

OPTISCHE STRUKTUREN ZUR EINKOPPLUNG  
UND LICHTVERTEILUNG IN VOLLSTÄNDIG  
POLYMERBASIERTEN, PLANAREN SYSTEMEN

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

**M.Sc. Axel Günther**

2017

Referent: Prof. Dr. Bernhard Roth  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Eduard Reithmeier  
Tag der Promotion: 29.08.2017

*Für meine Eltern*



# Abstract

In this thesis, which was conducted in the framework of the collaborative research center (CRC) PlanOS (planar optronic systems), coupling and routing structures were evaluated for their applicability in full polymer waveguide structures. PlanOS was established to develop thin, full polymer based planar optical sensing structures. Especially hot embossed superficially embedded waveguides with rectangular cross-section of  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  diameter and an attenuation of  $\alpha = 0.81\ \text{dB/cm}$  at a wavelength of  $\lambda = 850\ \text{nm}$  or  $\alpha = 0.74\ \text{dB/cm}$  at  $\lambda = 633\ \text{nm}$  were utilized in this work. Two different types of coupling structures were investigated. One type supports vertical emitting light sources (i.e. VCSELs) which can be placed on the surface of the polymer foil. These elements require coupling structures which redirects the emitted beam such that it will be guided inside the polymer waveguide. Suitable structures which were evaluated include mirrors and gratings. Concerning the used core size, mirror coupler suits only as outcoupling structure with an efficiency of 51.7%. Printed surficial waveguides with a core size of  $400\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  yield an incoupling efficiency of 53.7%. Grating couplers, which are commonly used for single mode applications, are applicable to connect multimode waveguides with surface mounted photodiodes with an efficiency of  $\approx 3\%$ .

Another option to realize light coupling into a planar polymer waveguide is the integration of horizontally emitting light sources (i.e. laser diode) into the polymer foil. This can be done using so called self-written waveguides (SWWs) which are based on a local polymerization processes of a monomer by using UV-illumination. This methodology enables a nearly lossless connection between two waveguiding structures or a rigid interconnect between a bare laser diode chip and a polymer waveguide with a coupling efficiency of  $\approx 14\%$ .

In addition, first routing structures were integrated. Hereby Y-couplers were realized and characterized with respect to splitting ratio and coupling losses. Additional concepts, i.e. evanescent and lateral grating coupler, were simulated for future application with hot embossed single mode waveguides.

**Keywords:** polymer waveguides, coupling structures, integrated optics



# Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wurden optische Strukturen zur Ein- und Auskopplung und Verteilung von Licht für vollständig polymerbasierte optische Sensorfolien untersucht. Hauptsächlich Verwendung fanden heißgeprägte, an der Oberfläche eingebettete Wellenleiter mit einem rechteckigen Querschnitt von  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  und einer Dämpfung  $\alpha = 0,81\ \text{dB/cm}$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 850\ \text{nm}$  bzw. mit  $\alpha = 0,74\ \text{dB/cm}$  bei  $\lambda = 633\ \text{nm}$ . Mit diesen Wellenleitern wurden zwei unterschiedliche Arten von Koppelstrukturen untersucht. Eine Art dient der Ankopplung von vertikal emittierenden Lichtquellen (z. B. VCSELs), die auf der Folienoberfläche platziert werden können. Für diese Lichtquellen wird eine Koppelstruktur benötigt die den emittierten Lichtstrahl so umlenkt, dass dieser im polymeren Wellenleiter geführt wird. Geeignete Strukturen die diese Anforderung erfüllen und untersucht wurden, sind Spiegel- und Gitterkoppler. Hinsichtlich der Größe des verwendeten Wellenleiters eignen sich Spiegel nur zur Auskopplung und erreichen dabei eine Effizienz von 51,7%. Bei gedruckten Oberflächenwellenleitern mit einem Kerndurchmesser von  $400\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  konnte auch eine Einkoppeleffizienz von 53,7% mittels Speigelpoppler erreicht werden. Gitterkoppler, die normalerweise bei Singlemode-Strukturen Anwendung finden, können zur Kopplung der Multimode-Wellenleiter an Photodioden verwendet werden, die auf der Wellenleiteroberfläche positioniert wurden. Mit den Gitterkopplern konnte eine Koppeleffizienz von  $\approx 3\%$  erreicht werden. Eine andere Möglichkeit die Kopplung in planare polymere Wellenleiter zu realisieren ist die Integration von horizontal emittierenden Lichtquellen (z.B. Laserdioden). Das kann durch die Verwendung von selbstschreibenden Wellenleitern (SWWs) erreicht werden. Dieser Prozess basiert auf der lokalen Polymerisation eines UV-aushärtenden Monomers. Diese Methodik ermöglicht die nahezu verlustfreie Verbindung zweier lichtleitender Strukturen oder eine stabile Kopplung zwischen einem Laserdiodenchip und einem Polymerwellenleiter mit einer Koppeleffizienz von  $\approx 14\%$ . Mit der Herstellung von Y-Kopplern konnten erste Strukturen zur Lichtverteilung integriert und hinsichtlich des Splittingverhältnisses und der Koppelverluste charakterisiert werden. Weitere Koppelkonzepte wie z. B. evaneszente und laterale Gitterkoppler für zukünftige Anwendungen mit heißgeprägten Singlemode-Wellenleitern wurden simuliert.

**Schlagwörter:** Polymerwellenleiter, Koppelstrukturen, integrierte Optik





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zur optischen Wellenleitung und Koppelstrukturen</b>	<b>5</b>
2.1	Leitung elektromagnetischer Wellen . . . . .	5
2.2	Mikrooptische Strukturen in Polymeren . . . . .	14
2.2.1	Optische Strukturen zur Wellenleitung . . . . .	15
2.2.2	Theoretische Betrachtung von Koppelstrukturen für Wellenleiter	21
2.2.3	Selbstschreibende Wellenleiter als Verbindungselemente . . . . .	28
2.2.4	Strukturen zur Lichtverteilung und Filterelemente für Wellenleiter . . . . .	30
2.3	Wechselwirkung von UV-Strahlung mit Werkstoffen zur Herstellung mikrooptischer Strukturen . . . . .	32
2.3.1	Brechungsindexänderungen von Polymeren durch UV-Strahlung	32
2.3.2	Laserablation zur Herstellung mikrooptischer Strukturen in Polymeren . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Wellenleiterherstellung und Charakterisierung</b>	<b>38</b>
3.1	Ausgewählte Herstellungsprozesse für optische Strukturen in Polymeren	38
3.1.1	Heißprägeverfahren . . . . .	38
3.1.2	Flexodruck . . . . .	40
3.1.3	Integration optischer Strukturen in polymere Wellenleiter durch UV-Belichtung . . . . .	42
3.2	Charakterisierung der polymeren Wellenleiter . . . . .	49
3.2.1	Bestimmung der Wellenleiterdämpfung . . . . .	49
3.2.2	Bestimmung des Brechungsindex . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Koppelstrukturen für polymere Wellenleiter</b>	<b>58</b>
4.1	Optische Strukturen zur Einkopplung vertikal emittierender Lichtquellen in Wellenleiter . . . . .	58
4.1.1	Spiegelkoppler . . . . .	58
4.1.2	Gitterkoppler . . . . .	63

4.2	Koppelstrukturen zur Einkopplung horizontal emittierender Lichtquellen . . . . .	73
4.2.1	Stoßkopplung zwischen Lichtquelle und Wellenleiter . . . . .	73
4.2.2	Self-Written-Waveguides als Koppelstrukturen . . . . .	74
4.2.3	2-Wellenlängen-Self-Written-Waveguides als Weiterentwicklung der selbstschreibenden Wellenleiter . . . . .	81
4.3	Aufbau einer Übertragungsstrecke . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Strukturen zur Lichtverteilung in optischen Netzen</b>	<b>90</b>
5.1	Y-Splitter . . . . .	90
5.2	Evaneszente Koppler zur Intensitätsverteilung zwischen Singlemode-Wellenleiter . . . . .	94
5.3	Laterale Gitterkoppler zur effizienten Einkopplung in Singlemode-Wellenleiter . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>100</b>
<b>A</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>I</b>
<b>B</b>	<b>Im Rahmen dieser Arbeit entstandene Publikationen</b>	<b>XI</b>
<b>C</b>	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>XIII</b>
<b>D</b>	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XIV</b>

# Abkürzungsverzeichnis

<b>TE</b>	transversale elektromagnetische
<b>EMV</b>	elektromagnetische Verträglichkeit
<b>TM</b>	transversale magnetische
<b>1D</b>	eindimensionalen
<b>UV</b>	Ultraviolett
<b>PlanOS</b>	Planare optronische Systeme
<b>SFB</b>	Sonderforschungsbereich
<b>z.B.</b>	zum Beispiel
<b>Abb</b>	Abbildung
<b>FBG</b>	Faser Bragg Gitter
<b>PIC</b>	photonische integrierte Schaltkreise (engl.: photonic integrated circuit)
<b>VCSEL</b>	Vertikal-oberflächenemittierende Laserdiode (engl.: vertical-cavity surface emitting-laser)
<b>SWW</b>	selbstschreibende Wellenleiter - engl.: self-written waveguides
<b>LPG</b>	langperiodische Gitter
<b>cw</b>	Dauerstrich (engl.: continuous wave)
<b>HeNe</b>	Helium-Neon
<b>LD</b>	Laserdiode
<b>LED</b>	lichtemittierende Diode (engl.: light emitting diode)
<b>CQ</b>	Camphorquinone
<b>BA</b>	Biacetyl bzw. Diacetyl
<b>FDTD</b>	Finite-Differenzen-Methode im Zeitbereich (engl.: finite difference time domain)

## Symbolverzeichnis

$\theta_c$	Kritischer Grenzwinkel
$\theta_{E1}$	Einfallswinkel für den Fall $<\theta_c$
$\theta_{E2}$	Einfallswinkel für den Fall $>\theta_c$
$n_M$	Brechungsindex vom Mantelmaterial
$n_K$	Brechungsindex vom Kernmaterial
$\theta_A$	Austrittswinkel bei der Totalreflexion
NA	Numerische Apertur
$n_0$	Brechungsindex des umgebenden Mediums
$\theta_{max}$	Maximaler Akzeptanzwinkel beim Einkoppeln in einen Wellenleiter, bei dem der Strahl innerhalb des Wellenleiters noch geführt werden kann
$\theta_1$	Einfallswinkel für den Fall $<\theta_{max}$
$\theta_2$	Einfallswinkel für den Fall $>\theta_{max}$
$\vec{E}$	Elektrische Feldstärke
$E_x, E_y, E_z$	Komponente der elektrischen Feldstärke in der X-, Y- oder Z-Ebene
$\vec{B}$	Magnetische Induktion
$t$	Zeit
$\vec{H}$	Magnetische Feldstärke
$H_x, H_y, H_z$	Komponente der magnetischen Feldstärke in der X-, Y- oder Z-Ebene
$\vec{D}$	Elektrische Flussdichte
$\epsilon_0$	Vakuumpermittivität
$\mu_0$	Vakuumpermeabilität
$\epsilon_r$	relative Permittivität
$\mu_r$	relative Permeabilität

$c_M$	Lichtgeschwindigkeit im Medium
$z$	Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle
$\vec{\mathcal{E}}(\vec{z}, t)$	Beschreibung des elektrischen Feldes für eine monochromatische ebene Welle am Punkt $z$ zum Zeitpunkt $t$
$\vec{\mathcal{H}}(\vec{z}, t)$	Beschreibung des magnetischen Feldes für eine monochromatische ebene Welle am Punkt $z$ zum Zeitpunkt $t$
$\beta$	Ausbreitungskonstante
$\omega$	Kreisfrequenz - $2\pi\nu$
$\nu$	Frequenz der elektromagnetischen Welle
$k_k$	Wellenzahl des Kernmaterials
$k_0$	Wellenzahl im Vakuum
$\phi$	Winkelposition bei der Angabe in Zylinderkoordinaten
$r$	Radiusangabe bei der Angabe in Zylinderkoordinaten
$\Psi$	Beschreibung des elektrischen Feldes in Zylinderkoordinaten
$V$	Faserparameter
$B$	Ausbreitungskonstante
$u$	Kernparameter
$v$	Mantelparameter
$J_m$	Besselfunktion der Ordnung $m$
$K_m$	Hankelfunktion der Ordnung $m$
$C$	Konstante
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_{cutoff}$	Cut-off Wellenlänge eines Wellenleiters, die die Grenze zum Singlemodebetrieb beschreibt
$M$	Modenzahl
$d$	Kerndurchmesser
$I_A$	Ausgangsintensität
$I_E$	Eingangsintensität
$L$	Länge
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$CH$	Kohlenstoff-Wasserstoff
$\theta_m$	Beugungswinkel der Ordnung $m$
$\delta$	Winkel zwischen den abzweigenden Armen eines Y-Splitters

---

$n_{eff}$	Effektiver Brechungsindex
$\Lambda$	Gitterperiode
$\lambda_{FBG}$	Bragg-Wellenlänge
$\lambda_{LPG}$	Charakteristische Wellenlänge eines Langperiodischen Gitters
$a$	Wellenleiterradius
$s$	Sekunden
$W$	Watt
$\Omega$	Leistungsdichte
<b>FWHM</b>	Halbwertsbreite, engl: Full Width at Half Maximum
$\Delta\lambda$	freier Spektralbereich

# 1 Einleitung

Die Mikrosystemtechnik und Optik haben in den letzten Jahren enorm an Bedeutung gewonnen und sich zu Schlüsseltechnologien des 21. Jahrhunderts entwickelt. Der Drang, Sensorsysteme bei gleichbleibender oder erhöhter Sensitivität immer kompakter zu gestalten, ist ungebrochen. Eine konsequente Weiterentwicklung in diesem Bereich vollzieht sich durch den Austausch von elektronischen durch optische Komponenten. Die Vorteile, die sich dadurch ergeben, sind vielfältig. Ein wesentlicher Aspekt hinsichtlich einer höheren Systemgeschwindigkeit ist die deutlich größere maximale Übertragungsrate optischer Leiter im Vergleich zur elektrischen Datenübertragung mit gängigen Kupferleitungen [1]. Weiterhin weist die optische Signalübertragung eine elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) auf, d.h. dass sie nicht durch äußere elektromagnetische Felder beeinflusst wird und keine Störfelder abstrahlt. Dadurch erlaubt sich eine hohe Integrationsdichte optischer Leiter auch bei hohen Übertragungsraten. Weiterhin ergibt sich die Möglichkeit einer störungsfreien Messung durch optische Sensorik, die aufgrund elektromagnetischer Störfelder bisher nicht möglich war. Ein zusätzlicher wirtschaftlicher Faktor ist der günstigere Materialpreis von Glas im Vergleich zu den gängigen Kupferleitungen.

Aufgrund dieser Vorteile hat sich die optische Kommunikationstechnik längst etabliert und löst die elektrischen Komponenten weiter ab. Dabei haben sich aufgrund geringer optischer Dämpfung von bis zu 0.146 dB/km [2], besonders im nahen infraroten (NIR) Spektralbereich, SiO<sub>2</sub> (Siliziumdioxid) basierte Wellenleiter zur Kurz- und Langstreckenübertragung durchgesetzt. Für Anwendungen in sehr kompakten Bereichen, wie zum Beispiel (z.B.) bei photonisch integrierte Schaltkreise (engl.: photonic integrated circuit) (PIC), die u. a. die Leistung in der Computertechnik erhöhen sollen, gibt es optisch-transparente Materialien, die sich einfacher prozessieren lassen als z. B. SiO<sub>2</sub>- oder Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-(Siliziumnitrid)-Wellenleiter. Besonders geeignet für diesen Einsatz in der optischen Kurzstreckenübertragung sind Polymere. Neben ihrer einfachen Prozessierbarkeit sind die Materialkosten von Polymeren deutlich geringer als die von Glas [3]. Außerdem lassen sich Polymere bei verhältnismäßig geringen Temperaturen bearbeiten ( $T_{G(PMMA)} \approx 100^\circ$  und  $T_{G(Glas)} \approx 550^\circ$ ) [4, 5], was den Herstellungsprozess vereinfacht und die Produktion kostengünstiger macht.

Dabei bezeichnet  $T_G$  die Glasübergangstemperatur, ab der sich die Materialien am Übergang zum zähflüssigen Zustand befinden und damit verformbar werden. Da die optische Dämpfung z. B. von PMMA allerdings, abhängig von der Wellenlänge, um den Faktor 100 über der von Glas liegt [6], ist eine Anwendung dieser Materialien nur zur optischen Übertragung über kurze Strecken sinnvoll. Die Verwendung von komplett polymerbasierten optischen Systemen ist jedoch noch wenig erforscht. Bei vielen bisher durchgeführten Untersuchungen wurden Hybridsysteme verwendet [7, 8, 9], bei denen ein Polymerwellenleiter auf ein anorganisches Substrat aufgebracht wurde. Durch die Kombination zwischen dem Polymer und einem steifen Substrat, wie z. B. Si oder  $\text{SiO}_2$ , wird die Wellenleiterstabilität zwar deutlich erhöht, allerdings auf Kosten der Flexibilität.

Aufgrund der erwähnten Vorteile von polymeren Wellenleitern und den begrenzten Forschungsergebnissen zu vollständig, polymerbasierten optischen Netzwerken startete im Jahr 2013 der Sonderforschungsbereich - Planare Optronische Systeme (SFB PlanOS). Dieser hat es sich zum Ziel gesetzt, optische Sensorfolien herstellen zu können, deren Messprinzipien und Auswertung komplett auf optischen Strukturen basieren. Dafür wurden unterschiedliche Herstellungsverfahren zur Wellenleiterproduktion auf deren Eignung hin, verlustarme polymere Wellenleitersysteme herstellen zu können, untersucht. Zwei besonders für diese Arbeit relevante Verfahren sind das Heißprägen zur Fertigung integrierter, oberflächennaher Wellenleiter [10] und der Flexodruck zum Aufbringen multimodiger wellenleitender Strukturen auf der Substratoberfläche [11].

### **Zielsetzung dieser Arbeit**

Das Ziel dieser Arbeit, als Teil des SFB PlanOS, lag in der Realisierung von Koppelstrukturen mit hohen Einkoppeleffizienzen für vertikal und horizontal emittierende Lichtquellen in dünnen Polymerfolien. Ebenfalls soll das Licht zwischen den Wellenleitern beliebig verteilt werden können, um großflächige optische Netze mit einer geringen Anzahl an Quellen herstellen zu können. Die Wellenleiter, die für diese Untersuchungen hauptsächlich genutzt wurden, waren heißgeprägte Strukturen mit einem rechteckigen  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  großen Kern. Aufgrund unterschiedlicher optischer und mechanischer Eigenschaften von Polymeren gegenüber z. B.  $\text{SiO}_2$  mussten bekannte Koppelstrukturen modifiziert bzw. neu ausgelegt werden, um eine hohe Effizienz zur Kopplung in polymere Wellenleiter zu gewährleisten. Da es sich bei der Endstruktur um eine dünne Folie mit integrierten optischen Leitern und Sensoren handeln soll, waren die Möglichkeiten der Einkopplung begrenzt. Zum einen kann über eine vertikal emittierende Lichtquelle, die sich auf der Folienoberfläche befindet,



z. B. durch eine Vertikal-oberflächenemittierende Laserdiode (engl.: vertical-cavity surface emitting-laser) (VCSEL), das Licht in die Wellenleiter gestrahlt werde. Hier wird es durch eine geeignete Koppelstruktur entsprechend umgelenkt, damit es im Wellenleiter geführt werden kann. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Integration von horizontal emittierenden Laserdiodenchips. Diese sind mit ihren Abmaßen von  $300\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  (am Beispiel einer CHIP-650-P5 Laserdiode von Roithner Lasertechnik) klein genug, um sie in eine dünne Polymerfolie integrieren zu können. Da die verwendeten Wellenleiter teilweise einen kleineren Querschnitt aufweisen als der emittierte Modenfelddurchmesser der Lichtquelle, wird auch hierfür eine Kopplungsmöglichkeit benötigt, insbesondere um Positionierungsungenauigkeiten bei der Platzierung der Laserdiode (LD) ausgleichen zu können. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Versuche mit UV-aushärtenden Polymeren unternommen, um eine Fixierung der LD mit einer gleichzeitigen Ankopplung an die Wellenleiter zu realisieren.

## Stand der Forschung

Wie bereits erwähnt, gab es bezüglich vollständig polymerbasierter Systeme, nur wenige Vorarbeiten. Es stehen jedoch zahlreiche Arbeiten zur Verfügung, die sich mit der Herstellung und Einkopplung in Hybridsysteme befassen. Aus diesen Arbeiten war bekannt, dass sich u. a. Spiegel und Gitterstrukturen zur Kopplung in planare Wellenleiter eignen. Die Spiegelkoppler finden dabei vorwiegend Anwendung bei Multimode-Wellenleitern mit einem Kerndurchmesser von  $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  oder größer, wobei die Einkopplung unter Laborbedingungen mit einer Singlemode-Faser erfolgte [12, 13, 14]. Die Herstellung der Strukturen erfolgt in der Regel im selben Herstellungsschritt mit dem die Wellenleiter per Lithographie belichtet und anschließend geätzt werden, wobei die UV-Belichtung unter einem definierten Winkel erfolgt [13, 14]. Die Koppelverluste, die mit dieser vergleichsweise einfachen Struktur erreicht werden, liegen bei 1,3 dB [15] bzw. 1,6 dB [13] und sind damit verhältnismäßig gering.

Eine zweite etablierte Koppelstruktur ergibt sich durch die Integration von Gittern in die Wellenleiter. Dabei wird das senkrecht einfallende Licht in mehrere Beugungsordnungen geteilt, wobei das gebeugte Licht im Wellenleiter geführt werden muss. Hierbei zeigt sich ein deutlicher Vorteil der Hybridstrukturen. Die Gitterelemente lassen sich direkt in das Substratmaterial integrieren auf das der Wellenleiter aufgebracht wird [16]. Damit wird das Gitter als Reflexionsgitter betrieben. Im Fall von vollständig polymerbasierten Systemen muss erst eine zusätzliche hochbrechende oder reflektierende Beschichtung der Gitterstruktur erfolgen, da sonst der Bre-

chungsindexunterschied zwischen Kern- und Mantelmaterial zu gering ist, was sich negativ auf die Beugungseffizienz auswirkt. In der Regel werden Gitterkoppler als Einkoppelemente für monomodige Wellenleiter verwendet [16, 17]. Außerdem wird nicht zwangsläufig eine senkrechte Einkopplung in den Arbeiten vorausgesetzt, die allerdings im Rahmen dieser Arbeit gegeben ist. Die angegebenen Koppelverluste der erzeugten Gitterstrukturen schwanken hier zwischen  $\approx 7$  dB [16],  $9,2$  dB [18] oder  $6 - 7$  dB [19]. Im letzten Beispiel handelt es sich dabei um ein Gitter, welches in eine Polymerfolie integriert wurde. Jedoch wird auch hier der Einstrahlwinkel des Lichts nicht genau angegeben, noch erfolgt die Wellenleitung in einem definierten Wellenleiter sondern in einer dünnen Schicht auf dem Foliensubstrat. Die vorhandenen Bezugswerte zu den Koppelleffizienzen sind daher sehr ungenau und können nur als Richtwert herangezogen werden.

Zu der weiterhin geplanten Ankopplung von LD als horizontal emittierende Quellen gibt es keine direkten Vorarbeiten. Eine Technologie die hierfür in Frage kommt, ist die Verwendung von selbstschreibenden Wellenleitern (engl.: self-written waveguides - SWWs). Diese Strukturen werden bisher zur Verbindung zweier Fasern verwendet und basieren auf der lokalen Polymerisation von UV-aushärtbaren Monomeren [20, 21, 22]. Die Verwendung von SWWs erlaubt eine Fixierung der LD durch das Aushärten des Monomers und eine verlustarme Verbindung zum Wellenleiter. Die beschriebenen Verluste der SWWs liegen bei  $1$  dB/cm [22] bzw.  $0,5$  dB [23]. Damit stellen SWWs eine interessante Möglichkeit dar, um integrierte LD-Chips anzukoppeln.

Zur Verteilung von Licht in optischen Netzen mit Multimode-Wellenleitern kommen sehr häufig Y-Koppler zum Einsatz [24, 25, 26]. Da diese Elemente beliebig in Reihe angeordnet werden können, erlauben sie eine Aufteilung des geführten Lichts auf nahezu beliebig viele folgende Wellenleiter. Die dokumentierten Koppelverluste liegen bei dieser Struktur bei  $\approx 0,5$  dB [25] bzw.  $\approx 0,44$  dB [27]. Aufgrund der geringen zu erwartenden Dämpfung durch diese Koppelstruktur wurde auch diese im Rahmen der angefertigten Arbeit untersucht.

Eine weitere Struktur, die die Energieverteilung insbesondere zwischen Singlemode-Wellenleitern erlaubt, ist der evaneszente Koppler. Die dokumentierten Koppelverluste für diese Struktur liegen zwischen  $1,8$  dB [28] und  $12$  dB [29]. Aufgrund des geringen Abstands der zwischen beiden Wellenleitern zum Überkoppeln benötigt wird, muss diese Koppelstruktur für die Verwendung auf einer flexiblen Folie kritisch betrachtet werden. Im Hinblick auf die Singlemode-Wellenleiter, die zukünftig hergestellt werden, wurden im Rahmen dieser Arbeit erste Simulationen durchgeführt.

## 2 Grundlagen zur optischen Wellenleitung und Koppelstrukturen

Im Folgenden werden verschiedene Möglichkeiten zur Beschreibung von Licht vorgestellt. Dabei liegt der Fokus insbesondere auf dessen Führung, Charakterisierung und Kopplung in und aus Medien sowie den entsprechenden strahlen- und wellenoptischen Simulationen zur Optimierung der Kopplungseffizienz.

### 2.1 Leitung elektromagnetischer Wellen

Eine Möglichkeit der Führung elektromagnetischer Wellen sind Freistrahlaufbauten. Dabei wird das Licht über unterschiedliche feste Komponenten durch z. B. Luft von der Quelle zum Ziel geleitet. Die Nutzung eines solchen Aufbaus ist allerdings für viele Anwendungen nicht geeignet. Mechanische Einflüsse, Änderungen der Umgebungsbedingungen oder Partikel können einen solchen Strahlengang negativ beeinflussen. Daher ist es in vielen Fällen vorteilhaft, optische Strahlen mit Hilfe von dielektrischen Leitern zu führen. Das Prinzip, welches dafür ausgenutzt wird, ist die Totalreflexion. Diese ist schematisch in 2.1 dargestellt.

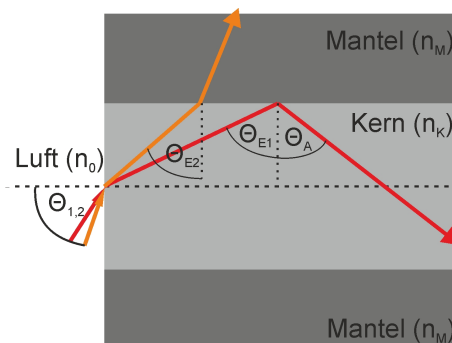


Abbildung 2.1: Darstellung der Strahlführung innerhalb eines Wellenleiters für den Fall, dass der Einfallswinkel  $\theta_{E1} < \theta_c$  und für  $\theta_{E2} > \theta_c$ .

Diese kann am Übergang zweier Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes  $n$  auftreten, wenn der einfallende Strahl einen kritischen Grenzwinkel  $\theta_c$  überschreitet. Für diesen gilt

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_M}{n_K}\right) \quad (2.1)$$

unter der Bedingung, dass  $n_K > n_M$  ist. Dabei steht  $n_K$  für den Brechungsindex des Kernmaterials und  $n_M$  entsprechend für den Index des Mantelmaterials. Die Weiterleitung des Lichtes erfolgt nach dem Reflexionsgesetz  $\sin \theta_E = \sin \theta_A$ , wobei  $\theta_E$  der Einfallswinkel und  $\theta_A$  der Ausfallswinkel ist. In einem optischen Wellenleiter wird dieses Prinzip durch die Gestaltung eines Kern-Mantel Aufbaus ausgenutzt. Der kritische Winkel der Totalreflexion kann hierbei durch eine gezielte Auswahl der Brechungsindizes  $n_K$  und  $n_M$  beeinflusst werden. Der hier dargestellte Fall beschreibt die Lichtleitung in einem Stufenindexwellenleiter. Dies bedeutet, dass es beim Übergang vom Kern zum Mantel zu einer sprunghaften Änderung des Brechungsindex kommt, wie in Abbildung (Abb) 2.2 dargestellt.

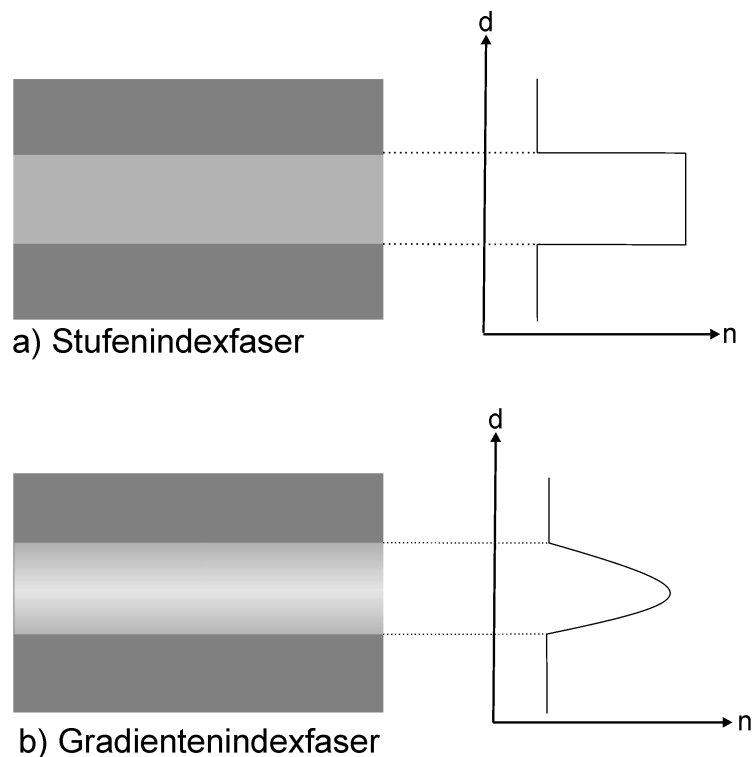


Abbildung 2.2: Brechungsindexprofil einer a) Stufenindexfaser und b) einer Gradientenindexfaser im Querschnitt.

Neben dem Stufenindexwellenleiter gibt es noch Gradientenindexwellenleiter. Diese, ebenfalls in Abb. 2.2 aufgeführte Wellenleiterart weist einen kontinuierlichen Abfall des Brechungsindex vom Kern zum Mantel hin auf. Ein weiterer, wesentlicher Parameter einer Faser definiert sich ebenfalls aus den Brechzahlen. Dabei handelt es sich

um die Numerische Apertur (NA). Diese bestimmt sich aus der Brechungsindexdifferenz von Kern- und Mantelmaterial und beschreibt den maximal akzeptierten Eintrittswinkel in ein Faser, bei der diese das Licht noch führt. Definiert ist die  $NA$  wie folgt:

$$NA = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \sin \theta_{max}. \quad (2.2)$$

Hierbei gibt  $n_0$  den Brechungsindex des Einkoppelmediums an,  $n_K$  den des Kernmaterials und  $n_M$  den des Mantelmaterials. In der Regel wird für  $n_M$  Luft angenommen und kann daher mit  $n_0 = 1$  angegeben werden. An der schematischen Darstellung eines Wellenleiters aus Abb. 2.1 sind diese Zusammenhänge ebenfalls grafisch dargestellt.

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf die Strahlenoptik. Dabei werden einzelne Strahlen verfolgt und deren Richtungsänderung beim Auftreffen auf verschiedene optische Oberflächen betrachtet. Dieses Vorgehen wird auch als "Raytracing" bezeichnet und ist die Grundlage verschiedener optischer Simulationsprogramme (z. B. Zemax), die es erlauben mit geringem rechentechnischem Aufwand, optische Komponenten bzw. Systeme zu optimieren. Ist es allerdings notwendig zusätzliche optische Charakteristika, wie z. B. die Modenausbreitung in Wellenleitern zu berücksichtigen, stößt dieses Verfahren an seine Grenzen. Allein über das strahlenoptische Modell lassen sich damit nicht alle wichtigen Effekte in dielektrischen Wellenleitern erklären. Zur genaueren Betrachtung der Wellenausbreitung in dielektrischen Medien ist die Bestimmung der ausbreitungsfähigen Eigenmoden notwendig. Um diese zu ermitteln, sind einige Betrachtungen bezüglich der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen notwendig. Dafür werden zunächst die Maxwell Gleichungen für lineare und quellenfreie Medien herangezogen [30]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

mit der elektrischen Flussdichte  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$  und der magnetischen Induktion  $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ . Dabei gibt  $\vec{E}$  die elektrische und  $\vec{H}$  die magnetische Feldstärke an.  $\epsilon_0$  und  $\mu_0$  sind die Permittivität und Permeabilität des Vakuums und  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  die relative Permittivität und Permeabilität. Weiterhin ist  $\nabla$  der Nabla-Operator, welcher aus den partiellen Differential-Operatoren  $(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$  besteht. Wird der Nabla-Operator

auf ein Vektorfeld  $\vec{V}$  angewendet, ergibt sich die Divergenz des Vektorfeldes als Skalarprodukt zu  $\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \text{div } \vec{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}$ . Wird allerdings das Skalarprodukt von  $\vec{\nabla}$  mit sich selbst gebildet, erhält man den Laplace-Operator  $\Delta$ , denn es gilt  $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \vec{\nabla}^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \Delta$ . Die Verknüpfung des Nabla-Operators mit einem Vektorfeld über ein Kreuzprodukt ergibt die Rotation des Feldes in Form von  $\vec{\nabla} \times \vec{V} = \text{rot } \vec{V} = (\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}, \frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x}, \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y})$ . Wird die Rotation auf Gl. 2.4 nochmals angewendet, ergibt sich diese zu:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \cdot \nabla \vec{E} - \Delta \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \mu_r (\nabla \times \vec{H}) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

Da für die Permittivität und die Permeabilität  $\mu = \mu_0 \mu_r$  und  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  gilt und sich daraus die Lichtgeschwindigkeit im Medium aus  $c_M = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}}$  ergibt, vereinfacht sich die Gleichung unter der zusätzlichen Berücksichtigung von  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  zu:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c_M^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7)$$

Die hier erhaltene Gl. 2.7 heißt Wellengleichung und beschreibt die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle. Eine äquivalente Gleichung, bezüglich der magnetischen Feldkomponente, ergibt sich aus Gl. 2.5 zu  $\Delta \vec{H} - \frac{1}{c_M^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0$ .

Eine mögliche Lösung dieser Differentialgleichung ist die monochromatische ebene Welle der Form  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{z}, t) = \vec{E}(\vec{z}) \exp(i(\beta z - \omega t))$  und entsprechend  $\vec{\mathcal{H}}(\vec{z}, t) = \vec{H}(\vec{z}) \exp(i(\beta z - \omega t))$ . Dabei bezeichnet  $\beta$  die Propagationskonstante und beschreibt die Phasengeschwindigkeit entlang des Wellenleiters. Sie kann als Äquivalent des Wellenzahlvektors  $k$  im Freiraum für die Wellenleiter verstanden werden. Sie beschreibt damit die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle. Ein Einsetzen in die Maxwell-Gleichungen für monochromatische Wellen

$$\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = i\omega \mu_0 \vec{\mathcal{H}} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = i\omega \mu_0 \vec{\mathcal{E}} \quad (2.9)$$

liefert die folgenden sechs Komponenten:

$$i\omega\mu_0 H_x = -i\beta E_y \quad (2.10)$$

$$i\omega\mu_0 H_y = i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (2.11)$$

$$i\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.12)$$

$$-i\omega n^2(x)\epsilon_0 E_y = i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.13)$$

$$-i\omega n^2(x)\epsilon_0 E_x = -i\beta H_y \quad (2.14)$$

$$-i\omega n^2(x)\epsilon_0 E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.15)$$

Daraus erhält man die Lösung für eine transversale elektromagnetische (TE) Welle. Für diese gilt  $E_z = 0$  woraus  $H_y = \text{konstant} = 0$  und  $E_x = 0$  folgt. Bildet man aus Gl. 2.12 die zweite Ableitung  $\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}$ , erhalten wir unter Einbeziehung der Gl. 2.13 und 2.10:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = i\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 (i\omega\epsilon_0 n^2 E_y + i\beta \frac{-i\beta}{i\omega\mu_0} E_y).$$

Zusammengefasst ergibt sich daraus:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k_0^2) E_y. \quad (2.16)$$

Für die transversale magnetische (TM) gilt äquivalent:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k_0^2) H_y.$$

Bei den letzten beiden Formeln handelt es sich um Bestimmungsgleichungen für die einzige nicht verschwindende elektrische Komponente einer TE bzw. magnetische Komponente einer TM Welle. Setzt man an dieser Stelle  $\mp k_{zi} = \frac{\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}}{E_y} = \frac{\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}}{H_y}$  ein, lässt sich hierdurch die Dispersionsbeziehung bilden:

$$\beta = \sqrt{k_{ki}^2 \mp k_{zi}^2}. \quad (2.17)$$

Dabei ergibt sich  $k_{ki} = n \cdot k_0$  und steht für die Wellenzahl des Kernmaterials, der Index  $i$  kennzeichnet dabei abschnittsweise unterschiedliche Raumbereiche und das Vorzeichen von  $k_z$  ergibt sich aus der angesetzten Lösungsfunktion.

Hinsichtlich der anfänglichen Fragestellung, welche Moden in einem Wellenleiter geführt werden können, betrachtet man erneut den Aufbau einer lichtleitenden Struktur, wie in Abb. 2.1 dargestellt. Diese besteht aus einem optisch transparentem Kern mit dem Brechungsindex  $n_K$  und einer umgebenden Mantelstruktur mit  $n_M$ , für welche  $n_M < n_K$  gilt. Stellt man Gl. 2.16 wie folgt um:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + n_x^2 k_0^2 E_y = \beta^2 E_y, \quad (2.18)$$

ist diese analog zur stationären eindimensionalen (1D)-Schrödinger Gleichung, wobei  $-n_x^2$  dem Potential und  $\beta^2$  dem Energieeigenwert entspricht. Daraus ergeben sich die folgenden Bedingungen für die Eigenwerte [31]:

$$k_0^2 n_K^2 < \beta^2 \quad (2.19)$$

Diese Ungleichung liefert dabei keine Eigenwerte.

$$n_M^2 < \frac{\beta^2}{k_0^2} < n_K^2 \quad (2.20)$$

Für diesen Parameterraum erhält man die geführten Moden, deren Felder außerhalb des Kerns exponentiell abfallen.

Die verbleibende Möglichkeit mit

$$\beta^2 < n_M^2 k_0^2 \quad (2.21)$$

entspricht den sogenannten Strahlungsmoden. Diese entsprechenden Felder, die aus dem Kern heraus im Mantel propagieren.

Zur Berechnung der möglichen, geführten Eigenwellen müssen noch die Randbedingungen beachtet werden. Die tangentialen Feldkomponenten an der Grenzfläche Kern - Mantel müssen stetig übergehen. Daher müssen  $E_\phi$ ,  $E_z$ ,  $H_\phi$  und  $H_z$  am Punkt  $r = a$  stetig sein, wie in Abb. 2.3 dargestellt. Für die folgenden Betrachtungen ist es vorteilhaft, die Feldverteilung in der Faser in Zylinderkoordinaten anzugeben. Die Betrachtung der Faser entspricht hierbei dem allgemeinsten Fall. Die Ergebnisse können auch auf rechteckige Wellenleiter übertragen werden. Damit ergibt sich die allgemeine Form

$$\mathcal{E} = \Psi(r, \phi) \exp(i\kappa z), \quad (2.22)$$

mit der elektrischen Feldverteilung  $\Psi(r, \phi) = \Psi_1$  für  $r \leq a$  und  $\Psi(r, \phi) = \Psi_2$  für  $r > a$ . Weiterhin entspricht  $\kappa$  hier der Phasenkonstante.

Für eine schwach führende Faser gilt  $\frac{n_K - n_M}{n_K} \ll 1$ , was zu einer Stetigkeit von  $E_\phi$  und  $H_\phi$  führt, was wiederum näherungsweise auch eine Stetigkeit von  $E_x$  liefert, wie in Abb. 2.3 dargestellt.



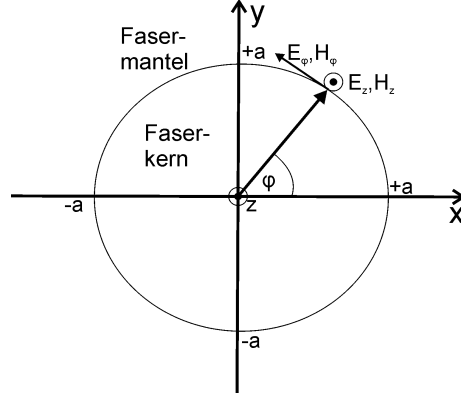


Abbildung 2.3: Skizze zur Erläuterung der Randbedingungen für die Herleitung der Stetigkeitsbedingungen.

