden Werte subtrahiert werden. Somit ergeben sich $486 \mu W$. Unter Berücksichtigung der Ausbreitungsverluste und des Teilungsverhältnisses des Eingangskopplers ergeben sich für den Messarm Rückkoppelverluste von 3.9 dB bzw. 2.9 dB für den Referenzarm. Unter Berücksichtigung der Kopplungs- und Propagationsverluste ergibt sich für das vorgestellte Bauteil ein gesamter Insertion Loss von 5.6 dB. In Tab. 9.1 sind die gemessenen Verluste des Bauteils zusammengefasst.

9.4.4 Charakterisierung des Interferometerbetriebs

Für die Charakterisierung der Sensorfunktion wurden auf dem xyz-Tisch für den Messspiegel Piezoaktoren integriert. So wurde ein Piezostepper mit welchem grosse Wege ($>20 \mu m$)

Tabelle 9.1: Zusammenfassung der gemessenen Verluste

Parameter	Wert	Bemerkung
Total Insertion Loss	5.6 dB	
SMF Kopplungsverluste	0.50 dB	Faser zu Wellenleiter
Rückkopplungsverluste	2.9 - 3.9 dB	Verluste durch Messkopf
Wellenleiterlänge	20 mm	
Wellenleiterverluste	0.45 dB/cm	typ. Waveguide Loss [15, 16]
uni-direktionale Ausbreitungsverluste	0.9 dB	2 cm x 0.45 dB/cm
Gesamte Ausbreitungsverluste	1.8 dB	2 x 2 cm x 0.45 dB/cm

verfahren werden können eingesetzt. Für die Charakterisierung innerhalb einer Periode wurde ein Piezoaktor mit einer Positionsaufösung von 0.3 nm genutzt. Bei der hochauflösenden Messung zeigte sich, dass die Messung im Vergleich zur Simulation sehr gut übereinstimmt (Abb. 9.16). Wenn die Messung bei einem Abstand von 60 μm durchgeführt wird (Abb. 9.17),

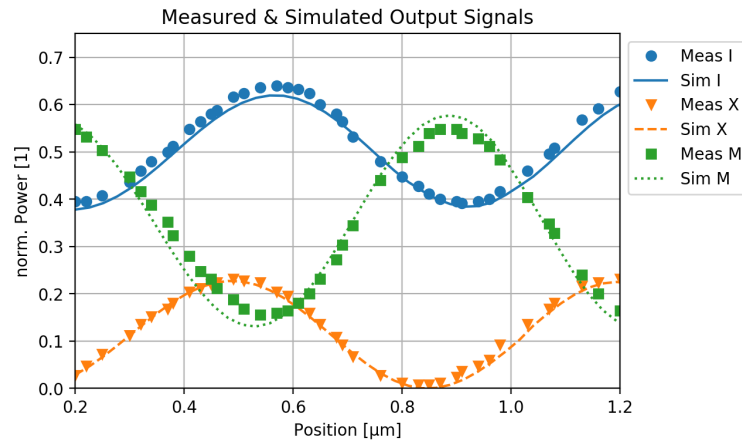


Abbildung 9.16: Vergleich der Messresultate mit der Simulation

zeigte sich, dass sich der Kontrast des X-Signals verringert, während die Kontrastwerte und Amplituden von I und M ansteigen. Um das Verhalten des Sensors über seinen gesamten Messbereich zu untersuchen wurde der Spiegel in verschiedenen Abständen positioniert und die Signale gemessen. Dabei wurde der Signalkontrast sowie die Gesamtleistung untersucht. In Abb. 9.18 ist der Vergleich des gemessenen und des mit Hilfe von Ray-Tracing Simulationen berechneten Verlaufs der rückgekoppelten Leistung in Abhängigkeit vom Spiegelabstand dargestellt. Es zeigt sich, dass die Messung im Vergleich zur Simulation einen etwas flacheren Verlauf aufweist. Während die Simulation bei geringen Abständen bis ca. 25 μm ein Plateau aufweist und dann abfällt, zeigt die Messung kein Plateau, fällt dafür flacher ab. Die Messung zeigt insbesondere im Bereich von 50-150 μm eine signifikant höhere Effizienz. Bei der Auswertung der Signale zeigt sich, dass sich die Kontrastwerte (in Abb. 9.19) im Vergleich zur Simulation sehr ähnlich verhalten, aber vorallem für Abstände über 50 μm teilweise deutlich geringer sind. Abschliessend wurden mit einer sehr einfach gehaltenen, selbst gebauten

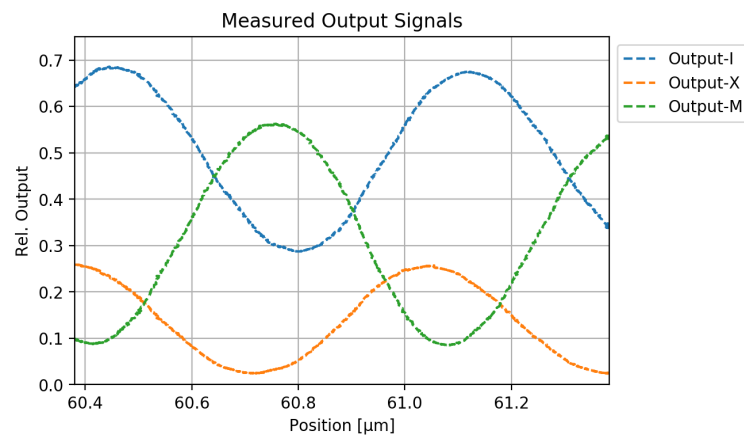


Abbildung 9.17: Messung im Abstand von 60 μm.

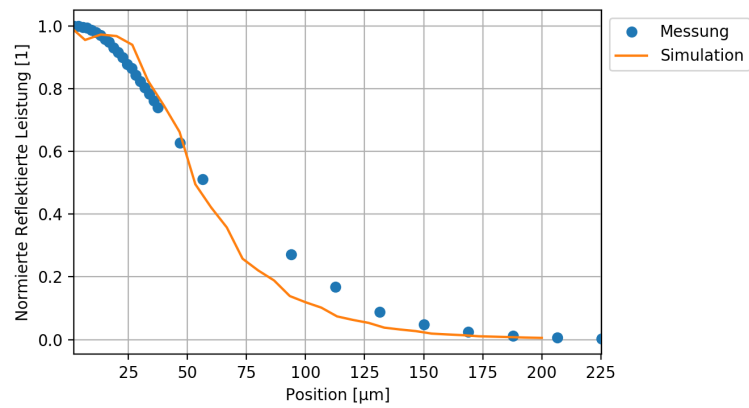


Abbildung 9.18: Verlauf der reflektierten Leistung, Vergleich von Simulation und Messung.

