

Gitterunterstützter Modenselektiver Glasfaser-Richtkoppler zum Räumlichen Multiplexen und Demultiplexen

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor Ingenieur
Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation von

M.Sc. Sebastian Schlangen

2020

Referent: Prof. Dr.-Ing. Ludger Overmeyer
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Uwe Morgner
Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Roland Lachmayer
Tag der Promotion: 3. Juni 2020

Kurzzusammenfassung

Um in der aufkommenden Epoche der Digitalisierung und Industrie 4.0 mit dem rasant ansteigenden Bedarf an Übertragungsbandbreite schritthalten zu können, gewinnt die optische Signalverarbeitung bzw. optische Telekommunikationstechnik in Form von Glasfasernetzwerken eine immer größere Bedeutung. Durch die Anwendung optischer Multiplexing-Verfahren können mehrere Übertragungskanäle simultan über eine Glasfaser genutzt werden. Multiplexing-Verfahren, die gegenwärtig verbreitet eingesetzt werden, basieren primär auf der Nutzung verschiedener Wellenlängen als Übertragungskanäle (Wellenlängen-Multiplexing).

Die Übertragungskapazität dieser Form des Multiplexing ist allerdings nahezu erreicht. Um die wachsende Nachfrage an Übertragungsbandbreite bedienen zu können, wird vermehrt an Moden-Multiplexing geforscht. Bei Moden-Multiplexing dient jede Mode einer Vielmodenfaser als individueller Übertragungskanal, wodurch die Übertragungskapazität annähernd proportional zur Anzahl der geführten Moden erhöht wird. Dabei ist jedoch die Bandbreite durch Signalübersprechen limitiert. Um Moden-Multiplexing nutzbar zu machen nimmt die Entwicklung kostengünstiger und leistungsfähiger, modenselektiver Koppler-Elemente auf Basis von Glasfasern eine Schlüsselposition ein.

In dieser Arbeit wird ein neuartiger Ansatz eines modenselektiven Glasfaserkopplers auf Basis von Fasergittern simulativ und experimentell erforscht. Der Glasfaserkoppler ermöglicht eine selektive Kopplung zwischen der Grundmode einer Einmodenfaser und einer individuellen Mode einer Vielmodenfaser, indem die Ausbreitungskonstanten der zu koppelnden Moden durch ein Fasergitter, das in den Kern der Einmodenfaser eingebracht wird, aneinander adaptiert werden. Durch geeignete Wahl der Fasergitterperiode kann zwischen verschiedenen Modenkanälen selektiv gekoppelt werden, ohne das (wie bisher) eine Änderung der Glasfaserkoppler-Geometrie nötig ist. Weiterhin deuten Simulationsergebnisse an, dass der gitterunterstützte Ansatz über ein geringeres Signalübersprechen verfügt. Zur experimentellen Umsetzung wurden verschiedene Verfahren zur Herstellung einer geeigneten Koppler-Geometrie evaluiert. Die Herstellung der Fasergitter basiert auf den im Rahmen dieser Arbeit erzielten Simulationsergebnissen und erfolgte UV-induziert unter Anwendung der Amplitudenmasken-Methode. Die anschließende Charakterisierung der Kopp-

ler erfolgte mithilfe eines eigens dafür entwickelten messtechnischen Aufbaus. Der Machbarkeitsnachweis wurde durch einen als Schmelzkoppler hergestellten gitterunterstützten Glasfaserkoppler mit Gitterperioden im Bereich einiger hundert Mikrometer erzielt.

Schlagwörter: Faserschmelzkoppler, lang-periodische, Fasergitter, Faser-Bragg-Gitter, modenselektiv, Moden Multiplexen, räumliches Multiplexen, Vielmodenfaser

Abstract

Grating Assisted Mode-Selective Fiber Co-Directional Coupler for Space Multiplexing and Demultiplexing

To keep pace with the rapidly increasing demand of transmission bandwidth in the upcoming epoch of industry 4.0 and digitization, optical signal processing and/or optical telecommunications technology in form of optical fiber networks are becoming of increasing interest. By using optical multiplexing techniques, multiple transmission channels can be used simultaneously over one single fiber. Currently, optical multiplexing techniques are primarily based on the use of different wavelengths as transmission channels (wavelength division multiplexing). However, the transmission capacity of this form of multiplexing is almost reached. In order to meet the growing demand for transmission bandwidth, mode multiplexing is broadly investigated. In mode multiplexing, each mode of a multimode fiber serves as an individual transmission channel, thereby the transmission capacity can be increased approximately in proportion to the number of guided modes. However, the signal bandwidth is still limited by signal crosstalk. To make mode multiplexing usable for practical and commercial use, the development of low-cost, high-performance, mode-selective coupler elements based on optical fibers is taking a key position.

In this work, a novel approach of a mode-selective glass fiber coupler, based on fiber gratings is investigated both in simulation and experiment. The fiber coupler allows selective coupling between the fundamental mode of a single mode fiber and an individual mode of a multimode fiber by adapting the propagation constants of the modes to be coupled through a fiber grating inscribed in the core of the single mode fiber. By suitable selection of the fiber grating period, it is possible to selectively couple between different mode channels without having to change the coupler geometry as hitherto would be necessary. Furthermore, simulation results indicate that the grating-assisted approach has less signal crosstalk. For experimental implementation, various methods for producing suitable coupler geometries were evaluated. The production of the fiber gratings is based on the simulation results obtained in the context of this work and was UV-induced using the amplitude mask method. The subsequent characterization of the mode-selective couplers was carried out using a specially developed

metrological setup. The proof-of-concept was demonstrated by a grating-assisted glass fiber coupler by realizing grating periods in the range of several hundred microns.

Keywords: fused fiber coupler, long-period fiber gratings, fiber Bragg grating, mode selective, mode division multiplexing, mode coupling, space division multiplexing, few-mode fibers

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Grundlagen der Faseroptik und faseroptischer Elemente	5
2.1	Aufbau optischer Glasfasern	5
2.1.1	Lichtpropagation in optischen Fasern	6
2.1.2	Linear polarisierte Moden	7
2.2	Faserkoppler	10
2.3	Koppelmechanismen	11
2.4	Multiplexing-Verfahren	16
2.5	Simulationsmethoden	17
3	Stand der Wissenschaft	21
3.1	Ansätze für räumliches Multiplexing	21
3.2	Modenselektive Glasfaserkoppler	24
3.3	Ansätze zur gitterunterstützten modenselektiven Kopplung	27
4	Wissenschaftliche Fragestellung und Zielsetzung	31
5	Messtechnik zur Charakterisierung modenselektiver Koppler	35
5.1	Wesentliche physikalische Messgrößen	35
5.2	Entwicklung eines optischen Aufbaus zur Charakterisierung	38
5.2.1	Anregung von Modenfeldverteilungen durch Phasenmasken	39
5.2.2	Charakterisierungs-Aufbau	40
5.2.3	Methodik der Charakterisierung	45
6	Fasergitter	47
6.1	Fotosensitivität von Glasfasern	48
6.2	Faser-Bragg-Gitter	49
6.2.1	Theorie und Simulation	50
6.2.2	Herstellung	52
6.2.3	Ergebnisse und Charakterisierung	53
6.2.4	Wasserstoffladen von Glasfasern	56

6.3	Lang-periodische Fasergitter	58
6.3.1	Theorie	59
6.3.2	Simulation	63
6.3.3	Herstellung von LPGs in Einmodenfasern mit hoher Germanium Dotierung	70
6.3.4	Ergebnisse und Charakterisierung	72
6.4	Zusammenfassung und Fazit zur Fasergitter Herstellung	76
7	Gitterunterstützter modenselektiver Glasfaserkoppler	79
7.1	Funktionsweise eines gitterunterstützten modenselektiven Kopplers .	79
7.2	Herstellungsprozess	80
7.2.1	Vergleich von Verfahren zur Herstellung von Glasfaserkopplern	81
7.2.1.1	Anschliffkoppler	83
7.2.1.2	Schmelzkoppler	90
7.2.1.3	Diskussion der Herstellungsverfahren	98
7.2.2	Simulation der Fasergitter-Konstanten	99
7.2.3	Einschreiben von Fasergittern in die Kopplerstruktur	105
8	Ergebnisse der Charakterisierung	111
8.1	Ergebnisse	111
8.2	Diskussion der Ergebnisse	116
9	Bedeutung für die Praxis	119
10	Zusammenfassung und Ausblick	121
10.1	Zusammenfassung	121
10.2	Ausblick	124
	Literatur	127
	Abbildungsverzeichnis	137
	Tabellenverzeichnis	143
	Abkürzungsverzeichnis	145
	Symbolverzeichnis	147
A	Liste der Publikationen	149
B	Betreute studentische Arbeiten	153