Für den Fall  $\phi = 90^\circ$  entspricht eine Stetigkeit von  $E_\phi$  auch einer Stetigkeit von  $|E_x|$ . Für andere Fälle, wie z. B. bei  $\phi = 0^\circ$  ist dies nicht trivial. Hier ist die Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung stetig, d. h.  $n^2 E_x$  muss hier stetig sein. Wenn sich  $n_M$  und  $n_K$  nur minimal unterscheiden, wie es für eine schwach führende Faser gefordert wird, ist auch  $E_x$  an diesem Punkt näherungsweise stetig [31]. Als erste Randbedingung muss demnach für alle Winkel  $\phi$  gelten:

$$\lim_{r \rightarrow a^+} E_x(\text{Kern}) = \lim_{r \rightarrow a^-} E_x(\text{Mantel}). \quad (2.23)$$

Hinzu kommt noch die Forderung nach einem stetigen Verlauf von  $H_z$  bzw.  $E_z$ . Diese ergibt sich aus Gl. 2.8 zu:

$$H_z = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (2.24)$$

In Zylinderkoordinaten ausgedrückt beinhaltet die Ableitung  $\frac{\partial}{\partial y}$  sowohl  $\frac{\partial}{\partial r}$  als auch  $\frac{\partial}{\partial \phi}$ . Da Gl. 2.23 für alle Winkel  $\phi$  gelten muss, ergibt sich daraus die Stetigkeit von  $\frac{\partial E_x}{\partial \phi}$ . Daher muss nur noch die Stetigkeit von  $\frac{\partial E_x}{\partial r}$  festgehalten werden. Es gilt also auch:

$$\lim_{r \rightarrow a^+} \frac{\partial E_x(r, \phi)}{\partial r}(\text{Kern}) = \lim_{r \rightarrow a^-} \frac{\partial E_x(r, \phi)}{\partial r}(\text{Mantel}). \quad (2.25)$$

Nun werden zur Vereinfachung der Berechnung der Eigenwellen noch einige Normierungen eingefügt:

$$\text{Faserparameter} \quad V = k_0 \cdot a \cdot \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (2.26)$$

$$\text{Norm. Ausbreitungskonstante} \quad B = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_M^2}{n_K^2 - n_M^2} \approx \frac{\frac{\beta}{k_0} - n_M}{n_K - n_M} \quad (2.27)$$

$$\text{Kernparameter} \quad u = V \sqrt{1 - B} = a \sqrt{k_0^2 n_K^2 - \beta^2} \quad (2.28)$$

$$\text{Mantelparameter} \quad v = V \sqrt{B} = a \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_M^2} \quad (2.29)$$

Wendet man diese Normierungen auf Gl. 2.16 mit 2.22 an, erhält man

$$a^2 \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial x^2} + u^2 \Psi_1 = 0 \quad r \leq a \quad (2.30)$$

$$a^2 \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} - v^2 \Psi_2 = 0 \quad r \geq a. \quad (2.31)$$

Die Lösung von Gl. 2.30 ergibt ein oszillierendes Verhalten im Faserkern, während Gl. 2.30 ein exponentiell abfallendes Feld im Mantel liefert [32]. Anders ausgedrückt, erhält man durch die Verwendung von  $u$  und  $v$  die folgende Wellengleichung für Stufenindexfasern,

$$\Psi_1(r, \phi) = C_1 J_m(ur/a) \cos(m\phi) \quad r \leq a \quad (2.32)$$

$$\Psi_2(r, \phi) = C_2 K_m(vr/a) \cos(m\phi) \quad r > a. \quad (2.33)$$

Dabei sind  $C_1$  und  $C_2$  Konstanten und  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$  gibt die Ordnung der Besselfunktion  $J$  bzw. Hankelfunktion  $K$  an. Um weiterhin die Stetigkeitsbedingungen zu erfüllen, muss für die Gl. 2.32 und 2.33 folgendes gelten:

$$\Psi_1(r = a, \phi) = \Psi_2(r = a, \phi) \quad \text{und} \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \Psi_1(r = a, \phi) = \frac{\partial}{\partial r} \Psi_2(r = a, \phi). \quad (2.35)$$

Das Einsetzen der Gl. 2.32 und 2.33 in 2.34 und 2.35 liefert:

$$C_K J_m(u) = C_M K_m(v) \quad \text{und} \quad (2.36)$$

$$C_K \frac{\partial}{\partial r} J_m(ur/a) \Big|_{r=a} = C_M \frac{\partial}{\partial r} K_m(vr/a) \Big|_{r=a}. \quad (2.37)$$

Die Ableitung aus Gl. 2.37 lässt sich auch wie folgt umformulieren:

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{u}{a} \frac{\partial}{\partial(ur/a)}. \quad (2.38)$$

Das lässt sich äquivalent auch auf die zweite Ableitung aus Gl. 2.37 anwenden. Durch die Verwendung des Arguments  $ur/a$  lässt sich Gl. 2.35 für den Punkt  $r = a$  zu

$$C_K \frac{u}{a} J'_m(u) = C_M \frac{v}{a} K'_m(v). \quad (2.39)$$

vereinfachen. Bei der Existenz einer nichttrivialen Lösung dieses Gleichungssystems, muss die Determinante der Koeffizienten null sein, d. h.

$$C_K C_M J_m(u) \frac{v}{a} K'_m(v) - C_K C_M K_m(v) \frac{u}{a} J'_m(u) = 0 \quad (2.40)$$

muss gelten. Dabei kürzen sich  $C_K C_M / a$  raus. Für die Ableitungen der Bessel- und der Hankelfunktion gilt außerdem:

$$u J'_m(u) = m J_m(u) - u J_{m+1}(u), \quad (2.41)$$

$$v K'_m(v) = m K_m(v) - v K_{m+1}(v). \quad (2.42)$$

Dadurch verschwindet die Ableitung aus Gl. 2.40 und es bleibt:

$$J_m(u)(mK_m(v) - vK_{m+1}(v)) = K_m(v)(mJ_m(u) - uJ_{m+1}(u)) \quad \text{bzw.} \quad (2.43)$$

$$\frac{J_m(u)}{uJ_{m+1}(u)} = \frac{K_m(v)}{vK_{m+1}(v)} \quad (2.44)$$

Aus dem Zusammenhang der Parameter  $u$  und  $v$  aus Gl. 2.44 lassen sich die geführten Moden eines Wellenleiters berechnen. Trägt man für die Fälle  $m = 0$  und  $m = 1$  die Entwicklung der Parameter  $u$  und  $v$  grafisch auf, führt dies zu der Darstellung in Abb. 2.4 [32]. Für den Fall  $m = 1$ , wird sich zu eigen gemacht, dass die Ableitungen der Bessel- und der Hankelfunktion aus Gl. 2.40, auch wie folgt umgeschrieben werden können [32]:

$$uJ'_m(u) = -mJ_m(u) - uJ_{m-1}(u) \quad \text{und} \quad vK'_m(v) = -mK_m(v) - vK_{m-1}(v). \quad (2.45)$$

Dadurch erhält man, wie in Abb. 2.4 zu sehen, den kleinsten Eigenwert als Lösung der Differentialgleichung bei  $u = 2,405$  für  $0 \leq v \leq \infty$ . Dabei sind in blau die Lösungen für  $m = 0$  und in grün für  $m = 1$  dargestellt. Die erste Lösung von  $m = 0$  nähert sich asymptotisch  $u = 2,405$  an. Daher besitzen alle Werte mit  $u \leq 2,405$  nur eine Lösung.

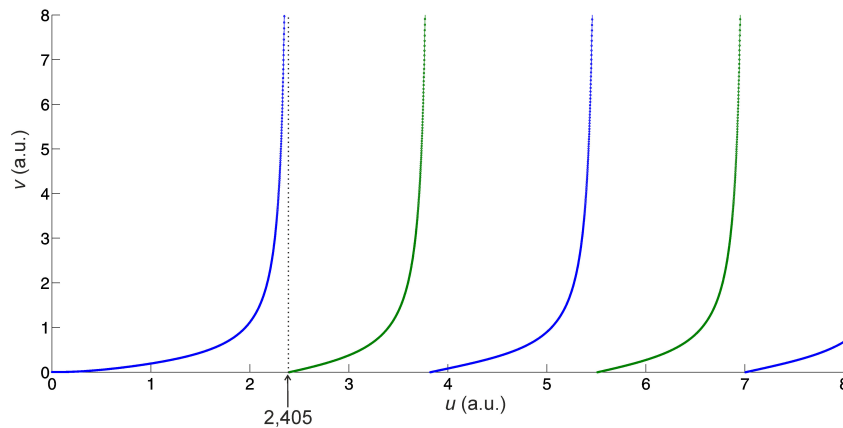


Abbildung 2.4: Zusammenhang der Parameter  $u$  und  $v$  für die Fälle  $m=0$  und  $m=1$ . Für alle Werte mit  $u \leq 2,408$  existiert nur eine Lösung und damit nur eine propagierende Mode.

Daraus ergibt sich für den Faserparameter mit  $V = \sqrt{u^2 + v^2} \leq 2,405$  für die unterste Grenze mit  $v = 0$ . Das bedeutet, dass es nur eine Lösung für eine sich ausbreitende Mode gibt. Damit sind alle Wellenleiter, die  $V \leq 2,405$  erfüllen, Singlemode-Wellenleiter. Für eine feste Wellenleitergeometrie ergibt sich nach Gl.

2.26, mit  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  und unter Einbeziehung von  $V = 2,405$ , die Cut-off-Wellenlänge

$$\lambda_{cutoff} = \frac{2\pi a NA}{2,405}. \quad (2.46)$$

Für alle Wellenlängen  $\lambda \leq \lambda_{cutoff}$  führt ein solcher Wellenleiter nur die Grundmode. Um die Zahl der Moden  $M$  in einem Wellenleiter abschätzen zu können, schaut man sich die Selbstkonsistenzbedingung einer Mode an [30]. Diese besagt, dass sich eine Welle nach zweimaliger Reflexion selbst reproduzieren muss. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2.5 dargestellt.

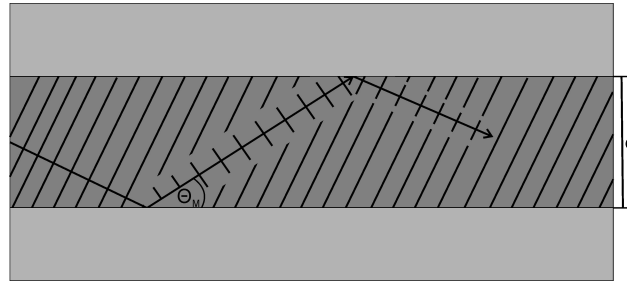


Abbildung 2.5: Darstellung der Wellenleitung zur Erfüllung der Selbstkonsistenzbedingung.

Die in 2.5 dargestellte Bedingung zur Selbstkonsistenz wird daher nur für bestimmte Reflexionswinkel

$$\sin(\theta_m) = m \frac{\lambda}{2d} \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.47)$$

erfüllt. Jeder Wert von  $m$  steht dabei für einen Reflexionswinkel  $\theta_m$  und repräsentiert damit eine ausbreitungsfähige Mode. Der Maximalwert der geführten Moden ergibt sich somit aus der Tatsache, dass  $\sin(\theta_m) < 1$  sein muss. Daraus resultiert die maximale Modenzahl zu  $M < \frac{2d}{\lambda}$  bzw.  $M = \frac{2d}{\lambda}$  mit der Bedingung, dass jeder Wert von  $\frac{2d}{\lambda}$  auf die nächste ganze Zahl verringert wird.

## 2.2 Mikrooptische Strukturen in Polymeren

Der folgende Abschnitt behandelt verschiedene mikrooptische Strukturen, mit deren Hilfe Licht ein- und ausgekoppelt, geführt, umgelenkt oder gefiltert werden kann. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Herstellung von Koppelstrukturen für polymere Wellenleiter. Daher wird der Fokus der folgenden Ausführungen auch auf den polymer- und nicht auf den siliziumbasierten optischen Strukturen liegen.

### 2.2.1 Optische Strukturen zur Wellenleitung

Ein Wellenleiter hat die Eigenschaft, eine eingekoppelte elektromagnetische Welle zu führen. Damit bilden die Wellenleiter Verbindungen zwischen Quellen, Detektoren und Sensoren.

#### Materialien zur Herstellung von Wellenleitern

Aufgrund der geringen Materialabsorption bei Wellenlängen von  $\lambda > 1 \mu\text{m}$  (siehe Abb. 2.6), werden insbesondere siliziumbasierte Wellenleiter verwendet. Aufgrund der deutlich geringeren Produktionskosten im Vergleich zu siliziumbasierten optischen Leitern, können diese bei der Herstellung kompakter optischer Sensoren oder PICs, die bisher verwendeten Glasfasern ersetzen. Wie in Abb. 2.6 dargestellt, eignen sich polymerbasierte optische Strukturen aufgrund der 10 - 100-fach höheren Dämpfung gegenüber Quarzglas nur zur Kurzstreckenübertragung.

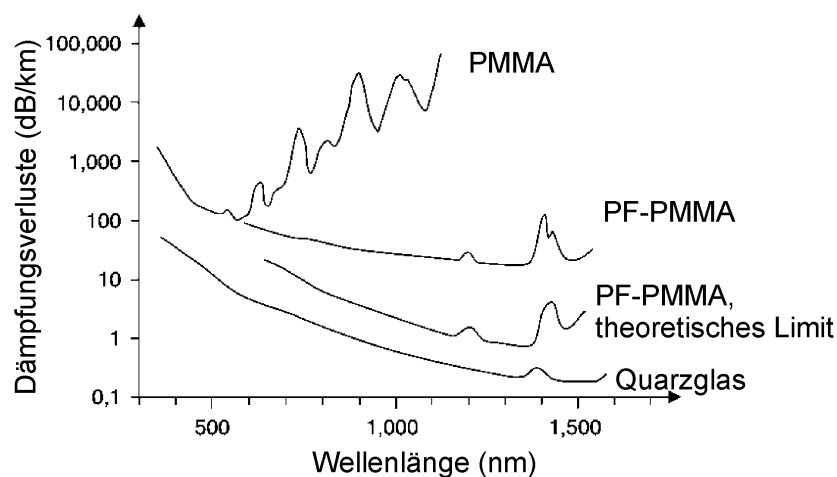


Abbildung 2.6: Absorptionskurven verschiedener Polymere im Vergleich zu Quarzglas[6].

Verantwortlich für die deutlich stärkere Absorption der Polymere gegenüber Gläsern sind vor allem die vorhandenen CH-Bindungen [33]. Eine Fluorierung, bei der einige der CH-Bindungen durch das Einbringen von Fluor beseitigt werden, kann diese Absorptionsverluste verringern. Allerdings ist dieser Prozess sehr aufwendig sowie kostenintensiv und würde daher dem Einsatz von polymeren optischen Strukturen als kostengünstige Alternative zur Kurzstreckenübertragung entgegenwirken.

Bestimmte Absorptionspeaks tauchen bei allen in Abb. 2.6 aufgeführten Materialien auf. Sehr markant sind hier bei Glas und perfluorierten PMMA die Wasserpeaks bei

1240 nm und 1380 nm. Diese entstehen durch die Absorption des Lichtes durch die O-H Bindungen des eingelagerten Wassers. Da Polymere mehr Wasser aufnehmen können als Quarzglas, sind diese Peaks auch entsprechend stärker ausgebildet. Der Anstieg der Absorption bei Glas in Richtung der kürzeren Wellenlängen beruht auf der Rayleigh-Streuung, welche an der amorphen Glasstruktur auftritt [32]. Bei den Polymeren ist die erhöhte Absorption bei kürzeren Wellenlängen auf die C=C-OH bzw. C=C Doppelbindungen zurückzuführen, die insbesondere die UV-Strahlung absorbieren. Die Vielzahl der Absorptionspeaks des reinen PMMA aus Abb. 2.6 kommt durch die Absorption der höheren Harmonischen der O-H (Fundamentale) und C-H Molekülschwingungen.

### Wellenleitertypen

In der Abb. 2.7 sind wellenleitende Strukturen aufgeführt. Je nach Größe gibt es diese als Single- und Multimode-Wellenleiter.

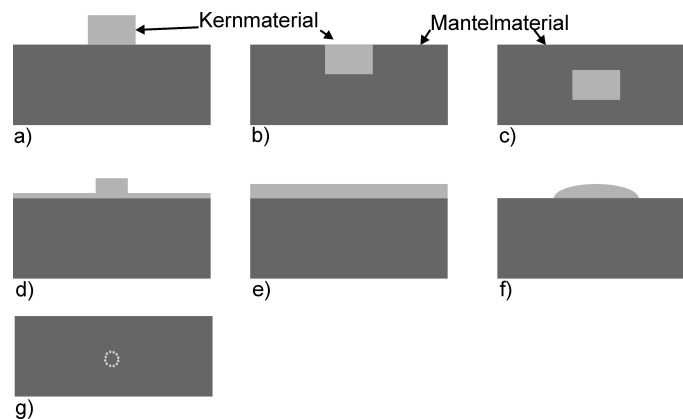


Abbildung 2.7: Schema einiger unterschiedlicher Wellenleitertypen: a) Rippenwellenleiter, b) eingebetteter Wellenleiter, c) vergrabener Wellenleiter, d) Singlemode-Rippenwellenleiter, e) Schichtwellenleiter, f) gedruckter Wellenleiter und g) Wellenleitung durch definierte Materialstrukturierung.

Die in Abb. 2.7 a-c dargestellten Wellenleitertypen können u. a. durch das Heißprägen [34, 35, 36], Nanoimprint [37, 38, 39] oder 2-Photonen-Polymerisation [40] in nahezu beliebigen Größen hergestellt werden. Besonders im Fall des Rippenwellenleiters aus 2.7 a) ist es zu vermeiden, dass eine Restschicht des Kernmaterials auf dem Mantelsubstrat verbleibt. Diese würde ansonsten zu erhöhten Leitungsverlusten führen. Im Fall 2.7 d) ist diese Schicht beabsichtigt. Sie besitzt eine Dicke von nur einigen hundert Nanometern. Eine Wellenleitung findet nur in dem erhabenen Gebiet statt [41]. Der Schichtwellenleiter in 2.7 e) ist ebenfalls ein Beispiel für eine Multi-

modestruktur, bei der der eingekoppelte Strahl nur in einer Ausbreitungsrichtung begrenzt ist [42]. Abb. 2.7 f) zeigt den Querschnitt eines durch Flexodruck erzeugten Wellenleiters. Dabei werden mehrere Schichten Ultraviolett (UV)-aushärtenden Drucklackes übereinander aufgetragen und ausgehärtet. Dadurch lassen sich ebenfalls verschiedene Dimensionen an Wellenleitern herstellen, wobei die bevorzugte Größenordnung im Bereich einiger hundert Mikrometer liegt [11]. Der letzte hier gezeigte Wellenleitertyp in Abb. 2.7, ist die Umsetzung einer photonischen Kristallfaser in einem Polymer. Dabei wird eine einhüllende Struktur durch gezielte Materialmodifikation um die wellenleitende Struktur mit einem fs-Laser eingebracht. Da sowohl die heißgeprägten, als auch die mit Flexodruck hergestellten Wellenleiter für diese Arbeit Verwendung finden, sind diese Prozesse in Kapitel 3.1 detaillierter beschrieben.

Diese unterschiedlichen Wellenleitertypen und Herstellungsverfahren machen eine Nutzung von polymerbasierten optischen Strukturen für unterschiedliche Anwendungen möglich. Multimodale Strukturen wie per Schicht- oder Flexodruck hergestellte Wellenleiter, eignen sich zur großflächigen Herstellung und Verteilung von Licht z. B. in polymeren Sensorfolien wie sie im Sonderforschungsbereich (SFB) Planare optronische Systeme (PlanOS) gefertigt wurden. Auch einfache Sensoren, wie z. B. Dehnungssensoren [43] lassen sich durch Multimode-Wellenleiter realisieren. Die Verwendung von Wellenleitern mit Kerndurchmessern dieser Größenordnung bietet Vorteile beim Einkoppeln gegenüber kleineren Strukturen, insbesondere wenn der Kerndurchmesser größer als der Modenfelddurchmesser beim Strahlaustritt der Quelle ist. Für komplexere Sensorstrukturen, wie z. B. Ringresonatoren [44] oder Mach-Zehnder Interferometern [41] zur molekularen Analytik oder Faser Bragg Gitter (FBG) [45] zur Temperaturmessung, werden häufig kleinere Wellenleiterdurchmesser im Singlemodebereich benötigt. Ein Anwendungsgebiet, bei dem es auf eine möglichst effiziente Einkopplung und Verteilung des Lichts ankommt, jedoch auch eine kompakte Bauweise gewünscht ist, liegt in der Entwicklung von photonisch integrierten Schaltkreisen (engl.: photonic integrated circuit)(PIC) [46, 47, 48]. Dabei werden Teile von elektrischen Schaltungen durch optische Komponenten ersetzt, wobei besonders die höhere Datentransferrate, die geringen Produktionskosten sowie die Immunität gegenüber elektromagnetischen Störfeldern eine große Rolle spielen.

### **Ursachen für Verluste bei der Lichtleitung**

Für alle der in Abb. 2.7 vorgestellten Wellenleiter, gibt es verschiedene Verlustquellen. Eine davon, die für alle Wellenleiter gleichermaßen auftritt, ist die materialbedingte Absorption. Diese ist formunabhängig und kann durch das Beer-Lambertsche

Gesetz beschrieben werden:

$$I_A = I_E \cdot \exp(-\alpha \cdot L). \quad (2.48)$$

Dabei ist  $I_A$  die Ausgangs- und  $I_E$  die Eingangsintensität,  $L$  die durchquerte Strecke und  $\alpha$  der Materialabsorptionskoeffizient.

Eine weitere gängige Möglichkeit zur Beschreibung der Wellenleiterdämpfung ergibt sich aus der Nachrichtentechnik. Dabei werden die Verluste in dB bzw. dB/cm angegeben wobei sich diese wie folgt ergibt:

$$\alpha_{dB} = \frac{10}{L} \log \frac{I_E}{I_A}. \quad (2.49)$$

Die Angabe der Verluste in dB erleichtert das Zusammenfassen verschiedener Verlustquellen. So können, z. B. beim Ankoppeln unterschiedlicher Strukturen, die einzelnen Verluste einfach aufaddiert werden.

Ein weiterer, wesentlicher Einflussfaktor bezüglich der Wellenleiterverluste ist die Oberflächenrauheit. Diese beschreibt die Formabweichung gegenüber einer idealen Grenzfläche vom Kern zum Mantel. Kommt es zu großen Abweichungen im Bereich von  $\gg 10 \mu\text{m}$ , die z. B. durch Gasblasen oder Partikeleinlagerungen entstehen, führt dies zu einem starken lokalen Streuzentrum mit erheblichen Verlusten (abhängig von der Partikelgröße). Auch eine Oberflächenrauheit im hohen Submeterbereich führt noch zu hohen Dämpfungsverlusten. Für Polymerwellenleiter werden beispielsweise Rauheiten im Bereich von  $\approx 10 \text{ nm}$  benötigt, um abhängig von der Wellenleitergröße, Dämpfungswerte von  $< 1 \text{ dB/cm}$  realisieren zu können [49].

Eine weitere Ursache für Verluste bei lichtführenden Elementen ist deren Geometrie. Eine grundlegende Eigenschaft von wellenleitenden Strukturen ist die Fähigkeit Licht umzulenken, also die Ausbreitungsrichtung des geführten Lichtes zu ändern. Dabei erfährt das geführte Licht Biegeverluste, die vom entsprechenden Biegeradius abhängig sind. Die Ursache für diese zusätzlichen Verluste beruht auf der in Kapitel 2.1 beschriebenen Tatsache, dass sich das ausbreitende Feld nicht nur auf den Kern beschränkt. An der Stelle, an der der Wellenleiter gebogen wird, kommt es mit einem zunehmendem Abstand zum Kern zu einem Unterschied in der zurückzulegenden Wegstrecke zwischen dem Teil des Modenfeldes, welches im Kern propagiert und dem, das im Mantel geführt wird. Da die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit im Mantel nicht überschritten werden kann, kommt es hier zu einem Zurückbleiben der Phasenfront. Durch diese Krümmung der Phasenfront erhält der Poyntingvektor  $\vec{S}$  eine radiale Komponente. Diese führt zu einem Energieverlust der geführten Welle. Dieser Prozess ist schematisch in Abb. 2.8 dargestellt.



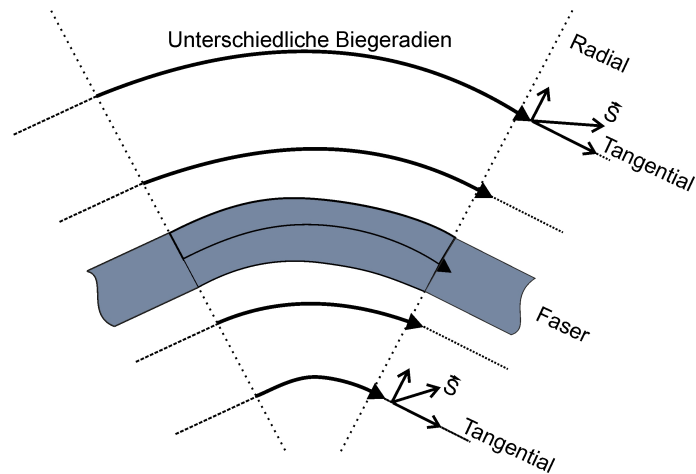


Abbildung 2.8: Darstellung der Biegeverluste durch einen zunehmenden Radialanteil des Poyntingvektors bei größer werdenden Radien.

Eine weitere Verlustquelle, die hier betrachtet werden soll, bilden die Koppelverluste. Diese treten sowohl bei der Verbindung von Wellenleitern als auch beim Ein- und Auskoppeln vom Licht auf. Ursachen möglicher Koppelverluste sind am Beispiel der Wellenleiter-Wellenleiter Kopplung in Abb. 2.9 dargestellt.

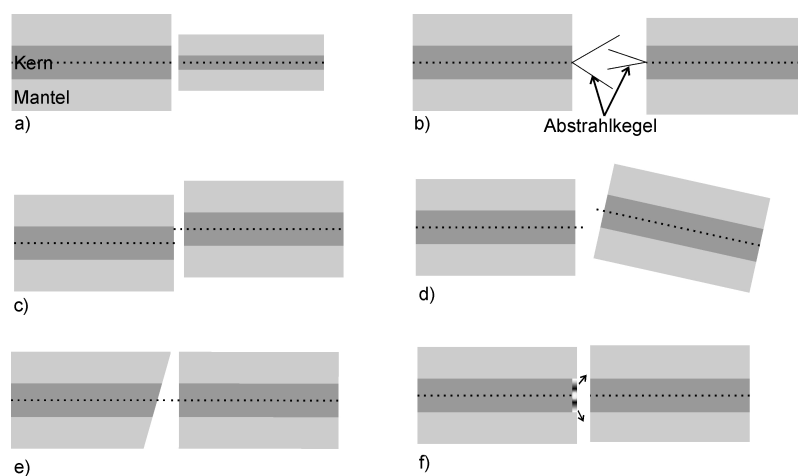


Abbildung 2.9: Möglichkeiten für auftretende Koppelverluste zwischen zwei Wellenleitern:  
 a) Fehlanpassung der Kernradien, b) Fehlanpassung der NA der Wellenleiter, c) Versatz bei der Positionierung, d) Verkippung mindestens eines Wellenleiters, e) Winkelfehler einer Stirnfläche oder f) starke Streuverluste aufgrund einer rauen Oberfläche.

Die in Abb. 2.9 aufgeführten Möglichkeiten einer Fehljustage bzw. Fehlanpassung einzelner Parameter können zu erheblichen Verlusten an der Koppelstelle führen. Die Größe der Koppelverluste richtet sich dabei nach der Größe der Fehlanpassung. Auch

bei einer optimalen Ausrichtung der Komponenten zueinander können Kopplungsverluste aufgrund schlecht präparierter Endfacetten zu erheblichen Signalstörungen führen. Zum Teil kann diese Störgröße durch die Nutzung eines Index-matching-Öls verringert werden. Hierbei handelt es sich um ein Öl, welches einen nahezu identischen Brechungsindex wie das Kernmaterial besitzt. Da diese Öle sehr dünnflüssig sind, kann die Oberfläche der Faserendfacette problemlos damit bedeckt werden. Dadurch lassen sich Inhomogenitäten ausgleichen. Eine Nutzung solcher Öle ist allerdings nicht immer möglich bzw. sinnvoll. Daher müssen die Endfacetten möglichst gut präpariert werden. Bei Wellenleitern auf Silizium-Basis, z. B. Glasfasern, ist dies durch deren sprödes Verhalten relativ einfach zu realisieren. Glasfasern lassen sich beispielsweise mit Hilfe einer scharfen Klinge anritzen und anschließend brechen. Diese Bruchkante weist dabei eine sehr hohe optische Qualität auf. Die Präparation von Polymerwellenleitern gestaltet sich je nach verwendeten Materialien schwieriger. Das Anritzen bzw. ein Einfrieren und Brechen ist bei sehr festen und spröden Polymeren ebenfalls möglich. Sobald die verwendeten Polymere jedoch etwas weicher werden, was ihnen eine höhere Flexibilität verleiht, führt dies zu einer drastischen Verschlechterung der Oberflächenqualität beim Brechen. Ein Werkzeug das sich für diese Aufgabe anbietet, ist ein beheizter "Cleaver". Dabei handelt es sich um ein Gerät, welches über eine beheizte Grundplatte und eine ebenfalls beheizte Klinge verfügt. Durch das Erhitzen der Folie und der Klinge lassen sich entsprechend gute Resultate bei der Oberflächenpräparation erzielen. Eine weitere Möglichkeit bietet sich durch das Polieren. Durch die Verwendung unterschiedlicher Suspensionen und Polierplatten lassen sich Rauheiten an der Oberfläche im einstelligen Nanometerbereich realisieren. Nachteilig an diesem Prozess ist die Präparationsdauer und eine mangelnde Reproduzierbarkeit, wenn der Prozess nicht maschinell durchgeführt wird.

Ein zusätzlicher Punkt, der die Verluste des Gesamtsystems beeinflusst, liegt direkt bei den verwendeten Koppelstrukturen. Für multimodige Wellenleiter, die größer als die lichtemittierende Fläche der Quelle sind, werden Koppelstrukturen (z. B. Spiegel) nur zum Umlenken von Licht benötigt. Hier hat vor allem die Oberflächenrauheit der Koppelfläche einen großen Einfluss auf die Koppelleffizienz. Dabei beschreibt die Koppelleffizienz das Verhältnis zwischen der eingestrahlten Intensität zu der tatsächlich im Wellenleiter geführten. Verringert sich die Größe der lichtleitenden Struktur, gewinnen die Koppelstrukturen an Bedeutung, da sie die Einkoppelleffizienz erheblich steigern können. Im Folgenden werden einige Koppelstrukturen vorgestellt, die u. a. in der Glasfasertechnik bereits etabliert sind, und deren Verwendungsmöglichkeiten in Vollpolymersystemen diskutiert.

## 2.2.2 Theoretische Betrachtung von Koppelstrukturen für Wellenleiter

Neben den bisher beschriebenen Parametern, die zu Verlusten bei der Lichtleitung führen können, hat vor allem die Koppelstruktur einen erheblichen Einfluss auf die Effizienz des Systems. Dabei steigt die Herausforderung, das Licht effizient in den Wellenleiter einzukoppeln, besonders an dem Punkt, an dem der Wellenleiter kleiner ist als der emittierte Modenfelddurchmesser. Im Folgenden werden einige Möglichkeiten vorgestellt, die eine effiziente Ein- und Auskoppelung von Licht in Wellenleiter erlauben.

### Spiegelkoppler

Spiegelkoppler beruhen auf dem Prinzip der Totalreflexion. Dabei wird der Wellenleiter an der Koppelstelle um  $45^\circ$  abgeschrägt, wie in Abb. 2.10 dargestellt.



Abbildung 2.10: Beispielhafte Nutzung eines Spiegelkopplers zum Ein- und Auskoppeln von Licht mittels VCSEL und Fotodiode.

Der einfallende Strahl muss den kritischen Winkel  $\theta_k$  nach Gl. 2.1 überschreiten, damit das Licht in den Wellenleiterkern gelenkt wird. Für den einfachsten Fall, in dem die Spiegelfläche nachträglich mechanisch eingefügt wurde, erhält man den Brechungsindexübergang zwischen Kernmaterial ( $n_{Kern} \approx 1,53$ ) und Luft ( $n_{Luft} = 1,0$ ). Für diese Konstellation ergibt sich ein kritischer Winkel von  $\theta_{krit} = 40,8^\circ$ . Damit werden alle senkrecht einfallenden Strahlen ein- bzw. ausgekoppelt. Wird das Gebiet hinter der Spiegelfläche beispielsweise mit PMMA gefüllt ( $n_{PMMA} = 1,49$ ), ergibt sich daraus ein  $\theta_{krit}$  von  $76,9^\circ$ . Somit würde ein Großteil der geführten Strahlen im Wellenleiter diese Spiegelfläche ungehindert passieren. Währenddessen kann durch eine im richtigen Winkel angebrachte Lichtquelle zusätzliches Licht in den Wellenleiter inkoppeln, solange das eingekoppelte Licht aus diesem Winkel auch geführt werden kann.

## Anwendung

Zum Einsatz kommen diese Strukturen zum Einkoppeln vor allem bei Multimode-Wellenleitern mit einem Kerndurchmesser, der sehr viel größer als der einfallende Modenfelddurchmesser ist. Da das eingestrahlte Licht durch diese Struktur nur umgelenkt und nicht geformt wird, würde es sonst zu hohen Koppelverlusten kommen. Bei der geeigneten Wahl der Strahlungsquelle und des Wellenleiterdurchmessers lässt sich das Licht mit einer Effizienz von 59% - 75% [13, 14, 50] ein- und ebenfalls auskoppeln. Die entsprechenden Wellenleiter haben Dimensionen von  $85\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  [14] bzw.  $50\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$  [13]. Bei kleineren Wellenleiterquerschnitten lohnt sich eine Verwendung der Spiegelelemente nur zum Auskoppeln, da ohne ein zusätzliches, optisches Element der Stahldurchmesser größer als der des Wellenleiters ist, wodurch es zu erheblichen Einkoppelverlusten kommt.

## Herstellung

Die Herstellung dieser Strukturen kann auf unterschiedliche Arten erfolgen, wobei die Oberflächenrauheit der Spiegelfläche möglichst klein sein muss, um eine maximale Koppelleffizienz zu erhalten. Zur Herstellung bieten sich u. a. folgende Techniken an: die Ablation mittels Excimerlaser unter einem Einstrahlwinkel von  $45^\circ$  [12], Fotolithographie unter einem vordefiniertem Winkel [13] oder als mechanische Verfahren: Schneiden, Polieren und Fly-Cutten.

Für Strukturen, die eine deutlich kleinere Querschnittsfläche besitzen, werden andere Koppelstrukturen benötigt, um eine effiziente Kopplung zu ermöglichen, wie z. B. der im Folgenden dargestellte Gitterkoppler.

## Gitterstrukturen

Beim Durchgang von Licht durch ein Beugungsgitter wird das Licht, wie in Abb.2.11 schematisch dargestellt, in unterschiedliche Beugungsordnungen zerlegt. Erklärt werden kann dieser Effekt mit Hilfe des Huygenschen Prinzipes an einem Amplitudengitter.

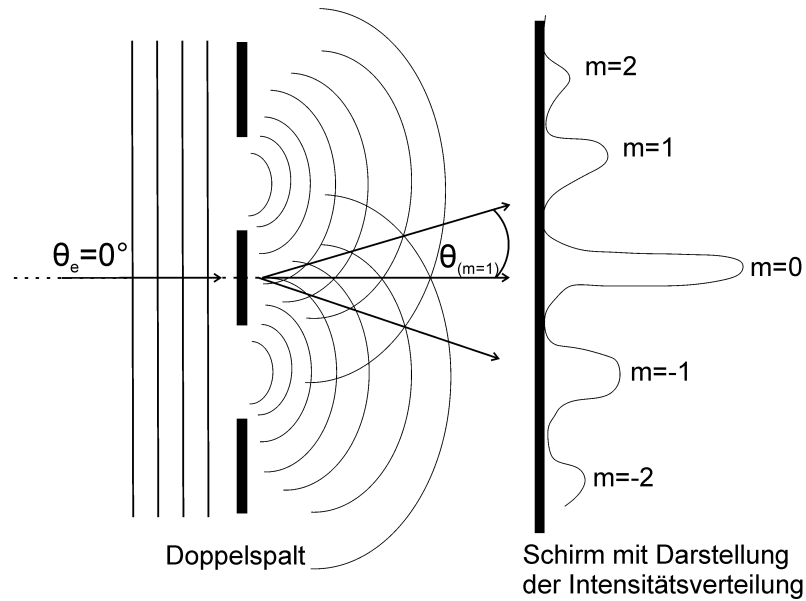


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Amplitudengitters.

Das Huygensche Prinzip besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront Ausgangspunkt einer neuen Kugelwelle ist. Dies wird sich bei dem in Abb. 2.11 schematisch dargestellten Doppelspalt zunutze gemacht, um über Interferenzeffekte das entstehende Beugungsmuster zu erklären. Für eine Welle, die unter dem Winkel  $\theta_e$  auf das Gitter trifft, ergibt sich damit ein Beugungsmuster nach:

$$\sin \theta_m = \sin \theta_e + m \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (2.50)$$

Dabei ist  $m$  die Beugungsordnung mit  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  und  $\Lambda$  die Gitterperiode. Für einen senkrecht einfallenden Strahl mit  $\theta_e = 0^\circ$  ergibt sich die maximal erreichbare Beugungsordnung ( $\lim_{\theta_m \rightarrow 90^\circ} \sin \theta_m = 1$ ) zu  $m_{max} = \frac{\Lambda}{\lambda}$ .

Neben dem Amplitudengitter aus Abb. 2.11 gibt es noch weitere Gitterarten, wie z. B. das Phasengitter. Dieses kann sowohl als Transmission- und Reflexionsgitter realisiert werden. Ihr Wirkungsprinzip ist dem Amplitudengitter ähnlich und in der Abb. 2.12 dargestellt.

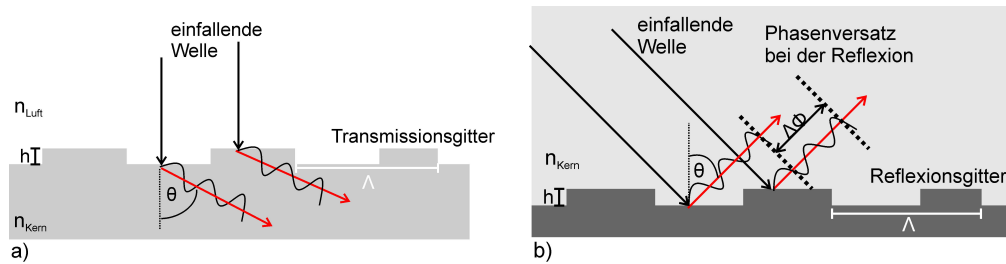


Abbildung 2.12: Darstellung der Funktionsprinzipien eines a) Phasengitters in Transmission und b) in Reflexion. Beide Gitterarten basieren auf einer gezielten Phasenverschiebung der einfallenden Welle.

Bei den in Abb. 2.12 gezeigten Gittern, kommt es aufgrund einer lokalen Phasenverschiebung der eintreffenden Welle zur Ausbildung eines Beugungsmusters. Die Phasenverschiebung wird durch das Durchlaufen unterschiedlicher optischer Weglängen erreicht. Die Berechnung des Beugungswinkels  $\theta$  erfolgt äquivalent zu den Amplitudengittern nach Gl. 2.50. Die Beugungseffizienz hängt beim Phasengitter von der entsprechenden Strukturhöhe ab. Für eine optimale Beugungseffizienz (Verhältnis zwischen gebeugter und einfallender Intensität), muss der Phasenunterschied  $\delta\phi$ , nach der Reflexion bzw. Transmission zwischen den Gräben und Stegen  $\lambda/2$  betragen, um eine optimale Phasen Anpassung unter dem gewünschten Beugungswinkel zu erhalten. Dabei ergibt sich für ein Phasengitter in Transmissionsrichtung eine optimale Strukturhöhe von  $h = \frac{\lambda(1 - \frac{n_K^2}{\cos\theta})}{n_M - (\frac{n_K}{\cos\theta})}$  und für ein Reflexionsgitter, wie in Abb. 2.12 b) dargestellt, von  $h = \frac{\lambda}{n_K \cdot (1 + \cos\theta)}$ . Unvorteilhaft bei diesen Gitterarten ist, dass ein Großteil der Intensität in der 0. Beugungsordnung weiter propagiert. Eine Möglichkeit dies zu ändern, ist die Verwendung von sogenannten Blazegittern. Aufgrund ihrer speziellen Struktur wird ein Großteil der Energie der 0. Beugungsordnung in eine höhere Ordnung gelenkt. Die Gitterstruktur eines Blazegitters ist in der folgenden Abb. 2.13 dargestellt.

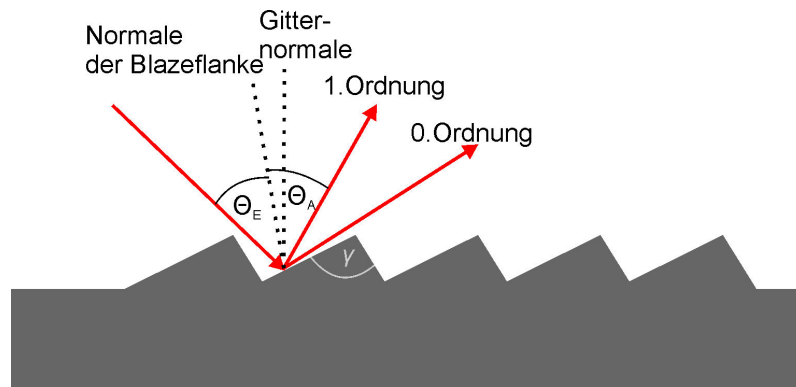


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines Blazegitters.

Nach dem in Abb. 2.13 dargestellten Schema wird das unter dem Winkel  $\theta_E$  einfallende Licht an der Gitterstruktur gebeugt. Dabei liegt die 1. Beugungsordnung genau auf dem reflektierten Anteil des eintreffenden Strahls und propagiert unter dem Winkel  $\theta_A = \theta_E$  weiter. Hier wird besonders deutlich, dass das einfallende Licht unter dem Winkel  $\theta_E = 0^\circ$  nicht wie bei einer planen Oberfläche zurück reflektiert, sondern über den Blaze-Winkel  $\gamma$  abgelenkt wird. Dieser wird so gewählt, dass er mit einer höheren Beugungsordnung des vom Gitter gebeugten Lichtes zusammenfällt. Blazegitter können sowohl als Transmissions- und als Reflexionsgitter realisiert werden.

### Anwendung von Gitterstrukturen als Koppellemente

Zur Verwendung der Gitter als Koppelstruktur wird die Eigenschaft ausgenutzt, dass das einfallende Licht in höhere Beugungsordnungen aufgeteilt wird. Hierbei muss der Beugungswinkel groß genug sein, damit das Licht im Wellenleiter geführt werden kann und nicht an der nächsten Grenzfläche ausgekoppelt wird. Anders ausgedrückt, muss der Wellenvektor  $\vec{k}$  des einfallenden Lichtes durch das Gitter auf die Ausbreitungskonstante  $\beta$  angepasst werden, wie in Abb. 2.14 dargestellt.

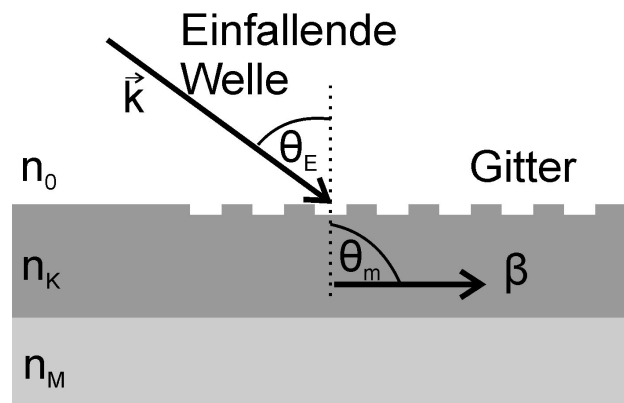


Abbildung 2.14: Anpassung des Wellenvektors des einfallenden Lichtes an die Propagationskonstante des Wellenleiters.

Aus dem Schema aus Abb. 2.14 ergibt sich der Wellenvektor  $k = \frac{2\pi n_0}{\lambda} \sin \theta_E$  und die Propagationskonstante  $\beta = \frac{2\pi n_M}{\lambda} \sin \theta_m$ . Dabei steht  $\theta_m$  für den Beugungswinkel der  $m$ -ten Beugungsordnung. Die Gittergleichung 2.50  $\Lambda(\sin \theta_m - \sin \theta_E) \cdot n_M = m \cdot \lambda$  bzw. umgestellt nach dem gewünschten Beugungswinkel  $\sin \theta_m = \sin \theta_E + m \frac{\lambda \cdot n_M}{\Lambda}$  ergibt mit  $n_0 = 1$ , dass sich die einfallende Welle mit dem Gitter durch den Faktor  $m \frac{\lambda}{\Lambda}$  ändern lässt. Ausgedrückt durch  $k$  und  $\beta$  ergibt sich für die Anpassung des Wellenvektors der Zusammenhang  $k - \frac{\beta}{n_M} = \frac{2\pi m}{\Lambda}$ .

Diese Technik wird häufig verwendet, um Licht in Singlemode-Wellenleiter einzukoppeln [16, 17, 51, 52]. Hierbei werden Einkoppeleffizienzen von 30% [16] oder bei der Nutzung von Blazegittern von 42% [51] erreicht. Zur Erhöhung der Einkoppeleffizienz können Gitter auch zusätzlich mit einer Taperstruktur kombiniert werden. Dadurch kann eine Koppeleffizienz von  $> 30\%$  erreicht werden, die durch eine Optimierung aller Parameter bis auf (theoretisch) 90% erhöht werden kann [17]. Diese erlaubt es, dass ein größerer Teil des einfallenden Lichtes durch das Gitter abgelenkt und in den Wellenleiter geführt werden kann. Dieses Prinzip ist in Abb. 2.15 a) dargestellt.



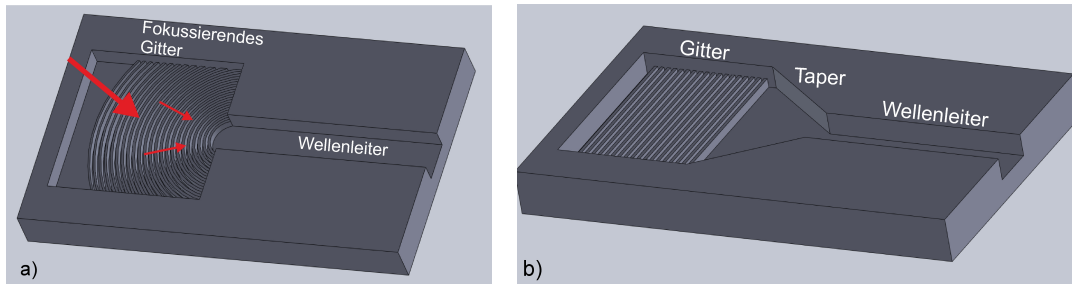


Abbildung 2.15: Aufbau eines a) fokussierenden Gitterkopplers und eines b) Gitterkopplers mit Taperstruktur.