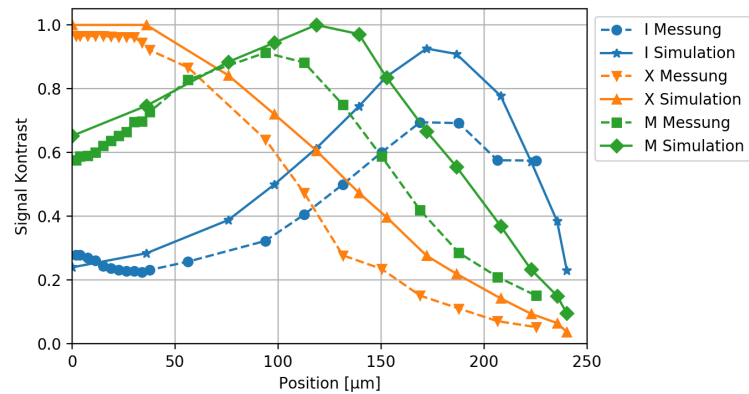
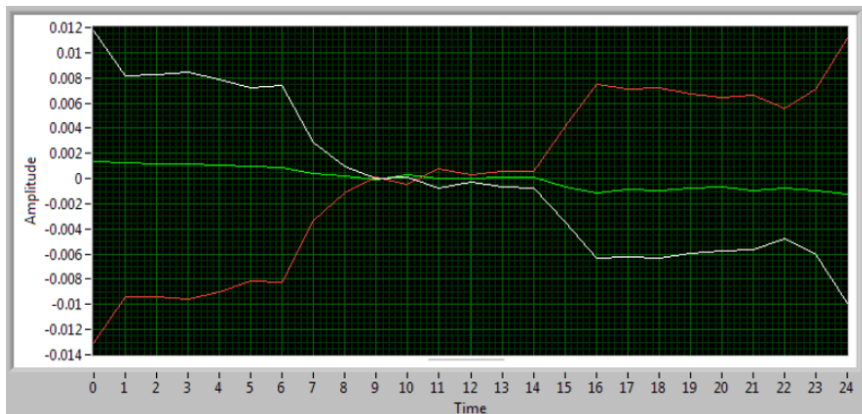


Abbildung 9.19: gemessener Kontrastverlauf im Vergleich zur Simulation. (Quelle: [17])

Messelektronik, bestehend aus drei Impedanzverstärkern in Verbindung mit drei fasergekoppelten Ge-Photodioden sowie einer Konstantstromquelle zum Betrieb einer Laserdiode mit Faserbuchse, Versuche zur Bestimmung der Empfindlichkeit durchgeführt. Dabei wurde ein

Piezoaktor mit einer Positionsgenauigkeit von <0.5 nm zur Verschiebung des Messspiegels eingesetzt. Bei den Versuchen (Abb. 9.20) zeigt sich, dass 2 nm Schritte zuverlässig aufgelöst werden können. Schritte von 1 nm sind zwar erkennbar, gehen aber im Rauschen unter.



(a) Messung von 2nm Schritten.



(b) Messung von 1nm Schritten.

Abbildung 9.20: Interferometermessungen von jew. zwei Schritten mit einfacher Messelektronik

9.5 Fazit

Der vorgestellte Distanzsensor demonstriert die Möglichkeiten welche die entwickelte Wellenleitertechnologie sowie die gezeigten Packagingkonzepte bieten. Der Sensor besitzt einen 3x3 Koppler zur Erhöhung der Empfindlichkeit und Detektion der Richtung der Änderung der Phasenverschiebung. Obwohl mit den vorgegebenen Parametern die Fertigung eines MZIs mit 120° Signalphasenversatz nicht möglich war, kann mit einigen Veränderungen im Fertigungsprozess ein solcher realisiert werden. Dies war jedoch aufgrund der zum Zeitpunkt der Realisierung verfügbaren Materialien und Prozesse nicht möglich. Zu diesem Zweck müssen der minimal fertigmögliche Wellenleiterabstand, sowie der Brechzahlsprung adaptiert werden. Neben

der Demonstration der Funktion des 3x3 Kopplers, konnte die Faserkopplung sowie der Autokollimationsmesskopf bestehend aus Glasfaserlinsen erfolgreich implementiert werden. Die Kopplungsverluste der passiv alignierten Faserkopplung liegen mit 0.50 dB im erwarteten Bereich (0.45 ± 0.20) dB. Die Rückkopplungsverluste von 3-4 dB im Autokollimationsmesskopf sind hauptsächlich Streuverlusten und Abbildungsfehlern durch die Faserlinse geschuldet. Die Streuung an der Vorderfläche der Linse erzeugt auch das in Abb. 9.18 erkennbare Verhalten, dass der Verlauf der Koppeffizienz bei verschiedenen Abständen eine flachere Steigung aufweist. Zusätzlich kann nicht ausgeschlossen werden, dass Abweichungen zwischen dem realen und simulierten Brechzahlprofil der Linse vorliegen. Da das Brechzahlprofil in der zur Verfügung stehenden Produktspezifikation nur lückenhaft dokumentiert ist und gleichzeitig sehr grosse Toleranzbereiche für die optischen Eigenschaften der Faser angegeben werden, mussten bei der Modellierung der Faserlinse einige Annahmen getroffen werden. Die bei der Messung des Signalkontrasts beobachtete Abweichung zur Simulation kann durch zusätzliche Reflexionen im Strahlengang (z.B. von der Linsenendfläche) verursacht werden. Insgesamt stimmt das Verhalten des Sensors gut mit den Simulationsresultaten überein. Bei den Messungen zur Auflösung des Interferometers konnte gezeigt werden, dass es mit einfachsten elektronischen Mitteln möglich ist Positionsänderungen von 2 nm zu detektieren. Durch den Einsatz einer optimierten Elektronik, d.h. Rauschärmer und mit grösserer Signalstabilität, kann davon ausgegangen werden eine Auflösung von <1 nm zu erreichen.