C Anhang	155
D Lebenslauf	159
Selbstständigkeitserklärung	161

1 Einleitung und Motivation

Im Zuge der Digitalisierung und der aufkommenden Epoche der „Industrie 4.0, dem Internet der Dinge“ ist eine immer stärkere Vernetzung von Endgeräten zu beobachten. So ist beispielsweise der IP-Verkehr in Nordamerika innerhalb der letzten zwei Jahrzehnte um den Faktor 10.000 und die Anzahl der IP-Router um den Faktor 1.000 gestiegen [1]. Gegenwärtig wächst die Übertragungsbandbreite in etwa exponentiell mit der Zeit und es ist davon auszugehen, dass sich dieser Trend noch einige Jahrzehnte fortsetzen wird [1]. Um mit dem rasant ansteigenden Bedarf an Übertragungsbandbreite schritthalten zu können, gewinnt die optische Signalverarbeitung bzw. optische Telekommunikationstechnik in Form von Glasfasernetzwerken immer größere Bedeutung. In Deutschland soll daher in den nächsten Jahren ein annähernd flächendeckender Netzinfrastrukturwechsel hin zur Glasfasertechnologie vollzogen werden [2, 3]. Im Vergleich zu Kupferleitungen ermöglichen Glasfasern als Übertragungsmedium deutlich höhere Übertragungsbandbreiten mit vergleichsweise geringen Übertragungsverlusten. Das Übertragungspotential von Glasfasern konnte in der Vergangenheit insbesondere durch Erforschung von Wellenlängen-Multiplexing [engl.: wavelength division multiplexing] (WDM) Verfahren immer weiter gesteigert werden, wobei verschiedene Wellenlängen innerhalb einer Glasfaser als individuelle Übertragungskanäle dienen. Für einmodige Glasfasernetzwerke ist das Potential des Wellenlängen Multiplexing annähernd ausgereizt. Um zukünftig die immer noch vorhandenen, enormen Bandbreitenreserven von Glasfasern weiter ausnutzen zu können, wird gegenwärtig vermehrt an alternativen Multiplexing-Methoden, welche sich mit Wellenlängen Multiplexing kombinieren lassen, geforscht [1]. Die potentiell vielversprechendste Methode ist in diesem Zusammenhang räumliches Multiplexing [engl.: space division multiplexing] (SDM). Bei SDM wird die räumliche Dimension des Übertragungsmediums, d.h. der effektive Faserkernquerschnitt, als zusätzlicher Freiheitsgrad zur simultanen Signalübertragung ausgenutzt. Zuletzt konnte durch SDM eine Übertragungsrate von 2,15 Pb/s erzielt werden [4]. Zur Erhöhung des effektiven Glasfaserkern-Querschnitts kann entweder eine Multikernfaser oder Vielmodenfaser verwendet werden. Bei SDM, basierend auf Vielmodenfasern, entspricht jede geführte Mode einem unabhängigen Übertragungskanal, wodurch die Übertragungsbandbreite im idealen Fall proportional zur Anzahl

geführter Moden erhöht werden kann. Diese spezielle Form des SDM wird als Moden-Multiplexing [engl.: mode division multiplexing] (MDM) bezeichnet. Die Nutzung verschiedener Transversalmoden einer Vielmodenfaser als individuelle Übertragungskanäle setzt jedoch eine effektive modenselektive Kopplung zwischen den Glasfasern voraus. Um eine hohe Kompatibilität mit dem Glasfasernetzwerk sicherzustellen, sollte die modenselektive Kopplung idealerweise durch einen vollständig glasfaserbasierten Koppler umgesetzt werden. Ein solcher modenselektiver Glasfaserkoppler sollte darüber hinaus robust und kosteneffizient hergestellt werden und hinsichtlich seiner optischen Eigenschaften über eine hohe Transversalmodenselektivität mit geringem Signalübersprechen und geringer Dämpfung verfügen. Bisher demonstrierte Konzepte für modenselektive Glasfaserkoppler erfüllen diese Anforderungen nur bedingt. Die Erforschung und Demonstration neuartiger, geeigneter Konzepte zur modenselektiven Kopplung stellt somit eine Schlüsselfunktion für eine weitere Erhöhung der Übertragungsbandbreite durch MDM dar. Die Nachteile bisher vorgestellter modenselektiver Koppler sind im Wesentlichen die aufwändigen Herstellungsprozesse, da für die Kopplung zwischen verschiedenen Moden jeweils eine individuell hergestellte Koppler-Geometrie benötigt wird, sowie ein hohes Modenübersprechen bei der Kopplung zwischen den Grundmoden von zwei Glasfasern.

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein neues Konzept zur modenselektiven, glasfaserbasierten Kopplung unter Beibehaltung der initialen Propagationsrichtung (Richtkopplung) simulativ und experimentell erforscht und ein Machbarkeitsnachweis demonstriert werden, der hinsichtlich der genannten Nachteile bisheriger Konzepte einen technologischen Fortschritt bringen könnte. Eine modenselektive Richtkopplung zwischen einer Einmodenfaser und einer Vielmodenfaser erfolgt bei dem erforschten Konzept durch die Unterstützung eines optischen Fasergitters im Kern der Einmodenfaser, wodurch die modenselektive Kopplung geometrie-unabhängig wird. Abhängig von verschiedenen Fasergitterkonstanten können Kopplungsverhältnisse, Modenselektivität und die Resonanzwellenlängen der selektiven Kopplungen für eine konstante Koppler-Geometrie gezielt gesteuert werden.

Erste Simulationen dieses gitterunterstützten Ansatzes, basierend auf planaren Wellenleiterstrukturen, zeigen bereits, dass ein nur sehr geringes Modenübersprechen von maximal -20 dB zu erwarten ist [5]. Die experimentelle Erforschung und das Erbringen eines Machbarkeitsnachweises für einen gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler umfasst auch eine umfangreiche Charakterisierung der Glasfaserkoppler-Strukturen durch einen messtechnischen optischen Aufbau, der ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 wird ein Überblick über die theoretischen Grundlagen der optischen Eigenschaften von Glasfasern und Glas-

faserkopplern sowie den wichtigsten mathematischen Formalismen zur Beschreibung des optischen Leistungsaustauschs zwischen Glasfasern (evaneszente-Feldkopplung und Supermoden-Kopplung) gegeben. Darauf aufbauend erfolgt eine Einführung in die grundlegendsten optischen Multiplexing-Verfahren. Abschließend werden die wichtigsten Simulationsmethoden bzw. Algorithmen hinsichtlich der Fragestellung dieser Arbeit vorgestellt. Insbesondere wird in diesem Zusammenhang die Beam-Propagation-Methode vorgestellt.

In Kapitel 3 wird der Stand der Wissenschaft bezüglich SDM und MDM beschrieben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf modenselektiven Glasfaserkopplern. Darüber hinaus werden aber auch alternative Ansätze bezüglich glasfaser-basiertem SDM und MDM beleuchtet. Weiterhin werden gitterunterstützte Ansätze zur modenselektiven Kopplung, welche vor kurzem erstmalig in Form von planaren Wellenleiterstrukturen gezeigt werden konnten, vorgestellt.

Bezugnehmend auf den Stand der Wissenschaft werden in Kapitel 4 die Ziele der wissenschaftlichen Fragestellung der vorliegenden Arbeit detailliert aufgeführt.

In Kapitel 5 werden zunächst die wichtigsten physikalischen Größen zur Charakterisierung von modenselektiven Kopplern sowie anschließend der entwickelte messtechnische Aufbau zur Charakterisierung und die Methodik vorgestellt.

Kapitel 6 beschreibt die theoretischen Grundlagen und die Simulation für ein Lang-periodisches Fasergitter [engl.: long period fiber grating] (LPG) und ein kurz-periodisches Faser-Bragg-Gitter (FBG). Darauf aufbauend werden die Methodik und die erzielten Ergebnisse der UV-induzierten FBG- und LPG-Herstellung sowie der Einfluss einer Wasserstoffbeladung auf die Fotoempfindlichkeiten der verwendeten Fasertypen aufgeführt. Die FBG-Belichtungsversuche dienten primär der Erforschung der Fotoempfindlichkeit der verwendeten Fasertypen. Die LPGs entsprechen hinsichtlich ihrer Herstellung und Fasergitterparametern dem Fasergittertyp, der auch zum modenselektiven Richtkoppeln verwendet wird. Durch die LPG-Belichtungsversuche wurden grundlegende Prozessparameter zur Herstellung von LPGs in der verwendeten Einmodenfaser evaluiert. Im Rahmen dieser Versuche konnte erstmalig ein UV-induziertes LPG in eine Einmodenfaser mit geringen optischen Biegeverlusten geschrieben werden.