Die erste Struktur, die in Abb. 2.15 a dargestellt ist, zeigt ein fokussierendes Gitter. Hier sind die einzelnen Gitterelemente radial angeordnet. Dadurch erhält ein gebeugter Strahl an jedem Punkt einen anders ausgerichteten Wellenvektor  $\vec{k}$ , die alle zum Ursprung zeigen, an dem sich die Eingangsfacette des Wellenleiters befindet. Mit diesen Strukturen, die den Tapers ähnlich sind, liegt die Einkoppeleffizienz bei 42% [51].

### Herstellungsmöglichkeiten für Gitterkoppler

Die Herstellung von Gitterstrukturen ist, abhängig von der Gitterperiode, sehr aufwändig und damit auch kostenintensiv. Daher werden die Strukturen in der Regel für eine Masterstruktur (z. B. Stempel) erstellt (inklusive der optischen Leiter) und anschließend in Polymere abgeformt. Das Replizieren erfolgt dabei per Heißprägen, Nanoimprint, einem Rolle-zu-Rolle Prozess oder Spritzgießen [53]. Insbesondere der Rolle-zu-Rolle Prozess, welcher schematisch in Abb. 2.16 dargestellt ist, bietet sich für die kostengünstige Massenproduktion von strukturierten Polymerfolien an.

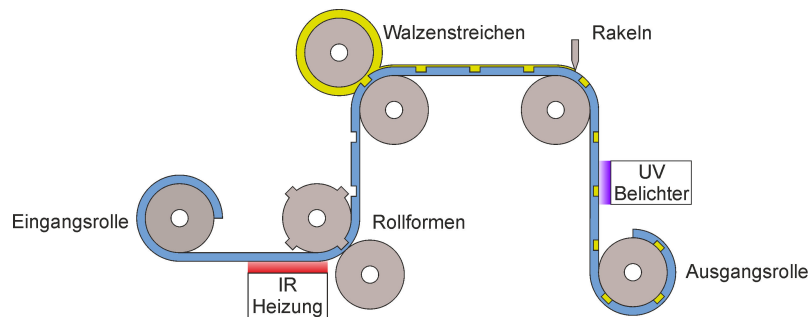


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung eines Rolle-zu-Rolle Prozesses zur Herstellung strukturierter Folien [10].

Der Vorteil des in Abb. 2.16 schematisch dargestellten Prozesses ist es, dass eine aufgerollte Polymerfolie durch verschiedene in Reihe geschaltete Walzen strukturiert und bearbeitet werden kann. Dadurch findet die Bearbeitung des Polymers schnell, großflächig und damit auch kostengünstig statt.

Während sich Gitter mit einer Periode bis in den unteren Mikrometerbereich noch mechanisch fertigen lassen [53], steigen die Ansprüche an die verwendeten Technologien für Strukturen im Submikrometerbereich. Je kleiner die gefertigten Elemente werden, um so einflussreicher wird die Oberflächenqualität. Ein weit verbreitetes Verfahren, um optische Strukturen bis zu einer Größe von einigen hundert Nanometern herzustellen, ist die UV-Lithographie. Dabei wird das gewünschte Design in einen Fotolack belichtet und anschließend das Substrat unter dem unbeschichteten Bereichen geätzt. Hier hängt es von der Wahl des Fotolacks ab, ob die belichtete oder der unbelichtete Bereich weggeätzt wird. Durch eine Weiterentwicklung dieser Technik können auch Strukturen in Größenordnungen von deutlich unter 100 nm hergestellt werden [54, 55].

Bis zu einer Gitterperiode von  $2\mu\text{m}$  lassen sich die Gitterstrukturen mittel fs-Laserstrahl auch direkt ins Polymer prozessieren [56]. Für noch kleinere Strukturen muss schließlich die Elektronenstrahlolithographie verwendet werden. Diese ist zwar verhältnismäßig langsamer als alle anderen beschriebenen Lithographiesysteme, jedoch können damit auch Strukturgrößen von 20 nm-50 nm [57, 58] erreicht werden.

### 2.2.3 Selbstschreibende Wellenleiter als Verbindungselemente

Eine weitere vielversprechende Technik zur Ankopplung von Lichtquellen und zur Verbindung mehrerer wellenleitender Elemente, sind sogenannte selbstschreibende Wellenleiter - engl.: self-written waveguides (SWW). Erstmalig näher untersucht und dokumentiert wurde der Herstellungsprozess von Frisken et al. [59]. Dabei werden sich die Eigenschaften UV-aushärtender Monomere zunutze gemacht, dass sie im flüssigen Zustand appliziert werden können und unter Einsatz einer UV-Beleuchtung lokal aushärten. Bei diesen Monomeren wird mit der UV-Bestrahlung über einem bestimmten Grenzwert der Polymerisationsprozess ausgelöst. Der Herstellungsprozess der SWWs ist in Abb. 2.17 schematisch dargestellt.

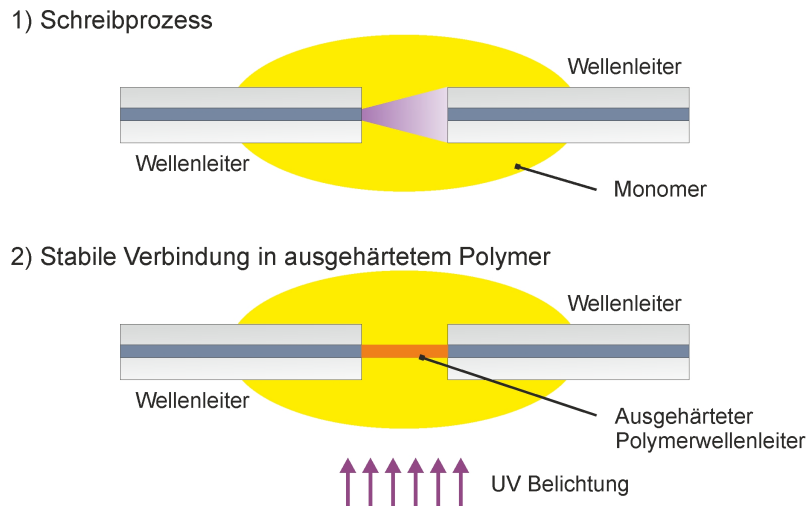


Abbildung 2.17: Schema zum Schreiben von SWW.

Bei dem in Abb. 2.17 aufgeführten Prozess wird zuerst ein Tropfen des Monomers über die beiden zu verbindenden optischen Strukturen, z. B. Fasern, appliziert. Im nächsten Schritt wird durch mindestens eine der Strukturen UV-Licht eingestrahlt. Dabei muss es sich um eine Wellenlänge handeln, die von den im Monomer als Additive enthaltenen Fotostartern absorbiert werden kann, um die chemische Reaktion, in dem Fall die Polymerisation, zu starten. Am Ende der Faser wird das Licht nur in einem kleinen Bereich, abhängig vom Faserkerndurchmesser, in das umgebende Monomer emittiert. Dadurch findet auch nur lokal am Faserende der Polymerisationsprozess statt. Durch die nun ausgelösten Vernetzungsvorgänge der freien Ketten des Monomers im bestrahlten Bereich, verdichtet sich das Material, was zu einer lokalen Erhöhung des Brechungsindex führt. Dadurch wird das am Faserende austretende Licht im auspolymerisierten Kanal geleitet, wodurch sich ein geradliniger Kanal durch das sonst noch flüssige Monomer schreibt. Dieser Prozess setzt sich solange fort, bis entweder die Lichtquelle ausgeschaltet wird oder der Kanal auf eine Grenzfläche trifft. Um die Verbindung zu stabilisieren, muss das umgebende Restmonomer ausgehärtet werden bzw. erst durch ein Monomer mit einem anderen Brechungsindex ersetzt und anschließend ausgehärtet werden [21, 22].

### Anwendung von SWWs

Es finden sich zahlreiche verschiedene Anwendungsgebiete für diese Methodik. So findet sie Verwendung in der Herstellung von Sensoren [60], Lasern [61], bei der Kopplung von zwei Fasern [21] oder zur Herstellung einer Verbindung zwischen einer VCSEL und einer Fotodiode [62].

Ein vielversprechendes Anwendungsgebiet sind auch hier die PICs. Dabei ist vor allem die Eigenschaft von Vorteil, dass sich die SWWs durch die Verwendung von Spiegelstrukturen um die Ecke leiten lassen [63, 23]. Dadurch können SWWs auch zur Verbindung von optischen Komponenten verwendet werden, bei denen das Licht auf kleinem Raum teilweise mehrfach umgelenkt werden muss.

Zur Verwendung als Koppelstruktur innerhalb von Polymernetzwerken bietet sich diese Technologie vor allem wegen der geringen Materialdämpfung an [64].

### **Herstellung von SWWs**

Die grundlegenden Herstellungsprinzipien wurden bereits anhand der Abb. 2.17 erläutert. Nachteilig bei dieser Technologie ist, dass nach dem Schreiben der Verbindung das umgebende Restmonomer aufwändig, z. B. durch die Verwendung von Aceton, entfernt und durch ein weiteres Monomer ersetzt werden muss, bevor dadurch das Mantelmaterial ausgehärtet werden kann. Problematisch ist außerdem, dass die verwendbaren Monomere eine UV(nahe)-Quelle benötigen, um auszuhärten. Dies widerspricht einer Verwendung als lichtleitende bzw. Koppelstruktur für optische Polymernetzwerke. Lösungsansätze für diese Probleme werden später im Kapitel 4.2.2 diskutiert.

### **2.2.4 Strukturen zur Lichtverteilung und Filterelemente für Wellenleiter**

Weitere wichtige optische Elemente zur Realisierung eines Netzwerkes sind Strukturen zur Lichtverteilung. Diese dienen der Aufteilung des Lichtes innerhalb eines optischen Netzwerkes.

#### **Y-Koppler zur Verteilung von Licht auf mehrere Wellenleiter**

Die Y-Koppler bzw. Y-Splitter repräsentieren eine unkomplizierte optische Struktur, die es erlaubt Licht von einer Quelle in mehrere lichtführende Kanäle zu verteilen [65, 25]. Diese trennen einen Wellenleiter in zwei oder mehr lichtführende Strukturen auf. Werden mehrere davon hintereinander gesetzt, kann das Licht dadurch innerhalb einer kurzen Strecke auf zahlreiche Wellenleiter verteilt werden. Zusätzlich kann das Licht mit dieser Technik je nach Herstellungsverfahren auch auf mehrere Ebenen verteilt werden [26]. Das Schema solcher Verteiler ist in der folgenden Abb. 2.18 dargestellt.

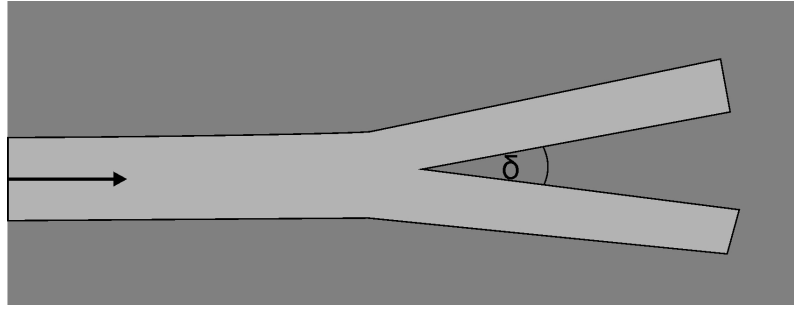


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Y-Kopplers.

Die Koppel­effizienz kann über den Winkel  $\delta$  zwischen den abzweigenden Armen verändert werden. Dies kann auch für jeden der Arme einzeln erfolgen. Diese Strukturen können nicht nur als Splitter sondern auch als Koppler verwendet werden.

### Evaneszente Koppel­elemente zur Lichtverteilung

Die evaneszenten Koppler sind eine weitere Form von Koppel­elementen, die auch als Modenfilter genutzt werden. Dabei wird das Licht zumeist von einem Singlemode- oder Few-Mode-Wellenleiter in einen weiteren Singlemode-Wellenleiter gekoppelt [66]. Die Energieübertragung erfolgt hierbei ohne eine direkte Verbindung zwischen beiden Strukturen. Es wird das evaneszente Feld ausgenutzt, welches sich über die Kernstruktur auch in den Mantel hin ausbreitet, hier allerdings exponentiell abklingt. Dieses Abklingen kann nach [67] durch:

$$\xi = \frac{c}{\omega} \left[ n_M \sqrt{\frac{n_K^2}{n_M} \sin \theta - 1} \right]^{-1} \quad (2.51)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist  $\xi$  die Eindringtiefe des evaneszenten Feldes und  $\theta$  der Einfallswinkel, unter dem der Strahl aus dem Kern auf die Grenzfläche zum Mantel hin trifft. Die Eindringtiefe bezieht sich dabei auf ein Abklingen des elektrischen Feldes um den Faktor  $\frac{1}{e}$ . Die Wellenzahl ergibt sich demnach zu

$$k_{x_{eva}} = \frac{\omega}{c} n_K \sin \theta. \quad (2.52)$$

Die entsprechenden Felder und die Funktionsweise dieses Kopplers sind in der folgenden Abb. 2.19 schematisch dargestellt.

In optimal ausgelegten Evaneszenten Kopplern, kann nahezu die gesamte Energie von einem Wellenleiter in einen anderen gekoppelt werden. Problematisch bei diesen Systemen ist der Abstand  $d$  an der Koppel­stelle [68]. Diese Kopplungsmöglichkeit

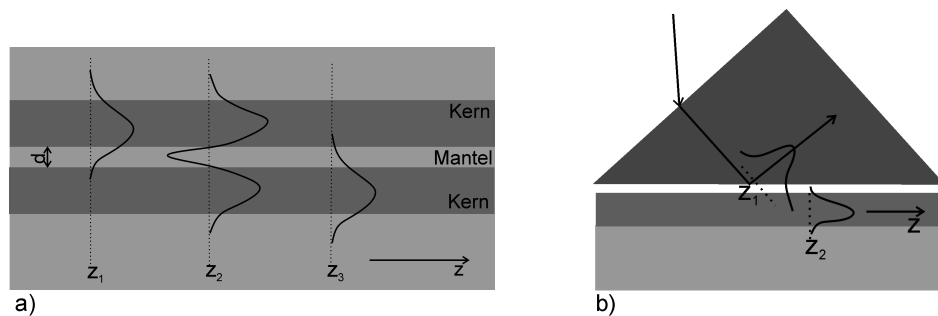


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung des a) Funktionsprinzips einer evaneszenten Kopplung und b) eines Prismenkopplers.

kann unter Zuhilfenahme eines Prismas auch genutzt werden, um in oberflächen-nahe Wellenleiter einzukoppeln. Dieser Prozess ist in Abb. 2.19 b) dargestellt. Da das evaneszente Feld im Mantel sehr schnell abklingt, muss der Abstand zwischen beiden Wellenleitern bzw. zwischen Prisma und Wellenleiter, je nach Wellenlänge, im Submikrometerbereich liegen. Bei einem flexiblen Werkstoff, wie z. B. PMMA, ist eine sinnvolle Anwendung nur denkbar, wenn das Material zusätzlich stabilisiert wird.

## 2.3 Wechselwirkung von UV-Strahlung mit Werkstoffen zur Herstellung mikrooptischer Strukturen

Eine Möglichkeit der Herstellung optischer Strukturen in Polymeren liegt in der Nutzung von UV-Strahlung. Einige Anwendungsmöglichkeiten dieser Technologie werden in dem nächsten Kapitel beschrieben.

### 2.3.1 Brechungsindexänderungen von Polymeren durch UV-Strahlung

Durch die Bestrahlung von Polymeren mit UV-Strahlung werden die vorhandenen  $C - CH_2$  bzw.  $C=C$  Doppelbindungen aufgebrochen, wodurch sich das Material an dieser Stelle neu vernetzen kann. Zusätzlich wird durch die eingebrachte Strahlung noch vorhandenes Restmonomer, z. B. MMA bei PMMA, vernetzt. Durch diese Vorgänge kommt es lokal zu einer Materialverdichtung. Diese beiden Mechanismen führen zu einer Erhöhung des Brechungsindex. Eine Verstärkung dieses Effektes tritt durch eine vorherige Oxidation des Materials [69] auf. Was bei der UV-Belichtung eines Polymers geschieht, wird in Abb. 2.20 gezeigt.

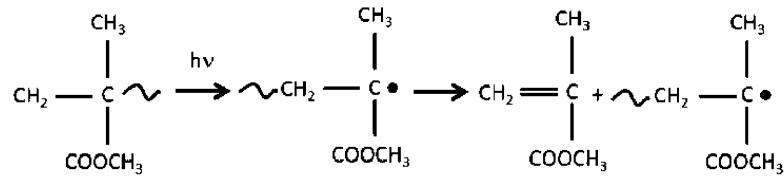


Abbildung 2.20: Materialveränderung durch die Bestrahlung mit UV-Licht [70].

Bei dem in Abb. 2.20 dargestellten Prozess, werden durch die UV-Bestrahlung zunächst bestehende Bindung aufgebrochen. Dadurch entstehen neue Monomere und Radikale die sich im Folgenden mit entstanden Monomeren oder bestehenden Polymerketten vernetzen [70]. Durch die vorhandene UV-Sensitivität von polymeren Strukturen wurde auch eine Untersuchung der Langzeitstabilität erforderlich. Diese konnte bereits von Pflegling et al [71] durchgeführt werden. Hierbei wurde erkannt, dass sich ohne eine Nachbehandlung erst nach einem Zeitraum von mehreren Monaten ein stabiles Brechzahlverhältnis und Modenprofil einstellt. Im Speziellen wurde die Probe nach der Belichtung für einen Dauer von 4 Stunden bei 80°C getempert. Danach konnte keine Brechzahländerung der belichteten Probe mehr ermittelt werden.

### Faser-Bragg Gitter

Eine der am weitesten verbreiteten optischen Strukturen, die sich durch Brechzahländerungen erzeugen lassen, sind Faser-Bragg Gitter (FBGs). Dabei handelt es sich um periodische Brechungsindexvariationen, die als wellenlängenselektive Filterelemente fungieren. Das Wirkungsprinzip ist in der Abb. 2.21 dargestellt.

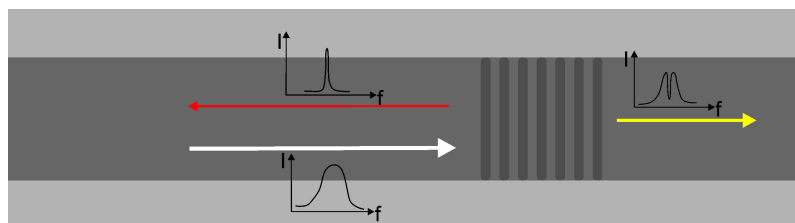


Abbildung 2.21: Funktionsweise eines FBGs.

Durch die periodische Brechungsindexmodifikation im Kern kommt es, wie bei dünnen dielektrischen Schichten, zu Fresnel-Reflexionen zwischen jedem Übergang. Für eine bestimmte Wellenlänge kann so, bei entsprechendem Abstand der Übergänge, konstruktive Interferenz auftreten. Diese bewirkt, dass eine Wellenlänge eines einge-

koppelten Spektrums reflektiert wird. Der Rest des eingekoppelten Lichtes passiert das FBG. Im Transmissionsspektrum wird die FBG-Wellenlänge durch einen Dip im Spektrum sichtbar, während in Reflexion ein einzelner Peak messbar ist.

Ähnlich eines FBGs lassen sich auch langperiodische Gitter (LPG) herstellen. Diese haben eine deutlich größere Gitterperiode als FBGs und führen zu einer Phasen Anpassung zwischen Kern- und Mantelmoden. Dadurch wird wellenlängenselektiv eine Mode vom Kern in den Mantel ausgekoppelt. Die benötigte Gitterperiode zur Erzeugung eines FBGs für eine bestimmte Wellenlänge lässt sich wie folgt berechnen [72]:

$$\Lambda_{FBG} = \frac{\lambda_{FBG}}{2n_{eff}}. \quad (2.53)$$

$\Lambda_{FBG}$  beschreibt die Gitterperiode des FBGs,  $\lambda_{FBG}$  steht für die Braggwellenlänge, für die das Gitter definiert ist, und  $n_{eff}$  ist der effektive Brechungsindex der erzeugten Gitterstruktur. Der effektive Brechungsindex  $n_{eff}$  bestimmt sich aus dem Mittelwert der Brechungsindexmodifikationen des FBGs. Die benötigte Gitterperiode eines LPGs lässt sich durch [73]

$$\Lambda_{LPG} = \frac{\lambda_{LPG}}{n_{eff,K} - n_{eff,M}} \quad (2.54)$$

berechnen. Sowohl FBGs als auch LPGs werden vorwiegend in Verbindung mit singlemodigen Wellenleiterstrukturen verwendet. Hier ist es möglich, die Gitterstruktur über den kompletten Wellenleiterquerschnitt hinweg einzubringen, was eine sehr hohe Effizienz der Gitter zur Folge hat. Werden FBGs bzw. LPGs bei mehrmodigen Wellenleiter eingesetzt, kann das Gitter mehrere unterschiedlich Moden beeinflussen. In der Sensortechnik werden zumeist FBGs verwendet, um Temperatur oder Dehnungsänderungen zu detektieren [74]. Hierbei wird durch eine externe Kraft bzw. Temperaturänderung die Gitterperiode verändert, was ebenfalls zu einer Verschiebung der Braggwellenlänge führt, was sich wiederum im Spektrum abbildet. Die Temperaturänderung führt dabei nach Gl. 2.55 zur Verschiebung der Braggwellenlänge um  $\Delta\lambda_{FBG}$  nach [45]

$$\frac{\Delta\lambda_{FBG}}{\lambda_{FBG_0}} = \left(\alpha + \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn}{dT}\right) \cdot \Delta T + \left(\alpha \cdot \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn}{dT}\right) \cdot \Delta T^2. \quad (2.55)$$

Dabei beschreibt  $\lambda_{FBG_0}$  die Bragg-Wellenlänge bei der Ausgangstemperatur,  $n_{eff}$  den effektiven Brechungsindex des Materials,  $\frac{dn}{dT}$  den thermooptischen Koeffizienten,  $\alpha$  den thermischen Expansionskoeffizienten und  $\Delta T$  die Temperaturänderung. Mit Hilfe der Gl. 2.55 lässt sich die Verschiebung der Bragg-Wellenlänge bei einer Temperaturänderung abschätzen. Für die Verwendung der FBG-Gitter als Temperatursensor kann dadurch die Sensitivität bestimmt werden.



### Phasenmaskenverfahren

Zur Realisierung der FBG's wird häufig ein Phasenmaskenverfahren verwendet, wie es auch bei der Belichtung von FBG's in Glasfasern aber auch in Polymeren gebräuchlich ist [75]. Bei einer Phasenmaske handelt es sich um eine Gitterstruktur, die in eine Quarzglasplatte integriert ist. Bei der Verwendung dieser Maske wird sich die Überlagerung der Beugungsordnungen hinter der Phasenmaske zu nutze gemacht. Dieser Effekt ist grafisch in Abb. 2.22 dargestellt.

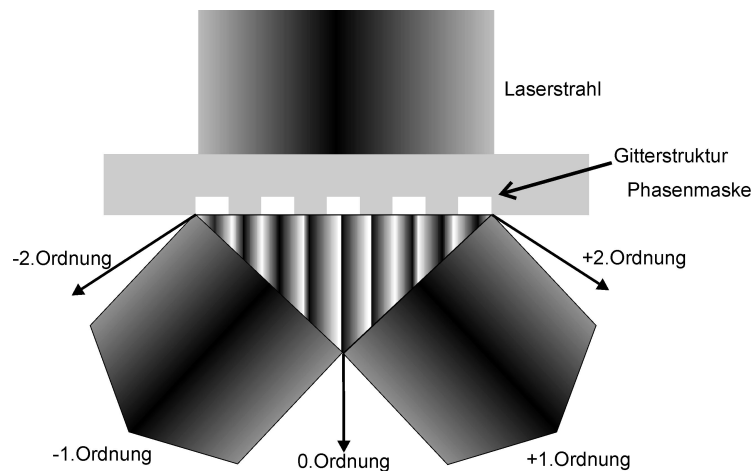


Abbildung 2.22: Funktionsweise des Phasenmaskenverfahrens zum Schreiben von FBGs.

Die in Abb. 2.22 dargestellte Phasenmaske wurde dabei so gestaltet, dass es hinter ihr zu einer Überlagerung der +1. und -1. Beugungsordnung kommt. Weiterhin wird die 0. Beugungsordnung weitestgehend durch das gewählte Design unterdrückt ( $<3\%$ ). Bei dieser Überlagerung kommt es zur Interferenz der beiden gebeugten Teilstrahlen. Die Intensitätsverteilung des linienförmigen Interferenzmusters wird in das Material übertragen, wodurch sich im Bereich der erhöhten Intensität durch die in dem Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Effekte der Brechungsindex erhöht. Die Periode des Interferenzmusters bei der Überlagerung der +1. und -1. Beugungsordnung entspricht der halben Periode des Phasengitters. In Abb. 2.22 kann zusätzlich erkannt werden, dass der Bereich, in dem sich dieses Interferenzmuster ausbildet, räumlich begrenzt ist. Die Probe muss sich daher unmittelbar hinter der Phasenmaske befinden.

### 2.3.2 Laserablation zur Herstellung mikrooptischer Strukturen in Polymeren

Wird die Bestrahlungszeit bzw. die auf das Material einwirkende Leistung gegenüber der zur Brechungsindexänderung benötigten Parameter erhöht, kann dies zu einem lokalen Materialabtrag führen. Gegenüber der Brechungsindexmodifikation ist für die Ablation ein gepulstes Bestrahlungssystem zwingend erforderlich. Da bei diesem Prozess eine höhere Energiedichte benötigt wird, wie in Abb 2.23 dargestellt, würde dies bei der Verwendung eines Dauerstrich (engl.: continuous wave) (cw)-Systems aufgrund der eingebrachten Energie zu erheblichen thermischen Effekten kommen, die ein Aufschmelzen der Probe zur Folge hätten. Dieser Effekt hängt somit von der Pulsenergie und Repetitionsrate (bei gepulsten Systemen) sowie der applizierten Leistungsdichte und der Gesamtblenlichtungszeit ab [76].

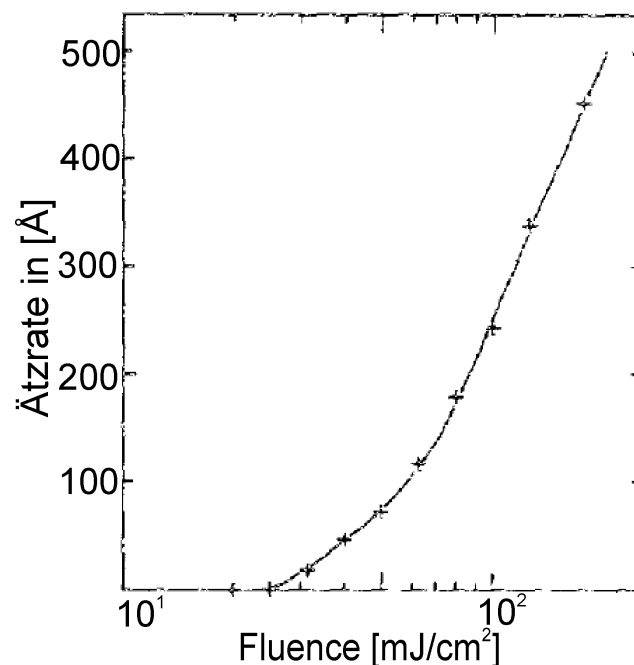


Abbildung 2.23: Darstellung der Ättrate mit steigender Energiedichte [77].

Der physikalisch-chemische Hintergrund des Ablationsprozesses wurde unter anderem von Srinivasan et al. beschrieben [76]. Die Absorption, der im Polymer applizierten UV-Strahlung, folgt demnach näherungsweise dem Lambert-Beerschen Gesetz, unter Annahme einer homogenen Polymerstruktur, mit

$$I_a = I_e \exp(-\alpha L). \quad (2.56)$$

Dabei ist  $I_e$  die applizierte Energie,  $\alpha$  ist der materialspezifische Absorptionskoeffizient für eine bestimmte Wellenlänge und  $I_a$  die Intensität, die nach einem Durchdrin-

gen der Materialdicke  $L$  noch vorhanden ist. Schematisch ist der Ablationsprozess in der Abb. 2.24 dargestellt.

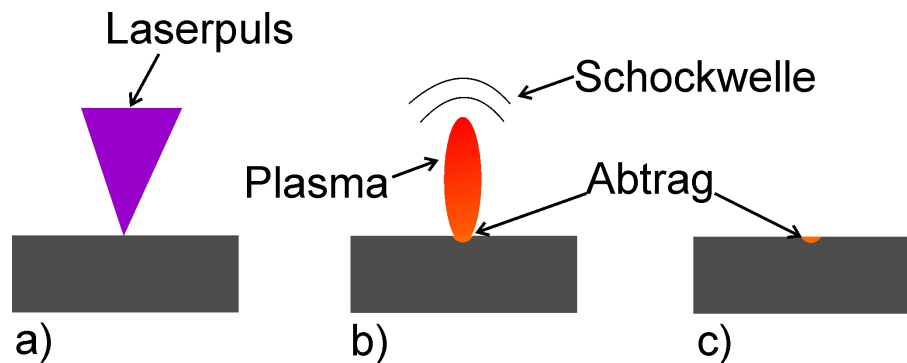


Abbildung 2.24: Prozessschema der Ablation: a) Ein Laserpuls trifft auf das Material; b) Es kommt durch die hohe Energiedichte des Pulses zur Bildung eines Plasmas auf der Oberfläche wodurch Material abgetragen wird und schließlich bei c) nur einen abgetragenen Bereich ohne Beeinflussung der Umgebung zurückbleibt.

Der in Abb. 2.24 dargestellte Prozess beschreibt den Vorgang bei der Ablation mit kurzen Laserpulsen mit einer Pulsdauer im Nanosekundenbereich. Dies zeigt, dass es nach dem Eintrag eines Laserpulses bei 2.24 a) zur Ausbildung eines Plasmas bei 2.24 b) kommt. Das Material wird abgetragen und es bleibt eine Grabenstruktur zurück 2.24 c).

Durch den applizierten Energieeintrag kommt es zum Aufbrechen der Bindungen des Polymers und zum Abtrag des Materials. Die maximale Eindringtiefe ist jedoch limitiert, da sich die Materialoberfläche mit zunehmender Tiefe, je nach vorhandener Strukturbreite, aus dem Fokus herausbewegt. Dadurch kommt es zu einer thermischen Veränderung der Materialoberfläche, was bei geringen Strukturgrößen zum Verschmelzen dieser führen kann. Dieser Effekt beruht darauf, dass die Energie zum Rand des Pulses hin abnimmt und es dadurch nicht mehr zur Ablation, sondern zum thermischen Aufschmelzen kommt.

## 3 Wellenleiterherstellung und Charakterisierung

Im Rahmen der Herstellung verschiedener polymerer Wellenleiter ergibt sich die Notwendigkeit, diese regelmäßig zu charakterisieren, um den Herstellungsprozess optimieren zu können. In den folgenden Abschnitten werden die Herstellungsprozesse für die in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten Wellenleiter aufgeführt. Es werden die experimentellen Aufbauten und Geräte detailliert beschrieben, mit denen die Charakterisierung der optischen Strukturen statt findet.

### 3.1 Ausgewählte Herstellungsprozesse für optische Strukturen in Polymeren

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Wellenleitern handelt es sich um heißgeprägte bzw. mit einem Flexodruckverfahren hergestellte Wellenleiter. Im Folgenden werden die Herstellungsverfahren für beide Wellenleiterarten dargestellt.

#### 3.1.1 Heißprägeverfahren

Das Heißprägen ermöglicht die Replikation einer vordefinierten Struktur, die in einen Masterstempel integriert wird, in unterschiedliche Thermoplaste. Durch den Heißprägeprozess können Strukturen unterschiedlichster Größenordnung abgeformt werden, bis in den Submikrometerbereich, wie in Abb. 3.1 dargestellt.

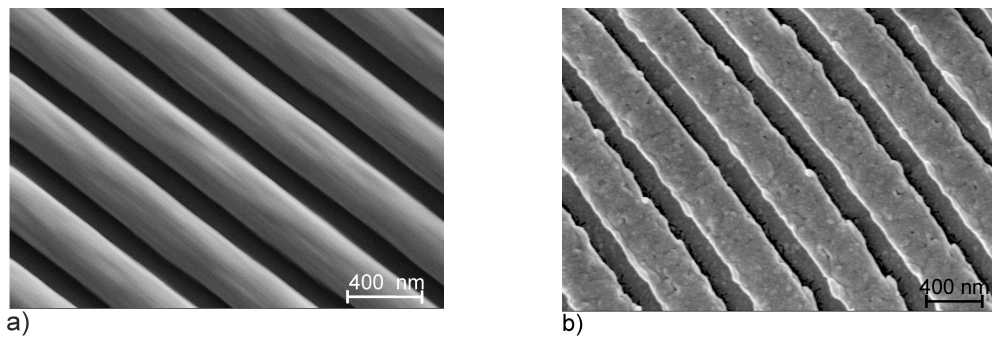


Abbildung 3.1: Durch Heißprägen in PMMA abgeformte Gitterstrukturen: durch einen a) Stempel mit einer guten Oberflächenqualität und b) durch einen Stempel mit einer rauhen Oberfläche.

Bei den in Abb. 3.1 dargestellten Strukturen handelt es sich um optische Gitter mit einer Strukturgröße von  $< 500$  nm. Dabei zeigt sich, dass sich auch kleinere Strukturen im Submikrometerbereich mit einer sehr guten Qualität in Thermoplaste abformen lassen (Abb. 3.1 a). Die Oberflächenform der heißgeprägten Strukturen hängt bei diesem Prozess stark mit der Beschaffenheit des Prägestempels zusammen, wie in Abb. 3.1 b) zu erkennen ist, wo der Prägestempel eine schlechtere Qualität aufweist. Dies zeigt sich über die Oberflächenrauheit, welche auf der Gitterstruktur zu erkennen ist. Um die Aufnahme aus Abb. 3.1 zu ermöglichen, wurden die Proben vorher mit einer dünnen ( $< 50$  nm) Silberschicht besputtert.

Das Heißprägeverfahren zur Herstellung der Wellenleiter, welche in dieser Arbeit eine Größe von  $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$  haben und damit deutlich größer sind als die herstellbaren Gitter, ist in Abb. 3.2 schematisch dargestellt.

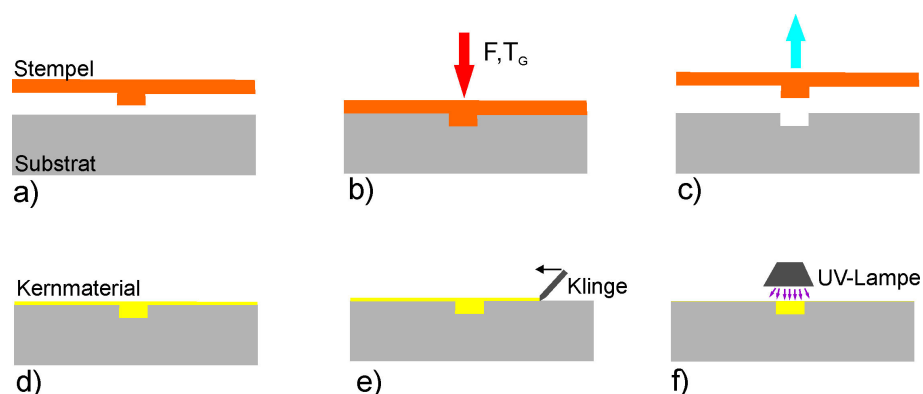


Abbildung 3.2: Schema des Heißprägeprozesses zur Herstellung von Wellenleitern mit den Schritten: a) Positionierung von Stempel und Substrat, b) Abprägen der Stempelstruktur, c) Abkühlung und Entformung, d) Füllung der geprägten Struktur mit dem Kernmaterial, e) Abtragen der Restschicht durch Rakeln und f) die finale Wellenleiterstruktur.

Der in Abb. 3.2 dargestellte Heißprägeprozess beginnt mit a) der Positionierung von Stempel und Substratmaterial (PMMA). Anschließend werden bei b) der Stempel und das Substrat auf die Glasübergangstemperatur ( $T_G$ ) des verwendeten Thermoplast erhitzt und mit einer voreingestellten Kraft ( $F$ ) zusammengeführt. Nach dem Replizieren der Stempelstruktur wird das System bei c) abgekühlt und entformt. Die geprägte Struktur wird weiterführend bei d) mit dem UV-aushärtendem Kernmaterial gefüllt. Dabei wurde hauptsächlich NOA 68 (Norland Optical Adhesive 68, Norland Products) verwendet, ein kommerziell erhältliches Fotopolymer. Die gleichmäßige Verteilung kann durch Spin-Coating erfolgen. Nachdem das Kernmaterial auf die geprägte Struktur aufgebracht wurde, verbleibt auch außerhalb der gefüllten Kanäle eine Restschicht auf der Oberfläche. Über diese kann das in den Wellenleitern geführte Licht auskoppeln, was zu einer deutlichen Erhöhung der Wellenleiterdämpfung führt. Um dies zu vermeiden, wird in einem zusätzlichen Schritt e) die überschüssige Restschicht durch einen Rakelprozess entfernt. Die gefüllten optischen Strukturen werden im letzten Schritt f) durch eine UV-Lampe ausgehärtet. Der Heißprägeprozess bietet sich zur Herstellung polymerer optischer Strukturen gut an, da er sich auch in Rolle-zu-Rolle Prozesse für die Massenproduktion integrieren lässt, wie er schematisch in Abb. 2.16 dargestellt ist. Ebenso ist eine Adaption dieses Prozesses möglich, wobei eine der Rollen beheizt und zur Strukturierung der Folie verwendet wird [10].

### 3.1.2 Flexodruck

Das Flexodruckverfahren ist ein Herstellungsprozess, der einen großen Durchsatz erlaubt und sich zur Herstellung optischer Strukturen mit Größenordnungen  $> 100 \mu\text{m}$  eignet [11]. Im Gegensatz zu den heißgeprägten Wellenleitern, bei denen die optische Struktur unter der Oberfläche des Substrates liegt, werden die Elemente beim Flexodruck auf die Oberfläche aufgebracht. Das Herstellungsprinzip ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt.

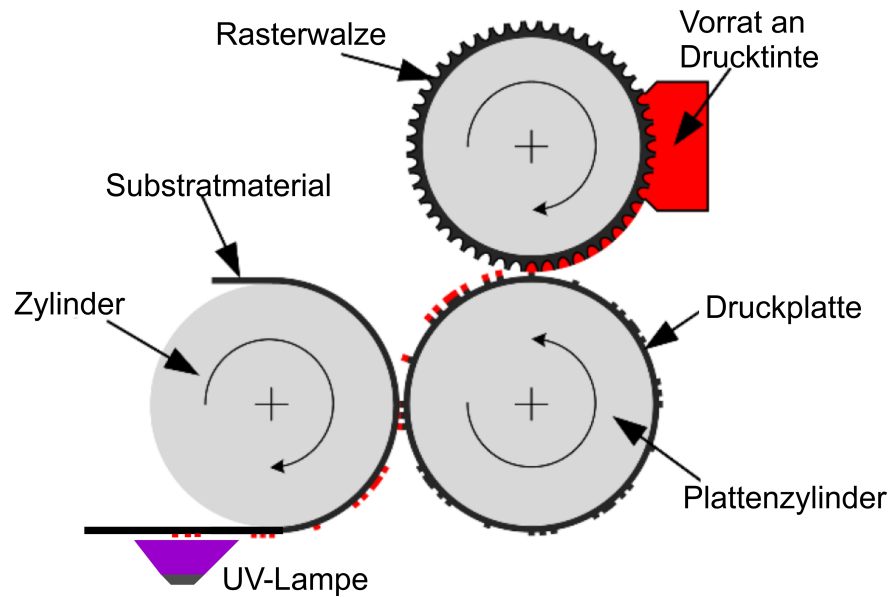


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Flexodruckmaschine (nach [11]).

Das in Abb.3.3 schematisch dargestellte Verfahren beschreibt die Herstellung von makroskopisch-optischen Strukturen mittels eines UV-aushärtenden Drucklacks (Jä-necke + Schneemann Druckfarben, UV-Glanzlack, prägefähig). Dieser befindet sich zu Beginn des Druckvorganges im Vorratsbehälter der Druckmaschine. Über eine Rasterwalze wird der Drucklack auf die entsprechende Druckplatte übertragen, welche die zu erstellenden optischen Strukturen trägt. Nach der Benetzung der Druckstrukturen mit dem Lack werden diese auf die Substratfolie (PMMA) übertragen. Die aufgebracht Strukturen werden anschließend unter einer UV-Lampe ausgehärtet. Dieser Vorgang wird durch ein Zurückführen der Folie und Druckplatte sowie der Wiederholung dieses Druckvorganges so lange ausgeführt, bis die gewünschte Strukturhöhe erreicht ist. Die Zusammensetzung der Wellenleiter aus mehreren Druckschichten lässt sich im Nachhinein durch die Vermessung des Brechungsindex entlang des Wellenleiterquerschnittes nachweisen, wie es in Abb. 3.16 b) dargestellt ist.

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass großflächige Folien schnell bedruckt werden können. Ein Wechsel der zu erstellenden Strukturen erfolgt durch den einfachen Austausch der Druckwalze. Nachteilig zu erwähnen ist allerdings, dass sich alle erzeugten Strukturen auf der Oberfläche befinden, wodurch sie, ohne einen weiteren Schutz, durch äußere mechanische Einflüsse leicht zerstört werden können. Weiterhin ist diese Verfahren auf makroskopische Strukturen mit einem Kerndurchmesser von  $> 100 \mu\text{m}$  beschränkt.

### 3.1.3 Integration optischer Strukturen in polymere Wellenleiter durch UV-Belichtung

Ein etabliertes Verfahren zur Erzeugung optischer Strukturen in Polymeren ist, wie bereits in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, die UV-Bestrahlung der Polymere. Hierfür wurde ein Krypton-Fluorid (KrF) Excimerlaser (Atlex-500-FBG) verwendet. Genauer handelt es sich hierbei um einen Exciplexlaser, da als Lasermaterial ein Edelgaskomplex (KrF) anstatt eines reinen Edelgases verwendet wird. Allgemein werden solche System jedoch auch als Excimerlaser beschrieben. Der Excimerlaseraufbau besteht aus einer Strahlquelle, die bei 248 nm emittiert und ein elliptische Strahlprofil mit einem Durchmesser von 3 mm x 2 mm aufweist. Zum Fokussieren des Lasers wurde eine Zylinderlinse (Thorlabs, LJ4918,  $f=10$  mm) verwendet. Diese bewirkt eine Fokussierung entlang der Querachse der Linse, während die Linse die Breite des Strahles nicht verändert. Der verwendete Aufbau ist in Abb. 3.4 dargestellt.

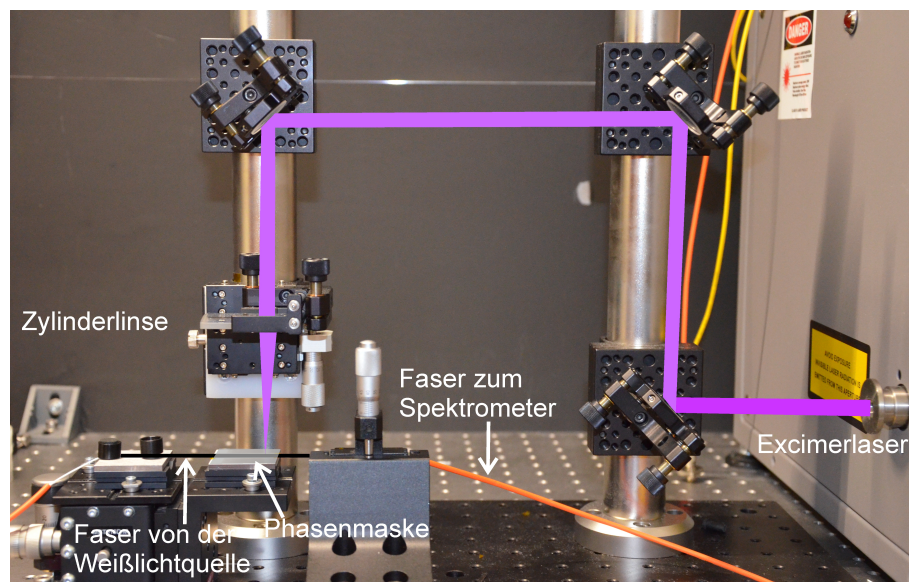


Abbildung 3.4: Aufbau zum Erzeugen der FBGs und Oberflächengitter mittels Excimerlaser.