10 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Weiterentwicklung einer bestehenden Wellenleitertechnologie für Punkt-zu-Punkt Übertragungen, hin zu einer Technologie die es ermöglicht, komplexere Funktionen zu realisieren, dokumentiert. Die beschriebenen Entwicklungen umfassen:

- Entwicklung von Messmethoden zur Charakterisierung von Wellenleiterstrukturen zur Messung ihres Brechzahlkontrasts und der Messung der thermooptischen Eigenschaften von integriert-optischen Wellenleitern. Dabei wurden insbesondere bei der Messung der Brechzahldifferenz und der thermooptischen Eigenschaften neuartige Verfahren entwickelt, welche im Falle des thermooptischen Koeffizienten auch publiziert wurden [14]
- Weiterentwicklung und Realisierung von Faserkopplungskonzepten. Dies umfasst die Kopplung und Montage von aktiv ausgerichteten Faserbündeln auf die Wellenleiter sowie die Entwicklung eines Kopplungskonzepts mit passiver Ausrichtung, basierend auf V-Gruben in Siliziumelementen. Bei der passiv ausgerichteten Ankopplung eines Faserbündels mit acht Kanälen wurden Dämpfungswerte von $0.45 \pm 0.20 \text{ dB}$ erreicht [15]. Im Vergleich zu anderen Publikationen [53, 58] wurden signifikant geringere Verluste, bei gleichzeitig einfacherer Herstellung, erzielt.
- Design, Realisierung und Charakterisierung von Kopplerstrukturen. Dabei wurden sowohl 2x2 Richtkoppler als auch 3x3 Richtkoppler untersucht.
- Basierend auf den durchgeführten Entwicklungen wurden Mach-Zehnder-Interferometer für zwei konkrete Anwendungen ausgelegt, realisiert und untersucht. Dabei wurden ein thermooptisches Schaltmodul [16], und ein Verschiebungssensor [17] realisiert. In beiden Fällen wurde gezeigt, dass neben der Umsetzung des optischen Netzwerks, das Packaging des Moduls den Hauptaspekt der Entwicklung von integriert optischen Baugruppen darstellt. Der Aufwand und die Wichtigkeit dieses Aspekts wird in vielen Fällen unterschätzt, ist jedoch für eine ordnungsgemäße Funktion, Stabilität und Haltbarkeit der Baugruppen von entscheidender Bedeutung. Gewährleistet das Package einerseits den Schutz des Systems vor äusseren Einflüssen, wie Feuchtigkeit, chemische Angriffe, Temperatur etc. muss gleichzeitig die Anbindung des Systems an die Umgebung sichergestellt sein. So muss z.B. bei einem Sensor die Ankopplung an die Messgrösse realisiert werden. Bei einem thermooptischen Schalter ist die Verteilung und effiziente Ableitung der von den Heizern erzeugten Wärme an die Umgebung erforderlich. Sowohl

Schalter als auch Sensoren sind in vorliegenden Technologie neu, da bislang nur passive Strukturen wie gekoppelte Wellenleiterstrukturen, MMI-Koppler untersucht wurden.

Basierend auf den in der Arbeit gewonnenen Erkenntnissen, bedürfen folgende Aspekte einer genaueren Untersuchung bzw. müssen weiterentwickelt werden:

- Weiterentwicklung bzw. Stabilisierung der Facettenpräparation, um die Streuverluste zu minimieren und zu stabilisieren.
- Die für die Ansteuerung der Schalter notwendigen Leistungen variieren mitunter sehr stark. Durch die Herstellung der Kleber- und Mantelschichten mit einer homogenen Schichtverteilung sowie der genaueren Positionierung der Heizelemente kann diese Streuung verkleinert werden.
- Weiterentwicklung des Prozesses zur Montage bzw. Verklebung der Glasfasern bei der passiv ausgerichteten Faserkopplung, um die Haltbarkeit in den Klimatests zu verbessern.
- Um eine höhere Empfindlichkeit für Sensoranwendungen beim Einsatz von 3x3 Kopplern mit der vorliegenden Technologie zu erreichen, ist es notwendig, den Produktionsprozess dahingehend anzupassen, sodass Signalphasenverschiebungen von 120° erreicht werden können. In erster Linie muss zu diesem Zweck die Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantel verändert werden. In zweiter Linie sollte ein geringerer Abstand zwischen den Wellenleitern im Kopplungsbereich angestrebt werden.

Die Untersuchung der direkten Ankopplung von elektrooptischen Komponenten wie Laser und Photodioden wurde im Rahmen dieser Arbeit ausgespart. Die direkte Kopplung solcher Komponenten erlaubt die weitere Miniaturisierung von optischen Sensoren. Die hohe Anzahl von Publikationen zeigt, dass eine grosse Zahl von Forschern solche Konzepte untersucht. Im Gegensatz dazu zeigt die geringe Anzahl von Publikationen zur Faserkopplung von Single-Mode Wellenleitern, dass die Forschungstätigkeit zu diesem Aspekt der Technologie nicht sehr gross ist. Betrachtet man die Publikationen und Konzepte z.B. von IBM im Forschungsbereich Nanophotonics [71, 72] oder des Horizon H2020 Projekts COSMICC [73] zeigt sich, dass sich die vorliegende Polymerwellenleitertechnologie - in Analogie zu PCBs in der Elektronik - als Verbindungstechnologie zwischen Silicon-Photonics bzw. Nano-Photonics-Chips, sowie zur Faserkopplung von solchen Systemen etablieren könnte. Dabei wird ein adiabatisches Kopplungskonzept zwischen Si-Waveguide und Polymerwellenleiter eingesetzt. In diesem Kontext bietet die Erweiterung der Funktionalität der Technologie vielfältige Möglichkeiten zur Verschaltung und Verbindung von Si-Photonics-Chips bzw. zur direkten Anbindung von anwendungs- bzw. kundenspezifischen Sensoren, an in grossen Stückzahlen hergestellte, Standardchips. Wie z.B. im Rahmen des Horizon2020 Projekts DIMENSION [74] gezeigt wurde, ist es möglich Laserquellen und Photodioden in Si-Photonics-Chips zu integrieren. In

dieser Hinsicht ist die direkte Ankopplung von diskreten elektrooptischen Elementen an die Wellenleiter möglicherweise von geringerer Bedeutung als die Faserkopplung, welche für die Übertragung von optischen Signalen über längere Strecken zwingend erforderlich ist.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Hecht, *City of Light: The Story of Fiber Optics*. Oxford University press, 1999.
- [2] D. Colladon, “La fontaine colladon,” *La Nature*, 2.Halbjahr 1884.
- [3] S. Valette, “Integrated optics: The history and the future,” *ECIO Conference - WPT1*, 2007.
- [4] A. Yariv, “Integrated optics,” *International Electron Devices Meeting*, vol. 18, 1973.
- [5] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Waveguides*. Academic Press, 1974.
- [6] A. Yariv, *Quantum Electronics*. Wiley, 1975.
- [7] H. Kogelnik, “An introduction to integrated optics,” *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol. 23, no. 1, 1975.
- [8] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics – Theory and Technology*. Springer, 6 ed., 2009.
- [9] S. Sinzinger and J. Jahns, “Integrated micro-optical imaging system with a high interconnection capacity fabricated in planar optics,” *Appl. Opt.*, vol. 36, pp. 4729–4735, Jul 1997.
- [10] R. Degl’Innocenti, A. Majkic, F. Sulser, L. Mutter, G. Poberaj, and P. Günter, “Uv second harmonic generation at 266 nm in he+ implanted β -bab2o4 optical waveguides,” *Opt. Express*, vol. 16, pp. 11660–11669, Jul 2008.
- [11] M. Rigler, J. Buh, M. P. Hoffmann, R. Kirste, M. Bobea, S. Mita, M. D. Gerhold, R. Collazo, Z. Sitar, and M. Zgonik, “Optical characterization of al- and n-polar aln waveguides for integrated optics,” *Applied Physics Express*, vol. 8, no. 4, p. 042603, 2015.
- [12] M. Heinrich, K. Rademaker, and S. Nolte, *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials*, ch. Waveguides in Crystalline Materials. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [13] I. M. Soganci, A. L. Porta, and B. J. Offrein, “Flip-chip optical couplers with scalable i/o count for silicon photonics,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. 16075–16085, Jul 2013.