Die Herstellung des modenselektiven Glasfaserkopplers wird aufbauend auf den Ergebnissen aus Kapitel 6 in Kapitel 7 thematisiert. Zunächst werden unter 7.2 zwei verschiedene Herstellungsprozesse (Faseranschliff-Prozess und Schmelzzug-Prozess) zur Fertigung einer Glasfaserkoppler-Geometrie hinsichtlich ihrer Eignung für das Anforderungsprofil eines gitterunterstützten modenselektiven Glasfaserkopplers miteinander verglichen und diskutiert. Adaptiert an die herstellbare Glasfaserkoppler-Geometrie wird ein Simulationsmodell vorgestellt, welches dem Erbringen eines simu-

1 Einleitung und Motivation

lativen Machbarkeitsnachweises sowie der Optimierung der Fasergitterkonstanten für eine modenselektive Richtkopplung diene. Auf Grundlage der Simulationsergebnisse sowie der Ergebnisse aus Kapitel 6 wird anschließend das Einschreiben der LPGs in die Glasfaserkoppler vorgestellt.

In Kapitel 8 werden die Ergebnisse der Charakterisierung der modenselektiven Glasfaserkoppler beschrieben und im wissenschaftlichen Kontext diskutiert. Die Bedeutung der erzielten Ergebnisse im wirtschaftlichen und praxisnahen Kontext werden in Kapitel 9 bewertet.

Abschließend wird die Arbeit in Kapitel 10 zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf die nächsten anstehenden Schritte gegeben.

2 Grundlagen der Faseroptik und faseroptischer Elemente

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die wichtigsten theoretischen Grundlagen und mathematischen Formalismen bezüglich der wissenschaftlichen Fragestellung, der Erforschung eines gitterunterstützten modenselektiven Glasfaserkopplers, gegeben. Beginnend werden unter Abschnitt 2.1 der Aufbau optischer Fasern sowie die Lichtpropagation darin vorgestellt. Darauf aufbauend wird in Abschnitt 2.2 ein Überblick über Faserkoppler sowie über gängige Herstellungsverfahren von Glasfaserkopplern gegeben. In Abschnitt 2.3 werden die Formalismen zur Beschreibung des Leistungsaustauschs zwischen optischen Fasern vorgestellt. Der Leistungsaustausch in Glasfaserkopplern kann hinsichtlich verschiedener physikalischer Eigenschaften von Licht (Wellenlänge, Polarisierung) sowie der Lichtausbreitung in optischen Fasern (Moden) selektiv erfolgen, wodurch Glasfaserkoppler als Multi-/Demultiplexer optischer Signale fungieren können. In Abschnitt 2.4 wird die Einsatzmöglichkeit eines optischen Glasfaserkopplers als Wellenlängen- und Moden-Multi-/ Demultiplexer erklärt. Abschließend werden in Abschnitt 2.5 die, im Rahmen dieser Arbeit verwendeten, Simulationsmethoden vorgestellt, welche eine numerische Beschreibung der Lichtpropagation in optischen Fasern und Koppelementen erlauben.

2.1 Aufbau optischer Glasfasern

Optische Fasern sind lichtführende, zylindrische, transparente Wellenleiter, bestehend aus dielektrischen Materialien, wie z.B. Quarzglas. Ein, für den praktischen Einsatz von optischen Glasfasern, insbesondere als Übertragungsmedium in der optischen Telekommunikations-Technik, sehr entscheidendes Merkmal ist die geringe Signal-Dämpfung von etwa 0,15 dB/km [6]. Optische Glasfasern können als Gradientenindex-Fasern oder als Stufenindex-Fasern hergestellt werden. Der Index bezieht sich auf die Brechzahl, welche bei einer Gradientenindex-Faser vom Mittelpunkt des Faserquerschnitts bis zum Faserrand kontinuierlich abnimmt, wohingegen bei einer Stufenindex-Faser ein schlagartiger Übergang von einer axialen Kernbrechzahl n_K zu einer geringeren co-axialen Mantelbrechzahl n_M erfolgt. Eine höhere Brechzahl

des Faserkerns kann durch Dotierungen des Faserkerns mit seltenen Erden, wie z.B. Germanium, oder des Fasermantels mit Fluor erzielt werden. Typischerweise verfügen optische Glasfasern über Faserdurchmesser zwischen $50\ \mu\text{m}$ bis $125\ \mu\text{m}$. Um Glasfasern gegen äußere Einflüsse zu schützen, sind Glasfasern in der Regel von einer Schutzbeschichtung aus Polymeren, wie z.B. Polyamid umgeben. Für die weitere Betrachtung der vorliegenden Arbeit sind die optischen Eigenschaften und das Funktionsprinzip von Stufenindex-Glasfasern von grundlegender Bedeutung. Nachfolgend wird dieser Fasertyp daher genauer betrachtet.

2.1.1 Lichtpropagation in optischen Fasern

Die Beschreibung der Lichtausbreitung in Stufenindex-Glasfasern (nachfolgend als Fasern bezeichnet) kann wellenoptisch oder durch die geometrische Optik erfolgen. In der Betrachtungsweise der geometrischen Optik kann die Lichtführung als Totalreflexion der Lichtstrahlen an der Grenzschicht zwischen Faserkern und Fasermantel verstanden werden, wodurch das Licht im Faserkern geführt wird. Die lichtführenden Eigenschaften der jeweiligen Faser hängen dabei von dem Faserkerndurchmesser d_K und dem Unterschied der Brechungsindizes Δn zwischen dem Brechungsindex des Faserkerns n_K und dem des Fasermantels n_M ab. Je größer der Brechungsindex-Kontrast Δn ist, desto stärker ist die lichtführende Eigenschaft der Faser, welche durch die Numerische Apertur (NA), gegeben durch [6]:

$$NA = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (2.1)$$

charakterisiert wird. Aus der NA kann der kritische Toleranzwinkel Φ_{\max} [6]:

$$\Phi_{\max} = \arcsin\left(\frac{1}{n_U} NA\right) \quad (2.2)$$

bestimmt werden, unter dem Licht aus der Faserumgebung mit der Brechzahl n_U gerade noch in den Faserkern eingekoppelt werden kann, so dass eine Lichtführung durch Totalreflexion gewährleistet ist [6]. Wird dieser Winkel überschritten, wird das Licht vom Faserkern in den Fasermantel gebrochen und in der Schutzbeschichtung absorbiert. Die NA von kommerziellen Glasfasern schwankt zwischen 0,1 und 0,5. Je höher die NA ist, desto stärker ist die lichtführende Eigenschaft der Faser bzw. desto geringer sind die durch Biegung verursachten, optischen Leistungsverluste. Weiterhin wird bei optischen Fasern hinsichtlich ihrer lichtführenden Eigenschaft zwischen einmodigen Fasern (Einmodenfaser (EMF)) und vielmodigen Fasern (Vielmodenfaser (VMF)) unterschieden. Wie viele Moden eine Faser bei einer diskreten Wellenlänge führen kann, hängt maßgeblich von ihrem Faserkerndurchmesser und der NA ab.

Weitere optische Eigenschaften von Glasfasern wie Absorption und Dispersion hängen vom Faserkern- und Fasermantelmaterial ab.

2.1.2 Linear polarisierte Moden

Bei der Beschreibung der modalen Eigenschaften von optischen Fasern versagt die geometrische Optik, so dass hier auf das wellenoptische Model zurückgegriffen werden muss. Ausgehend von der elektrodynamischen Beschreibung der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in dielektrischen Wellenleitern durch die Maxwell-Gleichungen, kann unter Berücksichtigung der symmetrischen Fasergeometrie die Wellengleichung (Helmholtz-Gleichung) aufgestellt werden. Für den Faserkern einer Stufenindexfaser mit dem Kernradius r_K ergibt sich mit der Propagationskonstante β und der Wellenzahl k , für die geführten Wellen $k_t^2 = n_K^2 k^2 - \beta^2$ die Feldverteilung u zu [6]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r_K^2} + \frac{1}{r_K} \frac{\partial u}{\partial r_K} + \left(k_t^2 - \frac{l^2}{r_K^2} \right) u = 0 \quad (2.3)$$

wobei $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, eine ganze Zahl ist. Die Lösungen der Helmholtz-Gleichung entsprechen den möglichen Feldverteilungen bzw. Moden, die in der Faser propagieren können. Optische Fasern sind in der Regel schwach führende Wellenleiter, d.h. $\Delta n \ll 1$, so dass sich die elektromagnetischen Wellen annähernd parallel zur Faserachse ausbreiten. In diesem Fall sind die in longitudinaler Richtung schwingenden, elektrischen und magnetischen Feldkomponenten im Vergleich zu den transversal schwingenden Feldkomponenten vernachlässigbar klein, und die elektromagnetischen Wellen können als annähernd transversal elektromagnetisch (TEM) betrachtet werden. Jede Lösung der Helmholtz-Gleichung entspricht einer Bessel-Funktionen mit m Knotenpaaren in azimuthaler Orientierung und n Nullstellen in radialer Orientierung. Physikalisch betrachtet verfügt die transversale Intensitätsverteilung, jeder Mode, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, somit über m Maxima in der radialen Orientierung mit n azimuthalen Knotenpaaren.