Mit diesem Aufbau werden zwei Ziele verfolgt. Das erste ist die Integration von FBGs in heißgeprägte Wellenleiter. Diese sollen durch einen zusätzlichen Belichtungsschritt mit Hilfe einer Phasenmaske nachträglich in den Wellenleiterkern geschrieben werden. Des Weiteren sollen mit dem selben Aufbau Oberflächengitter realisiert werden, die als Koppelstrukturen fungieren können.



### Integration von Faser-Bragg-Gittern

Das Integrieren von FBGs in Wellenleiter erlaubt eine Funktionalisierung dieser als Sensor oder Filter, durch nur einen zusätzlichen Produktionsschritt. Dabei wird mit Hilfe des Aufbaus aus Abb. 3.5 ein FBG in den Oberflächenwellenleiter der Probe belichtet. Das geschieht über das Phasenmaskenverfahren. Die Gitterperiode des herstellbaren FBGs hängen direkt von der Gitterperiode der verwendeten Phasenmaske ab. Zum Schreiben der FBGs in Oberflächenwellenleiter wurden folgende Parameter verwendet: Fluenz  $32,5 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ , Repetitionsrate 3 Hz und Belichtungszeit 10 min. Der Schreibprozess und die Vermessung der FBGs erfolgt durch die Messung des Transmissionsspektrums. Dabei wurde eine fasergekoppelte Weißlichtquelle (Thorlabs, MWWHF2) an die heißgeprägten Wellenleiter angeschlossen. Am Ende der Probe kann das breitbandige Spektrum über ein fasergekoppeltes Spektrometer (Avantes, StarLine, AvaSpec-3648) ausgelesen werden. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 3.5 dargestellt.

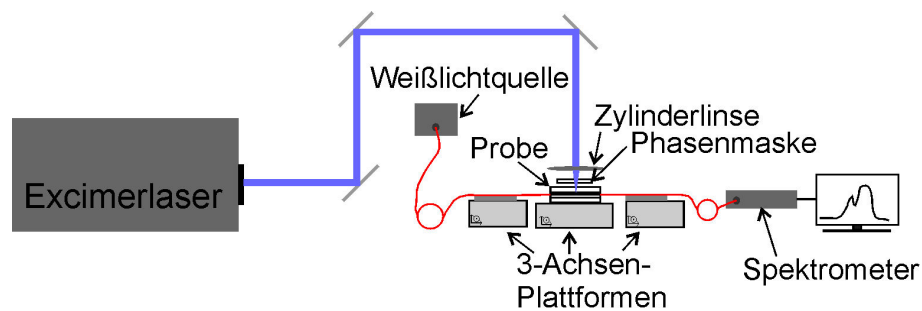


Abbildung 3.5: Schema des Versuchsaufbaus zum Belichten eines FBGs.

Durch diesen Versuchsaufbau konnte der Schreibprozess des FBGs direkt über das aufgenommene Spektrum beobachtet werden. An der Stelle der erwarteten Bragg-Wellenlänge kommt es zur Ausbildung eines Dips im Transmissionsspektrum. Da es sich bei den verwendeten Wellenleitern um multimodige Leiter handelt, existieren für eine Gitterperiode des FBG mehrere Bragg-Wellenlängen, was sich im Spektrum an der Breite des Dips widerspiegelt. Diese konnten mit dem verwendeten Spektrometer allerdings nicht aufgelöst werden. Ein aufgenommenes Spektrum ist in Abb. 3.6 dargestellt.

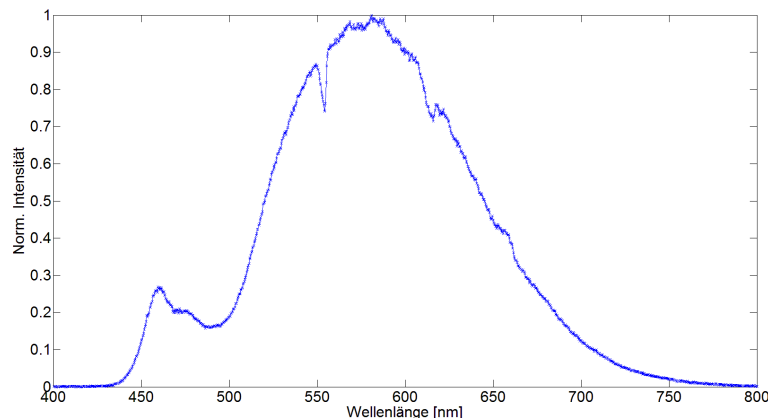


Abbildung 3.6: Aufgenommenes Transmissionsspektrum einer Weißlicht-LED nach der Transmission eines Multimode-Wellenleiters mit integriertem FBG.

Das geringe Verhältnis zwischen FBG-Signal und dem Spektrum der Weißlichtquelle lässt sich mit der multimodigen Struktur des Wellenleiters erklären. Da die UV-Absorption von Polymeren sehr hoch ist, kann das FBG nicht über den gesamten Wellenleiterquerschnitt belichtet werden. Es befindet sich daher nur nahe der Oberfläche. Während der Belichtung ist dabei die Bestrahlungszeit limitiert. Mit zunehmender Dauer nimmt sowohl das Brechungsindexverhältnis als auch die Modifikationstiefe zu. Ab einer bestimmten Belichtungsdauer führt die applizierte Energie allerdings zu einer Zerstörung der oberflächennahen Gitterstruktur. Neben der Anwendung als wellenlängenselektives Filterelement, eignen sich FBGs ebenfalls für die sensorische Anwendung. Dabei wird ausgenutzt, dass eine Materialverformung (z.B. durch Ausüben einer Kraft oder durch Temperaturänderung) ebenfalls zu einer Verformung des FBGs führt, wobei sich hierbei dessen Gitterperiode ändert. Diese Variation wiederum führt zu einer Verschiebung der charakteristischen Bragg-Wellenlänge. Das dieses Konzept funktioniert, wurde durch zahlreiche Veröffentlichungen, insbesondere für siliziumbasierte Singlemode-Wellenleiter, belegt [78, 79]. Eine Bestimmung der Sensitivität kann unter Berücksichtigung der Materialparameter nach Gl. 2.55 ( $\frac{\Delta\lambda_{FBG}}{\lambda_{FBG_0}} = (\alpha + \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn}{dT}) \cdot \Delta T + (\alpha \cdot \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn}{dT}) \cdot \Delta T^2$ ) erfolgen. Für die verwendeten Materialien sind die Materialkonstanten  $\alpha_{PMMA} = 36 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  und  $\frac{dn_{PMMA}}{dT} = -105 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  [80] für das Substrat und  $\alpha_{NOA68} = 220 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  [81]. Da es in der Literatur keine Werte für den thermooptischen Koeffizienten  $\frac{dn}{dT}$  für NOA68 gibt, konnte die in Abb. 3.7 dargestellte Simulation nur für PMMA erfolgen.

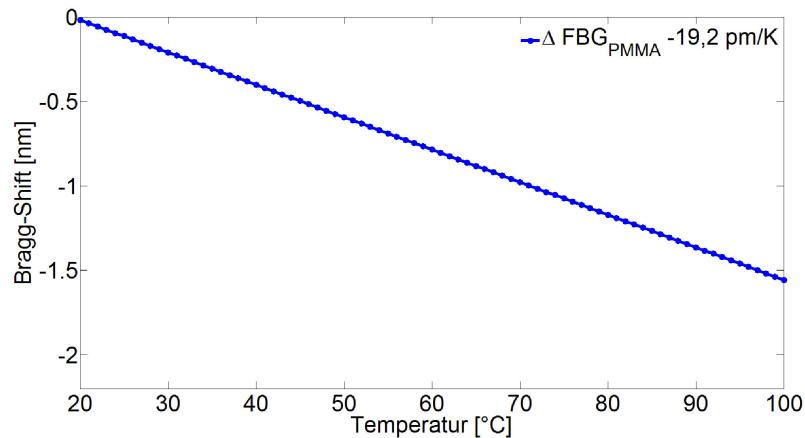


Abbildung 3.7: Simulierte Verschiebung der Bragg-Wellenlänge bei einer Temperaturänderung.

Die in Abb. 3.7 dargestellte Simulation liefert eine theoretische Sensitivität des Temperatursensors von 19,2 pm/K. Das negative Vorzeichen bedeutet, dass die Gitterperiode und damit auch die Bragg-Wellenlänge mit zunehmender Temperatur kleiner werden. Zurückzuführen ist dies auf das negative Vorzeichen des thermooptischen Koeffizienten von PMMA, welcher nach Gl. 2.55 einen größeren Einfluss auf die Verschiebung der Bragg-Wellenlänge hat als der thermische Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$ . Da das FBG in den untersuchten Wellenleitern in NOA68 geschrieben wurde, welches schon einen deutlich höheren thermischen Ausdehnungskoeffizienten besitzt als PMMA, sollte auch die Temperaturempfindlichkeit der FBGs höher sein als in der Simulation. Für deren Untersuchung wurde der Aufbau aus Abb. 3.5 um ein Peltier-Element erweitert. Die Probe wurde darauf fixiert und erwärmt. Die daraus resultierende Verschiebung des Spektrums ist in Abb. 3.8 dargestellt.

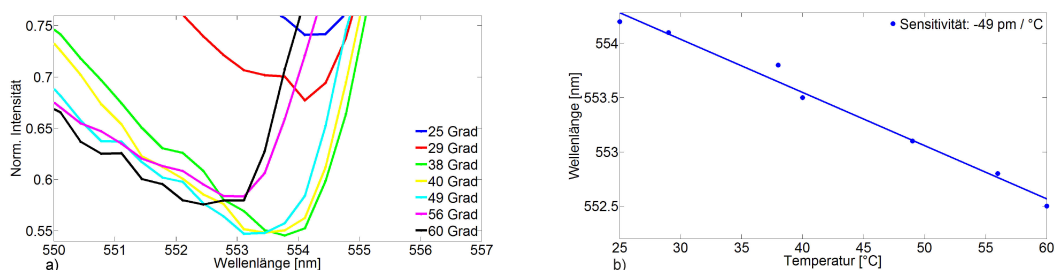


Abbildung 3.8: a) Messung des Transmissionsspektrums eines heißgeprägten Multimode-Wellenleiters mit integriertem FBG während einer Temperaturerhöhung und b) die ermittelte Sensitivität des Systems.

Aus der in Abb. 3.8 a) gezeigten Verschiebung der Bragg-Wellenlänge ergibt sich die Sensitivität des Systems. Diese ist in Abb. 3.8 b) dargestellt. Dabei entspricht die Sensitivität von  $-49 \text{ pm}/\text{C}^\circ$  auch in etwa dem, was andere Gruppen beim Schreiben von FBGs in polymere optische Fasern (POF) ermittelt haben [74]. Anhand dieser Ergebnisse lässt sich der für die Simulation aus Abb. 3.7 fehlende thermooptische Koeffizient von NOA68 zu  $\frac{dn_{NOA68}}{dT} = -467 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  abschätzen. Damit ändert sich der Brechungsindex von NOA68 ebenfalls stärker als der von PMMA. Dadurch konnte demonstriert werden, dass auch multimodige Polymerwellenleiter durch die Integration eines FBGs für sensorische Anwendungen verwendet werden können. Die Belichtung erfolgte unter Verwendung der in Tabelle 3.1 angegebenen Parameter.

Tabelle 3.1: Parameter zur Erzeugung von FBGs in heißgeprägten Wellenleitern.

Pulsenergie	$E_{Puls} = 5 \text{ mJ}$
Repetitionsrate	4 Hz
Belichtungszeit	120 s
Strahlgröße (vor der Linse von)	(3 x 2) mm
Fluenz	$F = \frac{E_{Puls}}{3 \text{ mm} \cdot 2 \text{ mm}} = 32,5 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$
applizierte Energie	$E_{appliziert} = 2,4 \text{ J}$
Leistungsdichte	$\Omega_{FBG} = \frac{E_{appliziert}}{t \cdot A} = \frac{2,4 \text{ J}}{120 \text{ s} \cdot (3 \text{ mm} \cdot 2 \text{ mm})} = 333 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$

Die gesamte applizierte Energie zum Erzeugen eines FBGs, die in Tabelle 3.1 aufgeführt ist, ist etwas größer als die in Tabelle 3.2 angegebene Energie zum Schreiben von Oberflächengittern. Die Prozesszeit zur Herstellung der FBGs ist jedoch auch um ein vielfaches höher, wodurch die Leistungsdichte wiederum geringer ist.

### Schreiben von Oberflächengittern in polymere Wellenleiter

Eine weitere Option, die die Nutzung eines Excimerlasers und dem Phasenmaskenverfahren mit sich bringen, liegt in der Erzeugung von Oberflächengittern zur Ein- und Auskoppelung von Licht. Ähnlich wie bei den heißgeprägten Gitterstrukturen werden die Koppelemente direkt in den Kern geschrieben. Hier besteht die Möglichkeit, dass das Gitter vor dem Füllen des Wellenleiterkanals mit dem Kernmaterial eingeschrieben wird, was eine zusätzliche Beschichtung mit Silber erfordert um eine ausreichende Koppeffizienz zu erreichen. Außerdem besteht die Möglichkeit, das Gitter nachträglich in den fertiggestellten Wellenleiter zu integrieren. Die Herstellung der Oberflächengitter erfolgt ebenfalls mit dem in Abb. 3.5 dargestellten Auf-

bau. Der Unterschied zur Herstellung von FBGs besteht zum einen darin, dass der Fokus hier auf der Oberfläche liegt. Zum anderen wird eine höhere Leistungsdichte benötigt, da hier ein Materialabtrag stattfindet. Die Gitterperiode, die geschrieben wird, hängt auch hier von der verwendeten Phasenmaske ab. Im Gegensatz zu heißgeprägten Gittern ist dieses Verfahren flexibler anwendbar. Das Schreiben der Gitterstruktur erfolgt dabei mit den in Tabelle 3.2 aufgeführten Parametern.

Tabelle 3.2: Parameter zum Schreiben eines Oberflächengitters in einen heißgeprägten Wellenleiter.

Pulsenergie	11 mJ
Repetitionsrate	5 Hz
Belichtungszeit	40 s
Strahlgröße (vor der Linse von)	(3 x 2) mm
Fluenz	$F = 36,7 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$
applizierte Energie	$E_{\text{appliziert}} = 2,2 \text{ J}$
Leistungsdichte	$\Omega_{\text{Gitter}} = 917 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$

Die Grundlage dieser Parameter sind in dem Kapitel 2.3.1 beschrieben. Um thermische Einflüsse zu vermeiden werden kurze Pulse und niedrige Repetitionsraten gefordert. Der verwendete Excimerlaser lieferte Laserpulse mit einer Länge von 5 ns - 8 ns und wurde mit einer Repetitionsrate von 5 Hz betrieben. Zur Optimierung der Belichtungszeit wurde eine Parameterstudie durchgeführt bei der eine visuelle Prüfung der maximal möglichen Abtragtiefe, ohne eine Zerstörung der Gitterstruktur, erfolgte. Die Untersuchung der Strukturen erfolgte mit einem konfokalen Laserscanningmikroskop (Keyence VK-X200). Zwei mit diesen Parameter erzeugte Gitter sind in Abb. 3.9 dargestellt.

Die in Abb. 3.9 gezeigten Oberflächengitter wurden mit dem in 3.4 dargestellten Aufbau geschrieben. Die Gitter konnten jeweils mit unterschiedlichen Phasenmasken erzeugt werden. Die verwendeten Masken hatten eine Gitterperiode von  $\Lambda = 1070 \text{ nm}$  für das in Abb. 3.9 a) gezeigte Gitter und entsprechen  $\Lambda = 570 \text{ nm}$  für die Struktur aus Abb. 3.9 b). Somit konnte erreicht werden, eine Gitterstruktur mit der halben Gitterperiode der Phasenmaske zu erzeugen. Die geschriebenen Strukturhöhen reichten von 50 nm für  $\Lambda = 285$  bis 500 nm für  $\Lambda = 535 \text{ nm}$ . Die Höhe der Gitterelemente konnte auch mit dem Laserscanningmikroskop bestimmt werden, da die maximale Tiefenaufösung 0,5 nm beträgt. Damit konnten Gitterelemente mit einer Strukturhöhe von  $\approx 1$  erzeugt werden. Beim Schreiben der Oberflächengitter kam es auch vor, dass anstatt der halben Gitterperiode, die der Phasenmaske auf den

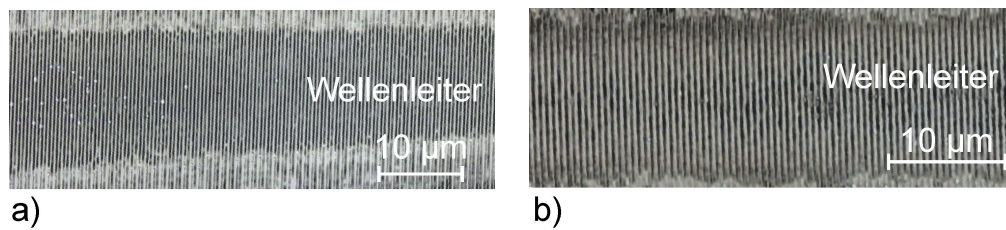


Abbildung 3.9: Aufnahmen von Oberflächen mit einer Gitterperiode von a)  $\Lambda = 535 \text{ nm}$  und b)  $\Lambda = 285 \text{ nm}$ . Aufgenommen mit einem Laserscanning Konfokalmikroskop (Keyence VK-X200).

Wellenleiter geschrieben wurde. Eine Erklärung dafür lässt sich in der Abb. 3.10 finden.

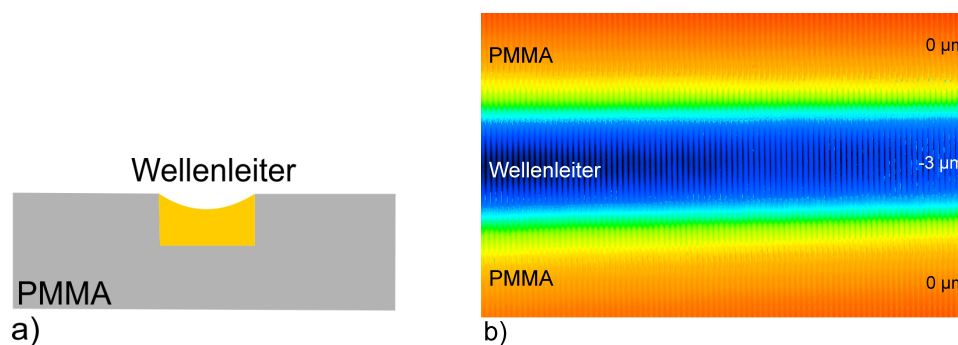


Abbildung 3.10: a) Schematische Darstellung des Querschnitts des Wellenleiters und b) die Messung des Höhenprofils mit einem Konfokalmikroskop.

Aus der Abb. 3.10 b) lässt sich erkennen, dass die Wellenleiterstruktur keine ebene Oberfläche besitzt, sondern etwas gewölbt ist. Aus der Messung ergibt sich ein Wellenleiterquerschnitt wie er in Abb. 3.10 a) dargestellt ist. Diese Form ist das Ergebnis des Herstellungsprozesses, bei dem das flüssige Kernmaterial in den heißgeprägten Wellenleiterkanal gerakelt wird. Beim anschließenden Auspolymerisieren des Kerns kommt es zu einer Material schrumpfung. Durch die Wölbung, wie sie in Abb. 3.10 gezeigt wird, kommt es zum Rand hin zu einem Höhenunterschied gegenüber dem Wellenleiterzentrum von  $3 \mu\text{m}$ . Durch diese Wölbung, die zwischen den Wellenleitern leicht variiert, kann es vorkommen, dass verschiedene Beugungsordnungen miteinander überlagert werden. Dadurch kommt es zur Ausbildung einer Gitterperiode, die der der Phasenmaske entspricht. Die Ergebnisse die mit dieser Maske erzielt werden konnten, sind in Kapitel 4.1.2 beschrieben.

## **Zusammenfassung der mit dem Excimerlaser erzeugten Ergebnisse**

Die in dieser Arbeit erzeugten Gitterstrukturen zeigen die flexiblen Einsatzmöglichkeiten eines Excimerlasers zur Nachbearbeitung von Polymerwellenleitern. Dabei kann unter geringem Aufwand in nur einem zusätzlichen Prozessschritt eine Auskoppelstruktur an beliebigen Positionen in die Wellenleiter eingebracht werden, die eine Auskopplung an mehreren Stellen erlaubt. Außerdem kann mit demselben Aufbau unter Anpassung der Laserparameter, der Wellenleiter durch Integration eines FBGs funktionalisiert werden. Über diesem Wege können an unterschiedlichen Stellen Temperatur bzw. Dehnungssensoren eingefügt werden. Eine Limitierung der Strukturgröße hängt bei diesem Verfahren, ähnlich wie beim Heißprägen, von der Strukturgröße auf der Maske ab. Durch die Verwendung des Excimerlasers kann auf eine teure Anpassung der Prägestempel verzichtet werden, wenn es um die Integration von Gitterstrukturen geht. Die Parameter die hier zur Erzeugung der mikrooptischen Strukturen verwendet wurden, sind unabhängig von der Größe des Wellenleiters und können daher direkt für zukünftige Singlemode-Wellenleiter verwendet werden. Es wird sich insbesondere die Sensitivität der erzeugten FBGs verbessern, da diese im Fall der verwendeten  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  großen Wellenleiter ein breites mehrmodiges Bragg-Signal liefern.

## **3.2 Charakterisierung der polymeren Wellenleiter**

### **3.2.1 Bestimmung der Wellenleiterdämpfung**

Zur Charakterisierung der Dämpfungseigenschaften der Wellenleiter wurden zwei unterschiedliche Aufbauten konstruiert und verwendet. Eines der Charakterisierungssysteme ist fasergekoppelt, während der andere Aufbau einen Freistrahlmittelobjektiv in die Wellenleiterendfacette fokussiert. Aufgrund der Vielzahl an Wellenleitertypen die es zu charakterisieren gab, wurden zwei unterschiedlichen Systeme aufgebaut. Die Vor- und Nachteile der Einzelnen Charakterisierungsaufbauten werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

#### **Fasergekoppelter Charakterisierungsaufbau**

Ziel dieses Aufbaus ist die Dämpfungsmessung von Wellenleiterproben unterschiedlichster Kerndurchmesser bei verschiedenen Wellenlängen. Ausgangspunkt für dieses

Messsystem ist eine 4-Kanal-Laserdiodenquelle (MCLS1, Thorlabs) mit jeweils einer fasergekoppelten 405 nm, 638 nm, 685 nm und 850 nm Laserdiode.

Da Fasern mit Kerndurchmessern bzw. Modenfeldradien von  $2\ \mu\text{m}$  bis  $> 400\ \mu\text{m}$  problemlos kommerziell erhältlich sind, können mit diesem System eine Vielzahl an verschiedenen Wellenleitern vermessen werden. Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abb. 3.11 dargestellt.

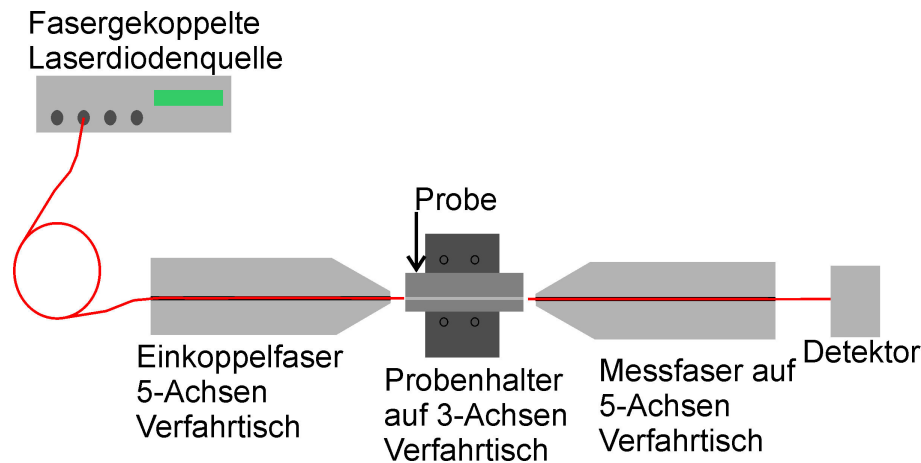


Abbildung 3.11: Aufbau zur Dämpfungsmessung durch Ein- und Auskoppelfasern.

Der in Abb. 3.11 dargestellte Versuchsaufbau enthält je einen 5-achsigen Verfahrtsch für die Ein- und Auskoppelfaser und einen zusätzlichen 3-achsigen Verfahrtsch für die Probe. Die hier verwendeten Verfahrtsche (MDE122 - 3 lineare Bewegungsrichtungen + MDE185 - 2 Rotationsachsen) zur Positionierung der Faser haben eine Auflösung von  $20\ \text{nm}$  bzw.  $< 0.1''$  bei einer Genauigkeit von  $14\ \mu\text{m}$  auf einen Gesamtverfahrweg von  $2\ \text{mm}$  (keine Angaben zum Modul MDE185 vorhanden). Durch die Verwendung dieser hochpräzisen Positionierungsmöglichkeiten lassen sich auch Singlemode-Fasern vor entsprechenden Wellenleitern optimal ausrichten. Bei dem zusätzlichen Verfahrtsch, auf dem sich die zu charakterisierende Probe befindet, handelt es sich um das Model PT3/M von Thorlabs mit einer Auflösung von  $5\ \mu\text{m}$ . Diese Positioniereinheit wird zur groben Ausrichtung der Probe verwendet, während die Feineinstellung zur Messung nur mit den Verfahrtschen der Faserhalter erfolgt. Die mechanische Fixierung der Fasern erfolgt über zwei spezielle Faserhalter (HFV002, Thorlabs), auf denen die Faser durch Magnete fixiert wird. Zur Fixierung der Wellenleiterprobe kommt ein Vakuumhalter (HMV001, Thorlabs) zum Einsatz. Durch eine angeschlossene Pumpe kann die Probe vom entsprechenden Halter angesaugt werden. Die Positionierung der Fasern zur Probe wurde durch ein Auflichtmikroskop (Zeiss, SterREO Discovery V8) überwacht. Durch die Verfügbarkeit unterschiedlicher Faserdurchmesser und Wellenlängen ist dieser Aufbau als flexibles



Charakterisierungssystem angedacht. Zum Schutz der einzelnen Faseranschlüsse des Laserdiodenmoduls vor Verschmutzung durch ein Ein- und Ausstecken der Fasern wurde ein zusätzliches Patchkabel mit einer Länge von 2 m und einem entsprechenden Faserkoppler dazwischen eingefügt. Es wurde während der Messungen festgestellt, dass ein wiederholtes Anstecken der Einkoppelfaser an die entsprechenden Fasern, die mit der Laserquelle verbunden sind, zu unterschiedlichen Intensitäten am Ende der Einkoppelfaser führen. Dies stammt von dem Spiel, welches die Fasern beim Fixieren an den Kopplern bzw. auch am Lasermodul haben. Die Intensitätswerte schwanken dabei im Extremfall um 10 %. Dadurch lässt sich mit diesem System jede Probe nur bei einer Wellenlänge vermessen.

### Freistrahlaufbau

Ein weiterer Aufbau, der zur Charakterisierung der Wellenleiterproben aufgebaut wurde, ist ein Freistrahlaufbau, der in Abb. 3.12 dargestellt ist.

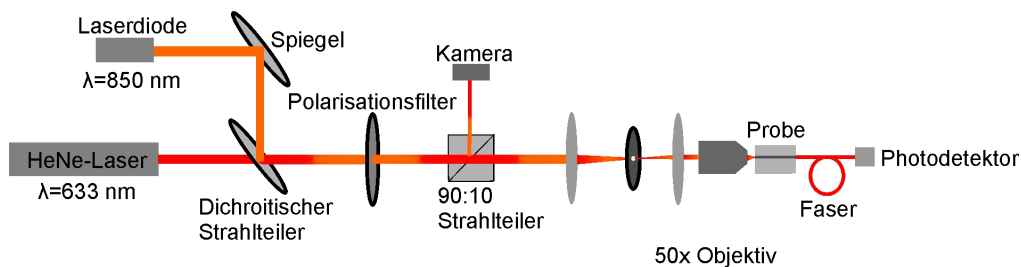


Abbildung 3.12: Aufbau zur Dämpfungsmessung durch eine Freistrahleinkopplung.

Bei dem in Abb. 3.12 dargestellten Aufbau wurden zwei Strahlquellen zusammengeführt, um die Wellenleiterdämpfung bei beiden Wellenlängen gleichzeitig bestimmen zu können. Bei einer handelt es sich um einen Helium-Neon (HeNe)-Laser (Melles Griot, 632,8 nm, 30 mW) und bei der anderen Strahlquelle um ein Laserdioden-Modul (Roithner Lasertechnik, 850 nm, 40 mW), die mit Hilfe eines dichroitischen Strahlteilers (Laseroptik,  $T_{632,8\text{ nm}} > 95\%$ ,  $R_{850\text{ nm}} > 99\%$ ) genau aufeinander verlaufen. Die Verwendung des eingebauten sowie drehbaren linearen Polarisationsfilters erlaubt ein Durchstimmen des Systems für unterschiedliche Intensitäten. Das dahinter befindliche 1:2 Teleskop verkleinert den Strahldurchmesser um die Hälfte. Anschließend wird der Strahl mittels Objektiv (Zeiss, 50x, LD EpiPlan, NA 0,5, HD DIC) auf die Endfacette der Probe fokussiert. Dabei wird ein minimaler Durchmesser des fokussierten Strahles von 9,6  $\mu\text{m}$  erreicht. Dieser Wert ist durch die Verwendung des Objektivs und des aufgebauten Teleskopes begrenzt und kann durch Änderung der entsprechenden Komponenten noch verkleinert werden. Die fehlende

Anpassung der NA zwischen Objektiv und Wellenleiter, welche mit dem fasergekoppelten Aufbau durch die Auswahl einer entsprechenden Faser möglich ist, spielt für die Dämpfungsmessung bei hinreichender Probenlänge keine Rolle. Ein Teil des Lichtes welches durch die Verwendung einer zu großen NA in den Wellenleiter eingekoppelt wird, verlässt diesen aufgrund des zu hohen Einstrahlwinkels ( $\theta_E > \theta_C$ ) wieder und propagiert im Substrat weiter. Dieser Anteil des Lichtes wird durch die Detektorfaser nicht mit erfasst. Ein wesentlicher Vorteil dieses Systems gegenüber dem fasergekoppelten ist die über einen zusätzlichen 90:10 Strahlteiler angeschlossene Digitalkamera. Durch diese Kamera kann die Endfacette der Probe abgebildet werden. Zusätzlich erhält man auch eine Information über die benötigte Justage in der Y-Achse zum Einkoppeln in den Wellenleiter, die einem durch Beobachtung über ein Auflichtmikroskop verwehrt bleibt. Die Abbildung der Endfacette eines heißgeprägten Wellenleiters ist in Abb. 3.13 dargestellt.

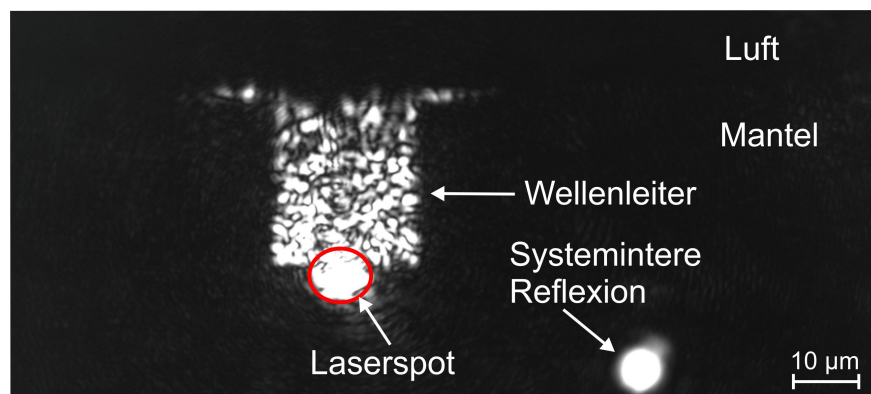


Abbildung 3.13: Abbildung des Laserfokus auf der Endfacette eines heißgeprägten Wellenleiters.

Bei der in Abb. 3.13 dargestellten Endfacette hat der Laserfokus eine minimale Größe von  $9,6 \mu\text{m}$  bei einer verwendeten NA von 0,5. Da das Licht, welches in den Wellenleiter einkoppelt wird, an dessen Ende reflektiert wird, ist dieser in der Abbildung deutlich heller als das umgebende Substratmaterial. Die Größenlimitierung der Wellenleiter für dieses Messsystem richtet sich nach dem kleinstmöglichen Fokuspunkt. Mit dem verwendeten Objektiv ist ein minimaler Strahltaillendurchmesser von ca.  $15 \mu\text{m}$  erreichbar. Für Single- und Few-Mode-Wellenleiter bestand zusätzlich die Möglichkeit, das vorhandene Objektiv durch eines mit einer 100-fachen (Zeiss, Epi-Plan, NA 0,95) Vergrößerung zu ersetzen. Dadurch ergibt sich eine Verkleinerung des Strahltaillendurchmessers um das  $\approx 1,5$ -fache auf  $6,5 \mu\text{m}$ . Eine weitere Verkleinerung bis zum theoretischen Beugungsminimum ließe sich durch die Integration einer zusätzlichen Apertur erreichen. Für die bisher zu charakterisierenden Wellenleiter ist dies jedoch nicht notwendig.

### Experimentelle Methodik und Auswertung

Die Bestimmung der Dämpfungswerte basiert auf der Rückschnittmethode. Dabei wird die transmittierte Intensität bei unterschiedlichen Probenlängen erfasst, woraus sich die wellenleiterspezifische Dämpfung bestimmen lässt. Die gemessenen Gesamtverluste setzen sich wie folgt zusammen:

$$\alpha_{Gesamt} = \alpha_{Mat}(L) + \alpha_{Str}(L) + \alpha_{Kop}. \quad (3.1)$$

Hierbei stehen  $\alpha_{Mat}$  und  $\alpha_{Str}$  für die wellenleiterspezifischen Absorptions- und Streuverluste, deren Größe von der Länge  $L$  des Wellenleiters abhängt. Diese beiden Parameter, die zu den Gesamtverlusten beitragen, lassen sich durch die Rückschnittmethode nicht voneinander unterscheiden, was zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung auch nicht nötig ist. Die Koppelverluste gehen über  $\alpha_{Kop}$  ein und beschreiben die Verluste, die aufgrund von Oberflächenreflexionen und Streuungen beim Ein- und Auskoppeln entstehen. Diese Größe ist von der Länge des Wellenleiters unabhängig und muss nicht berücksichtigt werden, solange die Ein- und Auskoppelbedingungen während der gesamten Messung konstant bleiben.

Ein Zurückschneiden der polymeren Wellenleiter ist mit den Mitteln, die für Glasfasern genutzt werden, nicht möglich. Bei diesen wird die Faser mit einer Klinge (zumeist Diamant oder Saphir) angeritzt und anschließend gebrochen. Die Oberfläche der Bruchstelle ist dabei von sehr guter optischer Qualität. Da Polymere weniger spröde als Glasfasern sind, führt ein Schneiden der Probe mit einer scharfen Klinge zu Verschmierungen auf der Endfacette der Wellenleiter. Ebenso ist ein Brechen der Proben aufgrund der Elastizität der Polymere ohne Weiteres nicht möglich. Mögliche Ansätze zur Lösung dieses Problems sind unter anderem das Durchtrennen der Probe mit einer beheizten Klinge oder das Brechen nach vorheriger Abkühlung durch flüssigen Stickstoff [82]. Beim Schneiden der Proben müssen die Temperaturen an das entsprechende Material angepasst werden, während sich nicht alle Materialkombinationen und Herstellungsverfahren von Kern und Mantel zum Brechen eignen, da es zu Ausbrüchen des Kernmaterials an den Endfacetten kommen kann oder im Extremfall der Kern aus dem Mantelmaterial entfernt wird. Für die in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten heißgeprägten Wellenleiter [10] kommt nur ein Schneiden in Frage, da das Brechen zu einem Herauslösen des Kernmaterials in unregelmäßigen Abständen führt. Zum Schneiden der polymeren Wellenleiter wurde ein beheizter Cleaver verwendet, bei dem sowohl die Rasierklinge als auch die Grundplatte auf  $\approx 60^\circ\text{C}$  erwärmt wurde. Bei diesem Schneidprozess durchtrennt die beheizte Klinge das Polymer von oben herab, wobei die Probe Nahe der Unterseite bricht. Dadurch ist die Schnittfläche am besten, auf der Seite an der die Klinge zuerst eintritt. Da-

her sollte die Probe auch so positioniert werden, dass sich die Wellenleiter nahe der eindringenden Klinge befinden.

Nach der Präparation der Endfacetten wird die Probe auf einem Vakuumhalter, welcher für eine Fixierung der Folie sorgt, platziert. Die Koppelflächen müssen dabei möglichst senkrecht, je nach genutztem Charakterisierungsaufbau, zu den Fasern bzw. zum Koppelobjektiv stehen. Die finale Positionierung der Probe wurde durch das Aufsichtmikroskop überwacht. Nach der Aufnahme mehrerer Intensitätswerte bei verschiedenen Probenlängen werden diese, wie in Abb. 3.14 dargestellt, übereinander aufgetragen, wodurch sich die Materialdämpfung aus dem Anstieg der Geraden ergibt.

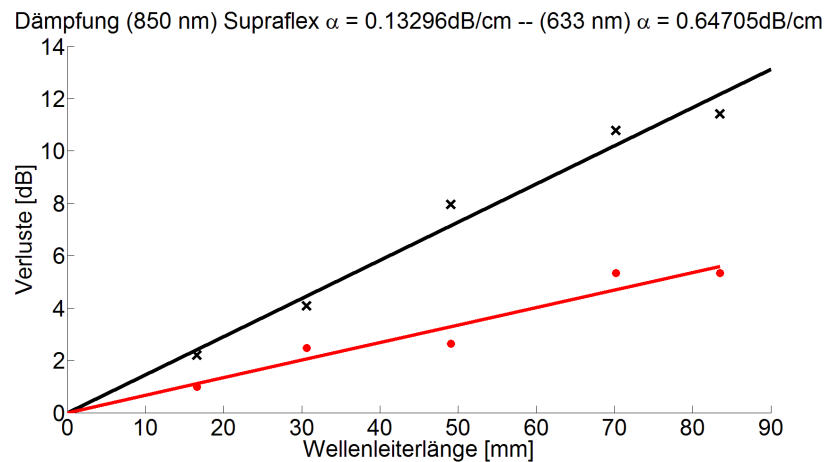


Abbildung 3.14: Dämpfungsmessung eines gedruckten Wellenleiters.

Die optische Dämpfung ergibt sich nach Gl. 2.49 zu  $0,13\text{ dB/cm}$  bei  $850\text{ nm}$  bzw.  $0,64\text{ dB/cm}$  für  $633\text{ nm}$ . Die in Abb. 3.14 aufgeführte Dämpfungsmessung ist nur eine exemplarische Darstellung der gedruckten Wellenleiter mit einer Breite von  $300\text{ }\mu\text{m}$  und einer Höhe von  $10\text{ }\mu\text{m}$ . Die Dämpfung der heißgeprägten Wellenleiter, mit der dämpfungärmsten gemessenen Kombination aus Kern- und Mantelmaterial weisen eine Dämpfung von  $0,81\text{ dB/cm}$  für eine Wellenlänge von  $\lambda = 850\text{ nm}$  und  $0,74\text{ dB/cm}$  für  $\lambda = 633\text{ nm}$  auf [35, 10]. Innerhalb des SFB wurden einige weitere Methoden untersucht, um verlustarme, polymere Wellenleiter herzustellen. Diese, und auch die heißgeprägten Wellenleiter, wurden im Zuge eines Ringvergleiches an mehreren Standorten charakterisiert und die gewonnenen Ergebnisse verglichen. Eine Zusammenfassung der Dämpfungsmessungen für unterschiedliche Herstellungsverfahren ist in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Tabelle 3.3: Zusammenfassung verschiedener in Polymer herstellbarer Wellenleitertypen.

Herstellungsmethode	min. Dimension [µm]	Form	Singlemode Multimode	Dämpfungswerte [dB/cm]
2PP	0.1	Rechteckig	SM	-
MPP	0.15	Rechteckig	SM MM	20 ( 635 nm)
Heißprägen+ Spincoaten+ UV-Lithografie	2	Rechteckig	SM	1,8 (635 nm) 0,2 (850 nm)
fs-Schreiben	5	Rund	SM MM	0,3 (850 nm)
Heißprägen+ Rakeln	25	Rechteckig	MM	0,09 (850 nm)
Inkjet	50-1000	Segment	MM	5 (638 nm)
Reaktivlaminieren	100	Rund	MM	0,9 (638 nm)
Flexodruck	200-1000	Segment	MM	0,3 (638 nm)

Die in Tabelle 3.3 aufgelisteten Dämpfungswerte und Materialkombinationen konnten alle, mit den in den Abbildungen 3.11 und 3.12 gezeigten Versuchsplätzen, charakterisiert werden.

### 3.2.2 Bestimmung des Brechungsindex

Eine weitere wichtige Eigenschaft der polymeren, wellenleitenden Strukturen, die bei Veränderung der Herstellungsparameter bzw. -Materialien untersucht werden muss, ist der Brechungsindex (siehe Kap. 2.1). Da die Form der zu untersuchenden Wellenleiter sehr unterschiedlich ausfallen kann, wurde zur Messung dieses Parameters auf ein Brechungsindexprofilometer (RINCK elektronik), welches auf der refractive-near-field method (RNF) beruht [83, 84], zurückgegriffen. Dieses Verfahren basiert darauf, dass die skalare Wellenfunktion für  $\Delta n(x, y)$  mit Hilfe der gemessenen Intensitätsverteilung gelöst wird. Diese Methode zählt daher zur Kategorie der inversen Probleme ([83, 84, 85]).

Um das System zu verifizieren wurden einige Messergebnisse mit einem etablierten Abbe-Refraktometer verglichen. Mit diesem System ist jedoch nur eine Messung von Flüssigkeiten und homogenen Festkörpern möglich. Daher kann ein Abbe-Refraktometer nicht zur Messung von Wellenleitern eingesetzt werden, bei denen das System aus mehreren Brechungsindizes besteht. Bei diesen Vergleichsmessungen

wurde ein Referenzglasblock des Abbe-Refraktometers verwendet, dessen Brechungsindex mit  $n_D = 1,5167$  vorgegeben ist und der zur Kalibrierung des Refraktometers verwendet wird. Dabei bezeichnet  $n_D$  den Brechungsindex der Natriumdampflinie ( $\lambda = 589 \text{ nm}$ ) die auch beim Abbe-Refraktometer verwendet wird. Als weitere Probe wurde ein BK7-Referenzglas (Schott) verwendet, dessen Brechungsindex über im gesamten sichtbaren Spektralbereich bekannt ist. Bei den Messungen konnte eine Übereinstimmung des Brechungsindex von  $\pm 1,5 \cdot 10^{-3}$  festgestellt werden. Der natürlich vorhandene Brechungsindexunterschied von BK7 bei den verwendeten Wellenlängen  $\lambda_{Abbe} = 589 \text{ nm}$  und  $\lambda_{RNF} = 639 \text{ nm}$  liegt bei  $2 \cdot 10^{-3}$  und entspricht damit recht genau dem ermittelten Messunterschied zwischen beiden Systemen. Beide Messungen weisen für sich eine sehr gute Reproduzierbarkeit mit einer Messgenauigkeit von  $\pm 1,1 \cdot 10^{-4}$  auf.