- [14] J. Kremmel, T. Lamprecht, and M. Michler, "Measurement of the thermo-optical effect of integrated waveguides," *Proc.SPIE*, vol. 9891, pp. 9891 – 9891 – 8, 2016.
- [15] J. Kremmel, T. Lamprecht, N. Cramer, and M. Michler, "Passively aligned multichannel fiber-pigtailing of planar integrated optical waveguides," *Optical Engineering*, vol. 56, pp. 56 – 56 – 6, 2017.
- [16] J. Kremmel, M. Michler, T. Lamprecht, and N. Cramer, "Polymer optical waveguide based thermo-optical switch on a metal-core pcb-substrate," in *Advanced Photonics 2017 (IPR, NOMA, Sensors, Networks, SPPCom, PS)*, p. PTh1D.1, Optical Society of America, 2017.
- [17] J. Kremmel, N. Cramer, T. Lamprecht, and M. Michler, "Passive aligned assembly of an integrated optical displacement sensor based on a reflective mach-zehnder interferometer with a 3x3 directional coupler," *Optical Engineering*, vol. 57, no. 8, 2018.
- [18] J. A. Besley, J. D. Love, F. J. Ladouceur, and G. D. Maxwell, "Modal cutoffs in symmetric buried channel waveguide (bcw) couplers," 1998.
- [19] F. Ladouceur and J. D. Love, *Silica-based Buried Channel Waveguides and Devices*. Springer, 1996.
- [20] T. Bierhoff, A. Wallrabenstein, A. Himmler, E. Griese, and G. Mrozynski, "Ray tracing technique and its verification for the analysis of highly multimode optical waveguides with rough surfaces," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 37, pp. 3307–3310, Sep 2001.
- [21] L.-C. Chen, *Foundations for Guided-Wave Optics*. Wiley, 2007.
- [22] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology – Components and Devices*. Wiley, 2004.
- [23] K. S. Chiang, "Analysis of rectangular dielectric waveguides: effective-index method with built-in perturbation correction," *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 388–390, Feb 1992.
- [24] W. Bludau, *Lichtwellenleiter in Sensorik und optischer Nachrichtentechnik*. Springer, 1998.
- [25] Corning, "Datasheet smf-28+ ultra." <https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/SMF-28%20Ultra.pdf>, 2014. Online; accessed 22.5.2018.
- [26] Corning, "Datasheet clearcurve fiber." https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/PI1468_1.16.pdf, 2017. Online; accessed 22.5.2018.
- [27] R. Pitwon, K. Wang, A. Yamauchi, T. Ishigure, H. Schröder, M. Neitz, and M. Singh, "Competitive evaluation of planar embedded glass and polymer waveguides in data center environments," *Applied Sciences*, vol. 7, no. 9, 2017.

- [28] D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splices," *Bell System Technical Journal*, vol. 56, no. 5, pp. 703–718, 1977.
- [29] M. Heiblum and J. Harris, "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 75–83, February 1975.
- [30] L. Prod'homme, "A new approach to the thermal change in the refractive index with temperature," *Phys. Chem. Glasses*, vol. 1, 1960.
- [31] R. M. Waxler, D. Horowitz, and A. Feldman, "Optical and physical parameters of pleiglas 55 and lexan," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 101–104, Jan 1979.
- [32] G. Coppola, L. Sirleto, I. Rendina, and M. Iodice, "Advance in thermo-optical switches: principles, materials, design, and device structure," *Optical Engineering*, vol. 50, pp. 50 – 50 – 15, 2011.
- [33] H. Czichos, M. Henneke, and H. e.V., eds., *Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*. Springer, 34 ed., 2012.
- [34] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, and S. Helfert, "Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 150–162, Jan 2000.
- [35] Optiwave, "Manual optiwave software." <http://optiwave.com/optibpm-manuals/bpm-slowly-varying-envelope-approximation/>, 2018. Online; accessed 22.5.2018.
- [36] W. P. Huang and C. L. Xu, "Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 2639–2649, Oct 1993.
- [37] G. R. Hadley, "Wide-angle beam propagation using padé approximant operators," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1426–1428, Oct 1992.
- [38] H. Rao, R. Scarmozzino, and R. M. Osgood, "A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 830–832, July 1999.
- [39] M. Koshiha, *Optical Waveguide Theory by the Finite Element Method*. KTK Scientific Publishers, 1992.
- [40] L. C. Botten and et. al., *Electromagnetic Theory and Applications for Photonic Crystals*, ch. From Multipole Methods to Photonic Crystal Device Modeling, Ch.2. Optical Science and Engineering Series, CRC Press, 2005.
- [41] A. Hochman and Y. Leviatan, "Efficient and spurious-free integral-equation-based optical waveguide mode solver," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 14431–14453, Oct 2007.

- [42] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for maxwell’s equations in a planewave basis,” *Opt. Express*, vol. 8, pp. 173–190, Jan 2001.
- [43] M. D. Feit and J. A. Fleck, “Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method,” *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 1154–1164, Apr 1980.
- [44] S. Chen, J. C. and Jüngling, “Computation of higher-order waveguide modes by imaginary-distance beam propagation method,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, pp. S199–S205, Mar 1994.
- [45] S. Jungling and J. C. Chen, “A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam-propagation method,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 2098–2105, Sep 1994.
- [46] W. P. Huang, C. L. Xu, W. Lui, and K. Yokoyama, “The perfectly matched layer (pml) boundary condition for the beam propagation method,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 649–651, May 1996.
- [47] J.-P. Bérenger, *Perfectly Matched Layer (PML for Computational Electromagnetics)*. Morgan & Claypool Publishers, 2007.
- [48] “Itu g.650.1 definitions and test methods for linear, deterministic attributes of single-mode fiber and cable,” standard, International Telecommunications Union, 3/2018.
- [49] F. Bernhard, *Technische Temperaturmessung*. Springer, 2004.
- [50] D. A. Brown, C. B. Cameron, R. Keolia, D. L. Gardner, and S. Garrett, “Symmetric 3 x 3 coupler-based demodulator for fiber optic interferometric sensors,” in *Fiber Optic and Laser Sensors IX* (R. P. Depaula and E. Udd, eds.), vol. 1584 of *Proceedings of the SPIE*, pp. 328–335, Dec. 1991.
- [51] T. Shoji, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, K. Yamada, and H. Morita, “Low loss mode size converter from 0.3 μm square si wire waveguides to singlemode fibres,” *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 1669–1670, Dec 2002.
- [52] A. Sure, T. Dillon, J. Murakowski, C. Lin, D. Pustai, and D. W. Prather, “Fabrication and characterization of three-dimensional silicon tapers,” *Opt. Express*, vol. 11, pp. 3555–3561, Dec 2003.
- [53] R. Krähenbühl, T. Lamprecht, E. Zraggen, F. Betschon, and A. Peterhans, “High-precision, self-aligned, optical fiber connectivity solution for single-mode waveguides embedded in optical pcbs,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, pp. 865–871, Feb 2015.