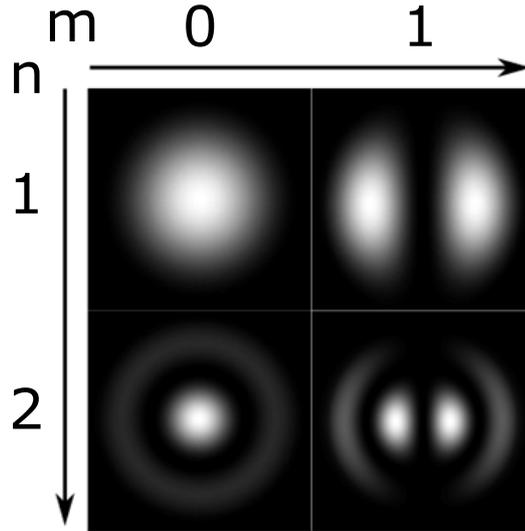


Abbildung 2.1: Transversale Intensitätsverteilung von linear polarisierten Moden.

Jede Mode bzw. Propagationskonstante wird entsprechend mit den Indizes m und n deklariert. Für $m \geq 1$ verfügt jede Mode über zwei zueinander rotierten Varianten mit, im Fall von rotations-symmetrischen Wellenleitern, derselben Propagationskonstante. Darüber hinaus kann jede Mode in einer schwach führenden, zylindrischen Glasfaser in zwei orthogonalen Polarisationszuständen mit ebenfalls konstanten Propagationskonstanten auftreten. Die in einer schwach führenden Glasfaser propagierende Mode wird als linear polarisierte Mode $(LP)_{m,n}$ -Mode bezeichnet. Die Amplitude und Phase der elektromagnetischen Wellen variieren entlang der Propagationsrichtung (z -Richtung) wie folgt [7]:

$$E(x, y, z) = \sum_{k=1}^N E_k(x, y, z = 0) \cdot \exp\{-i\beta_k z\} \quad (2.4)$$

Die Propagationskonstante β , welche die Phasenänderung pro definierter Längeneinheit des Lichtfeldes in einem Wellenleiter beschreibt, ergibt sich aus dem effektiven Brechungsindex der Mode n_{eff} und der Wellenzahl k [6, 7]:

$$\beta = n_{eff} \cdot k = n_{eff} \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v_{ph}} \quad (2.5)$$

Der effektive Brechungsindex einer Mode setzt sich zusammen aus dem relativen Anteil des Modenfeldes, welches im Faserkern mit dem Brechungsindex n_K propagiert, und dem Anteil des Modenfeldes, welches im Fasermantel mit dem Brechungsindex n_M propagiert. Der im Fasermantel propagierende Anteil wird als evaneszentes Feld bezeichnet. Die Amplitude des evaneszenten Feldes klingt im Fasermantel in

transversaler Richtung zum Faserrand hin exponentiell ab. Für den effektiven Brechungsindex einer Mode gilt daher stets $n_M < n_{\text{eff}} < n_K$. Die Grundmode LP_{01} einer Faser verfügt über den höchsten effektiven Brechungsindex, wohingegen der effektive Brechungsindex mit zunehmender Ordnung der Mode abnimmt. Erklärt werden kann dies durch die zunehmenden Modenfelddurchmesser von Moden höherer Ordnung und den entsprechend größeren, evaneszenten Feldausläufern im Fasermantel. Die Anzahl ausbreitungsfähiger Moden eines Fasertyps ergibt sich aus dem Faserkern-durchmesser bzw. Radius r_K , der Wellenlänge λ und der NA der Faser und wird über den V-Parameter wie folgt definiert [6]:

$$V = r_K \frac{2\pi}{\lambda} \cdot NA \quad (2.6)$$

Wie aus Gleichung 2.6 zu entnehmen ist, steigt die Anzahl ausbreitungsfähiger Moden mit dem Kerndurchmesser und der NA der Faser an, wobei eine Faser bis zu einem V-Parameter von 2,405 einmodig ist. Wird $V = 2,405$ überschritten, wird die Faser mehrmodig, wobei die Anzahl ausbreitungsfähiger Moden in etwa proportional zu V^2 ansteigt. Die Anzahl geführter Moden M kann für $V \gg 1$ über folgenden Zusammenhang näherungsweise bestimmt werden [6]:

$$M \approx \frac{4}{\pi^2} V^2 + 2 \quad (2.7)$$

Wird ein kritischer V-Parameter V_{kritisch} , als Funktion von r_K und dem Mantelradius r_M , definiert über den Zusammenhang [8]:

$$V_{\text{kritisch}} \approx \sqrt{\frac{2}{\ln\left(\frac{r_M}{r_K}\right)}} \quad (2.8)$$

unterschritten, bricht das Modenfeld aus dem Faserkern aus [8]. Es ist also nicht mehr kerngeführt und die LP-Kernmode konvertiert zu einer Mantelmode, d.h., das Licht wird an der Grenzfläche zwischen Fasermantel und Faserumgebung geführt, insofern die Brechzahl der Faserumgebung $n_U < n_M$ ist. Im Fall von Luft, als Faser umgebendes Medium, ist der Brechungsindex-Kontrast sehr groß und es handelt sich um einen stark führenden Wellenleiter. Die Mantelmoden können dementsprechend nicht mehr als LP-Moden betrachtet werden. Mantelmoden können über n radiale Nullstellen verfügen, wobei für die Anzahl azimutale Knotenpaare $m \equiv 0$ gilt.

2.2 Faserkoppler

Faserkoppler sind passive optische Elemente zum Koppeln von Licht von N Eingängen zu N Ausgängen. Im Fall mehrerer Ein- und Ausgänge spricht man auch von Multiple Input Multiple Output (MIMO)-Kopplern. Faserkoppler können von ihrem Wirkprinzip grob in die zwei Klassen, wellenlängen-unabhängige und wellenlängen-abhängige Koppler, unterteilt werden. Für die vorliegende Arbeit sind ausschließlich 2x2-Glasfaserkoppler Gegenstand der Betrachtungen. 2x2-Glasfaserkoppler können bauartbedingt über eine starke oder weniger stark ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit verfügen. Wellenlängenabhängige Koppler ermöglichen somit neben einem reinen Leistungsaustausch ein selektives Koppeln bestimmter Wellenlängen zwischen den Faserkernen, worauf im Abschnitt 2.4 genauer eingegangen wird. 2x2-Glasfaserkoppler können als Anschliff-Koppler oder Schmelzkoppler hergestellt werden. Eine etablierte Technik zur Herstellung von Schmelzkopplern ist die Schmelzzug-Technik (Fused-Biconical-Taper (FBT)-Technik) [9, 10]. Dabei werden die Fasern einem Schmelzzug-Prozess unterzogen, wobei die Fasern zunächst seitlich verschmolzen und anschließend unter fortlaufender Einwirkung von Hitze in longitudinaler Richtung (z -Richtung) verstreckt werden. Dadurch verjüngen sich die Querschnittsdurchmesser des Kopplers sowie der Faserkerne als Funktion von z . Der Schmelzkoppler nimmt durch den FBT-Schmelzzug-Prozess in z -Richtung eine wie in Abbildung 2.2 dargestellte, parabolische Form an.

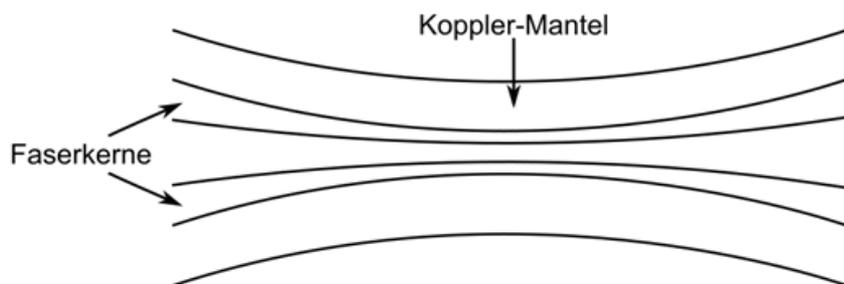


Abbildung 2.2: Geometrie eines adiabatischen Schmelzkopplers, hergestellt durch die Fused-Biconical-Taper Technik, wie in [9, 10] beschrieben.