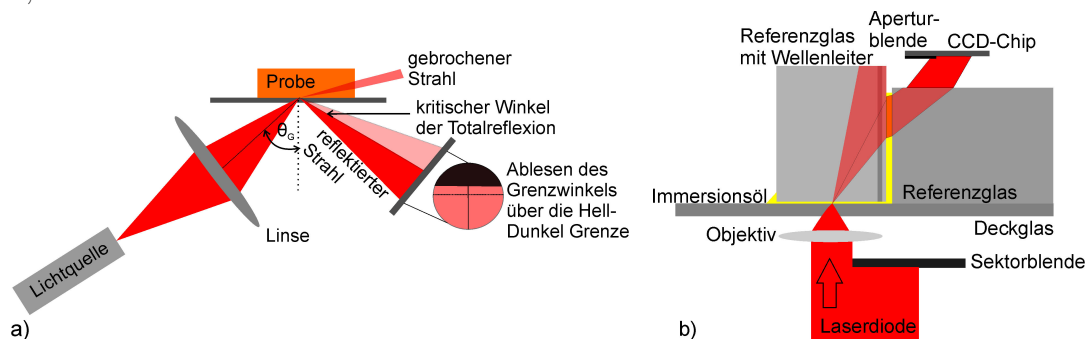


Abbildung 3.15: Funktionsprinzipien des a) Abbe-Refraktometers und b) Brechungsindexprofilometers zur Bestimmung unbekannter Brechungsindizes.

In Abb. 3.15 a) ist schematisch das Messprinzip eines Abbe-Refraktometers dargestellt. Das Grundprinzip bei dieser Messung bildet das Brechungsgesetz mit  $n_1 \sin \theta = n_2 \sin \beta$ . Das einfallende Licht strahlt hierbei hinter einem Diffusor gleichverteilt in alle Raumrichtungen. Abhängig von dem Brechungsindex des zu untersuchenden Mediums kommt es ab einem Grenzeinfallswinkel  $\theta_G$  zur Totalreflexion, was sich am Abbildungsschirm als Hell-Dunkel-Grenze zeigt. Durch die Bestimmung dieses Grenzwinkels lässt sich daher der Brechungsindex einer unbekannt Probe ermitteln.

Die schematische Darstellung in Abb. 3.15 b) zeigt das Messprinzip eines Brechungsindexprofilometers. Dabei wird die Probe mit einem Immersionsöl und einem Referenzglasblock, von denen der Brechungsindex bekannt ist, auf einem Deckglas positioniert. Über dieser Anordnung befindet sich ein CCD-Chip. Dieser detektiert das von unten auf die Probe fokussierte Licht, welches abhängig vom Brechungsindex der drei Komponenten auf dem CCD-Chip auftrifft. Durch das Abtasten der Probe mit dem Laserfokus ändert sich die Position des detektierten Spots abhängig von der optischen Weglänge, die der Strahl durch die drei Komponenten zurücklegt. Durch

dieses Abtasten können damit auch Proben mit unterschiedlichen Brechungsindizes bestimmt werden. Bei der Auswertung wird der unbekannte Brechungsindex aus der ermittelten Brechung und aus den zwei bekannten Brechungsindizes interpoliert. Die Messdaten werden, wie in Abb. 3.16 dargestellt, als Falschfarbenbild ausgegeben und ermöglichen die Auswahl und Messung des gesuchten Brechungsindex.

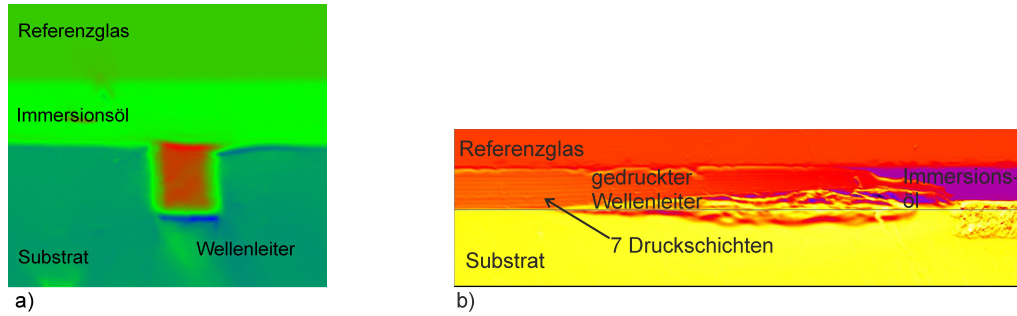


Abbildung 3.16: Brechungsindexverlauf als Falschfarbendarstellung eines a) heißgeprägten und b) gedruckten Wellenleiters.

Die in Abb. 3.16 dargestellten Brechungsindexmessungen zeigen den Brechzahlverlauf eines heißgeprägten (a) und eines gedruckten Wellenleiters (b). Besonders im zweiten Fall lässt sich auch eine Brechungsindexinhomogenität im Wellenleiter zeigen, die darauf beruht, dass bei der Herstellung mehrere Schichten Drucklack übereinander aufgetragen werden (siehe Kapitel 3.1.2). Mit Hilfe dieses Messsystems lassen sich damit auch interne Strukturen auflösen, die die Qualität eines Wellenleiters beeinflussen können und sonst unerkannt bleiben.

## 4 Koppelstrukturen für polymere Wellenleiter

In den folgenden Abschnitten werden unterschiedliche Koppelstrukturen vorgestellt durch die eine effiziente Kopplung in polymere Wellenleiter ermöglicht werden soll. Die entsprechenden Strukturen wurden dabei zunächst wellen- bzw. strahlenoptisch simuliert und anschließend mit den Messungen verglichen.

### 4.1 Optische Strukturen zur Einkopplung vertikal emittierender Lichtquellen in Wellenleiter

Eine Möglichkeit, Licht aus einer Quelle in die Wellenleiter zu koppeln, basiert auf der Umlenkung vertikal eingestrahlt Lichtes. Dabei befindet sich die Probe auf der Oberfläche der Folie und strahlt in diese hinein. Dafür muss das Licht so umgelenkt werden, dass es im Wellenleiter geführt werden kann. Zwei mögliche Strukturen, um dies in einem vollständig polymerbasierten System realisieren zu können, sind der mikrooptische Spiegelkoppler und Gitterstrukturen. Beide werden im Folgenden diskutiert.

#### 4.1.1 Spiegelkoppler

Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, basieren Spiegelkoppler auf der Totalreflexion an einer abgelenkten Kante. Für hybride (polymere Wellenleiter auf einem anorganischen Substrat) oder auch vollpolymere Systeme werden diese Strukturen häufig als Koppelemente verwendet [13, 86]. Auch bei der Konstruktion von PICs werden Spiegelemente zur Umlenkung des Lichts auf engstem Raum genutzt.



### Simulation verschiedener Brechungsindexkombinationen zur Realisierung eines Spiegelkopplers

Zur Abschätzung der möglichen Koppeleffizienz wurden Raytracing-Simulationen mit der kommerziell erhältlichen Software Zemax durchgeführt. Das verwendete Modell dafür ist in Abb. 4.1 dargestellt.

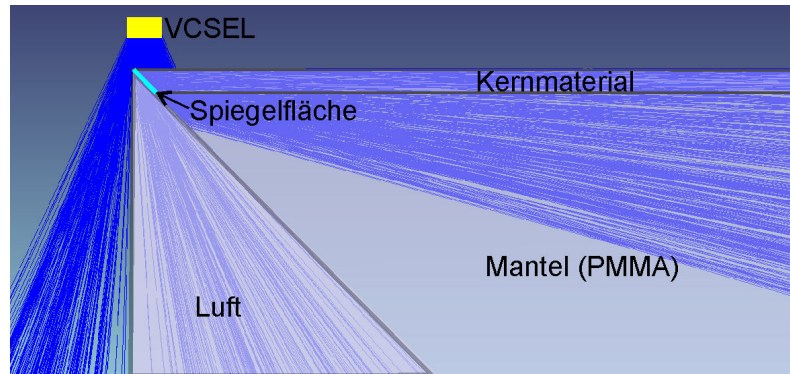


Abbildung 4.1: Darstellung eines Wellenleitermodells in der Raytracing-Software Zemax.

Die in der Simulation aus Abb. 4.1 verwendete Lichtquelle orientiert sich an der kommerziell erhältlichen ULM850-05-TT von U-L-M Photonics (Philips Technologie GmbH). Dies ist eine VCSEL, die bei  $\lambda = 850 \text{ nm}$  emittiert. Die Emitterfläche ist rund und hat einen Durchmesser von  $25 \mu\text{m}$  mit einem Divergenzwinkel von  $25^\circ$  und befindet sich in einem Abstand von  $10 \mu\text{m}$  zur Wellenleiteroberfläche. Dieser Abstand setzt sich aus den vorhandenen  $3 \mu\text{m}$  dicken Goldpads für die Kontaktierung der VCSEL, der  $3 \mu\text{m}$  Wölbung der Wellenleiteroberfläche (siehe Kapitel 3.1.3) und einer  $\approx 4 \mu\text{m}$  dicken Klebeschicht zusammen, mit der die VCSEL auf der Folienoberfläche befestigt wird. Daraus ergibt sich ein Strahldurchmesser an der Wellenleiteroberfläche von  $36 \mu\text{m}$ . Diese Lichtquelle wurde für die Simulation gewählt, da sie sich sowohl von ihren Abmaßen mit  $335 \mu\text{m} \times 235 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$  als auch von den beschriebenen Strahlparametern für eine zukünftige Anwendung als vertikal emittierende Lichtquelle für optische polymere Strukturen eignen. Als Wellenleiter wurden heißgeprägte Oberflächenwellenleiter mit einem Brechungsindex von 1,526 verwendet. Bei dem Mantelmaterial handelt es sich um PMMA ( $n = 1,49$ ). Die Koppeleffizienz variiert in Abhängigkeit der Brechungsindizes der verwendeten Materialien und vom Größenverhältnis zwischen Lichtquelle und Wellenleiterdurchmesser. In der Simulation wurde dabei die Koppeleffizienz mehrere Materialkombinationen bei verschiedenen Wellenleiterdurchmessern bestimmt. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in der Abb. 4.2 zusammengefasst.

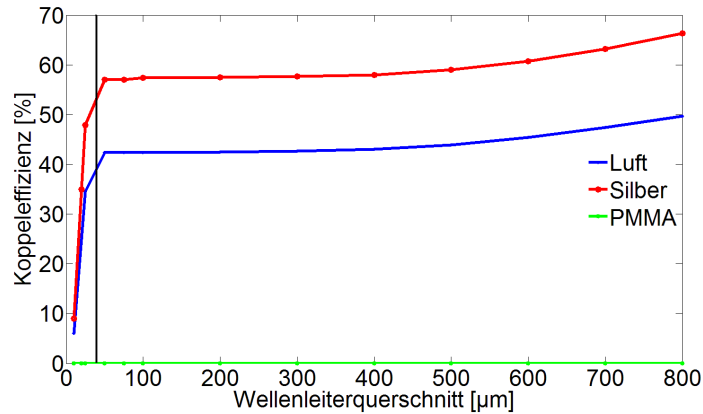


Abbildung 4.2: Zusammenfassung der Simulationsergebnisse eines Spiegelkopplers für unterschiedliche Materialkombinationen bei verschiedenen Wellenleiterquerschnitten.

Dabei zeigt sich zum einen, dass die Koppeleffizienz mit Verkleinerung des Wellenleiters stetig abnimmt. Sobald der Wellenleiter dabei die Größenordnung der Lichtquelle erreicht, nimmt die Effizienz deutlich schneller ab. Die Größe des Modenfelddurchmessers auf der Wellenleiteroberfläche ist in Abb. 4.2 mit einer schwarzen Linie markiert. Zum anderen funktioniert die Kopplung nur, wenn ein zusätzlicher Brechungsindexunterschied hinzukommt. In dem in Abb. 4.2 aufgeführten Beispiel führt nur eine Beschichtung mit Silber bzw. ein Luftspalt hinter der Spiegelfläche zum gewünschten Erfolg. Ein komplett integrierter, rein polymerer Spiegelkoppler wäre so nur unter einem deutlich steileren Winkel zu realisieren. Damit bleiben die Möglichkeiten, die Spiegelfläche zusätzlich zu beschichten, z. B. mit Silber, oder die offenen Schnittfläche so zu belassen, was die Stabilität der Folie an dieser Stelle stark beeinträchtigt. Eine Spiegelfläche mit dem Übergang zur Luft lässt sich somit nur am Substratende realisieren, um die Stabilität der Folie nicht negativ zu beeinträchtigen, wie bereits in Abb. 4.1 dargestellt. Wie aus der Abb. 4.2 ersichtlich wird, eignen sich Spiegelkoppler für kleinere Wellenleiterdurchmesser nicht mehr als effiziente Einkoppelelemente. Zum Auskoppeln eignen sie sich weiterhin sehr gut, wie in Tabelle 4.1 an ausgewählten kleineren Kerndurchmessern zu erkennen ist.

Tabelle 4.1: Auskoppelleffizienzen eines Spiegelkopplers bei unterschiedlichen Kerndurchmessern.

Größe des Wellenleiters [ $\mu\text{m}$ ]	Auskoppelleffizienz [%]
25	57
50	67,2
75	67,6

Die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Werte zeigen, dass es bei einer Verkleinerung des Kerndurchmessers der Wellenleiter zu keinem signifikanten Abfall der ausgekoppelten Leistung, zumindest nicht bis zu einem Wellenleiterdurchmesser von  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$ , kommt. Der Großteil der ermittelten Verluste kommt dabei von der Spiegelfläche, bei der ein Teil der Strahlen einen Einfallswinkel  $\theta_E < \theta_c$  aufweist. Da die zur Verfügung stehenden, heißgeprägten Wellenleiter, abhängig vom Stempeldesign, alle einen Kerndurchmesser von  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  haben, werden zur Messung der Einkoppelleffizienz größere, durch Flexodruck hergestellte Wellenleiter verwendet. Diese weisen ein elliptisches Strahlprofil mit einer Höhe von  $400\ \mu\text{m}$  auf, wie in Abb. 4.3 dargestellt.

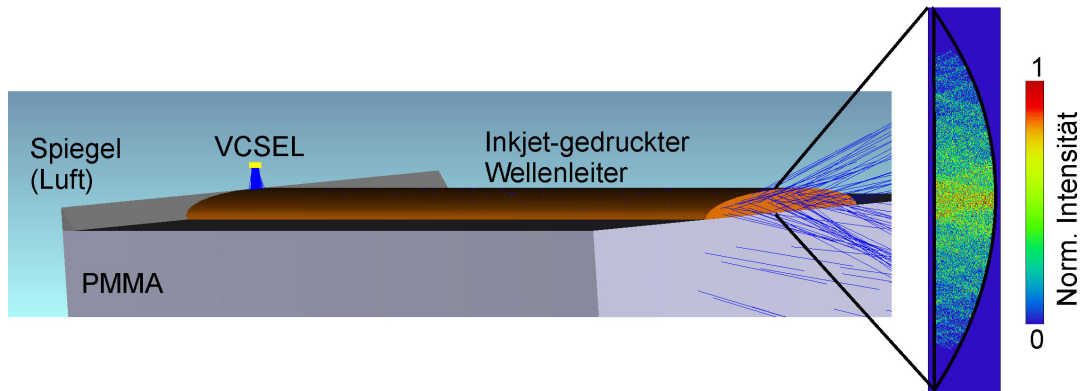


Abbildung 4.3: Simulation eines per Flexodruck hergestellten Oberflächenwellenleiters mit einer Höhe von  $400\ \mu\text{m}$  mit seiner entsprechenden Intensitätsverteilung.

Die Abb. 4.3 zeigt einen per Flexodruck hergestellten Wellenleiter mit der entsprechenden Intensitätsverteilung an der Endfacette, wenn über den Spiegel eingekoppelt wird. Das Profil des Wellenleiters ist dabei elliptisch und liefert eine Koppelleffizienz von  $60,9\%$ .

### Bestimmung der Koppel-effizienz integrierter Spiegelkoppler

Zur Bestimmung der reellen Koppel-effizienzen kamen heißgeprägte Wellenleiter mit einem Kernquerschnitt von  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  und gedruckte Wellenleiter mit  $400\ \mu\text{m} \times 35\ \mu\text{m}$  zum Einsatz. Zur Messung der Einkoppel-effizienz wurde der gedruckte Wellenleiter mit einer um  $45^\circ$  angewinkelten Rasier Klinge durchtrennt. Die Einkopplung erfolgte senkrecht zum Wellenleiter, wobei der verwendete HeNe-Laser genau auf die abgeschrägte Kante fokussiert wird. Der genutzte Laser besitzt einer Wellenlänge von  $633\ \text{nm}$  eine optische Leistung von  $4,5\ \text{mW}$ . Die Einkopplung erfolgt mit dem Freistrahlaufbau aus Abb. 3.12. Um die Einkoppelverluste zu berücksichtigen, erfolgt eine Messung bei der gleichen Wellenleiterlänge ohne zusätzliche Koppelstruktur. Dabei wurde eine optische Leistung des transmittierten Lichtes von  $1,5\ \text{mW}$  unter Verwendung einer Siliziumfotodiode gemessen. Der verwendete gedruckte Wellenleiter weist bei einer Länge von  $42,3\ \text{mm}$  nach der Messung der Materialdämpfung aus Abb. 3.14 eine Dämpfung von  $2,7\ \text{dB}$  auf. Bei der Vermessung der heißgeprägten Wellenleiter wird der Spiegel als Auskoppel-element verwendet. Dabei ergeben sich bei einem  $54,77\ \text{mm}$  langen Wellenleiter Verluste von  $2,86\ \text{dB}$  ( $1,4\ \text{mW}$  Auskoppel-leistung bei  $6,1\ \text{mW}$  Einkoppeleistung).

### Vergleich der Ergebnisse simulierter und vermessener Spiegelkoppler

In der Tabelle 4.2 sind die gemessenen Ergebnisse des Spiegelkopplers mit den entsprechenden Simulationen zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Auskoppel-effizienzen eines Spiegelkopplers bei unterschiedlichen Kerndurchmessern.

Ein-/Auskopplung	Wellenleitertyp	Simulierte Koppelverlust [dB]	gemessene Koppelverluste [dB]
Einkoppeln	Flexodruck hergestellter $400\ \mu\text{m}$ Wellenleiter	2,15	2,7
Auskoppeln	Heißgeprägter $25\ \mu\text{m}$ Wellenleiter	2,44	2,86

Wie aus der Zusammenfassung der Werte in Tabelle 4.2 ersichtlich, weichen die Messwerte der hergestellten Spiegelkoppler von den, aus der Simulation erwarteten Werten ab. Diese geringe Abweichung kommt vor allem von der Rauheit der

Spiegeloberfläche, die in der Simulation unberücksichtigt bleibt. Dadurch wird ein zusätzlicher Anteil des Lichtes aus dem Wellenleiter gestreut. Weiterhin nimmt die Wellenleiterdicke beim Druckprozess zum Rand hin stärker ab, als in der Simulation angenommen. Da der Großteil der optischen Leistung im Zentrum des Wellenleiters geführt wird, wie in Abb. 4.3 dargestellt, ist der Unterschied zwischen der simulierten und der realen Wellenleiterform nur von geringer Bedeutung. Koppeleffizienzen, die von anderen Forschergruppen mit Spiegelkopplern erzielt wurden, sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Auskoppeleffizienzen von Spiegelkopplern anderer Gruppen.

Auskoppelverluste [dB]	Wellenleiterform	Wellenleiterquerschnitt	Quelle
4,1	Trapezförmig	$b_{oben} = 20 \mu\text{m}$ und $b_{unten} = 100 \mu\text{m}$ $h = 40 \mu\text{m}$	[86]
1,3 - 3	Rechteckig	$50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$	[15]
1,6	Rechteckig	$50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$	[13]
2 - 3,11	Rechteckig	$40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$	[50]

Die in Tabelle 4.3 zusammengefassten Werte zeigen, dass insbesondere die rechteckigen Wellenleiter eine Dämpfung zwischen 1,3 – 3,11 dB aufweisen. Damit liegen die in dieser Arbeit demonstrierten Spiegelkoppler, welche in heißgeprägte Wellenleiter integriert wurden, im selben Bereich der Dämpfungswerte wie die Strukturen anderer Gruppen. Trotz des vorhandenen Größenunterschiedes zu den eigenen Wellenleitern kann kein Unterschied der Dämpfung verzeichnet werden. Einen Einfluss auf die Koppeleffizienz von Spiegelkopplern hat damit nicht die Wellenleitergröße, sondern wie schon zuvor und auch von Dou et al. [15] diskutiert, liegt der größte Einfluss in der Oberflächenqualität der Koppelfläche. Die Rauigkeit der Oberfläche hängt dabei vom Herstellungsprozess ab.

#### 4.1.2 Gitterkoppler

Eine weitere, etablierte Koppelstruktur, speziell im Singlemode-Bereich, sind Gitterkoppler. Diese erlauben das Umlenken des Wellenvektors  $\vec{k}$  des einfallenden Lichtes in der Art, dass eine Beugungsordnung so abgelenkt wird, dass der  $\vec{k}$ -Wellenvektor mit der Propagationskonstante  $\beta$  des Wellenleiters übereinstimmt. Dazu werden im Folgenden zwei gitterbasierte Koppelkonzepte vorgestellt.

## Zwei Gitterkonzepte als Koppelstrukturen

Die verwendeten Konzepte für die Gitterkoppler müssen auf deren spezielle Anwendung angepasst werden. Zum einen sollen sie auf ihre Anwendbarkeit für Multimode-Wellenleiter mit einem Kernquerschnitt von  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  geprüft werden. Zum anderen muss der Herstellungsprozess massenproduktionstauglich und auf Polymere anwendbar sein. Des Weiteren sollte sich eine entsprechende Lichtquelle mit den nötigen Toleranzen über der Gitterstruktur platzieren lassen. Zwei dafür geeignete Gitterkonzepte sind: die Kopplung eines linearen Gitters mit einer Taperstruktur und ein fokussierender Gitterkoppler.

### Lineare Gitterstrukturen

Das Konzept eines Gitterkopplers mit Taperstruktur ist schematisch bereits in Abb. 2.15 a) dargestellt. Dabei dient das Gitter dazu, den einfallenden Strahl so zu beugen, damit dieser innerhalb des Polymerwellenleiters geführt werden kann. Da der Modenfelddurchmesser des einfallenden Lichts gewöhnlich größer ist, als der der verwendeten heißgeprägten  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  Wellenleiter, wird ein Taper verwendet, der an eine vergrößerte Fläche angekoppelt ist, auf der sich die Gitterstruktur befindet. Dadurch kann das gebeugte Licht einer Quelle, die größer als der Wellenleiter ist, in diesen gelenkt werden. Entsprechend des Brechungsindexverhältnisses zwischen Kern- und Mantelmaterial muss der Winkel der Taperstruktur angepasst werden. Eine Verwendung mit einem Singlemode-Wellenleiter, bei dem das Brechungsindexverhältnis normalerweise sehr klein ist, würde die Taperstruktur dadurch enorm verlängern, was diese je nach Anwendungsgebiet unpraktikabel macht.

### Fokussierende Gitter

Eine fokussierende Gitterstruktur kann das einfallende Licht, ähnlich wie eine Taperstruktur, von einem großflächigem Gitter ( $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$ ) zu einem deutlich kleineren Wellenleiter ( $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$ ) lenken. Dabei wird der einfallende Strahl, unabhängig vom Einstrahlpunkt auf dem Gitter, zu dessen Zentrum fokussiert. Dieses Konzept ist schematisch in Abb. 2.15 dargestellt.

### Simulationen von integrierten Gitterkopplern für Multimode-Wellenleiter

Zur Vorbetrachtung, welche Gitterperiode zur Einkopplung minimal erforderlich ist, wurde diese anhand der bekannten Brechungsindizes der Proben unter Verwendung von Gl. 2.1 und 2.50. Dabei ergibt sich durch die verwendeten Materialien mit  $n_{Kern} = 1,536$  und  $n_{Mantel} = 1,49$  ein Grenzwinkel für die Totalreflexion von  $\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{Mantel}}{n_{Kern}}\right) = 75,94^\circ$ . Das bedeutet, dass das Licht, welches über eine Gitterstruktur in den Wellenleiter eingekoppelt werden soll, in der ersten Beugungsordnung unter einem Winkel von mindestens  $75,94^\circ$  gebeugt werden muss. Um dies zu erreichen, muss bei einer verwendeten Wellenlänge von 650 nm eine Gitterperiode von  $\Lambda = \frac{\lambda}{n \cdot \sin \theta_c} = 436,2 \text{ nm}$  verwendet werden. Für eine Wellenlänge von  $\lambda = 850 \text{ nm}$  hingegen, wird eine Gitterperiode von 570,47 nm benötigt. Entsprechend der Beschreibung aus Kap. 2.2.2 wird für eine optimale Beugungseffizienz der Phasengitter in Reflexion eine Höhe nach  $h = \frac{\lambda}{n_K \cdot (1 + \cos \theta)}$  benötigt, was einer Strukturgröße von 345 nm bei  $\lambda = 650 \text{ nm}$  bzw. 450 nm bei  $\lambda = 850 \text{ nm}$  entspricht. Damit liegt die benötigte Strukturhöhe für die Reflexionsgitter über den Werten der Strukturbreite der Gitter mit  $\frac{\Lambda}{2} \approx 220 \text{ nm}$ . Dies ist für die Herstellung wichtig, da beim Heißprägen der Gitter nur stabile Strukturen mit einem Aspektverhältnis von höchstens 1 hergestellt werden können. Welchen Einfluss eine Abweichung der Gitterhöhe vom optimalen Wert hat, ist in Abb. 4.4 dargestellt.

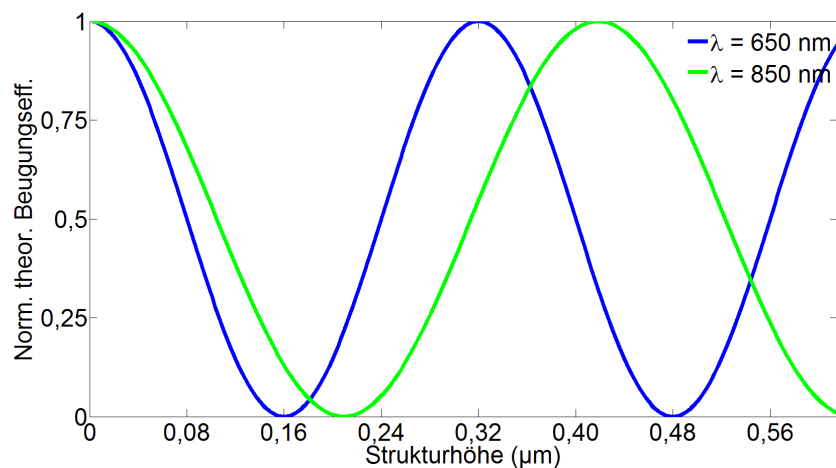


Abbildung 4.4: Einfluss einer Höhenänderung auf die Beugungseffizienz.

Aus der in Abb. 4.4 dargestellten Simulation zeigt sich, dass eine Änderung der Strukturhöhe von 160 nm im Fall des Gitter, das für  $\lambda = 650 \text{ nm}$  ausgelegt ist, die Beugungseffizienz vom Maximum auf 0 fällt. Auch wenn die Höhe der Gitterstruktur keinen Einfluss auf den Beugungswinkel hat, ist eine genaue Einstellung dieses

Parameters hinsichtlich der Beugungseffizienz von großer Bedeutung.

Würden diese Gitter in Transmission verwendet werden, würde ein Höhenunterschied der Gitterstruktur von  $h = \frac{\lambda(1 - \frac{n_K^2}{\cos^2 \theta})}{n_M - (\frac{n_K}{\cos \theta})} = 1,06 \mu\text{m}$  für  $\lambda = 850 \text{ nm}$  und  $\lambda = 650 \text{ nm}$  nötig sein, was herstellungsbedingt nicht möglich wäre.

Die Optimierung der Gitterparameter, insbesondere hinsichtlich der Strukturhöhe, erfolgte mit Hilfe der Simulationssoftware RSoft. Diese beinhaltet ein spezielles "Diffraction-Module", welches die Beugung definierbarer, einfallender elektromagnetischer Wellen auf eine individuell konfigurierbare, periodische Struktur berechnet. Dieses Modul basiert auf der Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA)-Methode. Dabei wird die Strukturgeometrie in einzelne Schichten unterteilt und anschließend die Beugung einer einfallenden ebenen Welle an der Struktur berechnet. Zur Optimierung der Gitterstruktur wurden zusätzlich noch folgende Randbedingungen festgelegt:

- Die vorgegebene Gitterstruktur wird in Reflexion betrachtet.
- Eine Optimierung der Beugungseffizienz erfolgt für die 1. Beugungsordnung.
- Der Beugungswinkel der 1. Ordnung muss entsprechend der fuhrbaren Moden größer, als der Winkel der Totalreflexion, welcher durch den Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel gegeben ist, sein.
- Das Aspektverhältnis der Gitterstrukturen muss  $\leq 1$  sein.

Unter Berücksichtigung der aufgeführten Parameter konnte eine optimierte Gitterperiode von 436 nm für  $\lambda = 650 \text{ nm}$  und 570 nm für eine Wellenlänge von  $\lambda = 850 \text{ nm}$  ermittelt werden. Zur Ermittlung dieser Werte wurde für beide betrachteten Wellenlängen die Gitterperiode variiert und dabei die entsprechende Beugungseffizienz für die 1. Beugungsordnung ermittelt. Die Verläufe der Änderung der Gitterperiode sind in Abb. 4.5 dargestellt.



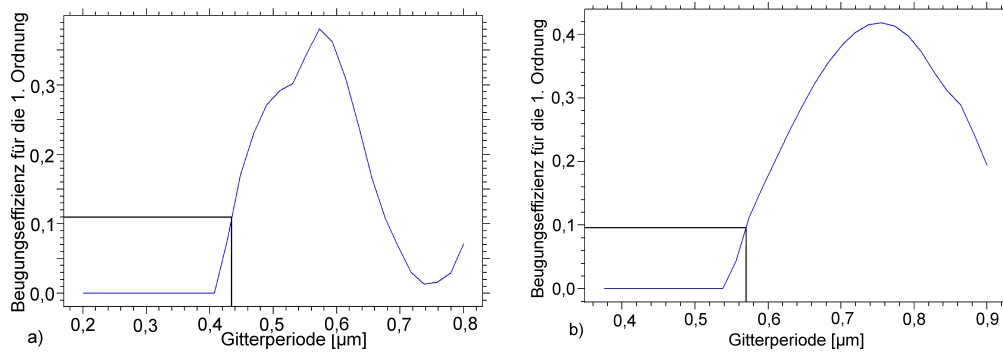


Abbildung 4.5: Optimierung der Gitterperiode hinsichtlich der Effizienz für die 1. Beugungsordnung bei a) 650 nm und b) 850 nm.

Aus den in Abb. 4.5 erhaltenen Werten lässt sich die maximale Beugungseffizienz extrapolieren. Die maximal möglichen Werte liegen für die Optimierung auf eine  $\lambda = 650$  nm emittierende Quelle bei einer Gitterperiode von  $\Lambda_{650\text{ nm}} \approx 575$  nm mit einer Beugungseffizienz von 38,1 %. Eine Optimierung der Gitter auf eine Lichtquelle mit  $\lambda = 850$  nm liefert eine Gitterperiode von  $\Lambda_{850\text{ nm}} \approx 755$  nm mit einer Beugungseffizienz von 41,8 %. Nach den durchgeführten theoretischen Betrachtungen müssen die Gitterperioden allerdings  $\Lambda_{650\text{ nm}} \leq 436,2$  nm bzw.  $\Lambda_{850\text{ nm}} \leq 570,47$  nm sein, damit das senkrecht einfallende Licht so gebeugt wird, dass es anschließend im Wellenleiter geführt werden kann. Diese Grenzwerte für die Gitterperiode sind entsprechend in der Abb. 4.5 gekennzeichnet. Da die Beugungseffizienzen mit Verringerung der Gitterperiode ebenfalls abfallen, ergeben sich mit den theoretisch ermittelten Grenzwerten auch die maximal möglichen Effizienzen von 11% bzw. 9,6% für  $\lambda = 650$  nm bzw.  $\lambda = 850$  nm.

### Oberflächengitter

Eine weitere Möglichkeit Koppelgitter zu realisieren, liegt in der nachträglichen Bearbeitung der Wellenleiteroberfläche mittels UV-Laserstrahlung. Ein Vorteil gegenüber dem integrierten Gitter ist eine größere Flexibilität, da bei einer Änderung der Gitterperiode nicht auch der Heißprägestempel, der die Wellenleiter enthält, ausgetauscht werden muss. Weiterhin ermöglicht die Verwendung der laserstrukturierten Gittern ein Aspektverhältnis von  $>1$ , da bei der Herstellung keine hohen Kräfte wirken, wie es beim Heißprägen der Fall ist. Zusätzlich ergibt sich, aufgrund des höheren Brechungsindexunterschiedes zwischen dem Kernmaterial und Luft, eine maximale Beugungseffizienz in Transmission des Phasengitters schon bei einer Strukturhöhe von  $h = 606$  nm bei  $\lambda = 650$  nm bzw.  $h = 792,9$  nm bei  $\lambda = 850$  nm. Die benö-

tigte Gitterperiode bleibt dieselbe, wie sie auch beim heißgeprägten Gitter benötigt wird.

### **Bestimmung der Koppelleffizienz von Gitterkopplern in heißgeprägten Wellenleitern**

Bei der Herstellung der Gitterstrukturen für einen Heißprägestempel stehen unterschiedliche Herstellungsprozesse zur Auswahl. Etablierte Herstellungsverfahren für Strukturgrößen von ca. 200 nm, wie es für die Gitter nötig ist, sind vor allem die Elektronenstrahlithografie und UV-Lithografie. Im Vergleich dieser beiden Herstellungsverfahren ist die Elektronenstrahlithografie das Verfahren, womit kleinere Strukturen herstellbar sind. Dabei ist dieser Prozess sehr zeitintensiv und teuer. Die klassische UV-Lithografie ist kostengünstiger und auch tauglich für einen hohen Durchsatz. Während beim Verfahren mittels Elektronenstrahl die gewünschte Struktur direkt in das Substrat geschrieben wird und dadurch jede Vervielfältigung genauso zeitintensiv ist, muss bei der UV-Lithografie eine Maske erstellt werden, mit der zahlreiche Master-Stempel zum Heißprägen belichtet und anschließend geätzt werden können. Da bei der Herstellung der Gitterkoppler auch eine Parameterstudie mit der Heißprägeanlage durchgeführt werden muss, die im Extremfall zu einer Zerstörung des Stempels führen kann, wurde auf die Herstellung per UV-Lithografie zurückgegriffen.

Bei diesem Verfahren müssen allerdings Einschränkungen bei den gewünschten Gitterparametern hingenommen werden. Somit ist nach Herstellerangaben eine Herstellung von Strukturen  $< 300$  nm nur mit deutlich geringeren Toleranzen möglich. Es lassen sich über diesen Prozess keine Gitter für eine Wellenlänge von 650 nm herstellen. Da bei umfangreichen Recherchen keine weiteren Hersteller gefunden werden konnten, die Strukturen zum Heißprägen in der verfügbaren Preiskategorie anbieten, wurden die Stempel trotz deren Einschränkungen bestellt.

Die Vermessung der heißgeprägten Gitterkoppler erfolgte in mehreren Schritten. Zunächst wurde die Beugungseffizienz der transmittierten bzw. reflektierten Intensität der einzelnen Beugungsordnungen bestimmt. Ziel der Gitterkoppler ist es, eine möglichst hohe Beugungseffizienz in die  $\pm 1$ . Beugungsordnung zu erreichen, deren Beugungswinkel im Wellenleiter  $70^\circ$  übersteigen muss. Die Vermessung der Beugungsintensität erfolgt nach dem Schema aus Abb. 4.6. Dabei wurden zunächst nur die Gitter, ohne zusätzliche Wellenleiter vermessen.

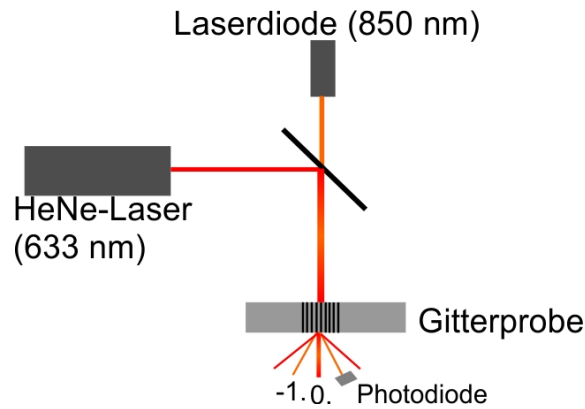


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Vermessung der Beugungseffizienzen von Gittern.

Wie im Schema in Abb. 4.6 dargestellt, wurde die Intensität der 0. und  $\pm 1$ . Beugungsordnung in Reflexion und Transmission vermessen. Dabei stellte sich heraus, wie bereits anhand der Simulation vermutet, dass eine Verwendung der heißgeprägten Gitterstruktur als Reflexionsgitter in der Form nicht möglich ist. Dafür ist der reflektierte Anteil des eingestrahnten Lichts zu gering. Eine signifikante Verbesserung der Reflexion um das 50-fache, konnte durch eine Versilberung der Gitterstruktur erreicht werden.

Die genaue Bestimmung der Beugungswinkel erfolgt unter Verwendung eines Goniometers (Instrument Systems, Gon360), dessen Funktionsprinzip schematisch in Abb. 4.7 dargestellt ist.

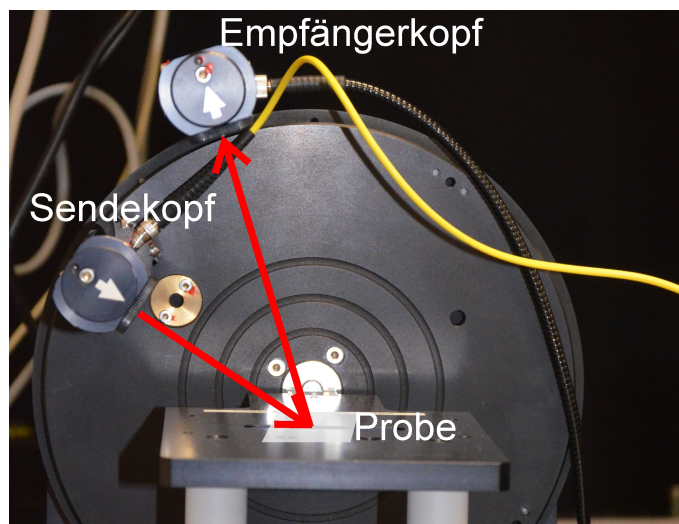


Abbildung 4.7: Darstellung der Funktionsweise eines Goniometers.

Mit Hilfe des Goniometers können die Beugungswinkel mit einer Winkelauflösung von  $0,01^\circ$  vermessen werden. Über die Gittergleichung aus Gl. 2.50 lässt sich durch den bekannten Beugungswinkel die effektive Gitterperiode bestimmen. Eine genaue Bestimmung der Beugungsintensitäten konnte mittels Goniometer nicht gewährleistet werden. Wegen der starren Sensoröffnung des Detektorarms wird diese bei Ungenauigkeiten der Probenposition nicht optimal getroffen, wodurch erhebliche Intensitätsschwankungen entstehen. Daher wurden Beugungswinkel und Effizienz durch zwei verschiedene Aufbauten bestimmt.

Die Vermessung der Proben mittels Goniometer zeigte, dass die effektive Gitterperiode der hergestellten Strukturen von den gewünschten Parametern abweichen. Die effektive Gitterperiode der heißgeprägten Struktur konnte zu  $\Lambda_{eff} = 598$  nm bestimmt werden. Nach der Beschichtung mit einer 25 nm – 50 nm dünnen Silberschicht verringerte sich die gemessene Periode zu  $\Lambda_{eff_{beschichtet}} = 560 \pm 5$  nm. Die genaue Schichtdicke spielt in den angegebenen Grenzen keine Rolle, da der Einfluss auf die Gitterperiode ähnlich ist. Ein Grund für diese Änderung liegt darin, dass sich die Gitterperiode durch die aufgelagerte Silberschicht verringert. Der Einfluss auf eine sich ändernde Gitterperiode wurde bereits in Abb. 4.5 dargestellt. Ein weiterer Faktor, der durch die Beschichtung verändert wird, ist die Strukturhöhe. Eine Änderung dieses Parameters hat keinen direkten Einfluss auf den Beugungswinkel, jedoch auf die Beugungseffizienz. Wie sich eine Höhenänderung darauf auswirkt, ist in der Simulation in Abb. 4.4 dargestellt. Neben der Höhenänderung aus Abb. 4.4 und der Verkleinerung der Gitterperiode konnte bei Betrachtung von Rasterelektronenmikroskop(REM)-Aufnahmen, die in Abb. 4.8 dargestellt sind, noch ein weiterer Faktor ermittelt werden, der die Funktion der Gitter negativ beeinflusst.

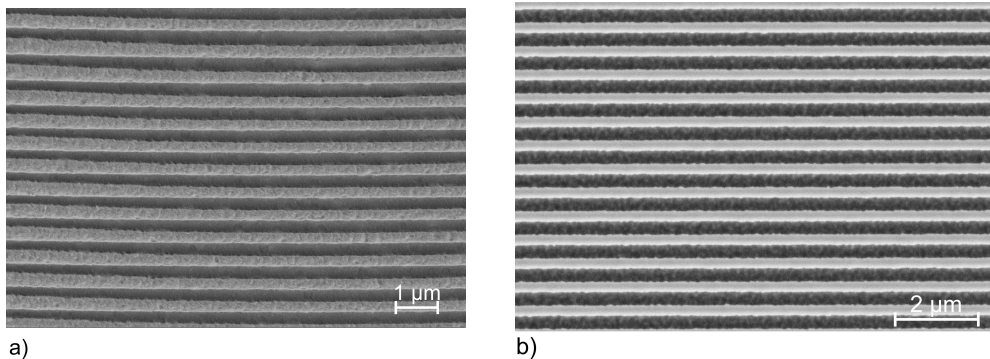


Abbildung 4.8: REM-Aufnahmen des a) in PMMA heißgeprägten und mit Silber beschichteten Gitters und b) des Gitterstempels.

Anhand der in Abb. 4.8 a) dargestellten REM-Aufnahme zeigt sich, dass die Gitteroberfläche eine sichtbare Rauheit aufweist. Da dies, wie in Abb. 4.8 b) dargestellt, ebenfalls auf dem Stempel zu erkennen ist, kommt diese Unebenheit nicht erst durch den Sputterprozess zustande. Diese Rauheiten führen jedoch zu Streuprozessen an den Gitteroberflächen, wodurch die Verluste des Systems erhöht werden. Außerdem zeigt sich, dass der Stempel eine Gitterperiode von 511,6 nm aufweist, wobei die Stege 279,1 nm und die Gräben 234,5 nm breit sind. Auch diese Inhomogenität der Gitterstruktur führt zu Beugungseffekten, die nicht gewollt und in der Simulation nicht berücksichtigt wurden.

Die Vermessung des Gesamtsystems erfolgte, wie schematisch in Abb. 4.9 dargestellt. Hierbei wurde zum einen die Einkoppeleffizienz bestimmt, indem das Gitter senkrecht bestrahlt wurde, wie es bei der Nutzung einer VCSEL der Fall wäre. Des Weiteren wurde die Auskoppeleffizienz bestimmt, indem das über den Wellenleiter eingekoppelte und das ausgekoppelte Licht vermessen wurde.

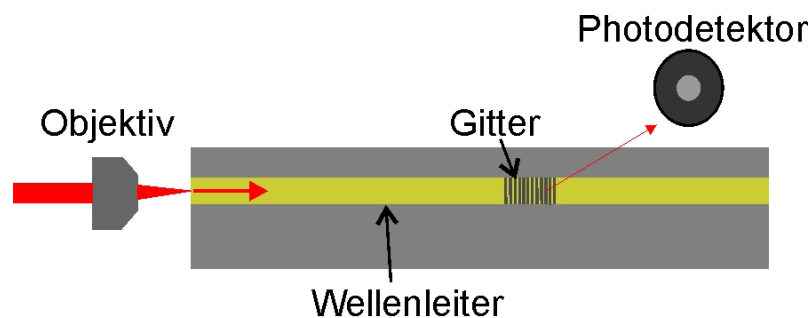


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung zur Vermessung der Auskoppeleffizienz der integrierten Gitterkoppler.