- [54] T. Müller, C. Schlette, S. Lakshmanan, S. Haag, D. Zontar, S. Sauer, C. Wenzel, C. Brecher, and J. Rossmann, “Model-based adhesive shrinkage compensation for increased bonding repeatability,” *Proc. SPIE*, vol. 9730, pp. 9730 – 9730 – 12, 2016.
- [55] “Polymer microstructures which facilitate fiber optic to waveguide coupling,” 1993. US Patent US5359687A.
- [56] D. Jubin, R. Dangel, N. Meier, F. Horst, T. Lamprecht, J. Weiss, R. Beyeler, B. J. Offrein, M. Halter, R. Stieger, and F. Betschon, “Polymer waveguide-based multilayer optical connector,” *Proc.SPIE*, vol. 7607, pp. 7607 – 7607 – 9, 2010.
- [57] T. Bierhoff, J. Schrage, M. Halter, F. Betschon, J. Duis, and W. Rietveld, “All optical pluggable board-backplane interconnection system based on an mpxtm-flextail connector solution,” in *2010 IEEE Photonics Society Winter Topicals Meeting Series (WTM)*, pp. 91–92, Jan 2010.
- [58] R. Hauffe, U. Siebel, K. Petermann, R. Moosburger, J. R. Kropp, and F. Arndt, “Methods for passive fiber chip coupling of integrated optical devices,” *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, vol. 24, pp. 450–455, Nov 2001.
- [59] E. Zraggen, I. M. Soganci, F. Horst, A. L. Porta, R. Dangel, B. J. Offrein, S. A. Snow, J. K. Young, B. W. Swatowski, C. M. Amb, O. Scholder, R. Broennimann, U. Sennhauser, and G. Bona, “Laser direct writing of single-mode polysiloxane optical waveguides and devices,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, pp. 3036–3042, Sept 2014.
- [60] P. A. Besse, M. Bachmann, H. Melchior, L. B. Soldano, and M. K. Smit, “Optical bandwidth and fabrication tolerances of multimode interference couplers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1004–1009, Jun 1994.
- [61] M. D. Todd, M. E. Seaver, T. Wiener, and S. Trickey, “Structural monitoring using a novel high-performance fiber optic measurement system,” 2002.
- [62] R.Hauffe and K.Petermann, *Optical-Switching*, ch. Ch. 4 - Thermo-Optical Switching. Springer, 2016.
- [63] CRC Handbook, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 88th Edition*. CRC Press, 88 ed., 2007.
- [64] A. M. Al-Hetar, A. B. Mohammad, A. S. M. Supa’at, and Z. A. Shamsan, “Mmi-mzi polymer thermo-optic switch with a high refractive index contrast,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, pp. 171–178, Jan 2011.
- [65] B. Sepulveda, G. Armelles, and L. Lechuga, “Magneto-optical phase modulation in integrated mach-zehnder interferometric sensors,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 134, no. 2, pp. 339 – 347, 2007.

- [66] C. Xiong, W. H. P. Pernice, X. Sun, C. Schuck, K. Y. Fong, and H. X. Tang, “Aluminum nitride as a new material for chip-scale optomechanics and nonlinear optics,” *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 9, p. 095014, 2012.
- [67] D. Sarkar, N. S. K. Gunda, I. Jamal, and S. K. Mitra, “Optical biosensors with an integrated mach-zehnder interferometer for detection of listeria monocytogenes,” *Biomedical Microdevices*, vol. 16, pp. 509–520, Aug 2014.
- [68] S. Chen, Y. Shi, S. He, and D. Da, “Variable optical attenuator based on a reflective mach-zehnder interferometer,” *Optics Communications*, vol. 361, pp. 55 – 58, 2016.
- [69] B. J. Luff, J. S. Wilkinson, J. Piehler, U. Hollenbach, J. Ingenhoff, and N. Fabricius, “Integrated optical mach-zehnder biosensor,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, pp. 583–592, Apr 1998.
- [70] S.-C. Her and C.-M. Yang, “Dynamic strain measured by mach-zehnder interferometric optical fiber sensors,” *Sensors*, vol. 12, no. 3, pp. 3314–3326, 2012.
- [71] A. L. Porta, R. Dangel, D. Jubin, N. Meier, D. Chelladurai, F. Horst, and B. J. Offrein, “Scalable optical coupling between silicon photonics waveguides and polymer waveguides,” in *2016 IEEE 66th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, pp. 461–467, May 2016.
- [72] T. Barwicz, Y. Taira, T. W. Lichoulas, N. Boyer, Y. Martin, H. Numata, J. W. Nah, S. Takenobu, A. Janta-Polczynski, E. L. Kimbrell, R. Leidy, M. H. Khater, S. Kamalapurkar, S. Engelmann, Y. A. Vlasov, and P. Fortier, “A novel approach to photonic packaging leveraging existing high-throughput microelectronic facilities,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 455–466, Nov 2016.
- [73] “Project cosmicc, horizon 2020.” <http://www.h2020-cosmicc.com/>, 2018. Online; accessed 22.5.2018.
- [74] B. Mayer, S. Mauthe, Y. Baumgartner, S. Wirths, J. Winniger, P. Staudinger, H. Schmid, M. Souza, L. Czornomaz, and K. E. Moselund, “Microcavity iii-v lasers monolithically grown on silicon,” 2018.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Originalzeichnung des Experiments von Daniel Colladon in «La Fontaine Colladon», La Nature 1884 [2]	1
1.2	Prinzipskizze eines integriert optischen Mach-Zehnder Interferometers, bestehend aus zwei 50:50 Splittern und einem Phasenschieber	3
2.1	Wellenleiterquerschnitt, Definition der grundlegenden Parameter	5
2.2	Resultat einer Mode-Solver Berechnung, der Kern ist als schwarzes Rechteck dargestellt. Die Seitenlänge des quadratischen Kerns beträgt $a = 5\mu\text{m}$ bei einem $\Delta n = 0.0065$	8
2.3	Mögliche Positionierungsfehler, a) lateraler Versatz, b) Winkelversatz und c) axialer Versatz	10
2.4	Schematische Darstellung der Kopplung von zwei unterschiedlichen Wellenleitern	11
2.5	Verhalten des Modenfelds in einer Geraden (rot) in einer Krümmung (blau), am Übergang sind die Modenfelder zueinander verschoben wodurch Verluste entstehen	12
2.6	Schematischer Querschnitt durch einen Wellenleiter	15
3.1	Veranschaulichender, nicht massstabsgetreuer Vergleich, elektrisches Feld (grün) mit Umhüllender (blau). Die zur Auflösung der Kurvenform notwendigen Stützpunkte wurden mit einer Markierung versehen.	22
4.1	Fasergekoppeltes Wellenleitermodul mit Stabilisierungsblöcken, in Glasblock gefasstes Glasfaserflachbandkabel (rechts & links).	31
5.1	Aufnahme eines Wellenleiterquerschnitts im Durchlichtmikroskop. (Quelle: [14])	34
5.2	Schematischer Aufbau des Messsystems	34
5.3	Schematische Darstellung der Kopplungssituation mit den Freiheitsgraden . .	35
5.4	Messaufbau bestehend aus dem Sender mit einer Single-Mode Faser (links) der Probenhalterung mit Probe (mitte) und dem Empfänger mit einer Multi-Mode Faser (rechts)	36
5.5	Cut-Back Messung an einer Wellenleiterprobe mit Regressionsgeraden zur Bestimmung von Ausbreitungs- und Koppelverlusten	39
5.6	Geometrie des S-Bends	40