Abhängig von den initialen Faserdurchmessern sowie den FBT-Schmelzzug-Prozess Parametern (Verschmelzungsgrad [engl.: degree of fusion] (DOF), Extension l_{ext} , Schmelzzone Δz) können verschiedene, an die jeweilige Anwendung adaptierte, Koppler-Geometrien hergestellt werden. Zur Herstellung eines Anschliffkopplers werden zunächst die Faserkerne durch seitliches Anschleifen freigelegt. Durch einen

anschließenden Polierprozess wird eine optische Oberflächenqualität der Faseranschliff erzielt. Anschließend werden die angeschliffenen Faserkerne in Kontakt gebracht, zueinander ausgerichtet und fixiert. Alternativ zum Anschleifen können die Faserkerne auch durch seitliches Ätzen des Fasermantels freigelegt werden. Bei allen beschriebenen Herstellungsmethoden werden die Faserkerne soweit zueinander angenähert, dass ein Leistungsaustausch von einem Faserkern zum benachbarten Faserkern stattfinden kann. Eine ausführliche Beschreibung der entwickelten Prozessketten zur Herstellung von Schmelzkopplern und Anschliffkopplern, adaptiert an die Fragestellung der vorliegenden Arbeit, findet sich im Kapitel 7. Abhängig davon, ob der Verlauf des Brechungsindexprofils $n(x,y,z)$ der gekoppelten Faserne innerhalb der Kopplerstruktur zu jeder Position z in radialer Richtung vom Koppler-Mittelpunkt aus symmetrisch oder asymmetrisch zueinander verläuft, werden optische Koppler allgemein als symmetrische oder asymmetrische Koppler bezeichnet. Beispielsweise handelt es sich bei Glasfaserkopplern, hergestellt aus unterschiedlichen Fasertypen, immer um asymmetrische Koppler. Abhängig von der Koppler-Geometrie existieren verschiedene theoretische Ansätze zur Beschreibung des Leistungsaustauschs optischer Kopplerstrukturen, welche im folgenden Abschnitt 2.3 vorgestellt werden.

2.3 Koppelmechanismen

In diesem Abschnitt sollen die zwei grundlegenden Theorien zur Leistungskopplung in 2x2-Glasfaserkopplern (evaneszente Feldkopplung und Supermoden-Kopplung), am Beispiel eines Schmelzkopplers und Anschliffkopplers vorgestellt werden.

Wenn die Faserkerne eines Schmelzkopplers oder Anschliffkopplers in so nahen Kontakt zueinander gebracht werden können, dass die evaneszenten Felder der geführten Moden jeweils leicht in den benachbarten Faserkern hinein ragen, kann der Ansatz der evaneszenten Feldkopplung benutzt werden. Bei dieser Kopplung, mathematisch beschrieben durch die Theorie der gekoppelten Moden, werden die Modenfelder der benachbarten Faserkerne als voneinander unabhängig betrachtet. Weiterhin wird angenommen, dass das Licht primär kerngeführt ist und sich der Faserkernabstand innerhalb eines schmalen, definierten Bereichs bewegt. Ist der Abstand der Faserkerne zueinander so groß, dass die evaneszenten Felder nicht mehr leicht in den benachbarten Faserkern hinein ragen, ist eine evaneszente Feldkopplung nicht mehr möglich. Ist der Abstand der Faserkerne zueinander zu gering, liefert der Formalismus der gekoppelten Moden keine zuverlässigen Ergebnisse mehr, da sich die Modenfelder zu stark gegenseitig beeinflussen und somit nicht mehr als voneinander unabhängig betrachtet werden können. Voraussetzung für den Ansatz der evaneszenten Feldkopplung ist somit ein definierter Faserkernabstand sowie ein V -Parameter $> V_{kritisch}$.

Der Ansatz der Supermoden-Kopplung berücksichtigt die überlagerten Moden des gesamten Glasfaserkopplers, welche als Supermoden zusammengefasst werden. Dieser Ansatz ist allgemein gültig und gilt somit auch, wenn die Faserkerne nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden können bzw. das Licht nicht mehr primär kerngeführt ist ($V < V_{kritisch}$). Werden beispielsweise die Faserkerndurchmesser eines typischen Schmelzkopplers durch einen Schmelzzugprozess so stark verjüngt, dass es zum Ausbrechen des Lichtes aus den Faserkernen kommt, bilden sich Supermoden über die gesamte Querschnittsfläche des Kopplers aus. Sobald der Mittelpunkt der Koppeltaille überschritten ist, kommt es zum Anstieg der Faserkerndurchmesser. Sobald die Faserkerndurchmesser wieder einen so großen Durchmesser erreichen, dass $V > V_{kritisch}$ wieder erfüllt ist, konvertieren die Supermoden des Faserquerschnitts wieder zu einer oder mehreren Kernmoden. Für den Fall sehr stark verjüngter Kerndurchmesser und großer Faserkernabstände kann der Leistungsaustausch somit ausschließlich über den Ansatz der Supermoden-Kopplung beschrieben werden. Die resultierenden Koppelverhältnisse hängen in beiden Ansätzen von der Länge der Koppelzone ab. In Abbildung 2.3 ist der Zusammenhang zwischen Kopplungslänge und dem Leistungsaustausch zwischen zwei benachbarten Faserkernen anhand einer Simulation verdeutlicht.

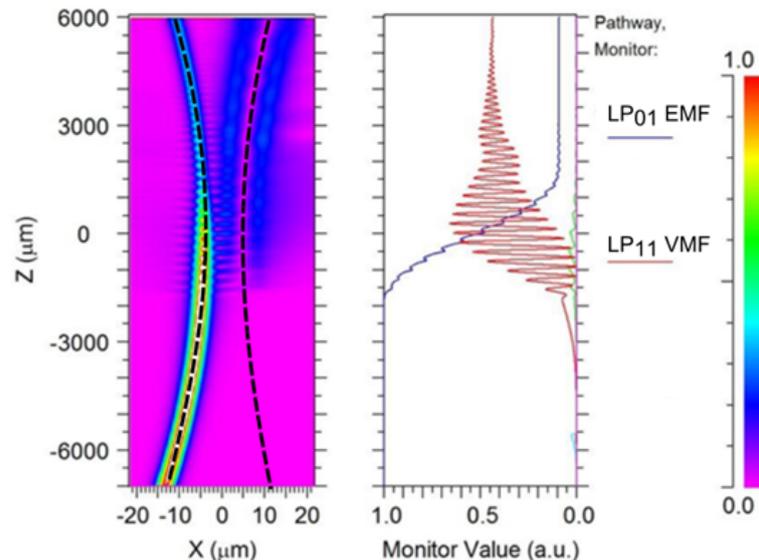


Abbildung 2.3: Auf die Input-Leistung normierter Leistungsaustausch zwischen benachbarten Faserkernen (die Mittelpunkte der Faserkerne sind durch die gestrichelten Linien dargestellt) als Funktion der Kopplungslänge.

Voraussetzung für eine möglichst verlustfreie Modenkopplung eines Schmelzkopplers, hergestellt durch die FBT-Schmelzzug-Technik (Abschnitt 2.2), besteht darin,

dass die Zunahme und Verjüngung der Faserkerndurchmesser entlang der Propagationsrichtung z , sehr langsam von statten geht. So kann sich das propagierende Modenfeld an die neuen ausbreitungsfähigen Moden der örtlich unterschiedlichen Faserkern-Geometrie adaptieren, ohne dass es zur Anregung von Mantelmoden kommt. Die Anregung von Mantelmoden würde sonst zu einem Verlust an Leistung bzw. hohen Signal-Dämpfungen führt. Eine Schmelzkoppler-Geometrie, die eine Anpassung des propagierenden Modenfeldes an die örtlich variierenden Kerndurchmesser zulässt, bezeichnet man als adiabatisch. Eine mathematische Beschreibung des Adiabazitäts-Kriteriums findet sich in [11]. Beide Koppelmechanismen sind für das weitere Verständnis der vorliegenden Arbeit von fundamentaler Bedeutung und sollen nachfolgend genauer betrachtet werden.