Bei der Vermessung der Gitter als Einkoppelstruktur konnte keine Lichtführung im Wellenleiter detektiert werden. Die nach dem Schema aus Abb. 4.9 vermessenen Gitter weisen jedoch eine Auskoppeleffizienz von  $\approx 3\%$  auf und können daher in Reihe geschaltet werden, und somit das Licht aus einer Quelle an mehreren Punkten entlang des Wellenleiters detektieren. Bei einer realistischen Einkopplung aus einer kommerziell erhältlichen Laserdiode von 3 mW koppelt mit 90  $\mu\text{W}$  ausreichend Leistung aus, um von ebenfalls kommerziell erhältlichen Photodioden detektiert zu werden.

### Koppeleffizienz von Oberflächengitter

Alternativ zu den heißgeprägten Gitterstrukturen wurden Oberflächengitter mittels Excimerlaser in die Wellenleiter integriert. Der genaue Herstellungsprozess wird in Kapitel 3.1.3 beschrieben. Verwendet werden sollten diese Strukturen, wie etwa die heißgeprägten Gitter, zum Ein- und Auskoppeln von Licht. Die kleinste herstellbare Gitterperiode lag bei 285 nm. Es konnten auch Gitter mit einer Periode von 585 nm realisiert werden, womit nach den Abb. 4.5 a) und b) ein Einkoppeln mit  $\lambda = 850$  nm zumindest theoretisch möglich ist. Eine Einkopplung in einen Wellenleiter konnte mittels dieser Gitter allerdings nicht realisiert werden. Das eingestrahelte Licht wurde durch das Gitter entsprechend gebeugt, jedoch anschließend nicht im Wellenleiter geführt. Eine Verwendung können diese Gitter ungeachtet dessen als Auskoppelstrukturen haben.

Die Charakterisierung der Auskoppeleffizienz erfolgt mit dem selben Aufbau, wie er bereits in Abb. 4.9 dargestellt ist. Dabei wurde ein Wellenleiter mit einer Länge von 59,5 mm verwendet, dessen Kernmaterial eine Dämpfung von 0,77 dB/cm aufwies. Die Entfernung zur Gitterstruktur betrug 23 mm, womit sich eine materialbedingte Dämpfung von 1,8 dB ergibt. Durch die Leistungsmessung am Gitter ergibt sich damit, abzüglich der Wellenleiterdämpfung, ein Koppelverlust von 13,5 dB, was einer Auskoppeleffizienz von 4,5% entspricht.

### Vergleich der Ergebnisse der untersuchten Gitterstrukturen

Die Möglichkeiten eine effiziente Koppelstruktur durch Gitter in einem Multimode-Wellenleiter mit den gewählten Brechungsindizes zu erzeugen, sind durch die Simulationen stark beschränkt. Besonders die in Abb. 4.5 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass es nur einen kleinen Parameterbereich gibt, der eine senkrechte Einkopplung der gewünschten Wellenlängen in die Wellenleiter erlaubt. Realisiert werden konnte nur ein heißgeprägtes Koppelgitter, was theoretisch bei 850 nm hätte funktionieren können. Durch den nicht optimalen Herstellungsprozess der Stempel, der hohe Toleranzen erlaubte, und die notwendige Versilberung der Struktur, die die Beugungseffizienz erhöhte, konnte kein funktionsfähiges Einkoppelgitter hergestellt werden. Eine Begründung dazu findet sich in Kapitel 3.1.3. Die Auskoppeleffizienzen beider Gitterarten lagen bei  $\approx 3-4\%$ , was eine Verwendung als Auskoppelement an mehreren Stellen entlang eines Wellenleiters erlaubt. Ein Vergleich der hier präsentierten Gitterkoppler mit denen anderer Forschergruppen ist schwierig, da diese in der Regel nur für Singlemode-Wellenleiter verwendet werden. Zusätzlich ist der Einsatz in vollständig polymerbasierten Systemen nicht weit verbreitet. Ein vergleichbares Po-

lymersystem von Wang et al [18] erlaubt dabei eine Auskoppel-effizienz von 12% aus einem Singlemode-Wellenleiter. Die präsentierten Ergebnisse für hybride Systeme liegen dabei deutlich höher und liefern eine Auskoppel-effizienz von bis zu 85% nach Waldhäusl et al [51]. Durch diese hier angefertigten Arbeiten konnten zwar noch keine Einkoppelgitter hergestellt werden, es wurden jedoch alle nötigen vorarbeiten erledigt, um diese Strukturen in zukünftig zur Verfügung stehende, heißgeprägte Singlemode-Wellenleiter zu integrieren.

## 4.2 Koppelstrukturen zur Einkopplung horizontal emittierender Lichtquellen

Eine Alternative zur vertikalen Einkopplung liefert die horizontale Kopplung von Lichtquellen an Wellenleiter. Dabei besteht die Herausforderung insbesondere darin, dass das emittierte Licht einer horizontal emittierenden Quellen, wie z. B. von LD oder lichtemittierende Diode (engl.: light emitting diode) (LED), möglichst effizient in den Wellenleiter gekoppelt wird. Zwei verschiedene Verfahren werden dazu im Folgenden vorgestellt.

### 4.2.1 Stoßkopplung zwischen Lichtquelle und Wellenleiter

Bei der Stoßkopplung handelt es sich bei genauer Betrachtung nicht um eine Koppelstruktur. Hierbei gilt es eine Lichtquelle und einen Wellenleiter bzw. zwei Wellenleiter so voreinander zu platzieren, dass eine effektive Einkopplung in den zweiten Wellenleiter gelingt. Die Herausforderung bei diesem Verfahren liegt darin, dass beide Strukturen möglichst exakt voreinander positioniert werden. Quellen für erhöhte Koppelverluste, die durch eine Fehlpositionierung der optischen Komponenten entstehen, sind in Abb. 2.9 dargestellt. Da die Stoßkopplung ohne zusätzliche Elemente auskommt, muss die Lichtquelle bzw. der Licht zuführende Wellenleiter stets kleiner dimensioniert sein als die weiterführende optische Struktur. Um diese Kopplung möglichst effizient zu gestalten, reicht die Beachtung der Dimensionen alleine nicht aus. Es muss zusätzlich darauf geachtet werden, dass die NA der weiterführenden Struktur ( $NA_E$ ) mindestens genauso groß ist wie die der Quelle ( $NA_Q$ ). Dieser Fehler kann nach [87] wie folgt abgeschätzt werden:

$$\alpha = 20 \log\left(\frac{NA_Q}{NA_E}\right). \quad (4.1)$$

Dies gilt für den Fall, dass  $NA_Q > NA_E$  gilt. Für  $NA_Q < NA_E$  ist  $\alpha = 0$  dB. Der Einfluss der Fehlanpassung der NA auf die Verluste ist in Abb. 4.10 dargestellt.

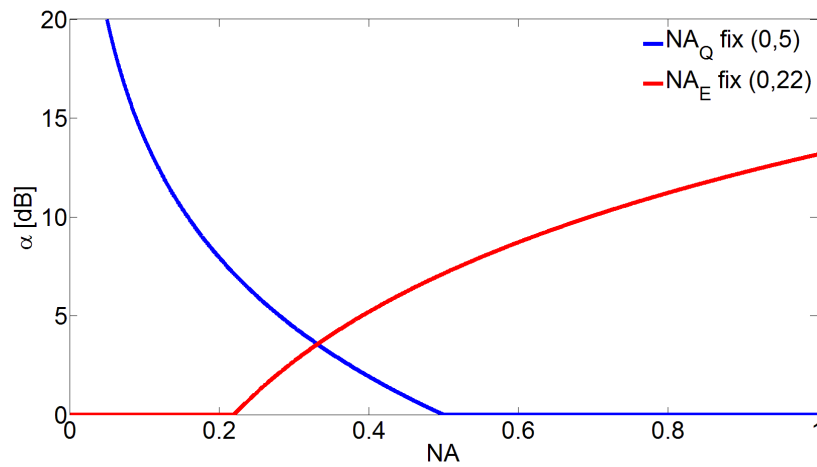


Abbildung 4.10: Matlab-Simulation zum Einfluss einer Fehlanpassung der NA auf die Koppelverluste. Dabei erhalten einmal die Quellen- $NA_Q$  (blau) und einmal die Empfangs- $NA_E$  einen festen Wert.

Bei der in Abb. 4.10 gezeigten Simulation wurde einmal die Quellen-NA (blau) bzw. die Empfänger-NA (rot) auf einen festen Wert gesetzt. Für den Fall, dass eine LED in einen Wellenleiter eingekoppelt werden soll, ergeben sich aufgrund des sehr großen Divergenzwinkels der Quelle und des deutlich kleineren Akzeptanzwinkels des optischen Leiters hohe Kopplungsverluste. Dies entspricht dem Fall der roten Linie aus Abb. 4.10, wobei die  $NA_E$  des Wellenleiters einen kleineren Wert als die  $NA_Q$  der Quelle hat. Ist der Unterschied dieser Werte zu groß, kann dies zu erheblichen Koppelverlusten führen. Daher eignen sich LED's nur bedingt als Lichtquellen zur Kopplung in Wellenleiter.

#### 4.2.2 Self-Written-Waveguides als Koppelstrukturen

Eine Möglichkeit die Koppel-effizienz für die horizontale Kopplung gegenüber der Stoßkopplung zu erhöhen, besonders für kleinere Wellenleiterdurchmesser oder wenn eine Platzierung unmittelbar vor der Eingangsfacette nicht möglich ist, liegt in der Verwendung von SWWs. Wie bereits in Kapitel 2.2.3 beschrieben, handelt es sich hierbei um einen Prozess, bei dem sich durch eine Lichtquelle in einem flüssigen Monomer ein fester Wellenleiter schreiben lässt.



### **Simulation von SWWs**

Die komplexen Simulationen, die sich mit dem Schreibprozess der SWW's beschäftigen, wurden mit Hilfe numerischer Simulationen von einigen Forschergruppen veröffentlicht [88, 89, 90, 91]. Dabei erfolgen die Simulationen in der Regel nach der Finite-Differenzen-Methode im Zeitbereich (engl.: finite difference time domain) (FDTD). Diese beruht darauf, dass zunächst der Raum segmentiert wird. Von einem Quellpunkt aus wird nun die Änderung des elektrischen Feldes von Segment zu Segment unter Berücksichtigung der Umgebungsparameter berechnet. Ziele dieser Simulationen sind u. a. die Untersuchung der Veränderung des Brechungsindex mit der Intensität des zum Schreiben verwendeten Strahles [88]. Weiterhin wird auch die Zusammensetzung der Monomere in den Simulationen untersucht, um eine optimale Zusammensetzung zum Schreiben der SWWs zu erhalten [89, 90]. Für die Anwendung in dieser Arbeit wurde aufgrund der benötigten detaillierten Materialkenntnisse und umfangreichen Programmierarbeit auf bestehende Simulationen anderer Gruppen zurückgegriffen.

### **Untersuchungen von SWWs als Koppellemente**

Für die Anwendung, der mit dieser Technologie hergestellten Wellenleiter als Koppelstruktur, müssen die verwendeten Materialien einige Voraussetzungen erfüllen. Es muss z. B. die Möglichkeit bestehen, Kern und Mantel so auszuhärten, dass ein Brechungsindexunterschied zwischen beiden Bereichen bestehen bleibt. Ein Entfernen des flüssigen Mantelmaterials nach dem Schreiben des Kerns, damit ein Material mit anderen Brechungsindex appliziert werden kann, ist äußerst unpraktikabel. Insbesondere da die Lösungsmittel, mit denen das flüssige Monomer entfernt werden kann, ebenfalls die polymeren optischen Strukturen angreifen. Um herauszufinden, ob sich mit den projektinternen Monomeren SWW's herstellen lassen, wurde getestet, ob sich einige davon bei unterschiedlichen Wellenlängen aushärten lassen. Die dabei erzielten Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Tabelle 4.4: Charakterisierung verschiedener Monomermischungen. Die Bewertung erfolgte für die Qualität der erzeugten SWWs und für das unter Flutbelichtung ausgehärtete Material nach folgenden Punkten: ++ Exzellent (gerader, schmaler und langer Wellenleiter lässt sich schreiben), + gut (erkennbarer Wellenleiter; komplett ausgehärtetes Material), o mäßig (gelartiger bis flüssiger Kern unter einem festen Mantel), - unbrauchbar (kein Schreiben eines Wellenleiters möglich; kein Aushärten des Materials unter Flutbelichtung möglich).

Parameter der Monomermischung			Verwendete Wellenlängen zum Schreiben eines SWW		Verwendete Wellenlängen zum Aushärten	
Matrixmonomer	Photostarter	Gewichts-% des Photostarters in der Mischung	445 nm	406 nm	365 nm	254 nm
Syntholux + 40- Gew.% Benzylmethacrylate	I1173	3,0	-	-	o	-
	Irgacure 184 (I184)	2,0	-	+	+	o
	I379	3,6	+	+	o	o
	I2100	3,0	+	+	+	+
	ITX	3,0	-	-	-	-
	D3358	1,0	++	+	o	o
	H0991	3,0	-	+	+	-
NOA68 (kommerzieller UV-aushärtender Kleber)			-	++	+	o
Syntholux	D3358	3,0	++	+	+	+
	I189	0,6	+	+	+	+
	I184	2,1	+	++	+	+

Bei den nicht näher beschriebenen Photoinitiatoren in Tabelle 4.4 handelt es sich um ITX - Isopropylthioxanthone, D3358 - Diphenyl(2,4,6-trimethylbenzoyl)phosphine Oxide und H0991 - 2-Hydroxy-2-methylpropiophenone. Die in Tabelle 4.4 getesteten Monomere erlauben eine erste Auswahl an Materialien, die zur Herstellung von SWW's verwendet werden können und bei denen anschließend das Restmonomer zu einem festen Mantel ausgehärtet wird. Die vielversprechendsten Ergebnisse lassen sich dabei mit NOA68, Syntholux + D3358 und Syntholux + I184 erreichen. Mit diesen Monomermischungen ließen sich die in Abb. 4.11 dargestellten SWW's schreiben.

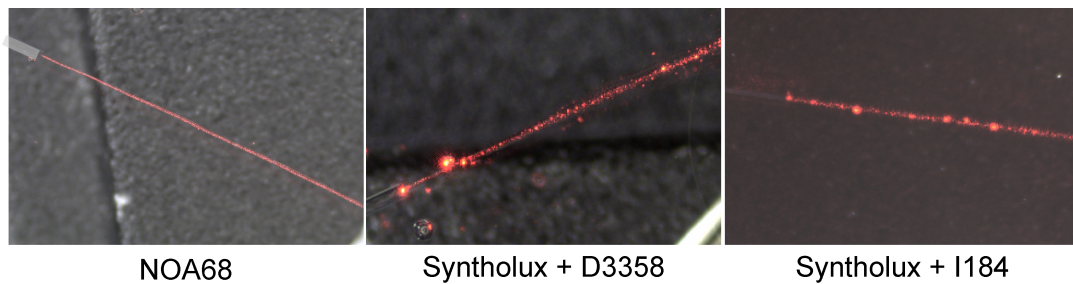


Abbildung 4.11: Schreibtests für SWWs in unterschiedlichen UV-aushärtenden Monomeren.

Die in Abb. 4.11 dargestellten Monomermischungen ermöglichen ein Schreiben von SWWs. Dabei wurden alle erzeugten Wellenleiter über eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von 685 nm beleuchtet. Nach der visuellen Prüfung der drei erzeugten SWWs aus Abb. 4.11, weisen diese die benötigte Qualität auf, um sie zur Erzeugung von Koppelstrukturen nutzen zu können.

Zusätzlich, zur visuellen Prüfung, erfolgt eine Untersuchung der Proben, bei denen das Schreiben eines SWW möglich ist, im Absorptionsspektrometer. Bei der Auswertung der hier gewonnenen Daten sind besonders zwei Kriterien entscheidend. Zum einen muss bei der Schreibwellenlänge im nahen UV-Bereich eine hohe Transmission gewährleistet werden, damit die SWWs über die gesamte Länge homogen geschrieben werden können. Des Weiteren empfiehlt sich zum Aushärten des Mantels ein Wellenlängenbereich, in dem das Material sehr stark absorbiert. Dadurch werden die beim Aushärten entstehenden Spannungen im Bereich des SWW reduziert, damit dieser nicht bei den auftretenden Kräften zerstört wird. Durch diese Kriterien konnte ein Material gefunden werden, das sich zur Erzeugung von Wellenleitern eignet. Das entsprechende Transmissionsspektrum ist in Abb. 4.12 dargestellt.

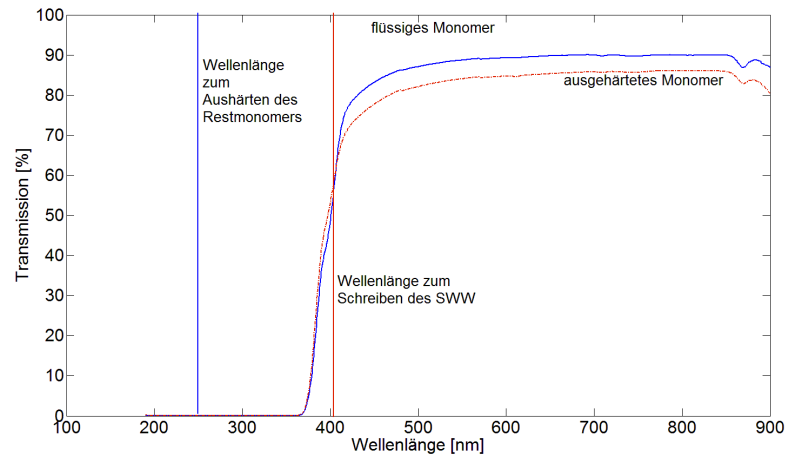


Abbildung 4.12: Transmissionsspektrum des flüssigen und ausgehärteten Syntholux mit I184.

Bei dem Material, welches die beschriebenen Kriterien erfüllt hat, handelt es sich um eine Mischung aus dem Matrixmaterial Syntholux und dem UV-Fotoinitiator I184. Der Schreibprozess findet bei einer Wellenlänge von 405 nm über eine Faser statt, während das Aushärten des Mantels per Flutbelichtung mit einer 245 nm UV-Lampe erfolgt. Dabei bleibt der gewünschte Brechungsindexunterschied zwischen Kern- und Mantelmaterial bestehen, wie in Abb. 4.13 dargestellt ist.

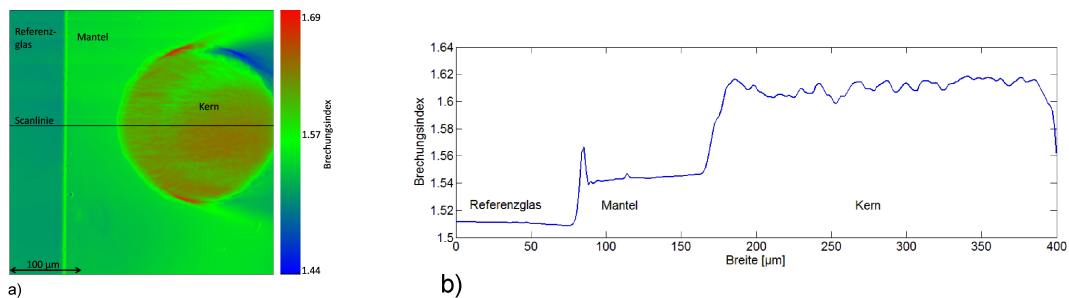


Abbildung 4.13: a) Falschfarbendarstellung des Brechungsindexverlaufes eines SWW im ausgehärteten Mantelmaterial und b) Brechungsindexprofil entlang des Linienscans.

In Abb. 4.13 a) befindet sich eine Falschfarbendarstellung des Brechungsindexprofils eines SWW im ausgehärteten Restmonomer während 4.13 b) das Brechungsindexprofil entlang der in a) gezeigten Scanlinie darstellt. Dabei ist der Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel von 0,07 messbar. Dies entspricht ca. dem 10-fachen, was andere Forschergruppen bei der Erzeugung von SWWs erreicht haben [92]. Ein hoher Brechungsindexunterschied der Koppelstruktur ermöglicht auch

die verlustarme Anbindung von optischen Elementen mit einer höheren NA.

Zur Untersuchung ob die Ursache des Brechungsindexunterschiedes zwischen Kern und Mantel bei den verwendeten Wellenlängen liegt, wurden zwei Materialproben jeweils nur bei 245 nm bzw. 405 nm ausgehärtet und anschließend deren Brechungsindex bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 4.14 dargestellt.

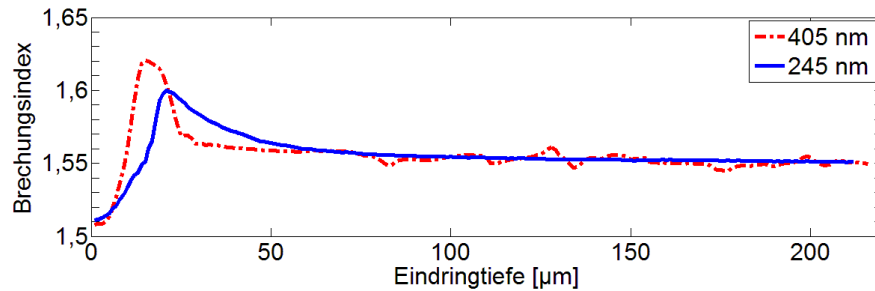


Abbildung 4.14: Vergleich der Brechungsindexprofile bei unterschiedlichen Aushärtewellenlängen.

Bei der Überprüfung des Brechzahlverhaltens beim Aushärten des Monomers mit unterschiedlichen Wellenlängen konnte der Brechungsindexunterschied von 0,07 zwischen Kern und Mantel bestätigt werden. Je tiefer das Licht in das Material eindringen muss, umso geringer ist der Brechungsindex nach dem Aushärten. Dies deutet darauf hin, dass der Brechungsindex beim Aushärten direkt von der Intensität des eingestrahlteten Lichtes abhängt. Die rote, gestrichelte Linie aus Abb. 4.14 zeigt den Brechungsindex beim Aushärten mit 405 nm, die auch zum Schreiben der SWWs verwendet wird. Dabei wird ein Brechungsindex an der Oberfläche von 1,62 erreicht. Beim Schreiben des SWWs härtet das Monomer immer bei einer sehr hohen Bestrahlungsstärke aus, da das Licht über einen kleinen Durchmesser aus der Faser emittiert wird und bei der Weiterleitung nicht weiter divergent verläuft. Die blaue Linie entspricht dem Brechungsindex beim Aushärten mittels Flutbelichtung bei 245 nm. Auch hier sinkt der Brechungsindex mit der Eindringtiefe der UV-Strahlung. Da sich der SWW im Inneren des ausgehärteten Restmonomers befindet, wird zum Vergleich der konstante Brechungsindex in den tieferen Schichten herangezogen, der nach den Messwerten aus Abb. 4.14 bei 1,55 liegt. Im flüssigen Zustand hat das Monomer einen Brechungsindex von 1,528 bei 680 nm. Dieser Wert wurde mit Hilfe eines Abbe-Refraktometers ermittelt.

Die anschließende Dämpfungsmessung erfolgt ähnlich wie die Bestimmung anderer Wellenleiter. Hierbei wird ein SWW zwischen zwei Fasern erzeugt, wobei dieser Abstand jedes Mal variiert wird. Die Empfängerfaser mit einem Kerndurchmesser

von  $200\ \mu\text{m}$  ist damit um ein Vielfaches größer als die Schreibfaser mit einer  $50\ \mu\text{m}$  Gradientenindexfaser. Dadurch konnte eine fehlerhafte Dämpfungsmessung durch Fehljustage vermieden werden. Als Referenzwert  $I_0$  wurde bei jeder Messung der Wert beim Butt-Coupling ermittelt, also bei einer direkten Kopplung beider Fasern. Die dabei ermittelten Dämpfungswerte sind in der folgenden Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Tabelle 4.5: Dämpfungswerte der SWW bei verschiedenen Wellenlängen.

Wellenlänge [nm]	Dämpfung [dB/cm]
406	12,5
638	1,0
685	1,5
850	0,8

Nach den in Tabelle 4.5 zusammengefassten Messwerten, ergibt sich eine Dämpfung der erzeugten Verbindung von  $\approx 1\ \text{dB/cm}$  für den sichtbaren Spektralbereich. Für sehr kurze Kopplungsstrecken,  $< 500\ \mu\text{m}$ , ergibt sich sogar eine Verstärkung der transmittierten Intensität gegenüber der als Referenz verwendeten Butt-Coupling Messung, nachdem das flüssige Monomer appliziert wurde. Das erklärt sich damit, dass durch den ausgehärteten Wellenleiter der austretende Strahl kollimiert wird. Dieser Effekt hat aufgrund der Lücke zwischen den beiden Fasern einen stärkeren Einfluss als die zusätzliche Materialdämpfung. Dadurch kommt es zu einer Signalverstärkung von durchschnittlich  $-0,38\ \text{dB/cm}$  für Abstände  $\leq 500\ \mu\text{m}$ .

Anhand dieser Ergebnisse zeigt sich, dass eine Kopplung zwischen wellenleitenden Strukturen bzw. Quellen oder Detektoren und Wellenleitern nahezu verlustfrei erfolgen kann. In Abb. 4.15 sind zwei Beispiele für SWWs dargestellt.

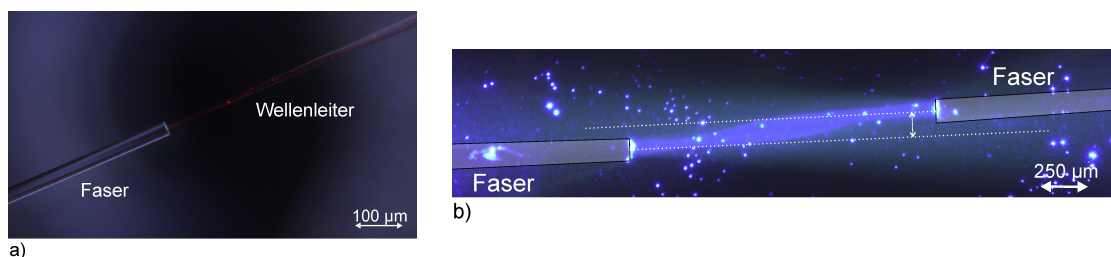


Abbildung 4.15: Darstellung von geschriebenen SWW's als a) einfache wellenleitende Struktur und b) Verbindung zweier Fasern mit einem Versatz ihrer optischen Achsen.

Wie bis hierher gezeigt, können die SWWs als verlustarme lichtleitende Strukturen verwendet werden, wie in Abb. 4.15 a) dargestellt, bzw. können damit lichtführende Elemente miteinander verbunden werden, die sogar einen Versatz in ihren optischen Achsen aufweisen, wie in Abb. 4.15 b) zu erkennen ist. Trotz der vielversprechenden Ergebnisse, die hier gewonnen werden konnten, hat die Nutzung von SWWs als Koppelement für polymere Wellenleiter einen entscheidenden Nachteil. Zum Schreiben der Koppler wird UV-Licht bzw. nahes UV-Licht benötigt. Dieses erfährt jedoch bei der Transmission durch polymere Wellenleiter erhebliche Dämpfungsverluste, was eine Anwendung dieser Technologie in ausgedehnten Polymerfolien unmöglich macht. Eine Lösung dieses Problems liefert der Ansatz von [93], der die in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Koppler ermöglicht.

### 4.2.3 2-Wellenlängen-Self-Written-Waveguides als Weiterentwicklung der selbstschreibenden Wellenleiter

Die Weiterentwicklung des in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Verfahrens zur Herstellung von Koppelstrukturen behebt vor allem das Problem, dass die Strukturen bisher nur mit Licht im nahen UV bzw. UV-Bereich erzeugt werden konnten. In der wissenschaftlichen Arbeit von Yoshimura et. al. [93] konnte nachgewiesen werden, dass die Verwendung spezieller Photostarter den Polymerisationsprozess durch eine Art Mehrphotonenabsorption starten kann. Dadurch kann der Prozess durch die Verwendung alternativer Wellenlängen ausgelöst werden. Ein Schema dieses Absorptionsprozesses ist in Abb. 4.16 dargestellt.

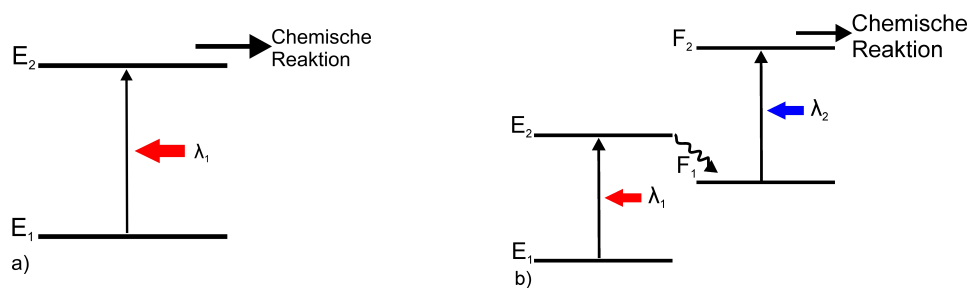


Abbildung 4.16: Darstellung der Energieniveaus einer fotochemischen Reaktion ausgelöst durch a) die direkte Absorption einer Wellenlänge und b) eines zwei Wellenlängenprozesses.

Zwei Arten von fotochemischen Reaktionen sind in Abb. 4.16 dargestellt. Bei Prozess 4.16 a) wird das eingestrahelte Licht einer Wellenlänge absorbiert, wodurch Elektronen in einen angeregten Zustand angehoben werden, was wiederum eine chemische Reaktion ausgelöst wird. Bei dem in Abb. 4.16 b) dargestellten Prozess genügt eine

Wellenlänge nicht. Nachdem Erreichen des ersten angeregten Zustands  $E_2$  fällt es durch Interkombination auf das Energieniveau  $F_1$ . An dieser Stelle wird ein weiteres Photon einer anderen Wellenlänge benötigt, um den angeregten Zustand  $F_2$  zu erreichen der die chemische Reaktion auslöst.

Die Photoinitiatoren, die gemäß der schematischen Darstellung aus Abb. 4.16 b) funktionieren, sind als Auslöser für chemische Reaktionen durch Mehrphotonenabsorption bereits bekannt [94]. Ob die Verwendung dieser UV-Photostarter mit dem bereits ausgiebig getesteten Matrixpolymer Syntholux möglich ist, erforderte eine Machbarkeitsstudie. Dazu wurden als Additive Biacetyl bzw. Diacetyl (BA) und Camphorquinone (CQ) mit unterschiedlichen Gewichtsprozenten verwendet. Während der ersten Versuche, die die Erzeugung von 2-Wellenlängen-SWW's durch die Überlagerung unterschiedlicher Laserstrahlen untersuchten, wurde beobachtet, dass sich dieser Prozess durch eine externe Lichtquelle steuern lässt. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.17 dargestellt.

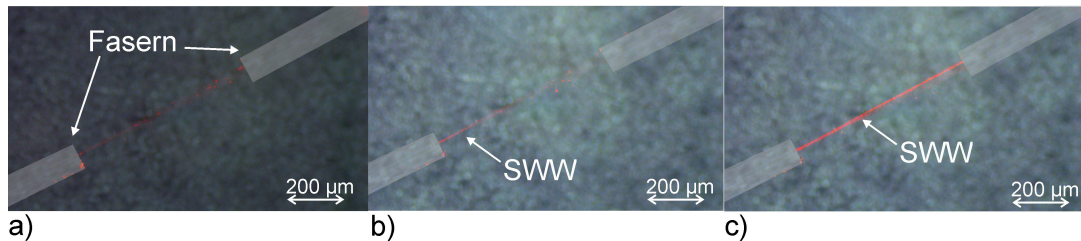


Abbildung 4.17: Herstellungsprozess für 2-Wellenlängen-SWWs: a) emittierende Fasern ohne externe Beleuchtung, b) 2s nach Anschalten einer externen Weißlicht-LED und c) 15s nach Zuschaltung der externen Lichtquelle.

Wie sich aus Abb. 4.17 erkennen lässt, startet der Prozess erst durch ein Zuschalten einer externen Weißlicht-LED (Abb. 4.17 b)). Der Schreibprozess ist dabei nach wenigen Sekunden (Abb. 4.17 c)) beendet. Der Intensitätsverlauf während dieses Schreibprozesses ist in Abb. 4.18 dargestellt.



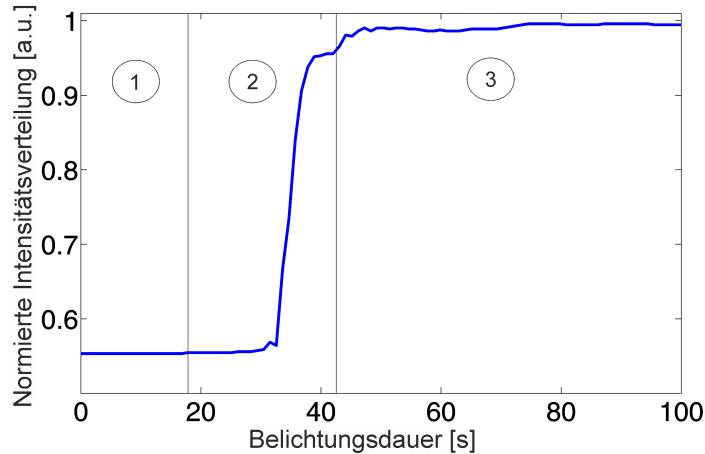


Abbildung 4.18: Intensitätsverlauf während des Schreibprozesses. Bei a) ist nur die Laserdiode angeschaltet, bei b) wurde die externe LED zugeschaltet und bei Beginn von c) war der SWW fertig gestellt.

Die Zeitdauer, die der SWW aus Abb. 4.18 zum Schreiben benötigt, weicht von den Angaben aus Abb. 4.17 leicht ab. Das kommt daher, dass die externe LED regelbar ist und sich anhand dieser Intensität die Geschwindigkeit des Schreibprozesses beeinflussen lässt. Die externe LED wird zugleich dafür verwendet, um das noch flüssige Monomer als Mantel auszuhärten. Dieser Punkt stellt auch ein entscheidendes Kriterium bei der Wahl eines nutzbaren Mischungsverhältnisses zwischen Matrixmonomer und Photoinitiator dar. Bei Verwendung einer zu hohen Konzentration an Photostartern kommt es häufig dazu, dass der applizierte Monomertropfen schneller aushärtet, als der SWW geschrieben werden kann. Der Initiator CQ reagiert hier bei gleichen Konzentrationen deutlich sensitiver auf die Einstrahlung von Licht als BA. Außerdem enthalten die Mischungen mit CQ auch bei geringeren Konzentrationen bei Raumtemperatur vermehrt Streukörper, was darauf schließen lässt, dass sich das CQ im verwendeten Monomer nicht vollständig gelöst hat. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde für weitere Versuche eine Mischung aus Syntholux mit 3,0 Gew.-% Photostarter BA verwendet. Um zu bestimmen, ob sich andere Materialeigenschaften durch den ausgetauschten Fotostarter geändert haben, wurden auch hier Dämpfungsmessungen vorgenommen, die in Abb. 4.19 dargestellt sind.

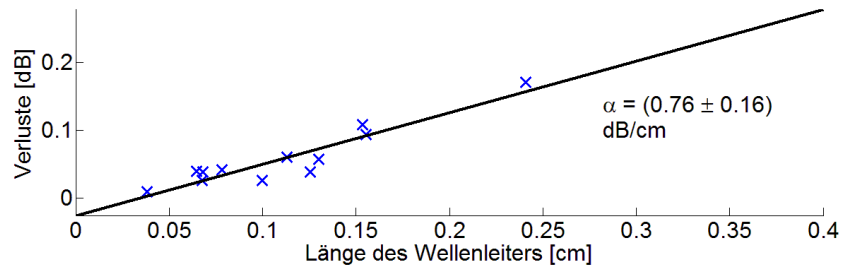


Abbildung 4.19: Grafische Darstellung der gemessenen Verluste nach dem Schreiben einer Verbindung mittels 2-Wellenlängen-SWW zwischen zwei Fasern bei unterschiedlichen Abständen.

Die Dämpfungsmessung der SWWs, die mit der neuen Mischung geschrieben wurden, liefern mit einem Dämpfungswert von  $0,76 \text{ dB/cm}$  einen ähnlich geringen Wert wie die SWWs, die in Kapitel 4.2.2 beschrieben wurden. Bei der Untersuchung der Brechungsindizes zeigte sich, dass bei dieser Herstellungsmethode ein Unterschied von  $\Delta n = 4 \cdot 10^{-4}$  bei einem Brechungsindex des umgebenden, ausgehärteten Mantels von  $n_{\text{Mantel}} \approx 1,550$ . Damit sind erreichbaren Brechungsindizes und der Brechungsindexunterschied geringer, als bei der Herstellungsmethode unter Verwendung von UV-Licht. Um diese Koppelstruktur auf ihren Nutzen zur Ankopplung von Lichtquellen an Wellenleiter zu untersuchen, ist es auch von Interesse, ob sich durch das nun mögliche beidseitige Schreiben, auch ein Versatz überbrücken lässt. Dafür wurden, wie bei der Dämpfungsmessung, Verbindungen zwischen zwei Fasern geschrieben. Zum Einstellen des Versatzes wurde der Aufbau aus Abb. 3.11 verwendet. Dabei konnte der Abstand der Fasern bei  $1 \text{ mm}$  konstant gehalten werden, während die Distanz der optischen Achsen beider Fasern für jede Messung erhöht werden konnte. Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in Abb. 4.20 dargestellt.

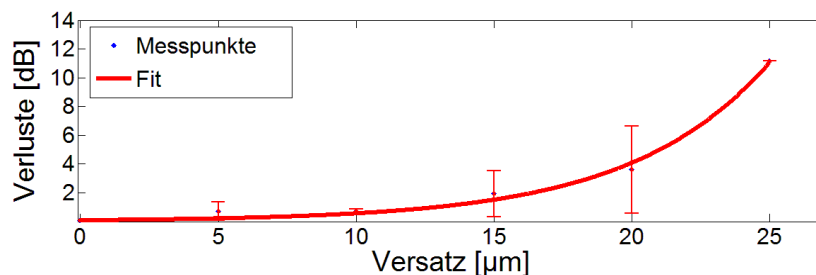


Abbildung 4.20: Darstellung der Verluste bei zunehmendem Versatz zwischen den optischen Achsen.

Anhand der in Abb. 4.20 aufgezeigten Werte, ergibt sich ein Bereich mit einem Versatz von  $0 - 15 \mu\text{m}$ , in dem die Verluste unter  $2 \text{ dB}$  liegen. Sobald der Versatz

zwischen den beiden Wellenleitern größer als  $15\ \mu\text{m}$  wird, erhöhen sich die Verluste exponentiell. Nach [87] ergeben sich die theoretischen Verluste aus dem Versatz und dem Abstand der beiden Gradientenindexfasern durch

$$a_{\text{Versatz}} = 3,68 \cdot \frac{d_{\text{Versatz}}}{r_{\text{Kern}}} [\text{dB}] \quad (4.2)$$

$$a_{\text{Abstand}} = 2,17 \cdot \frac{d_{\text{abst}} \cdot NA}{r_{\text{Kern}} n_{\text{Monomer}}} [\text{dB}]. \quad (4.3)$$

Dabei steht  $d_{\text{Versatz}}$  für den Versatz zwischen den optischen Achsen der beiden Fasern,  $r_{\text{Kern}}$  entspricht dem Kernradius,  $d_{\text{abst}}$  dem Abstand beider Fasern entlang ihrer optischen Achse und  $n_{\text{Monomer}}$  für den Brechungsindex des umgebenden flüssigen Monomers. Die Fasern haben einen Kernradius von  $25\ \mu\text{m}$ , eine  $NA=0,20$  und das Monomer hat einen Brechungsindex im flüssigen Zustand von  $n = 1,5291$ . Daraus ergibt sich ein theoretischer Gesamtverlust bei einem Versatz von  $10\ \mu\text{m}$  von  $a_{\text{Gesamt}} = a_{\text{Versatz}} + a_{\text{Abstand}} = 12,83\ \text{dB}$ . Das dieser mit  $0,7\ \text{dB}$  deutlich unter den theoretischen Erwartungen liegt, verdeutlicht den Einfluss der SWWs auf die Kopplungsverluste. Dadurch zeigt sich, dass auch kleine Positionierungsungenauigkeiten mit Hilfe einer Kopplung durch SWWs nahezu verlustfrei ausgeglichen werden kann.

### 4.3 Aufbau einer Übertragungsstrecke

Hinsichtlich der zukünftigen Realisierung von polymeren Sensorfolien bzw. PICs muss als erster Schritt eine Übertragungsstrecke realisiert werden, um die Funktion der untersuchten Koppelstrukturen und Wellenleiter zu demonstrieren. Dabei sollte die Einkopplung durch einen Laserdiodenchip realisiert werden, der mittels 2-Wellenlängen-SWW angeschrieben wird. Die Wellenleitung wurde durch heißgeprägte Wellenleiter realisiert, in die ein lineares Gitter integriert ist, welches vorher mit Silber beschichtet wurde. Die Übertragungsstrecke ist schematisch in Abb. 4.21 dargestellt.

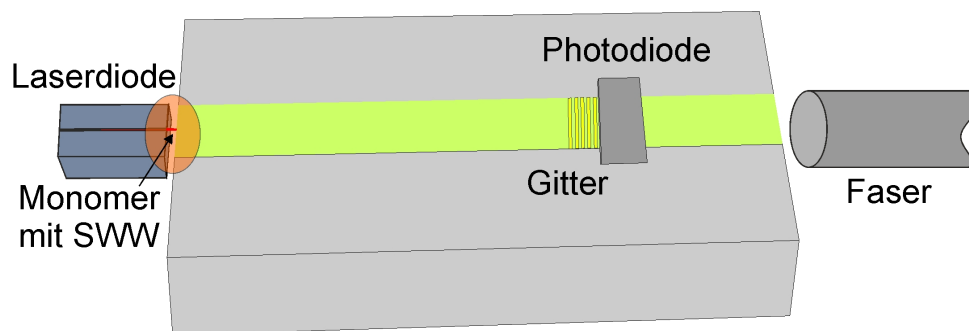


Abbildung 4.21: Schema einer Übertragungsstrecke mit Koppelstruktur zum Ein- und Auskoppeln.

Vor dem Aufbau der Übertragungstrecke musste der Einfluss des flüssigen Monomers auf die LD untersucht werden. Dabei wurde die insbesondere eine Verschiebung der Laserschwelle und eine Veränderung des emittierten Spektrums betrachtet. Zur Vermessung der LD wurde eine Faser mit einem Kerndurchmesser von  $200\ \mu\text{m}$  direkt vor einer der emittierenden Seiten platziert. Die Untersuchung des Spektrums und der emittierten optischen Leistung erfolgte durch ein fasergekoppeltes Spektrometer (Avantes, Avaspec-3648) und eine Photodiode (Thorlabs, S120-C). Die damit ermittelte optische Leistung  $P_{opt}$  in Abhängigkeit der Stromstärke und das emittierte Spektrum sind in Abb. 4.22 dargestellt. Die Messungen erfolgten bei drei unterschiedlichen Umgebungsparametern mit einer auf FR4 (schwer entflammbare Epoxidharzplatte, engl: flame retardant) gebondeten LD in Luft, nachdem das flüssige Monomer appliziert wurde und nach dem Aushärten des Monomers.

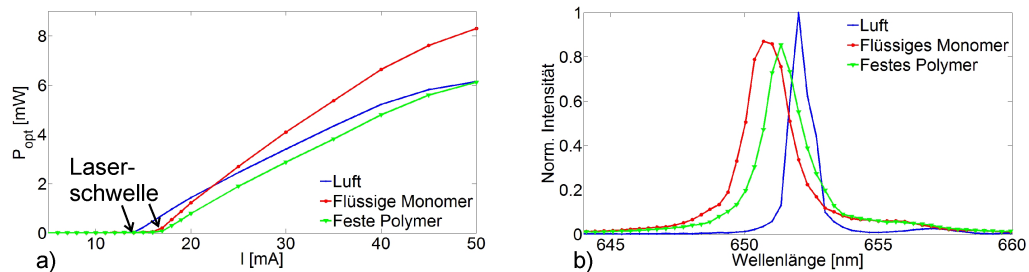


Abbildung 4.22: Untersuchung der LD-Charakteristik bei einer Änderung des umgebenden Mediums für a) die P-I-Kennlinie und b) das emittierte Spektrum.