5.7	Bestimmung des Brechzahlssprungs. Messwerte vor der Wärmebehandlung (blaue Punkte) nach Wärmebehandlung (grüne Punkte)	41
5.8	Differentieller Heizer (Quelle: [14])	43
5.9	Schematische Darstellung der Strahlungsheizung (Quelle: [14])	43
5.10	Simulierte Temperaturverteilung, unter Annahme eines PI-Substrats mit $75 \mu m$ Dicke, die Dicke der optischen Lage wurde mit $60 \mu m$ angenommen.	44
5.11	Aufnahme der Probe bei einer Messung mit einer Wärmebildkamera (Quelle: [14])	45
5.12	gemessene Leistungs- zu Temperaturkurven für die Probe 1546C (Quelle: [14])	46
6.1	Kopplungssystem	50
6.2	Kopplungsverhalten bei lateralem Versatz zwischen Faser und Wellenleiter. Da der betrachtete Wellenleiter quadratisch ist, sind die Kurven für x und y-Versatz deckungsgleich.	51
6.3	Kopplungsverhalten bei Verkippung zwischen Faser und Wellenleiter	51
6.4	Kopplungsverhalten bei axialem Versatz (Abstand) zwischen Faser und Wellenleiter	52
6.5	In einem Glasblock gehalterte Glasfasern, vier Kanäle	53
6.6	Stirnseitige Kopplung einer in einer Ferrule gefassten Faser an einen integrierten Wellenleiter, an der schraffierten Fläche werden die beiden Teile verbunden	54
6.7	Situation bei der Kopplung einer Faserreihe, mit den für die Ausrichtung notwendigen sechs Freiheitsgraden	55
6.8	Optical Board und Fiber-Array werden aufeinander ausgerichtet	56
6.9	Schematische Darstellung des Ausrichtungskonzepts im Querschnitt	58
6.10	Kopplungskonzept mit den Kopplungsinterfaces a) auf dem Siliziumbauteil b) auf dem Wellenleitersubstrat (Quelle: [15])	59
6.11	Mikroskopaufnahme einer Alignmentstruktur in einer V-Grube	60
6.12	Schematische Darstellung der V-Grubenätzung	62
6.13	Skizze der Situation beim Einlegen der Fasern	63
6.14	Mikroskopaufnahme einer Faser in Kontakt mit den beiden Seitenwänden (Quelle: [15])	63
6.15	Querschnitt durch ein bestücktes Siliziumelement	64
6.16	Aufnahme eines bestückten Si-Devices. (Quelle: [15])	65
6.17	Mikroskopaufnahmen einer Verbindungsstelle	65
6.18	Assemblierte Faserkopplung von acht Glasfasern und Wellenleitern	66
6.19	Messkonfiguration für die Messungen: (oben) Referenzmessung, (unten) Messung mit assemblierter Faserkopplung	66
6.20	Rasterelektronenmikroskopbild einer beschädigten Faser-Wellenleiterverbindung. Auf der rechten Seite des Bildes ist die Faser und auf der linken Seite der Wellenleiter erkennbar. (Quelle: [15])	69

6.21 Vergleich der Querschnitte: (links) voll gedeckt für aktive Kopplung (rechts) lokal gedeckt für passive Kopplung	70
7.1 Symbolische Darstellung eines Richtkopplers mit 4 Toren	71
7.2 Simulation eines MMI 3dB Richtkopplers.	72
7.3 Simulation eines 3dB-Kopplers mit gekoppelten Wellenleitern	73
7.4 Superposition der lokalen Moden e_1 und e_2 ergibt die Supermoden e_s (symmetrisch) und e_a (unsymmetrisch)	74
7.5 Leistungsverteilung in gekoppelten Wellenleiter im Fall von zwei identischen Wellenleitern	77
7.6 Schematische Darstellung eines 2x2 und eines 3x3 Richtkopplers.	77
7.7 Messung der Kopplerkaskade S41 und Bestimmung der Kopplungslänge für eine 50:50 Teilung ($x=1.10$ mm)	78
7.8 Messung der Kopplerkaskade S44 und Bestimmung der Kopplungslänge für eine 50:50 Teilung ($x=1.23$ mm)	78
7.9 Simulation eines 3x3 Kopplers, links: das WG Netzwerk, rechts: Simulation ($\Delta n = 0.0049$, Kopplungslänge: $2000 \mu m$)	79
7.10 Berechneter Leistungsverlauf in den Wellenleitern bei Einkopplung in den Wellenleiter 1 des 3x3 Kopplers für $\kappa = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$	80
7.11 Simulation eines 3x3 Kopplers mit $a=h=5 \mu m$ bei $\delta n= 0.0055$ und $\lambda=1.3 \mu m$	81
7.12 Schematischer Freistrahlaufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers	82
7.13 Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Phasenverschiebung bei einem Teilungsverhältnis $x=y=50\%$	83
7.14 Ausschaltunterdrückung bei verschiedenen Teilungsverhältnissen. Annahme: beide Koppler identisch	83
7.15 Schematischer Aufbau eines integriert optischen MZI.	84
7.16 MZI mit 3x3 Koppler als Analysator	84
7.17 Simulation eines MZIs mit einem 3x3 DC als Analysator	85
8.1 Schematische Darstellung der Schalterstruktur. Die Wellenleiter sind rot eingezeichnet, der Heizer grau.	88
8.2 Prinzipieller Lagenaufbau des Schalters.	89
8.3 Realisierter Lagenaufbau für die Schaltmodule.	90
8.4 Zeitliches Aufheizverhalten der Wellenleiter bei verschiedenen Substraten bei gleicher Heizleistung. Messung jew. im Wellenleiterkern	91
8.5 Heizer aus Titan mit Zuleitung aus Gold	91
8.6 Fertiggestelltes Schaltermodul mit acht Schaltern. Links und rechts sind die Glaselemente zur Stabilisierung der Koppelstelle erkennbar an die die Faserarrays geklebt wurden. (Quelle: [16])	92