Evaneszente Feldkopplung

Unter Annahme einer evaneszenten Feldkopplung ist das Überlappungsintegral (eine detaillierte Herleitung des Überlappungsintegrals findet sich z.B. in [12]) zwischen den Kernmoden und den benachbarten Faserkernen $\neq 0$. Licht, das in eine der Input-Fasern eines optischen Kopplers eingespeist wurde, wird, sobald ein evaneszenter Leistungsaustausch möglich ist, in den benachbarten Faserkern gekoppelt. Bei Phasengleichheit ($\Delta\beta = 0$), wie es z.B. bei symmetrischen Anschliffkopplern der Fall ist, kann ein vollständiger Leistungsaustausch zwischen den benachbarten Faserkernen stattfinden. Dieser kann sich bei fortlaufender Propagation innerhalb der Koppelzone wieder vollständig umkehren, wodurch es bei ausreichend langer Koppelzone zu einem oszillierenden Leistungsaustausch zwischen beiden Faserkernen kommt. Das resultierende Koppelverhältnis an den Ausgängen des Kopplers hängt somit maßgeblich von der Länge der Koppelzone L ab. Weiterhin hängt der Leistungsaustausch zwischen den Faserkernen vom Kopplungsfaktor $\kappa(V, L_{K-K})$ ab. Dieser ist im Fall eines symmetrischen Glasfaserkopplers für beide Faserkerne identisch und neben dem V -Parameter der Fasern noch vom Faserkernabstand L_{K-K} abhängig, wobei κ mit zunehmendem Kernabstand sinkt. Um κ zu berechnen, existieren verschiedene analytische Näherungsverfahren, wie z.B. in [13] beschrieben. Ein maximaler Leistungsaustausch ist immer dann gegeben, wenn die folgende Bedingung [14]:

$$\kappa \cdot L = \frac{\pi}{2} + n \cdot \pi \quad (\text{mit } n = 0,1,2,\dots) \quad (2.9)$$

erfüllt ist.

Ein allgemeingültiger mathematischer Ansatz zur Berechnung der Lichtpropagation in einem optischen Koppler besteht darin, die Maxwell'schen-Gleichungen für die

einzelnen Abschnitte des Kopplers aufzustellen und die Moden des Gesamtsystems über entsprechende Randbedingungen zu bestimmen. Bei der Theorie der gekoppelten Moden [15] wird vereinfacht angenommen, dass die Modenfelder der zwei Faserkerne hinsichtlich ihrer Propagationskonstanten β und transversalen Raumverteilungen nicht voneinander beeinflusst werden, und es lediglich zu einer Modulation der Modenfeldamplituden A_1 und A_2 der benachbarten Faserkerne 1 und 2 kommt. Die Modulation der Amplituden kann dann durch folgende Differenzialgleichungen beschrieben werden [15]:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa A_2 \exp(i\Delta\beta z) \quad (2.10)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa A_1 \exp(-i\Delta\beta z) \quad (2.11)$$

Aus der Differenz der Propagationskonstanten beider Fasern $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ ergibt sich die Phasendifferenz pro Längeneinheit. Der resultierende Leistungsaustausch zwischen beiden Faserkernen kann durch die Theorie der gekoppelten Mode als Funktion von $\Delta\beta$ als [6]:

$$\frac{P_2(Z_0)}{P_1(0)} = \frac{\pi^2}{4} \text{sinc}^2 \left[\frac{1}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta Z_0}{\pi} \right)^2} \right] \quad (2.12)$$

beschrieben werden, wobei $Z_0 = \pi / 2\kappa$ entspricht [6]. Für zwei Faserkerne mit angepassten Propagationskonstanten ist für $\Delta\beta Z_0 = 0$ ein vollständiger Leistungsaustausch zwischen beiden Faserkernen vollzogen. Für fehlangepasste Propagationskonstanten, also $\Delta\beta \neq 0$, wie z.B. bei asymmetrischen Glasfaserkopplern, ist ein vollständiger Leistungsaustausch zwischen beiden Faserkernen somit nicht mehr möglich. Der Leistungsaustausch eines 2x2-Anschliffkopplers (bei dem die Faserkerne durch den seitlichen Anschliff-Prozess in einem geeigneten Abstand zueinander positioniert werden können und die Faserkerne nicht verjüngt werden, so dass die Bedingung $V > V_{kritisch}$ stets erfüllt ist) kann durch die Theorie der gekoppelten Moden gut beschrieben werden. Bei typischen 2x2-Schmelzkopplern werden die Fasern miteinander stark verschmolzen und verstreckt, wodurch die Faserkerndurchmesser so stark verjüngt werden, dass $V_{kritisch}$ unterschritten wird, so dass es zum Ausbrechen der Modenfelder kommt und die Faserkerne somit nicht weiter als voneinander unabhängig betrachtet werden können. Der Ansatz der evaneszenten Feldkopplung bzw. die Theorie der gekoppelten Moden ist somit für einen typischen 2x2-Schmelzkoppler nicht anwendbar, so dass der Leistungsaustausch durch den Ansatz der Supermoden-Kopplung beschrieben werden muss.

Supermoden-Kopplung

Bei Schmelzkopplern mit $N \times N$ Ein- und Ausgängen korreliert die Anzahl der Eigenmoden mit einer Intensität $\neq 0$ im Faserkern mit der Anzahl der Supermoden. Bei allen weiteren Eigenmoden handelt es sich um Mantelmoden. Bei einem symmetrischen Schmelzkoppler, hergestellt aus zwei EMFs existieren somit zwei Supermoden, die als symmetrische und antisymmetrische Supermoden bezeichnet werden und sich aus einer Summen bzw. Differenz Kombination der Kernmoden jeder Faser ergeben. Bei symmetrischen Schmelzkopplern, hergestellt aus zwei gleichen EMFs werden symmetrische und antisymmetrische Supermode gleich stark angeregt [16] und beide Modenfelder können durch Addition überlagert werden. Die Anzahl der angeregten Supermoden entspricht also der Anzahl der Faserkerne. Im Fall eines unsymmetrischen Schmelzkopplers aus zwei verschiedenen EMFs werden symmetrische und antisymmetrische Supermoden unterschiedlich stark angeregt oder es wird nur die Supermode angeregt, welche der Grundmode der Faser entspricht, in der das Licht eingekoppelt wurde. Eine umfangreiche Analyse des Leistungsaustauschs in asymmetrischen Schmelzkopplern auf Basis von Supermoden ist in [17] gegeben.

Der Leistungsaustausch resultiert bei der Supermoden-Kopplung aus unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der symmetrischen und antisymmetrischen Supermode innerhalb der Kopplertaille eines adiabatischen Schmelzkopplers. Äquivalent zur evaneszenten Feldkopplung kommt es bei der Supermoden-Kopplung somit auch zu einem oszillierenden Leistungsaustausch zwischen den beteiligten Faserkernen entlang der Koppelzone. Dabei ist die Propagationskonstante der symmetrischen Supermode β_s größer als die Propagationskonstante der antisymmetrischen Supermode β_{as} . Die Koppellänge $L_{Kopplung}$, innerhalb der ein vollständiger Kopplungszyklus durchlaufen wird, ergibt sich aus [18]:

$$L_{Kopplung} = \frac{2\pi}{\beta_s(z) - \beta_{as}(z)}. \quad (2.13)$$

Dabei gilt es zu berücksichtigen, dass $\Delta\beta = \beta_s - \beta_{as}$ im Fall eines adiabatischen 2x2-Schmelzkopplers eine Funktion der Propagationsrichtung z ist und für zwei gleiche, kreisrunde Faserkerne $\Delta\beta = 0$ gilt. In diesem Fall kommt es zu keinem Leistungsaustausch. Zusammenfassend müssen die, an der Kopplung beteiligten, Supermoden über verschiedene Propagationskonstanten verfügen, damit ein Leistungsaustausch stattfinden kann, wobei die Stärke der Kopplung von dem Anregungsverhältnis der Supermoden zueinander abhängt.