Bei der Betrachtung der P-I-Kennlinie aus Abb. 4.22 a) lässt sich eine Verschiebung der Laserschwelle erkennen. Vor dem Erreichen der Schwelle erfolgt die Lichtemission aufgrund von spontaner Emission und weist keine Eigenschaften eines Lasers auf. Mit Überschreitung der Laserschwelle überwiegt die stimulierte Emission und die emittierte Leistung steigt nahezu linear mit der Stromstärke an. Um den Bereich der stimulierten Emission zu Erreichen, wird eine hohe Photonendichte im Resonator benötigt. Bei einer LD besteht der Resonator aus einer aktiven Schicht eines Halbleiter-Materials (z. B. GaAs). Dieser wird in Emissionsrichtung von einer planen Fläche am Übergang zum Umgebungsmedium begrenzt, die als Resonatorspiegel dienen. Die Reflektivität der Spiegel bestimmt über die Brechungsindizes des Halbleitermaterials und der Umgebung. Befindet sich die Laserdiode in Luft, besitzen die Endfacetten mit  $n_{GaAs} \approx 3,80$  und  $n_{Luft} \approx 1$  und unter Vernachlässigung der Materialdämpfung, nach den Fresnelschen Formeln, eine Reflektivität von  $R_{Luft} = \left(\frac{n_{GaAs} - n_{Luft}}{n_{GaAs} + n_{Luft}}\right)^2 = 34\%$ . Nach der Applikation des Monomers ändert sich das Brechungsindexverhältnis durch  $n_{Monomer} = 1,528$  und damit auch die Reflektivität der Endfacetten zu  $R_{Monomer} = 18,2\%$ . Das Aushärten des Monomers ändert

den Brechungsindex nur noch geringfügig auf  $n_{Polymer} = 1,5504$  und den Anteil des reflektierten Lichtes damit zu  $R = 17,7\%$ . Durch das Absenken der Reflektivität der Endfacetten gegenüber dem Betrieb in Luft muss ein höherer Pumpstrom aufgebracht werden, um die notwendige Photonendichte im Resonator zu erreichen. Dadurch kommt es nach der Applikation des Monomers zu einer Verschiebung der Laserschwelle in Abb. 4.22 a). Zusätzlich dazu kommt es noch zu einer Änderung des emittierten Spektrums, nachdem das Monomer appliziert wurde.

Einerseits verschiebt sich die zentrale Wellenlänge der LD von  $\lambda_{Luft} = 652 \text{ nm}$  zu  $\lambda_{Monomer} = 650,7 \text{ nm}$  bzw.  $\lambda_{Polymer} = 651,4 \text{ nm}$ , was auf eine verbesserte Wärmeabfuhr durch das Monomer zurückzuführen ist. Andererseits wird das emittierte Spektrum breiter. Betrachtet man den Resonator der LD als Fabry-Perot-Resonator, kann über den Zusammenhang  $F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$  die Finesse  $F$  des Resonators bestimmt werden, die sich wiederum aus dem Verhältnis von  $\frac{\Delta\lambda}{FWHM}$ . Dabei beschreibt  $\Delta\lambda$  den freien Spektralbereich, was dem Abstand der im Resonator möglichen verstärkten Wellenlängenbereiche entspricht und damit von der Resonatorgröße und dem Verstärkungsmedium abhängt.  $FWHM$  (engl. Full Width at Half Maximum) steht für die Halbwertsbreite des Spektrums. In Luft ergibt sich eine Finesse des Resonators von  $F_{Luft} = 2,77$  und unter dem Monomer von  $F_{Monomer} = 1,64$  bzw.  $F_{Polymer} = 1,61$ . Damit verringert sich die Finesse nach Applikation des Monomers um den Faktor 1,69 bzw. gegenüber dem ausgehärteten Polymer um 1,72. Da die Größe  $\Delta\lambda$  durch die LD gegeben ist, kann diese als konstant angenommen werden. Dadurch sollte sich die Halbwertsbreite der Spektren durch das Auftragen des Monomers ebenfalls um den Faktor 1,69 erhöhen. Die Vermessungen der  $FWHM$  der Spektren ergaben  $FWHM_{Luft} = 0,95 \text{ nm}$ ,  $FWHM_{Monomer} = 1,35 \text{ nm}$  und  $FWHM_{Polymer} = 1,7 \text{ nm}$ . Im Verhältnis zur Halbwertsbreite in Luft hat sich diese durch das Monomer um den Faktor 1,42 und nach der Polymerisation um 1,79 erhöht. Die Unterschiede der Messungen zu den theoretischen Abschätzungen liegen vor allem an den optimierten Annahmen zur Berechnung der Reflektivität. Die geringfügigen Veränderungen der Eigenschaften der LD nach Applikation des Monomers beeinflussen den Prozess somit nicht.

Das Anschreiben der SWW erfolgte, wie in Abb 4.21 angedeutet, über die Laserdiode selbst und über den Wellenleiter, in den von der Rückseite aus Licht eingekoppelt wird. Dabei passiert das Licht das Auskoppelgitter. Die Verluste an der Gitterstruktur sind dabei gering genug, so dass diese Verluste den Schreibvorgang des SWWs nicht beeinflussen. Die Positionierung der LD, welche zuerst erfolgte, wurde mit Hilfe eines Beam Profilers (Ophir Photonics, SP620U) durchgeführt. Dieser konnte am Ende des Wellenleiters positioniert werden, wodurch eine Überwachung der

Einkopplung in die Wellenleiter möglich wurde. Dieser Vorgang ist in Abb. 4.23 dargestellt.

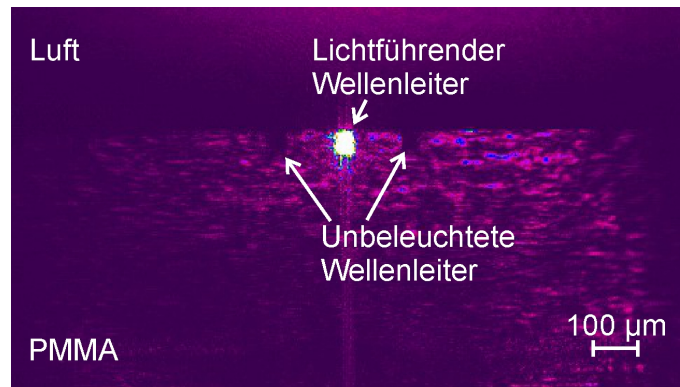


Abbildung 4.23: Intensitätsprofil bei der Aufnahme der Endfacette des Wellenleiters während des Einkoppelns mit einer LD (CHIP-650-P5, Roithner Lasertechnik).

Bei der in Abb. 4.23 dargestellten Aufnahme zeigt sich, dass mit Hilfe des Beam Profilers die LD so vor dem Wellenleiter platziert werden kann, dass dieser nahezu ausschließlich in den gewünschten Wellenleiter einkoppelt.

Zur Erstellung der festen Verbindung mit SWW, wurde der Beam Profiler durch eine Faser (50 µm, OM3) mit einem Modenfelddurchmesser von  $\approx 15 \mu\text{m}$  ersetzt. Diese Faser ist gekoppelt mit einer Laserdiode (Roithner Lasertechnik, RLCD-S66-10), die bei einer Wellenlänge von 660 nm emittiert. Das Anschreiben der Laserdioden, welche in eine Richtung eine optische Leistung von bis zu 12 mW abstrahlen kann, konnte mit einer Einkoppeleffizienz von 14% erfolgen. Durch das Einkoppeln dieser Quelle, kann die gewünschte Überlagerung beider Quellen vor der LD erreicht werden. Nach dem Schreiben, bildet sich wie in Abb. 4.24 dargestellt, ein SWW.

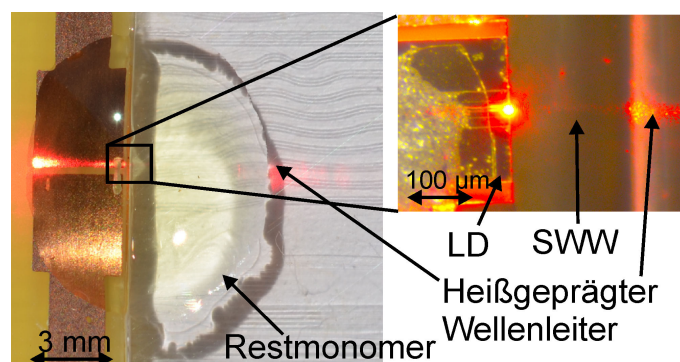


Abbildung 4.24: Polymere Übertragungsstrecke, an die eine LD mittels SWW angeschrieben wurde.

Durch das Aushärten des umgebenden Monomers kann eine stabile Verbindung zwischen Lichtquelle und Wellenleiter realisiert werden. Als Auskoppelstruktur wird ein Element benötigt, welches nur einen kleinen Teil des Lichtes auskoppelt, damit folgende optische Sensoren noch ausreichend Energie zur Verfügung haben. Die Auskoppel-effizienz der heißgeprägten Gitter von ca. 3% reicht aus, um ein klares Signal detektieren zu können. Dadurch konnte die Herstellung einer voll funktions- und ausbaufähigen Übertragungsstrecke gezeigt werden.

## 5 Strukturen zur Lichtverteilung in optischen Netzen

Nachdem das Licht über die Koppelstrukturen in die Sensorfolie eingekoppelt wurde, werden weitere optische Elemente benötigt, mit denen das Licht innerhalb der Folie verteilt werden kann. Konzepte, wie z. B. der Y-Splitter, werden bereits vielfältig in Silizium basierten und hybriden optischen Netzen angewendet. Diese wurden für die Anwendung in polymeren Systemen angepasst und konnten erfolgreich getestet werden. Andere Strukturen zur Lichtverteilung sind bisher nicht in Polymeren umgesetzt worden. Auch im Rahmen dieser Arbeit konnten nicht alle Strukturen hergestellt und vermessen werden, weshalb diese als Simulationen aufgeführt sind.

### 5.1 Y-Splitter

Die Y-Splitter werden entsprechend ihrer Form bezeichnet und teilen einen Eingangswellenleiter in zwei weiterführende Leiter auf. Dies kann natürlich beliebig oft hintereinander wiederholt werden. Die Grundstruktur ist bereits in 2.18 dargestellt. Y-Splitter lassen sich aufgrund ihres einfachen Designs gut in optische Netze integrieren.



### Simulationen von Y-Splittern

Die Aufteilung des eintreffenden Lichtes ist in Abb. 5.1 a) dargestellt.

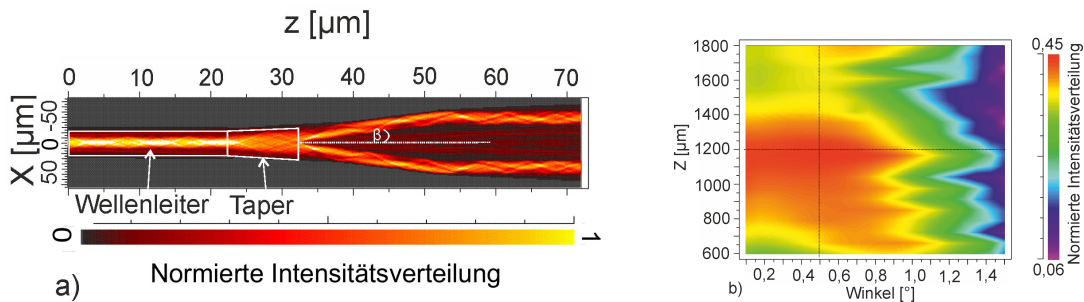


Abbildung 5.1: a) Simulation (RSoft) der Propagation und Intensitätsverteilung eines 25  $\mu\text{m}$  Wellenleiters mit b) einer Optimierung des Winkels  $\beta$  zwischen den aufteilenden Armen und der Taperlänge.

Wie aus der Simulation aus Abb. 5.1 ersichtlich, wird für eine effiziente Aufteilung von Licht nicht nur die namensgebende Y-Gabelung, sondern auch eine Taperstruktur vor der eigentlichen Koppelstelle benötigt. Auch bei einer Optimierung der Taperstruktur und des Winkels zwischen den beiden Armen bleiben immer noch Verluste von ca. 10 % bzw. 0,46 dB, wie in Simulation 5.2 gezeigt wird. Dies kommt durch die Auskopplung des Lichtes, welches zentral auf die Koppelstelle trifft. Diese Verluste sind allerdings sehr gering, weshalb diese Struktur sehr häufig verwendet wird.

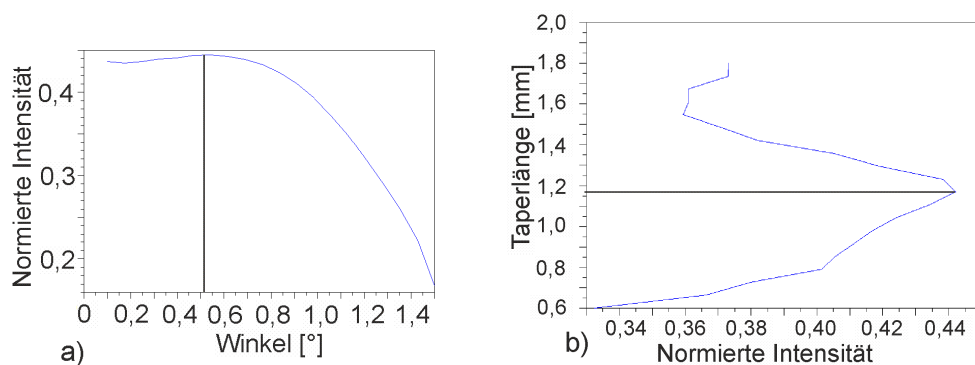


Abbildung 5.2: a) Optimierung des Winkels zwischen den Koppelarmen und b) der Taperlänge. Die Simulationen sind hier für einen Arm dargestellt, da das Ergebnis direkt auf den zweiten Arm übertragbar ist.

Die Optimierung der Taperlänge und des Winkels  $\beta$  zwischen den beiden Armen des Splitters ist in Abb. 5.2 dargestellt. Eine geringe Abweichung vom optimalen Winkel, der nach Abb. 5.2 a) bei  $\beta = 0,51^\circ$  liegt, hat dabei keinen signifikanten Einfluss

auf die Effizienz des Splitters. Lediglich, wenn der Winkel zu steil gewählt wird, steigen die Verluste rapide an und machen dieses Koppelement unbrauchbar. Eine Abweichung von der optimalen Taperlänge, die nach Abb. 5.2 b) idealerweise eine Länge von 1,17 mm hat, hat keine große Auswirkung auf die Systemeffizienz. Eine Abweichung von  $\pm 100 \mu\text{m}$  verringert die in die Arme aufgeteilte Intensität um 5%. Gegenüber herstellungsbedingten Toleranzen ist dieses optische Element daher sehr unempfindlich. Wenn die Maße des Splitters nur leicht vom Optimum abweichen, führt dies lediglich zu einer geringen Verschlechterung der Effizienz des Splitters.

Die Energieaufteilung in die beiden Arme des Splitters muss nicht immer symmetrisch erfolgen. In einem asymmetrischen Y-Splitter, bei dem beide Arme in unterschiedlichen Winkeln vom ankommenden Wellenleiter abgehen, kann die Aufteilung der Intensität in den einzelnen Armen beeinflusst werden. Dieser Fall ist in Abb. 5.3 dargestellt.

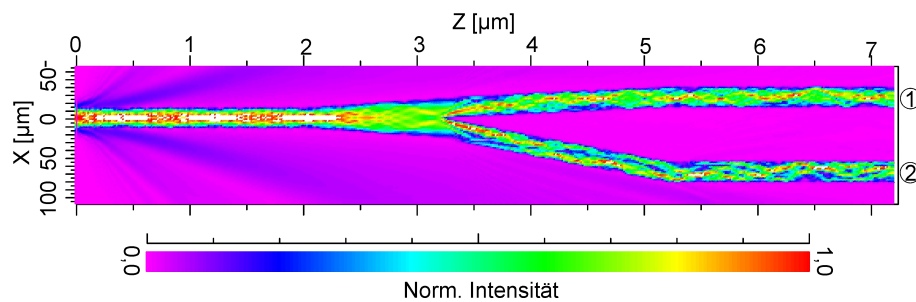


Abbildung 5.3: Simulation eines asymmetrischen Y-Splitters bei dem der Gabelungswinkel von Arm 2 viermal so groß ist wie von Arm 1. Dabei kommt es zu einer Intensitätsaufteilung von  $\approx 2 : 1$ .

Bei dem in Abb. 5.3 dargestellten asymmetrischen Y-Splitter ist der Winkel vom Wellenleiter 2 viermal so groß, wie der von Wellenleiter 1. Dadurch kann eine Aufteilung der Intensität von 42% : 20% erfolgen. Gewünschte Teilungsverhältnisse können anhand der in Abb. 5.2 a) dargestellten Simulation unter Änderung des Winkels  $\beta$  von Wellenleiter 2 erfolgen. Die Energiedifferenz, die zwischen den abführenden Wellenleiterarmen auftritt, geht dabei als Verlust in das Mantelmaterial.

### Untersuchungen der hergestellten Y-Splitter

Die Herstellung der Koppelstrukturen erfolgt per Heißprägen mit den bisher verwendeten  $25 \mu\text{m}$  Wellenleitern. Dabei zeigt sich eine nahezu Gleichverteilung in die aufgesplitteten Wellenleiterarme. In Abb. 5.4 wird die Intensitätsverteilung eines

1:8-Splitters dargestellt, der aus einer Aneinanderreihung mehrerer Y-Splitter besteht.

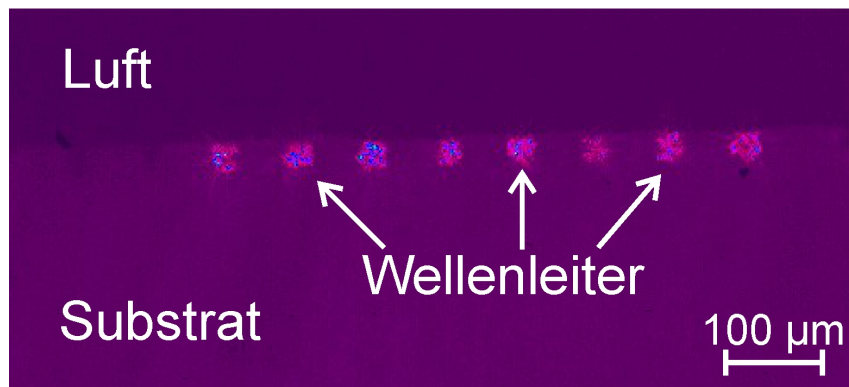


Abbildung 5.4: Intensitätsverteilung am Ende eines 1:8-Splitters.

Die Ergebnisse der Vermessung dieser Verteilungsstrukturen wurde bereits von Rezem et. al. [10] veröffentlicht und lieferte im speziellen eine Intensitätsaufteilung in den einzelnen Armen, wie sie in Tabelle 5.1 dargestellt ist.

Tabelle 5.1: Vergleich des Splittingverhältnisses mehrerer heißgeprägter Y-Koppler

$\lambda$ [nm]	Splittingverhältnis	Verluste pro Verzweigung [dB]	Abweichungen der Ausgangsleistung [dB]
633	1:2	0,36	0,01
	1:4	0,29	0,28
	1:8	0,32	0,40
850	1:2	0,12	0,06
	1:4	0,2	0,13
	1:8	0,16	0,91

Nach den in Tabelle 5.1 aufgelisteten Werten zur Intensitätsaufteilung in den einzelnen Armen zeigt sich, dass eine gleichmäßige Aufteilung über mehrere Arme möglich ist. Die Verteilung auf bis zu 8 Arme erfolgte dabei durch eine Reihenschaltung mehrerer Y-Splitter. Bei Bedarf und einer ausreichend starken Lichtquelle kann die Anzahl noch erhöht werden. Die in Tabelle 5.1 aufgeführten Splittingverluste liegen mit durchschnittlich 0,24 dB unter den Werten, die von weiteren Forschungsgruppen erreicht wurde [27, 25].

Eine Realisierung des simulierten asymmetrischen Y-Splitters erfolgte nicht im Rahmen dieser Arbeit. Da es das Ziel ist, möglichst verlustfreie Wellenleiter und Kop-

pelelemente für optische Polymerwellenleiter zu entwickeln, würde eine Struktur, die eine asymmetrische Energieverteilung nur durch höhere Verluste erreicht, dieses Ziel verfehlen.

## 5.2 Evaneszente Koppler zur Intensitätsverteilung zwischen Singlemode-Wellenleiter

Evaneszente Koppler, wie schematisch in Abb. 2.19 gezeigt, finden vor allem bei der Kopplung in Singlemode-Wellenleiter Anwendung. Dabei werden zwei Wellenleiter bis zu einem Abstand im einstelligen Mikrometerbereich aneinander geführt, bis das evaneszente Feld, welches durch die geführten Moden des einen Wellenleiters hervorgerufen wird, in den zweiten Wellenleiter eindringt und dadurch eine neue Mode anregen kann. Dieser Abstand ist abhängig von der geführten Wellenlänge und den Brechungsindizes von Kern und Mantel. Theoretisch betrachtet ergibt sich die Eindringtiefe des evaneszenten Feldes nach Gl. 2.51 zu  $\xi = \frac{c}{\omega} [n_M \sqrt{\frac{n_K^2}{n_M^2} \sin^2 \theta - 1}]^{-1}$ . Am Beispiel der heißgeprägten Polymerwellenleiter mit  $\lambda = 850 \text{ nm}$ ,  $n_M = 1,52$ ,  $n_K = 1,49$  und dem Einfallswinkel  $\theta = 80^\circ$  ergibt sich eine Eindringtiefe von  $\xi = 0,576 \mu\text{m}$ . Diese Angabe bezieht sich auf ein Abklingen des elektrischen Feldes auf den Faktor  $1/e$ . In einem größeren Abstand ist daher das evaneszente Feld noch vorhanden, jedoch mit einer deutlich geringeren Intensität. Eine Kopplung in einen Wellenleiter ist mit zunehmenden Abstand nur über eine Verlängerung der Koppelstrecke zu erreichen. Diese Annahme gilt nur unter Vernachlässigung der Materialdämpfung für das evaneszente Feld. Eine Verdeutlichung dieses Zusammenhanges ist in 5.5 dargestellt.

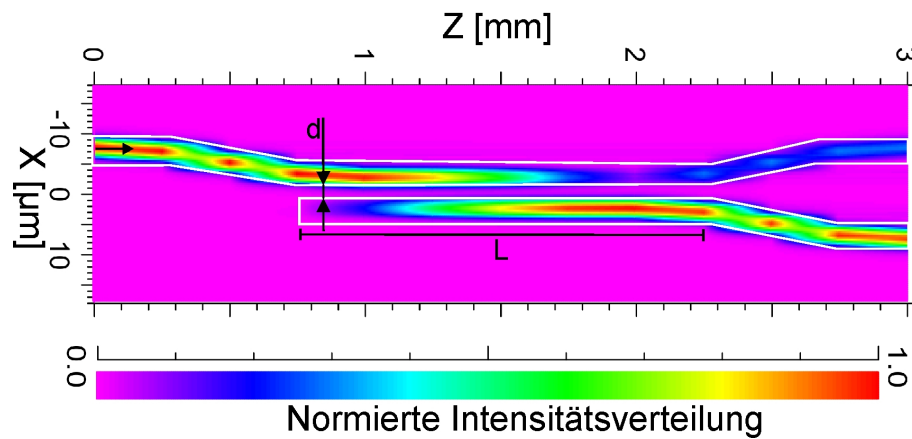


Abbildung 5.5: Simulation einer evaneszenten Koppelstruktur mittels RSoft zur Verteilung des Lichtes zwischen Singlemode-Wellenleitern. Die dabei untersuchten Optimierungsparameter sind der Abstand  $d$  zwischen den Wellenleitern und die Koppellänge  $L$ .

Auch die in Abb. 5.5 dargestellte Simulation beachtet keine Materialabsorption. Daher wäre ein kompletter Energieübertrag an der Koppelstelle bei dem fast 4-fachen des berechneten Abstandes über eine Länge von 10 mm möglich. Aufgrund der Sensitivität evaneszenter Koppler gegenüber dem Abstand beider Wellenleiter ist eine Anwendung als stabiles Routingelement auf einer flexiblen Folie eher fraglich. Allerdings kann diese Eigenschaft auch ausgenutzt werden, um eine Formänderung (z. B. Dehnung) zu detektieren. Die simulierte Sensitivität eines Kopplers bei einer Wellenlänge von 850 nm, einem Kerndurchmesser des Wellenleiters von  $3\ \mu\text{m}$  und einem Abstand der Fasern von  $2,1\ \mu\text{m}$  ist in Abb. 5.6 aufgetragen.

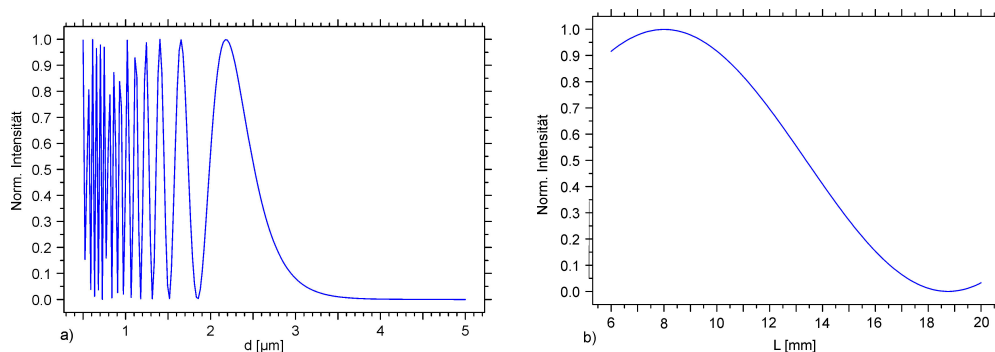


Abbildung 5.6: a) Simulation des Einflusses der Änderung des Abstandes  $d$  zwischen den beiden Wellenleitern und b) der Länge der Koppelstruktur auf die Koppelleffizienz.

Die in Abb. 5.6 dargestellten Simulationen untersuchen den Einfluss der Parame-

teränderung von Abstand und Koppellänge auf die Koppeffizienz. Dabei wurden singlemodige Wellenleiter mit einem Kerndurchmesser von  $3\ \mu\text{m}$  verwendet. Die hierfür verwendeten Brechungsindizes sind 1,49 für das Mantel- und 1,52 für das Kernmaterial. Dabei zeigt sich in Abb. 5.6 a) die Änderung der Koppeffizienz über den zunehmenden Abstand der Koppelstelle. Außerdem gibt es ein oszillierendes Verhalten der Koppeffizienz mit zunehmender Periode und mit Änderung des Abstandes  $d$ . Bei gleichbleibender Koppellänge erklärt sich dies dadurch, dass auch die Kopplung zwischen den Wellenleitern periodisch erfolgt. Das bedeutet, dass es bei einer Fehlanpassung der Koppellänge zu einer Rückkopplung der Energie in den Ausgangswellenleiter kommen kann. Der selbe Effekt kann bei der Änderung der Koppellänge im Ansatz erkannt werden (Abb. 5.6 b). Dieser Parameter ist jedoch bei weitem nicht so sensitiv wie die Änderung des Abstands.

Wie aus Gleichung 2.51 abgeleitet werden kann, führen sowohl kleinere Wellenlängen als auch größere Brechungsindexdifferenzen zwischen Kern und Mantel zu einer geringeren Ausbreitungstiefe des evaneszenten Feldes. Insbesondere der erste Punkt reduziert den maximalen Abstand der beiden optischen Strukturen erheblich, wie in Abb. 5.6 a) erkennbar ist. Bei dem Spektralbereich, der im Rahmen dieses Projektes betrachtet werden soll, kommt für diese Art Koppler nur der infrarotnahe Bereich bei  $850\ \text{nm}$  in Frage. Der Zusammenhang zwischen der Brechungsindexdifferenz bzw. der Wellenlänge und dem maximal möglichen Abstand wird in Abb. 5.7 a) und b) gezeigt. Dabei ergibt sich die Brechungsindexdifferenz aus  $n_K - n_M$ .

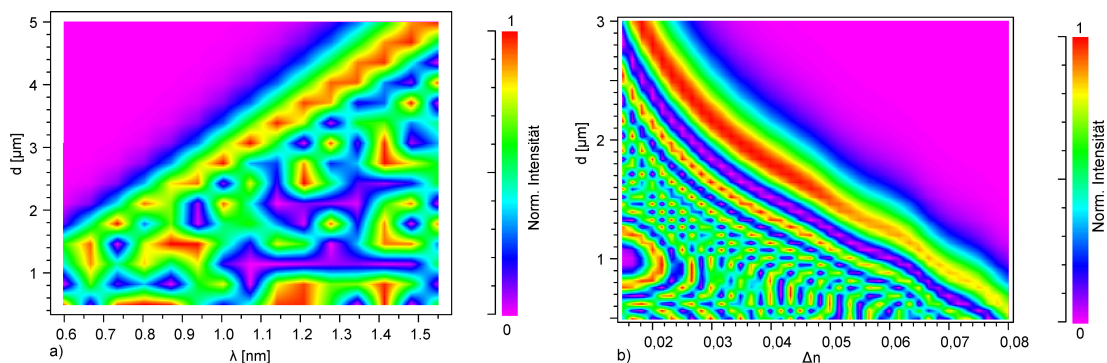


Abbildung 5.7: Optimierung des Wellenleiterabstandes nach a) der Wellenlänge und b) des Brechungsindexunterschiedes. Dabei gibt rot die Parameterbereiche mit einer hohen Kopplungseffizienz an und lila die Bereiche, bei der keine Kopplung mehr stattfindet.

Die in Abb. 5.7 dargestellten Simulationen sind Falschfarbendarstellungen der Optimierung von Abstand und Wellenlänge in 5.7 a) und Abstand und Brechungsindex-

xunterschied in 5.7 b). Die Farben entsprechen dabei der Koppeffizienz bzw. Intensität im eingekoppelten Wellenleiter. Bei beiden dargestellten Simulationen zeigt sich bei zunehmendem Abstand eine Grenze, ab der keine Überkopplung in den zweiten Wellenleiter, trotz Modifikation des übrigen Parameters, möglich ist. Ein geringer Brechungsindexunterschied, wie er nach Abb. 5.7 b) gefordert wird, ist für die Realisierung von Singlemode-Wellenleitern ebenfalls erforderlich. Diese werden für den hier beschriebenen evaneszenten Koppler auch zwingend benötigt. Eine Kopplung aus einem Multimode- in einen Singlemode-Wellenleiter ist nicht möglich. Da die Energie im Multimode-Wellenleiter auf sehr viele verschiedene Moden verteilt ist, die wiederum alle unterschiedliche Ausbreitungskonstanten besitzen, ist der Anteil der Energie in der ebenfalls geführten Grundmode sehr gering. Allerdings kann nur diese über ihr evaneszentes Feld eine neue Grundmode im angrenzenden Singlemode-Wellenleiter anregen. Höhere Moden können in den zweiten Wellenleiter, aufgrund ihrer falschen Ausbreitungskonstanten, nicht gekoppelt werden. Eine Einschränkung in der Nutzung dieser optischen Elemente ist also, dass es nur möglich ist, Energie zwischen Singlemode-Wellenleiter auszutauschen. Jedoch kann dieser verwendet werden, um über die Länge der Koppelstrecke jede beliebige Art von Splitter herzustellen, wie in Abb. 5.6 b) dargestellt. Da kleinere Wellenlängen eine geringere Eindringtiefe des evaneszenten Feldes zur Folge haben, benötigen diese eine längere Koppelstrecke um die Energie auf den Singlemode-Wellenleiter zu übertragen. Daher ist alleine die Koppelstrecke für die in Abb. 5.5, 5.6 und 5.7 simulierten Koppler für eine Wellenlänge von 850 nm bereits 10 mm lang. Eine Anwendung bei noch kürzeren Wellenlängen ist daher nicht sinnvoll, da der Platzbedarf innerhalb eines photonischen Netzwerkes für eine einzelne Koppelstruktur zu groß ist.

### 5.3 Laterale Gitterkoppler zur effizienten Einkopplung in Singlemode-Wellenleiter

Die hier präsentierten Gitterstrukturen erlauben eine Kopplung aus einem Multimode in mehrere Singlemode-Wellenleiter. Dadurch wird es möglich, dass das Licht in einen Multimode-Wellenleiter aus einer Quelle eingekoppelt und anschließend in Singlemode-Wellenleiter mit einem kleineren Querschnitt verteilt wird. Ein Schema dieses Koppelements ist in Abb. 5.8 dargestellt.

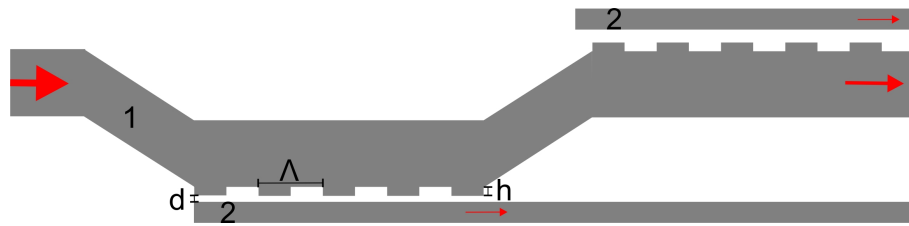


Abbildung 5.8: Schema eines lateralen Gitterkopplers zur Aufteilung von Licht aus einem Multimode-Wellenleiter in zwei Singlemode-Wellenleiter. Der Koppler definiert sich aus den Parametern  $\Lambda$  als Gitterperiode, der Gitterhöhe  $h$  und dem Abstand zum Wellenleiter  $d$ , in den eingekoppelt werden soll. Der mit 1 markierte Wellenleiter ist dabei ein Multimode-Wellenleiter dessen geführte Energie auf die mit 2 markierten Singlemode-Wellenleiter aufgeteilt wird.

Nach dem Schema aus Abb. 5.8 wurden ebenfalls Simulationen mit RSoft durchgeführt, um diese Koppelstruktur für eine Nutzung in polymeren Systemen zu untersuchen. Bei der Simulation wurden die Gitterperiode, Gitterhöhe und der Abstand zwischen Gitterstruktur und Singlemode-Wellenleiter optimiert. Die erhaltenen Parameter sind im Folgenden aufgeführt. Die Gitterstrukturen, die sich nach Abb. 5.8 seitlich am Wellenleiter befinden, haben eine Gitterperiode von  $\Lambda_1 = 430 \mu\text{m}$  bzw. für den zweiten Koppelbereich von  $\Lambda_2 = 352 \mu\text{m}$ . Die entsprechenden Gitterhöhen sind  $h_1 = 1,4 \mu\text{m}$  und  $h_2 = 1 \mu\text{m}$ . Die Kopplung erfolgt dabei von einem Multimode-Wellenleiter mit  $10 \mu\text{m}$  Kerndurchmesser in zwei Singlemode-Wellenleiter mit je  $3 \mu\text{m}$  Kerndurchmesser. Als Brechungsindizes wurden auch hier  $1,49$  für den Mantel und  $1,52$  für den Kern angenommen.

Die Funktionsweise dieser Koppelstruktur ist der eines evaneszenten Kopplers ähnlich. Die Überkopplung erfolgt an den einzelnen Gitterelementen über das evaneszente Feld, welches an den Stellen der Totalreflexion auftritt. Dadurch lässt sich im anliegenden Singlemode-Wellenleiter eine geführte Mode anregen. Das Wirkungsprinzip dieser optischen Struktur wird in Abb. 5.9 anhand einer Simulation gezeigt.



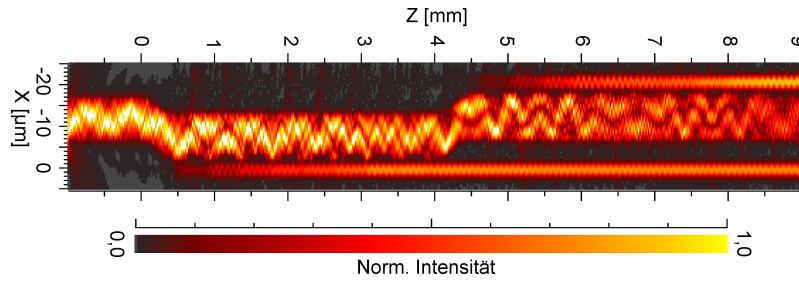


Abbildung 5.9: Simulation eines lateralen Gitterkopplers zur Aufteilung von Licht aus einem Multimode-Wellenleiter in zwei Singlemode-Wellenleiter.

Anhand der in Abb. 5.9 geführten Simulationsdaten ist ersichtlich, dass sich der zur Gitterstruktur führende gebogene Wellenleiter und die Position der einzelnen Gitterelemente optimal aufeinander abgestimmt werden müssen. Mit der Optimierung der in Abb. 5.9 dargestellten Struktur konnte eine Kopplungseffizienz von max. 18% in den ersten und weitere 25% in den zweiten Singlemode-Wellenleiter gekoppelt werden. Die Vorteile dieser Struktur gegenüber einem evaneszenten Koppler liegt darin, dass ein Überkoppeln auf den zweiten Wellenleiter über eine kürzere Koppelstrecke realisiert werden kann. Ein noch wichtigerer Vorteil gegenüber dem zuletzt vorgestellten Koppler ist, dass sich mit dem lateralen Gitterkoppler Energie von einem Multimode-Wellenleiter in einen Singlemode-Wellenleiter überkoppeln lässt. Dadurch wird es ermöglicht, dass das Licht von der Quelle aus in einen mehrmodigen Wellenleiter eingekoppelt wird, was mit einer höheren Koppeffizienz möglich ist. Von diesem Wellenleiter aus kann, wenn benötigt, das Licht in mehrere singlemodige Wellenleiter verteilt werden.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

### Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Strukturen untersucht, mit deren Hilfe Licht in und aus vollständig polymerbasierten Wellenleitern gekoppelt wird. Bei den untersuchten lichtführenden Strukturen handelt es sich um aufgedruckte, an der Oberfläche vergrabene und in die Folie integrierte Wellenleiter. Die Kopplung erfolgt zum einen von einer Quelle in den Wellenleiter bzw. vom Wellenleiter zum Detektor. Außerdem ist eine Verteilung des Lichtes zwischen mehreren Strukturen nötig, um das Licht innerhalb umfangreicherer Netzwerke effizient zu verteilen. Dabei mussten auch entsprechende Koppelstrukturen für unterschiedliche Wellenleiterdimensionen gefunden werden. Strukturen in der Größenordnung von einigen hundert Mikrometern, wie sie beispielsweise mit dem Flexodruck hergestellt werden, benötigen keine Strukturen zur Einkopplung, da sie größer sind als die Lichtquelle. Lediglich eine Umlenkstruktur, die eine Kopplung einer vertikal emittierenden Lichtquelle erlaubt, kann notwendig werden. Je kleiner Wellenleiterdurchmesser werden, desto eher ist die Verwendung einer Koppelstruktur erforderlich.

Die in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiter besaßen einen Querschnitt von  $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  und wurden durch ein Heißprägeverfahren hergestellt. Polymere Wellenleiter mit einem größeren Querschnitt, die vor allem für die getesteten Spiegelkoppler benötigt wurden, konnten über ein Flexodruckverfahren gefertigt werden. Die Herstellung unterschiedlicher wellenleitender Strukturen in Polymeren ist neben der Fragestellung der effizienten Ein- und Auskopplung ebenfalls ein wichtiger Grundstein des Gesamtprojektes PlanOS, in dessen Verbund diese Arbeit eingebettet ist. Bis zur Realisierung von Wellenleitern mit einer guten optischen Qualität mussten diese unter Verwendung verschiedener Herstellungsparameter regelmäßig charakterisiert werden, um ein optimales Ergebnis erzielen zu können. Die Untersuchungen erfolgten hinsichtlich der optischen Materialdämpfung, des Brechungsindexverhältnisses und des geführten Modenfeldes. Zur Überprüfung der Eignung unterschiedlicher Koppelstrukturen auf deren Verwendungsmöglichkeit für polymere, wellenleitende Systeme, wurden diese im Vorfeld unter Verwendung verschiedener Simulationsprogramme wie z. B. Zemax, RSoft und Matlab, optimiert.

Soweit möglich, wurden die verbesserten Strukturen schließlich in das polymere System übertragen und evaluiert. Bei zwei der untersuchten Koppelstrukturen handelt es sich um Spiegel- und Gitterkoppler. Im ersten Fall konnten für die gedruckten Multimode-Wellenleiter Kopplungseffizienzen von bis zu  $2,7-2,86$  dB realisiert werden. Eine weitere Möglichkeit zur Einkopplung senkrecht abstrahlender Lichtquellen (VCSEL) die untersucht wurde, sind Koppelgitter. Diese wurden unter Zuhilfenahme der Simulationssoftware RSoft so ausgelegt, dass die erste Beugungsordnung entsprechend den Bedingung der Totalreflexion im Wellenleiter abgelenkt werden kann. Aufgrund der verwendeten Brechungsindizes, die materialbedingt vorgegeben sind, muss dieser Beugungswinkel mit  $\approx 76^\circ$  sehr steil sein, was das Spektrum der nutzbaren Gitterperioden auf einen Bereich von  $\Lambda = 410 \text{ nm} - 436 \text{ nm}$  bzw.  $\Lambda = 540 \text{ nm} - 570,5 \text{ nm}$  für eine eingestrahlte Wellenlänge von  $\lambda = 650 \text{ nm}$  bzw.  $\lambda = 850 \text{ nm}$  beschränkt. Ausgehend von den Simulationsergebnissen ist eine Einkoppeleffizienz von maximal  $\approx 10\%$  für die Gitterkoppler möglich. Die Gitterstrukturen können direkt über die Heißprägestempel in die Wellenleiter integriert oder nachträglich mittels Excimerlaser und Phasenmaske als Oberflächengitter auf die Wellenleiter aufgeschrieben werden. Bedingt durch die zur Verfügung stehenden Masken zum Heißprägen und Belichten mittels Excimerlaser konnten die Strukturen nicht mit den optimalen Parametern gefertigt werden. Eine zusätzliche Beschichtung der geprägten Gitter mit Silber änderte die Strukturhöhe, wodurch die Koppeleffizienz ebenfalls deutlich beeinflusst wird. Dadurch konnte eine Einkopplung mit diesen Strukturen in die Wellenleiter nicht realisiert werden. Als partielle Auskoppelstruktur können die gefertigten Gitter dennoch verwendet werden, da sie zusammen mit den heißgeprägten Multimode-Wellenleitern eine Auskoppeleffizienz von bis zu  $\approx 4\%$  aufweisen. Die damit erreichbare Auskoppelleistung ist hoch genug, um durch kommerziell erhältliche Fotodioden detektiert zu werden.

Eine weitere Koppelstruktur, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde und eine Ankopplung von horizontal emittierenden Lichtquellen an die Wellenleiter ermöglicht, sind die selbstschreibenden Wellenleiter (SWWs). Die ermittelte Dämpfung dieser Strukturen beträgt  $\approx 1 \text{ dB/cm}$ . Damit wurde es ermöglicht, zwei wellenleitende Strukturen nahezu verlustfrei miteinander zu verbinden, deren Abstand voneinander  $< 0,5 \text{ mm}$  ist. Durch die Weiterentwicklung dieser Technologie konnte ebenfalls eine divergente Lichtquelle (Laserdiodenchip mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 660 \text{ nm}$ ) an einen heißgeprägten Wellenleiter angeschrieben werden. Die Ankopplung erfolgte zwischen einer LD mit den Maßen  $300 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  und einem  $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$  großem Wellenleiter und lieferte eine Koppeleffizienz von  $14\%$ . Damit ist die erreichte Einkopplung durch SWWs deutlich effizienter als unter Verwendung von Gittern. Weiterhin liefert diese Methodik durch die Integrierbarkeit der Laserdiode in die Folie eine zusätzliche mechanische Stabilität des Systems gegenüber vertikal

emittierenden Lichtquellen, die auf der Oberfläche fixiert werden müssen. Für die hauptsächlich verwendeten heißgeprägten Wellenleiter liefern die SWWs die beste Einkoppeleffizienz der getesteten Strukturen.