8.7	Facette des Schaltermoduls mit Glasverstärkungen	92
8.8	Aktiv ausgerichtete Kopplung der Schaltermodule.	93
8.9	Probe im Messaufbau, Kontaktierungsspitzen zur elektrischen Kontaktierung, das Licht (zur Veranschaulichung rot) wird mit Glasfasern eingekoppelt . . .	93
8.10	Ausgangsleistung des Schalters bei verschiedenen Heizleistungen	94
8.11	Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung an beiden Ausgängen eines Schalters während den Schaltvorgängen	95
8.12	Spektrales Verhalten eines Schalters	96
9.1	Durch das elektrische Feld kann in geeigneten Medien die Brechzahl verändert werden	97
9.2	Durch die Konzentration von z.B. Antikörpern im Messmedium verändert sich die Brechzahl n_{Medium} , was wiederum die Modenbrechzahl des Wellenleiters verändert	98
9.3	Schematischer Aufbau des Sensors. (Quelle: [17])	99
9.4	Simulierte Ausgangssignale eines MZIs mit 3x3 Koppler mit einer Kopplungs- länge von 3.35 mm als Analysator	100
9.5	Simulierte Ausgangssignale eines MZIs mit 3x3 Koppler mit einer Kopplungs- länge von 0.75 mm als Analysator.	101
9.6	Simuliertes Kontrastverhalten der Sensorausgänge	102
9.7	Simulationsresultate für das Sensorlayout	102
9.8	Kopplungselement für die Faserkopplung des Sensors, die SM-Faser dient zur Ankopplung an die Lichtquelle, die drei MM-Fasern zur Ankopplung an die Detektoren (Quelle: [17])	103
9.9	Autokollimationsoptik für die Einkopplung des vom Messspiegel reflektierten Lichts (Quelle: [17])	104
9.10	Siliziumelement mit Sägeschnitt zur Herstellung der Gradientenindexfaserkop- pellinsen (Quelle: [17])	104
9.11	Mikroskopaufnahme des Ausbreitungspfad des Lichts aus einer 635 nm Single- Modefaser durch eine GI62.5-Faser.	105
9.12	Zusammengebauter Sensor mit Ein- und Ausgangsfasern (1), Siliziumelement für passive Kopplung (2), dem Wellenleiterboard (3), dem Siliziumelement mit den Faserlinsen (4) sowie dem Referenzspiegel (5) (Quelle: [17])	105
9.13	Messkonfiguration zur Charakterisierung der DCs (Quelle: [17])	106
9.14	Konfiguration zur Charakterisierung der Faserkopplung (Quelle: [17])	106
9.15	Charakterisierungskonfiguration für den Sensorbetrieb und den Autokollima- tionsmesskopf. (Quelle: [17])	107
9.16	Vergleich der Messresultate mit der Simulation	108
9.17	Messung im Abstand von $60 \mu m$	109
9.18	Verlauf der reflektierten Leistung, Vergleich von Simulation und Messung. . .	109

9.19 gemessener Kontrastverlauf im Vergleich zur Simulation. (Quelle: [17])	109
9.20 Interferometermessungen von jew. zwei Schritten mit einfacher Messelektronik	110

Tabellenverzeichnis

2.1	Ausbreitungsverluste verschiedener Wellenleitertypen in ihrer typ. Anwendung	9
2.2	Reduktionsfaktoren des thermooptischen Effekts, berechnet und simuliert . .	16
4.1	Schritte bei der Herstellung der Wellenleiter	30
5.1	S-Bend Geometrien mit berechneter Wegverlängerung	40
5.2	Messresultate der TOC-Messungen	45
5.3	Gemessene Eigenschaften der Wellenleiter	47
6.1	Gemessene Koppelverluste bei der Faserkopplung	57
6.2	Zusammenfassung der Prozessschritte zur Herstellung des Siliziumelements .	61
6.3	Messresultate der optischen Charakterisierung (Transmission T und Kopp- lungsverluste CL)	67
6.4	Zusammenfassung der Resultate	68
6.5	Resultate der Alterungsversuche	68
9.1	Zusammenfassung der gemessenen Verluste	108

Abkürzungsverzeichnis und Formelzeichen

α	Längenabhängige Dämpfung (Krümmungsverluste, Materialdämpfung,...)
α_p	Polarisierbarkeit des Materials
α_T	Wärmeausdehnungskoeffizient
β	Ausbreitungskonstante der Mode
Δn	Absolute Brechzahldifferenz
ΔT_π	Halbperiode der Sinusfunktion bei der Messung des TOC
ΔT_T	Temperaturänderung
Δ	Relative Brechzahldifferenz
δ	Querschnittparameter
δ_v	Mismatch der Ausbreitungskonstanten
ϵ	Dehnung
κ	Kopplungskonstanten zwischen Wellenleitern
λ	Wellenleiter
∇	Nabla-Operator
ν	Querkontraktionszahl
ω	Kreisfrequenz der Welle
ϕ	Modenfeld des Wellenleiters
Ψ	Neigungswinkel
ρ	Dichte
σ_F	Standardabweichung Messresultate Faserkopplung
σ_S	Kreisfrequenz der Amplitudenfunktionen der Supermoden
$\sigma_{\Delta T}$	Standardabweichung bei der Temperaturmessung
σ_{th}	Spezifische Wärmeleitfähigkeit
σ_{TOC}	Standardabweichung bei der TOC-Messung
$\sigma_{x,y,z}$	mechanische Spannung
Θ	Kippwinkel
a	Breite des Wellenleiterkerns
$A_{1,2,3}$	Amplitudenfunktion von drei gekoppelten WGs.
a_1, a_2, a_{s0} und a_{a0} ...	Amplituden der lokalen Moden und Supermoden
c	Lichtgeschwindigkeit
c_m, c_{rad}	Modenleistungsgewichtskoeffizienten
c_{th}	Spezifische Wärmekapazität