2.4 Multiplexing-Verfahren

Multiplexing-Verfahren sind Methoden, die eine simultane Übertragung mehrerer Signale über dasselbe Übertragungsmedium, z.B. eine Glasfaser, erlauben. In der optischen Signalübertragung können verschiedene physikalische Eigenschaften elektromagnetischer Wellen zum Multi- und Demultiplexing der Signale genutzt werden. Zu den physikalischen Eigenschaften zählt insbesondere die Wellenlänge, aber auch der Polarisationszustand der elektromagnetischen Welle. Entsprechend der physikalischen Eigenschaft, die zum Multi- und Demultiplexing genutzt wird, wird das entsprechende Verfahren als Wellenlängen Multiplexing [engl.: wavelength division multiplexing] (WDM) oder Polarisations-Multiplexing [engl.: polarization division multiplexing] (PDM) bezeichnet. Die technische Umsetzung von PDM in Glasfaser-Netzwerken ist jedoch schwierig, da der Erhalt eines Polarisationszustandes aufgrund äußerer Einflüsse wie z.B. mechanische Spannungen, die auf die Glasfasern einwirken, schwierig ist. WDM findet in der optischen Signalverarbeitung breite Anwendung und ist technisch weitgehend ausgereizt. Aus diesem Grund wird derzeit vermehrt an Multiplexing-Verfahren geforscht, bei denen die räumliche Dimension, d.h. die Querschnittsfläche des Übertragungsmediums als zusätzlichen Freiheitsgrad zur simultanen Übertragung mehrerer Signale ausgenutzt wird. Die Ausnutzung der räumlichen Dimension zum Multi- und Demultiplexing wird demzufolge als räumliches Multiplexing [engl.: space division multiplexing] (SDM) [1] bezeichnet. Die Vergrößerung der effektiven Querschnittsfläche des Übertragungsmediums wird bei Glasfasern entweder durch die Verwendung von Multikernfasern oder durch die Verwendung von Vielmodenfasern ermöglicht. Der Einsatz von Vielmodenfasern stellt dabei eine spezielle Form des SDM da und wird als Moden Multiplexing [engl.: mode division multiplexing] (MDM) bezeichnet. Entscheidend ist, dass sich MDM mit WDM kombinieren lässt. Eine Kombination aus WDM und MDM lässt sich durch einen asymmetrischen 2x2-Glasfaserkoppler zum Moden Multi- und Demultiplexen zwischen einer Einmodenfaser und einer Vielmodenfaser realisieren. Die Wellenlängenabhängigkeit ist bei einem solchen Glasfaserkoppler, der durch den Ansatz der evaneszenten Feldkopplung beschrieben werden kann, immer gegeben. Die Wellenlängenabhängigkeit des Leistungsaustauschs zwischen den benachbarten Faserkernen resultiert aus dem Kopplungskoeffizient κ , der die Stärke der evaneszenten Feldkopplung beschreibt. Wie unter Abschnitt 2.3 beschrieben, hängt κ neben dem Faserkernabstand L_{K-K} auch von dem V-Parameter ab. Da der V-Parameter neben dem Kernradius r_K und der NA der Fasern auch eine Funktion der Wellenlänge ist, ist ebenfalls die Stärke des Leistungsaustauschs zwischen den Faserkernen wellenlängenabhängig. Durch eine geschickte Wahl der Wellenlängen können so durch einen 2x2-Glasfaserkoppler

zwei Wellenlängen voneinander separiert oder miteinander kombiniert werden. Die Modenselektivität eines asymmetrischen 2x2-Glasfaserkopplers (bestehend aus einer Einmodenfaser und einer Vielmodenfaser), die ein selektives Koppeln zwischen der Einmodenfaser-Mode und einer beliebigen Mode der Vielmodenfasern bei einer bestimmten Resonanzwellenlänge erlaubt, wird folglich der Theorie der gekoppelten Mode (s. Abschnitt 2.3) durch eine Anpassung der Propagationskonstanten der zu koppelnden Moden realisiert. Zur Adaption der Propagationskonstanten in moden-selektiven Glasfaserkopplern wurden verschiedene Verfahren erforscht, die in Kapitel 3 „Stand der Wissenschaft“ vorgestellt werden.

2.5 Simulationsmethoden

Die im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Modellierungs- und Simulationsmethoden zur numerischen Evaluierung der optischen Eigenschaften eines Glasfaserkopplers sollen in diesem Kapitel am Beispiel eines asymmetrischen 2x2-Schmelzkopplers, vorgestellt werden.

Ein, durch die FBT-Schmelzzug-Technik hergestellter, asymmetrischer 2x2-Schmelzkoppler ist eine parabolisch geformte Struktur aus unterschiedlichen Faserkernen, umgeben von einem Fasermantel. Neben der Koppler-Geometrie und den Brechungsindizes von Faserkern und Mantel kann auch das Umgebungsmedium des Kopplers Einflüsse auf dessen Koppelverhalten haben, was bei der Simulation berücksichtigt werden muss. Eine mathematische Modellierung einer solchen Struktur ist kompliziert und erfordert eine große Anzahl an Approximationen. Insbesondere die Näherung der Koppler-Geometrie ist schwierig, wobei selbst kleinere Abweichungen der Koppler-Geometrie signifikante Auswirkungen auf die effektiven Brechungsindizes der Moden haben, wodurch die Wellenlänge der resonanten Kopplung beeinflusst wird.

Zur Approximation der Koppler-Geometrie eines getaperten Schmelzkopplers wird das analytische Model von [19] verwendet. Ausgehend von den initialen Durchmessern, zusammengefasst als d_i , und den FBT-Schmelzzug-Prozess Parametern (Extension während des Schmelzzug-Prozesses l_{ext} und der Heizzone Δz der Glasfasern unter der Hitzeeinwirkung) können die resultierenden Durchmesser, zusammengefasst als d_f im Mittelpunkt der Kopplertaille über [19]:

$$\frac{d_f}{d_i} = \frac{\frac{3}{2} \left(4 - \frac{l_{\text{ext}}}{\Delta z}\right)}{\left(1 + \frac{l_{\text{ext}}}{\Delta z}\right) + 5 \left[\left(1 + \frac{l_{\text{ext}}}{\Delta z}\right) \left(1 - \frac{l_{\text{ext}}}{\Delta z}\right)\right]^{1/2}} \quad (2.14)$$

berechnet werden. Ausgehend von den resultierenden D_f können durch eine parabolische Funktion der allgemeinen Form:

$$y = a(x - x_0)^2 + y_0 \quad (2.15)$$

die örtlichen Durchmesser des 2x2-Schmelzkopplers als Funktion von z berechnet werden. Basierend auf der Modellierung der Koppler-Geometrie und der Brechungsindizes von Faserkern und Mantel kann der Koppelmechanismus durch verschiedene mathematische Ansätze wie z.B. die Theorie der gekoppelten Moden berechnet werden. Wie unter Abschnitt 2.3 beschrieben, liefert diese Theorie in einem eng gefassten Gültigkeitsbereich gute Ergebnisse in kurzer Rechenzeit. Diese Randbedingungen sind bei der Herstellung von Schmelzkopplern nicht immer einzuhalten. Um den Gültigkeitsbereich zu erweitern und so zuverlässigere Simulationsergebnisse zu erzielen, sollten Ansätze basierend auf der Supermoden-Kopplung gewählt werden. Diese Ansätze erfordern eine numerische Berechnung der Propagationskonstanten und Feldverteilungen der Supermoden in Abhängigkeit der örtlich variierenden Kopplergeometrie. Numerische Ansätze, die dies ermöglichen, sind die Finite-Elemente-Methode [20], die Effektiver-Index-Methode [21], die Strahlen-Propagations-Methode [engl.: beam-propagation-method] (BPM) [22] sowie einige weitere analytische Methoden aufgeführt in [23].

Die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurden mit dem BeamPROP Packet der kommerziellen optischen Simulationssoftware RSoft von Synopsys, basierend auf der Strahlen-Propagations-Methode durchgeführt. Die Strahlen-Propagations-Methode ist eine weit verbreitete Technik, um lineare und nichtlineare Lichtpropagationen in axial variierenden Wellenleitern zu simulieren. Genauer betrachtet basiert das BeamProp-Packet von RSoft auf der Finiten-Differenz-BPM [24], wie in [24–26] beschrieben. Dieses spezielle Verfahren der Strahlen-Propagations-Methode benutzt finite Differenz-Methoden, um die bekannte parabolische bzw. paraxiale Approximation der Helmholtz-Gleichung $\delta^2 / \delta z^2 = 0$ unter den in [27] beschriebenen Randbedingungen zu lösen. Die paraxiale Näherung kann angenommen werden, da das elektromagnetische Feld in Propagationsrichtung z nur leicht variiert. Um die Limitationen der paraxialen Näherung zu minimieren, kann die Lösung der Helmholtz-Gleichung darüber hinaus durch genauere Approximationen, wie in [28, 29] beschrieben, angenähert werden. Weitere physikalische Einschränkungen der Finiten-Differenz-BPM bestehen zum einen in der Annahme von skalaren Wellen, wodurch Polarisierungseffekte nicht mit berücksichtigt werden können. Zum anderen lässt die Wellengleichung keine Wellen zu, die sich vom betrachtungspunkt aus simultan in positive und negative Richtung ausbreitenden. Um Polarisierungseffekte und ihre

Auswirkungen auf die modenselektive Kopplung dennoch berücksichtigen zu können, verfügt das RSoft BeamPROP Paket über implizierte Vektor BPM-Techniken basierend auf den in [27, 30] vorgestellten Methoden. Die simultane Berücksichtigung von vorwärts und rückwärts laufenden Wellen ist insbesondere bei der Simulation von Fasergittern mit kurzen Gitterperioden ($\Lambda \approx 1 \mu\text{m}$), sogenannten Faser-Bragg-Gittern (FBG) von fundamentaler Bedeutung und wird von RSoft durch einen bidirektionalen BPM-Algorithmus, wie in [31] beschrieben, gelöst.