Zusätzlich zu diesen Koppelstrukturen ist es für ein umfassenderes optisches Netz unerlässlich geeignete Strukturen zur Lichtverteilung zu implementieren. Dabei wurde u. a. ein Y-Splitter betrachtet. Diese Struktur kann direkt per Heißprägen hergestellt werden und erlaubt eine nahezu verlustfreie Aufteilung des transmittierten Lichtes von einem in zwei Wellenleiter. Durch eine Reihenschaltung mehrerer Y-Splitter hintereinander kann das Licht auf beliebig viele optische Leiter verteilt werden. Die ermittelten Koppelverluste lagen hierbei im Durchschnitt bei 0,24 dB pro Koppelstelle und erlauben dadurch eine Anwendung zur Lichtverteilung in optischen, polymeren Netzen.

Da zukünftig auch Singlemode-Wellenleiter in Polymere hergestellt werden sollen, wurden im Rahmen dieser Arbeit des Weiteren Strukturen untersucht, mit denen das Licht in und zwischen Singlemode-Wellenleiter gekoppelt werden kann.

Diese und die folgenden Strukturen wurden im Rahmen dieser Arbeit simuliert. Es sind u. a. evaneszente Koppler untersucht worden, bei denen zwei Wellenleiter so dicht aneinander platziert werden, dass über das evaneszente Feld eines Wellenleiters in den zweiten übergekoppelt wird. Die Koppeleffizienz kann hier, theoretisch, beliebig über die Länge der Koppelstrecke variiert werden. Erfahrungen anderer Gruppen, die evaneszente Koppler in Hybridstrukturen oder silizumbasierten optischen Leitern verwenden, weisen allerdings eine Dämpfung zwischen 1,8 dB [28] und 12 dB [29] auf.

Eine weitere Struktur, die untersucht wurde, ist der laterale Gitterkoppler. Dieser ermöglicht die Verteilung des Lichtes aus planaren Multimode-Wellenleitern in mehrere Singlemode-Wellenleiter. Dabei konnte in der Simulation eine Kopplung von bis zu 25% pro SM-Wellenleiter erreicht werden. Dieses Ergebnis macht den lateralen Gitterkoppler zu einem vielversprechenden Element zur effizienten Kopplung in Singlemode-Wellenleiter.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Koppelstrukturen mit unterschiedlichen Wirkungsweisen untersucht und evaluiert. Auch wenn einige der Koppelemente für die genutzten, heißgeprägten Multimode-Wellenleiter nicht zufriedenstellend funktionieren, können die erworbenen Kenntnisse dafür verwendet werden, diese Strukturen für die zukünftigen Singlemode-Wellenleiter zu verwenden. Die Ankopplung von horizontal emittierenden Lichtquellen an wellenleitende Strukturen mit SWWs konnte erstmals erfolgreich umgesetzt werden. Diese Technologie birgt noch ein großes Potential im Bereich der optischen Verbindungstechnik, insbesondere da die Lichtquelle bei der Erzeugung der Koppelstruktur mitwirkt. Dadurch lassen sich Positionierungsungenauigkeiten der Lichtquelle zusätzlich verlustarm ausgleichen.

## Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit hinsichtlich der Optimierung polymerer Wellenleiter und effizienter Koppelstrukturen, können direkt in die zukünftige Herstellung von Singlemode-Wellenleitern in Polymeren einfließen. Für deren Untersuchung stehen sowohl entsprechende Aufbauten als auch gewonnene Erfahrungswerte für die Charakterisierung, Bearbeitung der Endfacetten und Herstellungsparameter zur Erzeugung geeigneter Koppelstrukturen zur Verfügung. Die bisher simulierten Routingstrukturen werden experimentell auf ihre effektive Koppeleffizienz überprüft, womit sich Aussagen über die Eignung für den Einsatz in optisch-polymeren Netzwerken treffen lassen.

Ein weiterer Schritt liegt in der Weiterentwicklung der verwendeten SWWs. Hierbei soll die Monomermischung dahingehend verändert werden, dass der 2-Wellenlängen Schreibprozess ebenfalls mit Laserdioden im infraroten (IR) Bereich gestartet werden kann. Dadurch würde sich das Einsatzgebiet dieser Koppelstrukturen auf den Telekommunikationsbereich, bei dem vorwiegend die Wellenlängen  $\lambda = 1310$  nm und  $\lambda = 1550$  nm Verwendung finden, erweitern lassen. Zusätzlich wäre auch eine Anwendung in gängigen PICs (photonischen integrierten Schaltkreisen (engl.: photonic integrated circuits)) denkbar, die ebenfalls die Telekomwellenlängen nutzen und die darauf angewiesen sind, Quelle und Wellenleiter möglichst kompakt zu gestalten.

Die bisher erforschten Herstellungsmethoden zur Integration von Gittern in polymere Wellenleiter werden bei der Herstellung von Koppelstrukturen für Singlemode-Wellenleiter von Nutzen sein. Unter Umständen müssen für verlustarme, monomodige Wellenleiter die Materialkombinationen und damit die Brechungsindizes verändert werden, was auch einen Einfluss auf die benötigte Gitterperiode der Koppelstruktur hat. Die Herstellungsparameter werden sich jedoch nur unwesentlich ändern, wodurch diese zeitnah für eine Anwendung im monomodigen Bereich validiert werden können.

## A Literaturverzeichnis

- [1] B. Mukherjee. Wdm optical communication networks: Progress and challenges. *IEEE J. Select. Areas Commun.*, 18(10):1810–1824, 2000.
- [2] S. Makovejs, C. Roberts, F. Palacios, H. B. Matthews, D. A. Lewis, D. T. Smith, P. G. Diehl, J. J. Johnson, J. D. Patterson, C. R. Towery, and S. Y. Ten. Record-low (0.1460 db/km) attenuation ultra-large aeef optical fiber for submarine applications. *OFC Postdeadline Papers*, 2015.
- [3] T. Yamashita, M. Kagami, and H. Ito. Waveguide shape control and loss properties of light-induced self-written (lisw) optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 20(8):1556–1562, 2002.
- [4] J. A. Forres, K. Dalnoki-Veress, J. R. Stevens, and J. R. Dutcher. Effect of free surfaces on the glass transition temperature of thin polymer films. *Physical Review Letters*, 77(10):2002–2005, 1996.
- [5] I. Avramov, T. Vassilev, and I. Penkov. The glass transition temperature of silicate and borate glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 351(6-7):472–476, 2005.
- [6] H.P.A. van den Boom, W. Li, P. K. van Bennekom, I. T. Monroy, and Giok-Djan Khoe. High-capacity transmission over polymer optical fiber. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(3):461–470, 2001.
- [7] R. Dangel, C. Berger, R. Beyeler, L. Dellmann, M. Gmur, R. Hamelin, F. Horst, T. Lamprecht, T. Morf, S. Oggioni, M. Spreafico, and B. J. Offrein. Polymer-waveguide-based board-level optical interconnect technology for datacom applications. *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, 31(4):759–767, 2008.
- [8] N. Lindenmann, G. Balthasar, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, M. Jordan, J. Leuthold, W. Freude, and C. Koos. Photonic wire bonding: a novel concept for chip-scale interconnects. *Optics express*, 20(16):17667–17677, 2012.

- 
- [9] T. Yoshimura, T. Inoguchi, T. Yamamoto, S. Moriya, Y. Teramoto, Y. Arai, T. Namiki, and K. Asama. Self-organized lightwave network based on waveguide films for three-dimensional optical wiring within boxes. *Journal of Lightwave Technology*, 22(9):2091–2100, 2004.
- [10] M. Rezem, A. Günther, B. Roth, E. Reithmeier, and M. Rahlves. Low-cost fabrication of all-polymer components for integrated photonics. *Journal of Lightwave Technology*, page 1, 2016.
- [11] T. Wolfer, P. Bollgruen, D. Mager, L. Overmeyer, and J. G. Korvink. Flexographic and inkjet printing of polymer optical waveguides for fully integrated sensor systems. *Procedia Technology*, 15:521–529, 2014.
- [12] N. Hendrickx, G. van Steenberge, P. Geerinck, and P. van Daele. Laser ablation as enabling technology for the structuring of optical multilayer structures. *Journal of Physics: Conference Series*, 59:118–121, 2007.
- [13] F. Wang, F. Liu and A. Adibi. 45 degree polymer micromirror integration for board-level three-dimensional optical interconnects. *Optics express*, 17(13):10514–10521, 2009.
- [14] M. Immonen, M. Karppinen, and J. K. Kivilahti. Fabrication and characterization of polymer optical waveguides with integrated micromirrors for three-dimensional board-level optical interconnects. *IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing*, 28(4):304–311, 2005.
- [15] X. Dou, X. Wang, H. Huang, X. Lin, D. Ding, D. Z. Pan, and R. T. Chen. Polymeric waveguides with embedded micro-mirrors formed by metallic hard mold. *Optics Express*, 2015.
- [16] R. Bruck and R. Hainberger. Efficient coupling of narrow beams into polyimide waveguides by means of grating couplers with high-index coating.
- [17] D. Taillaert, F. van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. van Thourhout, P. Bienstman, and R. Baets. Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(8A):6071–6077, 2006.
- [18] L. Wang, Y. Li, M. Garcia Porcel, D. Vermeulen, X. Han, J. Wang, X. Jian, R. Baets, M. Zhao, and G. Morthier. A polymer-based surface grating coupler

- with an embedded  $\text{Si}_3\text{N}_4$  layer. *Journal of Applied Physics*, 111(11):114507, 2012.
- [19] R. Bruck, P. Muellner, N. Kataeva, A. Koeck, S. Trassl, V. Rinnerbauer, K. Schmidegg, and R. Hainberger. Flexible thin-film polymer waveguides fabricated in an industrial roll-to-roll process. *Applied optics*, 52(19):4510–4514, 2013.
- [20] S. J. Frisken. Light-induced optical waveguide tapers. *Optics letters*, 18(13):1035, 1993.
- [21] J. Missinne, S. Beri, M. Dash, S. Keshari Samal, P. Dubruel, J. Watté, and G. van Steenberge. Curing kinetics of step-index and graded-index single mode polymer self-written waveguides. *Optical Materials Express*, 4(7):1324, 2014.
- [22] M. Kagami, T. Yamashita, and H. Ito. Light-induced self-written three-dimensional optical waveguide. *Applied Physics Letters*, 79(8):1079, 2001.
- [23] J. Missinne, S. Beri, M. Dash, E. Bosman, P. Dubruel, J. Watté, and G. van Steenberge. Self-written waveguides for field-installable fiber connectors. page JT3A.7.
- [24] C.-G. Choi, S.-P. Han, B. C. Kim, S.-H. Ahn, and M.-Y. Jeong. Fabrication of large-core 1 x 16 optical power splitters in polymers using hot-embossing process. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(6):825–827, 2003.
- [25] S. Y. Lin, E. Chow, J. Bur, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos. Low-loss, wide-angle y splitter at 16- $\mu\text{m}$  wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal. *Optics Letters*, 27(16):1400, 2002.
- [26] M. Sakakura, T. Sawano, Y. Shimotsuma, K. Miura, and K. Hirao. Fabrication of three-dimensional 1 x 4 splitter waveguides inside a glass substrate with spatially phase modulated laser beam. *Optics express*, 18(12):12136–12143, 2010.
- [27] Y. Zhang, X. Xu, D. Kwong, J. Covey, A. Hosseini, and R. T. Chen. 1-to32 h-tree optical distribution on adhesively bonded silicon nanomembrane. In *Lasers and Electro-Optics, CLEO*, page SM3M. IEEE, 2014.
- [28] Y. Kong, M. Chabalko, E. Black, S. Powell, J. A. Bain, T. E. Schlesinger, and



- Y. Luo. Evanescent coupling between dielectric and plasmonic waveguides for hamr applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(10):2364–2367, 2011.
- [29] X. Guan, H. Wu, Y. Shi, L. Wosinski, and D. Dai. Ultracompact and broadband polarization beam splitter utilizing the evanescent coupling between a hybrid plasmonic waveguide and a silicon nanowire. *Optics Letters*, 38(16):3005–3008, 2013.
- [30] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 2001.
- [31] K. Petermann and F. Gustrau. *Hochfrequenztechnik*. Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, München, 2013.
- [32] F. Mitschke. Fiber optics. 2010.
- [33] T. Kaino. Absorption losses of low loss plastic optical fibers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 24(Part 1, No. 12):1661–1665, 1985.
- [34] C.-G. Choi. Fabrication of optical waveguides in thermosetting polymers using hot embossing. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14(7):945–949, 2004.
- [35] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, and E. Reithmeier. Hot embossing of polymer optical waveguides for sensing applications. *Procedia Technology*, 15:514–520, 2014.
- [36] M. Hecke and W. K. Schomburg. Review on micro molding of thermoplastic polymers. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14(3):R1–R14, 2004.
- [37] C.-Y. Chao and L. J. Guo. Polymer microring resonators fabricated by nanoimprint technique. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 20(6):2862, 2002.
- [38] L. Jay Guo. Recent progress in nanoimprint technology and its applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 37(11):R123–R141, 2004.
- [39] J. Wang, S. Schablitsky, Z. Yu, W. Wu, and S. Y. Chou. Fabrication of a new broadband waveguide polarizer with a double-layer 190 nm period metal-

- gratings using nanoimprint lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 17(6):2957, 1999.
- [40] R. Orghici, K. Bethmann, U. Zywietz, C. Reinhardt, and W. Schade. All-polymer arrayed waveguide grating at 850 nm: design, fabrication, and characterization. *Optics letters*, 41(17):3940–3943, 2016.
- [41] Y. Xiao, E. Pichler, M. Hofmann, K. Bethmann, M. Köhring, U. Willer, and H. Zappe. Towards integrated resonant and interferometric sensors in polymer films. *Procedia Technology*, 15:691–701, 2014.
- [42] R. Bruck, P. Muellner, N. Kataeva, A. Koeck, S. Trassl, V. Rinnerbauer, K. Schmidegg, and R. Hainberger. Flexible thin-film polymer waveguides fabricated in an industrial roll-to-roll process. *Applied optics*, 52(19):4510–4514, 2013.
- [43] C. Kelb, E. Reithmeier, and B. Roth. Planar integrated polymer-based optical strain sensor. In Wibool Piyawattanametha and Yong-Hwa Park, editors, *SPIE MOEMS-MEMS*, SPIE Proceedings, page 89770Y. SPIE, 2014.
- [44] E. Pichler, K. Bethmann, U. Zywietz, C. Spad, U. Gleissner, C. Kelb, B. Roth, C. Reinhardt, U. Willer, and W. Schade. Ring resonators in polymer foils for sensing of gaseous species. In Tuan Vo-Dinh, Robert A. Lieberman, and Günter G. Gauglitz, editors, *SPIE Sensing Technology + Applications*, SPIE Proceedings, page 948613. SPIE, 2015.
- [45] S. Sherman and H. Zappe. Printable bragg gratings for polymer-based temperature sensors. *Procedia Technology*, 15:702–709, 2014.
- [46] I. Papakonstantinou, D. R. Selviah, R. Pitwon, and D. Milward. Low-cost, precision, self-alignment technique for coupling laser and photodiode arrays to polymer waveguide arrays on multilayer pcbs. *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, 31(3):502–511, 2008.
- [47] C. Zhang, S. Zhang, J. D. Peters, and J. E. Bowers.  $8 \times 8 \times 40$  gbps fully integrated silicon photonic network on chip. *Optica*, 3(7):785, 2016.
- [48] C. J. Drury, C. M. J. Mutsaers, C. M. Hart, M. Matters, and D. M. de Leeuw. Low-cost all-polymer integrated circuits. *Applied Physics Letters*, 73(1):108, 1998.

- [49] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, and E. Reithmeier. Fabrication and sensing applications of multilayer polymer optical waveguides. *Procedia Technology*, 26:517–523, 2016.
- [50] Y. Morimoto and T. Ishigure. Low-loss light coupling with graded-index core polymer optical waveguides via 45-degree mirrors. *Optics express*, 24(4):3550–3561, 2016.
- [51] R. Waldhäusl, P. Schnabel, B. and Dannberg, E.-B. Kley, A. Bräuer, and W. Karthe. Efficient coupling into polymer waveguides by gratings. *Applied optics*, 36(36):9383, 1997.
- [52] G. Roelkens, D. Vermeulen, D. van Thourhout, R. Baets, S. Brisson, P. Lyan, P. Gautier, and J.-M. Fédéli. High efficiency diffractive grating couplers for interfacing a single mode optical fiber with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit. *Applied Physics Letters*, 92(13):131101, 2008.
- [53] M. T. Gale, C. Gimkiewicz, S. Obi, M. Schnieper, J. Söchtig, H. Thiele, and S. Westenhöfer. Replication technology for optical microsystems. *Optics and Lasers in Engineering*, 43(3-5):373–386, 2005.
- [54] M. M. Alkaisi, R. J. Blaikie, S. J. McNab, R. Cheung, and D. R. S. Cumming. Sub-diffraction-limited patterning using evanescent near-field optical lithography. *Applied Physics Letters*, 75(22):3560, 1999.
- [55] H. H. Solak, C. David, J. Gobrecht, V. Golovkina, F. Cerrina, S. O. Kim, and P. F. Nealey. Sub-50 nm period patterns with euv interference lithography. *Microelectronic Engineering*, 67-68:56–62, 2003.
- [56] R. J. Winfield, B. Bhuian, S. O’Brien, and G. M. Crean. Fabrication of grating structures by simultaneous multi-spot fs laser writing. *Applied Surface Science*, 253(19):8086–8090, 2007.
- [57] R. E. Fontana, J. Katine, M. Rooks, R. Viswanathan, J. Lille, S. MacDonald, E. Kratschmer, C. Tsang, S. Nguyen, N. Robertson, and P. Kasiraj. E-beam writing: A next-generation lithography approach for thin-film head critical features. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(1):95–100, 2002.
- [58] M. A. Mohammad, M. Muhammad, S. K. Dew, and M. Stepanova. Fundamentals of electron beam exposure and development. In Maria Stepanova and

- Steven Dew, editors, *Nanofabrication*, pages 11–41. Springer Vienna, Vienna, 2012.
- [59] S. J. Frisken. Light-induced optical waveguide uptapers. *Optics letters*, 18(13):1035, 1993.
- [60] Y. J. Song and K. J. Peters. A self-repairing polymer waveguide sensor. *Smart Materials and Structures*, 20(6):065005, 2011.
- [61] K. Yamashita, A. Kitanobou, M. Ito, E. Fukuzawa, and K. Oe. Solid-state organic laser using self-written active waveguide with in-line fabry-pérot cavity. *Applied Physics Letters*, 92(14):143305, 2008.
- [62] M.-J. Kwack, M. Kanda, O. Mikami, M. Yonemura, and M. Kagami. 180° light path conversion device with tapered self-written waveguide for optical interconnection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22(15):1126–1128, 2010.
- [63] T. Yoshimura, K. Wakabayashi, and S. Ono. Analysis of reflective self-organized lightwave network (r-solnet) for z-connections in 3-d optical circuits by the finite-difference time-domain method. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(3):566–570, 2011.
- [64] A. Günther, A. B. Petermann, U. Gleissner, T. Hanemann, E. Reithmeier, M. Rahlves, M. Meinhardt-Wollweber, U. Morgner, and B. Roth. Cladded self-written multimode step-index waveguides using a one-polymer approach. *Optics letters*, 40(8):1830–1833, 2015.
- [65] N. Bamiedakis, J. Beals, R. V. Penty, I. H. White, J. V. DeGroot, and T. V. Clapp. Cost-effective multimode polymer waveguides for high-speed on-board optical interconnects. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(4):415–424, 2009.
- [66] D. Dai. Silicon polarization beam splitter based on an asymmetrical evanescent coupling system with three optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 30(20):3281–3287, 2012.
- [67] F. de Fornel. *Evanescent waves: From Newtonian optics to atomic optics*, volume 73 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer, Berlin u.a., 2001.
- [68] K. Huang, S. Yang, and L. Tong. Modeling of evanescent coupling between two parallel optical nanowires. *Applied Optics*, 46(9):1429, 2007.

- [69] M. J. Bowden, E. A. Chandross, and I. P. Kaminow. Mechanism of the photo-induced refractive index increase in polymethyl methacrylate. *Applied optics*, 13(1):112–117, 1974.
- [70] D. Sáez-Rodríguez, K. Nielsen, O. Bang, and D. J. Webb. Photosensitivity mechanism of undoped poly(methyl methacrylate) under uv radiation at 325 nm and its spatial resolution limit. *Optics letters*, 39(12):3421–3424, 2014.
- [71] W. Pfleging, M. Bruns, A. Welle, and S. Wilson. Laser-assisted modification of polystyrene surfaces for cell culture applications. *Applied Surface Science*, 253(23):9177–9184, 2007.
- [72] A. Othonos, K. Kalli, D. Pureur, and A. Mugnier. Fibre bragg gratings. In Herbert Venghaus, editor, *Wavelength Filters in Fibre Optics*, volume 123 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 189–269. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [73] T. Erdogan. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters. *Journal of the Optical Society of America A*, 14(8):1760, 1997.
- [74] D. J. Webb, K. Kalli, C. Zhang, M. Komodromos, A. Argyros, M. Large, . Emilianov, O. Bang, and E. Kjaer. Temperature sensitivity of bragg gratings in pmma and topas microstructured polymer optical fibres. In Kyriacos Kalli and Wacław Urbanczyk, editors, *Photonics Europe*, SPIE Proceedings, page 69900L. SPIE, 2008.
- [75] R. Oliveira, L. Bilro, and R. Nogueira. Bragg gratings in a few mode microstructured polymer optical fiber in less than 30 seconds. *Optics express*, 23(8):10181–10187, 2015.
- [76] R. Srinivasan and B. Braren. Ultraviolet laser ablation of organic polymers. *Chemical Reviews*, 89(6):1303–1316, 1989.
- [77] S. Lazare, J. C. Soullignac, and P. Fragnaud. Direct and accurate measurement of etch rate of polymer films under far-uv irradiation. *Applied Physics Letters*, 50(10):624–625, 1987.
- [78] H. J. Patrick, G. M. Williams, A. D. Kersey, J. R. Pedrazzani, and A. M. Vengsarkar. Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(9):1223–1225, 1996.

- [79] B. Zhang and M. Kahrizi. High-temperature resistance fiber bragg grating temperature sensor fabrication. *IEEE Sensors Journal*, 7(4):586–591, 2007.
- [80] M. Weber. *Handbook of Optical Materials*. CRC Press, Boca Raton, 2003.
- [81] *Optical Adhesives - Strong bonds to glass, metal, ceramics and plastics*. ams-Technologies, 2013.
- [82] T. Wolfer, P. Bollgruen, D. Mager, L. Overmeyer, and J. G. Korvink. Printing and preparation of integrated optical waveguides for optronic sensor networks. *Mechatronics*, 34:119–127, 2016.
- [83] D. Brooks and S. Ruschin. Improved near-field method for refractive index measurement of optical waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(2):254–256, 1996.
- [84] G. Panariello and A. Scaglione. A near-field method to recover the refractive-index profile of optical waveguides. *Microwave and Optical Technology Letters*, 27(3):197–201, 2000.
- [85] G. L. Yip, P. C. Noutsios, and L. Chen. Improved propagation-mode near-field method for refractive-index profiling of optical waveguides. *Applied optics*, 35(12):2060–2068, 1996.
- [86] C.-C. chang, P.-K. Shen, C.-T. Chen, H.-L. Hsiao, H.-C. Lan, Y.-C. Lee, and M.-L. Wu. Soi-based trapezoidal waveguide with  $45^\circ$  microreflector for non-coplanar optical interconnect.
- [87] D. Eberlein. *Leitfaden Fiber Optic*. Siebert, Berlin, 2. Aufl. edition, 2012.
- [88] T. Yoshimura and M. Seki. Simulation of self-organized parallel waveguides targeting nanoscale luminescent objects. *Journal of the Optical Society of America B*, 30(6):1643, 2013.
- [89] T. M. Monro, P. D. Miller, L. Poladian, and C. M. de Sterke. Self-similar evolution of self-written waveguides. *Optics Letters*, 23(4):268, 1998.
- [90] T. M. Monro, L. Poladian, and C. M. de Sterke. Analysis of self-written waveguides in photopolymers and photosensitive materials. *Physical Review E*, 57(1):1104–1113, 1998.
- [91] H. Li, Y. Qi, R. Malallah, and J. T. Sheridan. Modeling the nonlinear photoab-

- sorptive behavior during self-written waveguide formation in a photopolymer. *Journal of the Optical Society of America B*, 32(5):912–922, 2015.
- [92] T. Yoshimura, M. Iida, and H. Nawata. Self-aligned optical couplings by self-organized waveguides toward luminescent targets in organic/inorganic hybrid materials. *Optics letters*, 39(12):3496–3499, 2014.
- [93] T. Yoshimura, D. Takeda, T. Sato, Y. Kinugasa, and H. Nawata. Polymer waveguides self-organized by two-photon photochemistry for self-aligned optical couplings with wide misalignment tolerances. *Optics Communications*, 362:81–86, 2016.
- [94] C. Bräuchle, U. P. Wild, D. M. Burland, G. C. Bjorklund, and D. C. Alvarez. Two-photon holographic recording with continuous-wave lasers in the 750–1100-nm range. *Optics Letters*, 7(4):177, 1982.

## B Im Rahmen dieser Arbeit entstandene Publikationen

- [E1] A. Günther, A. B. Petermann, U. Gleissner, T. Hanemann, E. Reithmeier, M. Rahlves, M. Meinhardt-Wollweber, U. Morgner, B. Roth, “Cladded Self-Written Multimode Step-Index Waveguides Using a One-Polymer Approach,” *Optics letters*, Vol. 40(8), S. 1830–1833, 2015, DOI: 10.1364/OL.40.001830
- [E2] A. Günther, S. Schneider, M. Rezem, M. Rahlves, E. Reithmeier, U. Gleissner, T. Hanemann, Y. Wang, L. Overmeyer, B. Roth, “Automated Misalignment Compensating Interconnects Based on Self-Written Waveguides,” *Journal of Lightwave Technology* 2017, DOI: 10.1109/JLT.2017.2692305
- [E3] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, E. Reithmeier, “Hot Embossing of Polymer Optical Waveguides for Sensing Applications,” *Procedia Technology*, Vol. 15, S. 514–520, 2014, DOI: 10.1016/j.protcy.2014.09.011
- [E4] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, E. Reithmeier, “Fabrication and Sensing Applications of Multilayer Polymer Optical Waveguides ” *Procedia Technology* Vol. 26, S. 517–523, 2016, DOI: 10.1016/j.protcy.2016.08.064
- [E5] U. Gleißner, B. Khatri, C. Megnin, S. Sherman, Y. Xiao, M. Hofmann, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, H. Zappe, T. Hanemann, “Optically and Rheologically Tailored Polymers for Applications in Integrated Optics ” *Sensors and Actuators A: Physical* Vol. 241, S. 224–230, 2016, DOI: 10.1016/j.sna.2016.02.029
- [E6] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, E. Reithmeier, “Low-Cost Fabrication of All-Polymer Components for Integrated Photonics ” *Journal of Lightwave Technology* Vol. 35(2), S. 299–308, 2017, DOI: 10.1109/JLT.2016.2639740



### Konferenzbeiträge

- [E7] A. Günther, M. Rezem, M. Rahlves, B. Roth, “Polymer Based Optics for Sensing Applications, ” *DPG Frühjahrstagung* Hannover, 2016
- [E8] A. Günther, M. Rahlves, E. Reithmeier, B. Roth, “Optical Coupling Structures for Integrated Polymer Photonics, ” *117. Jahrestagung der deutschen Gesellschaft für angewandte Optik (DGaO)* Hannover, 2017
- [E9] A. Günther, M. Rezem, E. Reithmeier, M. Rahlves, B. Roth “Fabrication and Applications of Polymer Waveguides-based Devices, ” *CLEO Munich* München, 2017, eingereicht
- [E10] M. Rezem, A. Günther, A. B. Petermann, C. Kelb, M. Rahlves, M. Wollweber, B. Roth, “Production and Characterization of All-Polymer based optical waveguides and interconnects, ” *116. Jahrestagung der deutschen Gesellschaft für angewandte Optik (DGaO)*, Brno, 2015
- [E11] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, E. Reithmeier, “Hot Embossing of Polymer Optical Waveguides for Sensing Applications, ” *2nd International Conference on System-Integrated Intelligence: Challenges for Product and Production Engineering*, Bremen, 2014.
- [E12] M. Rezem, A. Günther, M. Rahlves, B. Roth, E. Reithmeier, “Fabrication and Sensing Applications of Multilayer Polymer Optical Waveguides ” *1st International Conference on System-Integrated Intelligence: Challenges for Product and Production Engineering*, Paderborn, 2016.

## C Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der Strahlführung innerhalb eines Wellenleiters für den Fall, dass der Einfallswinkel $\theta_{E1} < \theta_c$ und für $\theta_{E2} > \theta_c$ . . . . .	5
2.2	Brechungsindexprofil einer a) Stufenindexfaser und b) einer Gradientenindexfaser im Querschnitt. . . . .	6
2.3	Skizze zur Erläuterung der Randbedingungen für die Herleitung der Stetigkeitsbedingungen. . . . .	11
2.4	Zusammenhang der Parameter $u$ und $v$ für die Fälle $m=0$ und $m=1$ . Für alle Werte mit $u \leq 2,408$ existiert nur eine Lösung und damit nur eine propagierende Mode. . . . .	13
2.5	Darstellung der Wellenleitung zur Erfüllung der Selbstkonsistenzbedingung. . . . .	14
2.6	Absorptionskurven verschiedener Polymere im Vergleich zu Quarzglas[6].	15
2.7	Schema einiger unterschiedlicher Wellenleitertypen: a) Rippenwellenleiter, b) eingebetteter Wellenleiter, c) vergrabender Wellenleiter, d) Singlemode-Rippenwellenleiter, e) Schichtwellenleiter, f) gedruckter Wellenleiter und g) Wellenleitung durch definierte Materialstrukturierung. . . . .	16
2.8	Darstellung der Biegeverluste durch einen zunehmenden Radialanteil des Poyntingvektors bei größer werdenden Radien. . . . .	19
2.9	Möglichkeiten für auftretende Koppelverluste zwischen zwei Wellenleitern: a) Fehlanpassung der Kernradien, b) Fehlanpassung der NA der Wellenleiter, c) Versatz bei der Positionierung, d) Verkippung mindestens eines Wellenleiters, e) Winkelfehler einer Stirnfläche oder f) starke Streuverluste aufgrund einer rauen Oberfläche. . . . .	19
2.10	Beispielhafte Nutzung eines Spiegelkopplers zum Ein- und Auskopeln von Licht mittels VCSEL und Fotodiode. . . . .	21
2.11	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Amplitudengitters.	23
2.12	Darstellung der Funktionsprinzipien eines a) Phasengitters in Transmission und b) in Reflexion. Beide Gitterarten basieren auf einer gezielten Phasenverschiebung der einfallenden Welle. . . . .	24
2.13	Schematische Darstellung eines Blazegitters. . . . .	25

2.14	Anpassung des Wellenvektors des einfallenden Lichtes an die Propagationskonstante des Wellenleiters. . . . .	26
2.15	Aufbau eines a) fokussierenden Gitterkopplers und eines b) Gitterkopplers mit Taperstruktur. . . . .	26
2.16	Schematische Darstellung eines Roll-zu-Rolle Prozesses zur Herstellung strukturierter Folien [10]. . . . .	27
2.17	Schema zum Schreiben von SWW. . . . .	28
2.18	Schematische Darstellung des Aufbaus eines Y-Kopplers. . . . .	30
2.19	Schematische Darstellung des a) Funktionsprinzips einer evaneszenten Kopplung und b) eines Prismenkopplers. . . . .	31
2.20	Materialveränderung durch die Bestrahlung mit UV-Licht [70]. . . . .	32
2.21	Funktionsweise eines FBGs. . . . .	33
2.22	Funktionsweise des Phasenmaskenverfahrens zum Schreiben von FBGs. . . . .	34
2.23	Darstellung der Ätzrate mit steigender Energiedichte [77]. . . . .	36
2.24	Prozessschema der Ablation: a) Ein Laserpuls trifft auf das Material; b) Es kommt durch die hohe Energiedichte des Pulses zur Bildung eines Plasmas auf der Oberfläche wodurch Material abgetragen wird und schließlich bei c) nur einen abgetragenen Bereich ohne Beeinflussung der Umgebung zurückbleibt. . . . .	37
3.1	Durch Heißprägen in PMMA abgeformte Gitterstrukturen: durch einen a) Stempel mit einer guten Oberflächenqualität und b) durch einen Stempel mit einer rauen Oberfläche. . . . .	39
3.2	Schema des Heißprägeprozesses zur Herstellung von Wellenleitern mit den Schritten: a) Positionierung von Stempel und Substrat, b) Abprägen der Stempelstruktur, c) Abkühlung und Entformung, d) Füllung der geprägten Struktur mit dem Kernmaterial, e) Abtragen der Restschicht durch Rakeln und f) die finale Wellenleiterstruktur. . . . .	39
3.3	Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Flexodruckmaschine (nach [11]). . . . .	41
3.4	Aufbau zum Erzeugen der FBGs und Oberflächengitter mittels Excimerlaser. . . . .	42
3.5	Schema des Versuchsaufbaus zum Belichten eines FBGs. . . . .	43
3.6	Aufgenommenes Transmissionsspektrum einer Weißlicht-LED nach der Transmission eines Multimode-Wellenleiters mit integriertem FBG. . . . .	44
3.7	Simulierte Verschiebung der Bragg-Wellenlänge bei einer Temperaturänderung. . . . .	45

3.8	a) Messung des Transmissionspektrums eines heißgeprägten Multimode-Wellenleiters mit integriertem FBG während einer Temperaturerhöhung und b) die ermittelte Sensitivität des Systems. . . . .	45
3.9	Aufnahmen von Oberflächengittern mit einer Gitterperiode von a) $\Lambda = 535$ nm und b) $\Lambda = 285$ nm. Aufgenommen mit einem Laserscanning Konfokalmikroskop (Keyence VK-X200). . . . .	48
3.10	a) Schematische Darstellung des Querschnittes des Wellenleiters und b) die Messung des Höhenprofils mit einem Konfokalmikroskop. . . . .	48
3.11	Aufbau zur Dämpfungsmessung durch Ein- und Auskoppelfasern. . . . .	50
3.12	Aufbau zur Dämpfungsmessung durch eine Freistrahleinkopplung. . . . .	51
3.13	Abbildung des Laserfokus auf der Endfacette eines heißgeprägten Wellenleiters. . . . .	52
3.14	Dämpfungsmessung eines gedruckten Wellenleiters. . . . .	54
3.15	Funktionsprinzipien des a) Abbe-Refraktometers und b) Brechungsindexprofilometers zur Bestimmung unbekannter Brechungsindizes. . . . .	56
3.16	Brechungsindexverlauf als Falschfarbendarstellung eines a) heißgeprägten und b) gedruckten Wellenleiters. . . . .	57
4.1	Darstellung eines Wellenleitermodells in der Raytracing-Software Zemax. . . . .	59
4.2	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse eines Spiegelkopplers für unterschiedliche Materialkombinationen bei verschiedenen Wellenleiterquerschnitten. . . . .	60
4.3	Simulation eines per Flexodruck hergestellten Oberflächenwellenleiters mit einer Höhe von 400 $\mu\text{m}$ mit seiner entsprechenden Intensitätsverteilung. . . . .	61
4.4	Einfluss einer Höhenänderung auf die Beugungseffizienz. . . . .	65
4.5	Optimierung der Gitterperiode hinsichtlich der Effizienz für die 1. Beugungsordnung bei a) 650 nm und b) 850 nm. . . . .	67
4.6	Schematische Darstellung der Vermessung der Beugungseffizienzen von Gittern. . . . .	69
4.7	Darstellung der Funktionsweise eines Goniometers. . . . .	69
4.8	REM-Aufnahmen des a) in PMMA heißgeprägten und mit Silber beschichteten Gitters und b) des Gitterstempels. . . . .	70
4.9	Schematische Darstellung zur Vermessung der Auskoppelleffizienz der integrierten Gitterkoppler. . . . .	71
4.10	Matlab-Simulation zum Einfluss einer Fehlanpassung der NA auf die Koppelverluste. Dabei erhalten einmal die Quellen- $NA_Q$ (blau) und einmal die Empfangs- $NA_E$ einen festen Wert. . . . .	74

4.11	Schreibtests für SWWs in unterschiedlichen UV-aushärtenden Monomeren. . . . .	77
4.12	Transmissionsspektrum des flüssigen und ausgehärteten Syntholux mit I184. . . . .	78
4.13	a) Falschfarbendarstellung des Brechungsindexverlaufes eines SWW im ausgehärteten Mantelmaterial und b) Brechungsindexprofil entlang des Linienscans. . . . .	78
4.14	Vergleich der Brechungsindexprofile bei unterschiedlichen Aushärte- wellenlängen. . . . .	79
4.15	Darstellung von geschriebenen SWW's als a) einfache wellenleitende Struktur und b) Verbindung zweier Fasern mit einem Versatz ihrer optischen Achsen. . . . .	80
4.16	Darstellung der Energieniveaus einer fotochemischen Reaktion ausge- löst durch a) die direkte Absorption einer Wellenlänge und b) eines zwei Wellenlängenprozesses. . . . .	81
4.17	Herstellungsprozess für 2-Wellenlängen-SWWs: a) emittierende Fa- sern ohne externe Beleuchtung, b) 2s nach Anschalten einer externen Weißlicht-LED und c) 15s nach Zuschaltung der externen Lichtquelle. . . . .	82
4.18	Intensitätsverlauf während des Schreibprozesses. Bei a) ist nur die Laserdiode angeschaltet, bei b) wurde die externe LED zugeschaltet und bei Beginn von c) war der SWW fertig gestellt. . . . .	83
4.19	Grafische Darstellung der gemessenen Verluste nach dem Schreiben einer Verbindung mittels 2-Wellenlängen-SWW zwischen zwei Fasern bei unterschiedlichen Abständen. . . . .	84
4.20	Darstellung der Verluste bei zunehmendem Versatz zwischen den op- tischen Achsen. . . . .	84
4.21	Schema einer Übertragungsstrecke mit Koppelstruktur zum Ein- und Auskoppeln. . . . .	85
4.22	Untersuchung der LD-Charakteristik bei einer Änderung des umge- benden Mediums für a) die P-I-Kennlinie und b) das emittierte Spek- trum. . . . .	86
4.23	Intensitätsprofil bei der Aufnahme der Endfacette des Wellenleiters während des Einkoppelns mit einer LD (CHIP-650-P5, Roithner La- sertechnik). . . . .	88
4.24	Polymere Übertragungsstrecke, an die eine LD mittels SWW ange- schrieben wurde. . . . .	88

5.1	a) Simulation (RSoft) der Propagation und Intensitätsverteilung eines 25 $\mu\text{m}$ Wellenleiters mit b) einer Optimierung des Winkels $\beta$ zwischen den aufteilenden Armen und der Taperlänge. . . . .	91
5.2	a) Optimierung des Winkels zwischen den Koppelarmen und b) der Taperlänge. Die Simulationen sind hier für einen Arm dargestellt, da das Ergebnis direkt auf den zweiten Arm übertragbar ist. . . . .	91
5.3	Simulation eines asymmetrischen Y-Splitters bei dem der Gabelungswinkel von Arm 2 viermal so groß ist wie von Arm 1. Dabei kommt es zu einer Intensitätsaufteilung von $\approx 2 : 1$ . . . . .	92
5.4	Intensitätsverteilung am Ende eines 1:8-Splitters. . . . .	93
5.5	Simulation einer evaneszenten Koppelstruktur mittels RSoft zur Verteilung des Lichtes zwischen Singlemode-Wellenleitern. Die dabei untersuchten Optimierungsparameter sind der Abstand $d$ zwischen den Wellenleitern und die Koppellänge $L$ . . . . .	95
5.6	a) Simulation des Einflusses der Änderung des Abstandes $d$ zwischen den beiden Wellenleitern und b) der Länge der Koppelstruktur auf die Koppelleffizienz. . . . .	95
5.7	Optimierung des Wellenleiterabstandes nach a) der Wellenlänge und b) des Brechungsindexunterschiedes. Dabei gibt rot die Parameterbereiche mit einer hohen Kopplungseffizienz an und lila die Bereiche, bei der keine Kopplung mehr stattfindet. . . . .	96
5.8	Schema eines lateralen Gitterkopplers zur Aufteilung von Licht aus einem Multimode-Wellenleiter in zwei Singlemode-Wellenleiter. Der Koppler definiert sich aus den Parametern $\Lambda$ als Gitterperiode, der Gitterhöhe $h$ und dem Abstand zum Wellenleiter $d$ , in den eingekoppelt werden soll. Der mit 1 markierte Wellenleiter ist dabei ein Multimode-Wellenleiter dessen geführte Energie auf die mit 2 markierten Singlemode-Wellenleiter aufgeteilt wird. . . . .	98
5.9	Simulation eines lateralen Gitterkopplers zur Aufteilung von Licht aus einem Multimode-Wellenleiter in zwei Singlemode-Wellenleiter. . .	99

## D Tabellenverzeichnis

3.1	Parameter zur Erzeugung von FBGs in heißgeprägten Wellenleitern. . .	46
3.2	Parameter zum Schreiben eines Oberflächengitters in einen heißgeprägten Wellenleiter. . . . .	47
3.3	Zusammenfassung verschiedener in Polymer herstellbarer Wellenleitertypen. . . . .	55
4.1	Auskoppeleffizienzen eines Spiegelkopplers bei unterschiedlichen Kerndurchmessern. . . . .	61
4.2	Auskoppeleffizienzen eines Spiegelkopplers bei unterschiedlichen Kerndurchmessern. . . . .	62
4.3	Auskoppeleffizienzen von Spiegelkopplern anderer Gruppen. . . . .	63
4.4	Charakterisierung verschiedener Monomermischungen. Die Bewertung erfolgte für die Qualität der erzeugten SWWs und für das unter Flutbelichtung ausgehärtete Material nach folgenden Punkten: ++ Exzellente (gerader, schmaler und langer Wellenleiter lässt sich schreiben), + gut (erkennbarer Wellenleiter; komplett ausgehärtetes Material), o mäßig (gelartiger bis flüssiger Kern unter einem festen Mantel), - unbrauchbar (kein Schreiben eines Wellenleiters möglich; kein Aushärten des Materials unter Flutbelichtung möglich). . . . .	76
4.5	Dämpfungswerte der SWW bei verschiedenen Wellenlängen. . . . .	80
5.1	Vergleich des Splittingverhältnisses mehrerer heißgeprägter Y-Koppler	93

# Danksagung

In erster Linie möchte ich mich bei Prof. Dr. Bernhard Roth für die aktive Betreuung dieser Arbeit und zahlreichen Ratschläge bedanken. Zusätzlich förderte die regelmäßige Spende von Keksen, Kuchen oder anderem Süßgebäck die Leistungsfähigkeit und den sozialen Zusammenhalt im Institut.

Bei Prof. Dr.-Ing. Eduard Reithmeier bedanke ich mich, dass er als Zweitprüfer diese Arbeit betreut hat.

Für die zahlreichen konstruktiven Vorschläge, fruchtbaren Diskussionen und das stets heitere Arbeitsklima bedanke ich mich besonders bei Maik und Gabi.

Als Mitarbeiter des gleichen Teilprojektes danke ich Maher für die pausenlose Probenherstellung, die produktiven und sehr amüsanten Diskussionen und moralische Unterstützung während der gesamten Projektlaufzeit.

Auch Christian danke ich für viele produktive Hilfestellungen und die Unterstützung bei während der gemeinsamen "Nebentätigkeit" der Studiengangsbetreuung.

Für die zahlreichen interessanten Diskussionen die sich über die Jahre ergeben haben, bedanke ich mich insbesondere bei Ann Britt, Kort, Arthur, Martin und Jenny.

Auch Vera danke ich für ihre stetige Unterstützung bei organisatorischen Fragen und ihren Überblick über alle finanziellen Angelegenheiten.

Weiterhin bedanke ich mich auch bei den von mir betreuten Studenten für ihren Arbeitsaufwand und die daraus erzielten Ergebnisse, die mich sehr voran gebracht haben. Insbesondere bedanke ich mich hiermit bei Yulong, Sergej, Fabian und Khodor.

Bei Mandy und meinen Kindern, Johanna und Erik, bedanke ich mich für den Rückhalt, die Unterstützung und die vielen gemeinsamen schönen Stunden, bei denen ich mich erholen konnte.

Außerdem danke ich natürlich auch meinen Eltern, die mich all die Jahre über unterstützt haben.