CL	Coupling Loss
D	Abstand der Wellenleiter zueinander
d	lateraler Versatz
d_v	Mismatchparameter
d_{Bottom}	Dicke des Bottom-Claddings in Bezug zur Mittenachse des Wellenleiters
d_{Top}	Dicke des Top-Claddings in Bezug zur Mittenachse des Wellenleiters
E	Elektrisches Feld
e	Volumendilatation
e_1, e_2, e_s, e_a	Transversale Feldkomponenten
E_m	Elastizitätsmodul
h	Höhe des Wellenleiterkerns
k	Wellenzahl $k = 2 * \pi / \lambda$
k_0	Wellenzahl im Vakuum
L_T	Krümmungsverluste durch Modenfeldversatz an einem Krümmungsübergang
n	Brechungsindex
n_1, n_{Kern}	Brechzahl des Wellenleiterkerns
n_2, n_{Mantel}	Brechzahl des Wellenleitermantels
n_{eff}	Effektive Brechzahl der Mode
n_{ref}	Referenzbrechzahl
NA	numerische Apertur des Wellenleiters
P	Leistung
$P_{I/M/X}$	Leistung am Ausgang I resp. M bzw. X
P_{in}	Eingangsleistung
$R(z), S(z)$	Hilfsfunktion für die Berechnung der Leistungsaufteilung in gekoppelten Wellenleitern
R_c	Krümmungsradius des Wellenleiters
r_d	Modenfeldoffset in einem gekrümmten Wellenleiter
r_a, r_s	Überlagerungskonstanten der beiden lokalen Moden
S_x, S_y	Spotsizes in x bzw. y-Richtung
SL	Scattering Loss
T	Transmission
T_T	Temperatur
u	Umhüllende der Wellenfunktion
$U_{1,2,3}$	Konstanten der Lösung des Gleichungssystems für drei gekoppelte WGs.
V	V-Parameter
V_m	Volumen

<i>w</i>	Modenfeldradius
<i>X, Y</i>	normierte Koordinaten in x- bzw. y-Richtung
<i>Z</i>	Normierter Wellenleiterabstand
BHF	Buffered Hydrofluoric Acid, gepufferte Flusssäure
BOE	Buffered Oxide Etch, gepufferte Oxidätzlösung
BPM	Beam-Propagation Method
DC	Directional Coupler, Richtkoppler
FEM	Finite Element Method
GI	Gradienten Index
KOH	Kalium-hydroxid
LDI	Laser Direct Imaging
LED	Light Emitting Diode, Leuchtdiode
MM	Multi-Mode
MMI	Multi-Mode-Interferenz
MZI	Mach-Zehnder Interferometer
PCB	Printed Circuit Board, elektr. Leiterplatte
PDMS	Polydimethylsiloxan
PI	Polyimid
PVD	Physical Vapour Deposition, physikalische Gasphasenabscheidung
RMS	Quadratischer Mittelwert (Root Mean Square)
SM	Single-Mode
SMF-28+	Produktname einer typischen 9/125-SM-Faser
TOC	Thermo-Optical Coefficient, linearer thermo-optischer Koeffizient
UV	Ultra Violett
WG	Waveguide, Wellenleiter

Anhang

Liste der Publikationen

Veröffentlichungen

1. „Measurement of the thermo-optical effect of integrated waveguides“, Poster und Publikation im Tagungsband SPIE Photonics Europe 2016, Brüssel, Belgien
Johannes Kremmel, Tobias Lamprecht, Markus Michler, „Measurement of the thermo-optical effect of integrated waveguides“, Proc. SPIE 9891, Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits V, 98911Y (13 May 2016);
2. „Passively aligned multichannel fiber-pigtailing of planar integrated optical Waveguides“, Artikel im Journal «Optical Engineering» der SPIE
Johannes Kremmel, Tobias Lamprecht, Nino Cramer, Markus Michler, „Passively aligned multichannel fiber-pigtailing of planar integrated optical waveguides“, Opt. Eng. 56(2) 026115 (16 February 2017)
3. „Polymer Optical Waveguide Based Thermo-Optical Switch on a Metal-Core PCB-Substrate“, Vortrag und Publikation im Tagungsband OSA Advanced Photonics Congress 2017, New Orleans USA
J. Kremmel, M. Michler, T. Lamprecht, and N. Cramer, „Polymer Optical Waveguide Based Thermo-Optical Switch on a Metal-Core PCB-Substrate“, in Advanced Photonics 2017 (IPR, NOMA, Sensors, Networks, SPPCom, PS), OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2017), paper PTh1D.1.
4. „Passive aligned assembly of an integrated optical displacement sensor based on a reflective Mach-Zehnder-Interferometer with a 3x3 directional coupler“, Artikel im Journal „Optical Engineering“ der SPIE
Johannes Kremmel, Nino Cramer, Tobias Lamprecht, Markus Michler, „Passive aligned assembly of an integrated optical displacement sensor based on a reflective Mach-Zehnder-Interferometer with a 3x3 directional coupler“, Optical Engineering, 57(8), 087103, 2018

Vorträge

1. „Passively aligned fiber-coupling of planar integrated waveguides“, Miniaturized Photonics Packaging Workshop 2017, CSEM Alpnach (CH), 16.5.2017
2. „Single-Mode Faserkopplung leicht gemacht“, NTB Technologietag 2017 in Buchs, am 22.6.2017
3. „Injection molded coupling mirror array for integrated polymer multimode waveguides“, European Optical Society Annual Meeting (EOSAM) 2014. Berlin-Adlershof (D), 18.09.2014.

4. „Out-of-plane mirrors – Verbindung von zwei Welten“, NTB Technologietag 2014 Buchs, am 26.6.2014

Posterbeiträge

„Passiv alignierte Mehrfachkopplung von Single-Mode-Glasfasern und integriert -optischen Wellenleitern“, DGaO-Tagung 2017 in Dresden 6.-10.6.2017

Erklärung gemäß Anlage 1 der Promotionsordnung der TU Ilmenau – Allgemeine Bestimmungen

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Dr. Tobias Lamprecht bei der Herstellung von Wellenleiterproben
2. Nino Crameri, M.Sc. bei der Herstellung von Wellenleiterproben
3.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch bewertet wird und gemäß § 7 Abs. 10 der Promotionsordnung den Abbruch des Promotionsverfahrens zur Folge hat.

Feldkirch, 3. Januar 2020

Johannes Kremmel