3 Stand der Wissenschaft

In diesem Kapitel wird der derzeitige Stand der Wissenschaft im Hinblick auf Moden Multiplexing [engl.: mode division multiplexing] (MDM)- und räumliches Multiplexing [engl.: space division multiplexing] (SDM)-Techniken vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Betrachtung von modenselektiven Glasfaserkoppler-Konzepten (Abschnitt 3.2). Darüber hinaus werden zunächst alternative Ansätze im Hinblick auf glasfaserbasiertes SDM betrachtet (Abschnitt 3.1) sowie Konzepte zur modenselektiven Kopplung von Wellenleitern mit der Unterstützung optischer Gitter (Abschnitt 3.3), da diese bisher ausschließlich wellenleiter-basierten Konzepte vom Funktionsprinzip äquivalent zu einem gitterunterstützten modenselektiven Glasfaserkoppler sind.

3.1 Ansätze für räumliches Multiplexing

Faserbasierte Techniken zum Wellenlängen Multiplexen für einmodige Glasfasernetzwerke sind weitgehend optimiert, wodurch die Übertragungskapazität optischer Einmoden-Netzwerke bald erreicht sein wird. Um in der aufkommenden Epoche der Digitalisierung und „Industrie 4.0“ dennoch mit dem rasant wachsenden Bedarf an Übertragungsbandbreite Schritt halten zu können, wird gegenwertig vermehrt an SDM geforscht [1].

Im Hinblick auf Moden Multi-/Demultiplexing für Anwendungen in der faseroptischen Kommunikationstechnik werden aufgrund des gegenwärtigen Mangels an effizienten modenselektiven Glasfaserkopplern alternative Methoden zur Realisierung von SDM erforscht. Durch SDM konnte die Übertragungskapazität von optischen glasfaserbasierten Netzwerken zuletzt auf 2,15 Pb/s gesteigert werden. Realisiert wurde diese Übertragungskapazität durch die Nutzung einer Multikernfaser mit 22 einmodigen Faserkernen [4]. Bei Multikernfasern fungiert jeder Faserkern als individueller Übertragungskanal. Um Übertragungskapazitäten von einigen 100 Tb/s erzielen zu können, müssen die Faserkerne in Multikernfasern gut voneinander separiert sein, da es ansonsten zu einem starken Übersprechen der Signale zwischen den einzelnen Kanälen bzw. Faserkernen kommt. Limitiert wird dieser SDM-Ansatz somit durch den mit der Kernanzahl zunehmenden Faserdurchmesser, wodurch die Multikernfaser

unflexibel und bruchanfällig wird [32].

Ein ebenfalls vollständig glasfaserbasiertes SDM-Konzept ist die sogenannte Photonic Lantern [33]. Hergestellt werden Photonic Lanterns aus einem Verbund mehrerer, isolierter Einmodenfasern (EMFs), welche von einer Glaskapillare mit niedrigerem Brechungsindex als dem des Mantels der EMFs, umgeben sind. Diese Struktur wird mit der (FBT)-Schmelzzug-Technik (s. Abschnitt 2.2) miteinander verschmolzen und adiabatisch verstreckt [34, 35]. Durch die Verstreckung werden die EMF-Kerne so stark verjüngt, dass die Modenfelder ausbrechen und nicht weiter kerngeführt sind. Stattdessen wird das Licht in dem neuen Faserkern, gebildet aus dem ursprünglichen Mantelmaterial der EMFs, geführt, wobei das umgebende Material der Glaskapillare den neuen Fasermantel bildet. In diesem Bereich ist die Photonic Lantern mehrmodig. In Abbildung 3.1 ist das Prinzip einer Photonic Lantern schematisch dargestellt.

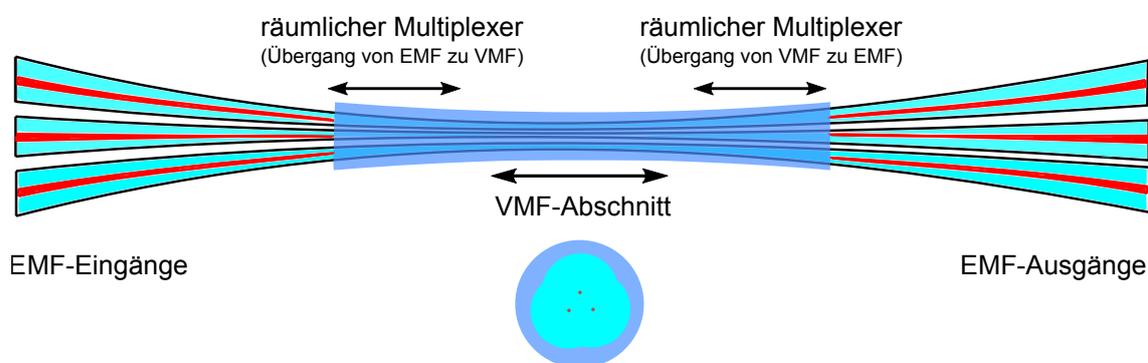


Abbildung 3.1: Schema einer Photonic Lantern, bestehend aus drei Einmodenfasern, als räumlicher Multiplexer [33].

Alternativ können Photonic Lanterns auch durch die 3D-Waveguide-Technologie hergestellt werden [36], wobei die Struktur der Photonic Lantern durch Ultrakurzpuls-Laser in Glas eingeschrieben wird. Die Anzahl zusammengeführter Modenfelder bzw. angeregter Supermoden des mehrmodigen Abschnittes der Photonic Lantern entsprechen der Anzahl der einmodigen Faserkerne. Dies ist auch der Fall, wenn nur an einer EMF Licht eingekoppelt wird. Symmetrische Photonic Lanterns aus gleichen EMFs sind jedoch nicht modenselektiv, da es keine direkte Korrespondenz zwischen den einzelnen Input- und Output Moden der EMFs und einer spezifischen Mode des mehrmodigen Abschnittes gibt.

Im Jahr 2015 wurden erstmalig auch asymmetrische Photonic Lanterns, hergestellt aus unterschiedlichen EMFs, vorgestellt, welche über eine Modenselektivität verfügen [34, 35]. Ermöglicht wird die Modenselektivität, weil Licht, das durch eine EMF in die asymmetrische Photonic Lantern eingekoppelt wird, nur eine Supermode am Anfang der Verjüngung anregt. Mit anderen Worten, es wird an jedem EMF-Eingang

eine individuelle Supermode im mehrmodigen Bereich der asymmetrischen Photonic Lantern angeregt. Aufgrund der, sich adiabatisch verjüngenden, Struktur wird die Ordnung der initial angeregten Supermode beibehalten, so dass die n -te Supermode in die korrespondierende n -te LP-Mode im mehrmodigen Abschnitt konvertiert. Eine modenselektive Anregung einer beliebigen LP-Mode kann so durch die Anpassung der Propagationskonstante bzw. des effektiven Brechungsindex der EMF am Eingang der asymmetrischen Photonic Lantern realisiert werden.

Ein, vom Prinzip der Photonic Lantern, ähnliches SDM-Konzept ist der Spot-Based-Koppler [37, 38]. Bei diesem Ansatz handelt es sich um eine Freistrahlmethode, wobei mehrere, voneinander unabhängige Strahlen an unterschiedlichen transversalen Positionen eines Kerns einer Vielmodenfasers (VMF) in diesen eingekoppelt werden. Dadurch wird eine annähernd orthogonale Kombination von Moden der VMF für jeden Strahl angeregt. Die Vorteile von Photonic Lanterns und Spot-Based-Kopplern bestehen darin, dass eine hohe Anzahl von Übertragungskanälen realisiert werden kann, ohne dabei Einfluss auf die Einfügedämpfung zu nehmen. Die Nachteile beider Methoden bestehen in der aufwändigen Herstellung. Darüber hinaus sind diese Ansätze nicht für Faserlaser geeignet.

Ebenfalls freistrahlbasiert wurde eine selektive Anregung verschiedener Modenfeldverteilungen in einer VMF mit Hilfe von Phasenmasken [39] oder Hologrammen [40] gezeigt. Bei diesen Methoden werden komplexe Feldverteilungen erzeugt, welche beim Auftreffen auf den Faserkern eine entsprechende LP-Mode anregen. Hierzu kann z.B. ein räumlicher Lichtmodulator [engl.: spatial light modulator] (SLM) verwendet werden. Nachteilig an diesen Methoden sind zum Einen der teure und aufwendige optische Aufbau, da, wie in Abbildung 3.2 gezeigt für jede Modenfeldverteilung ein individueller räumlicher Lichtmodulator nötig ist, der als diffraktives optisches Element fungiert, und zur Erzeugung der Phasenmodulation dient.

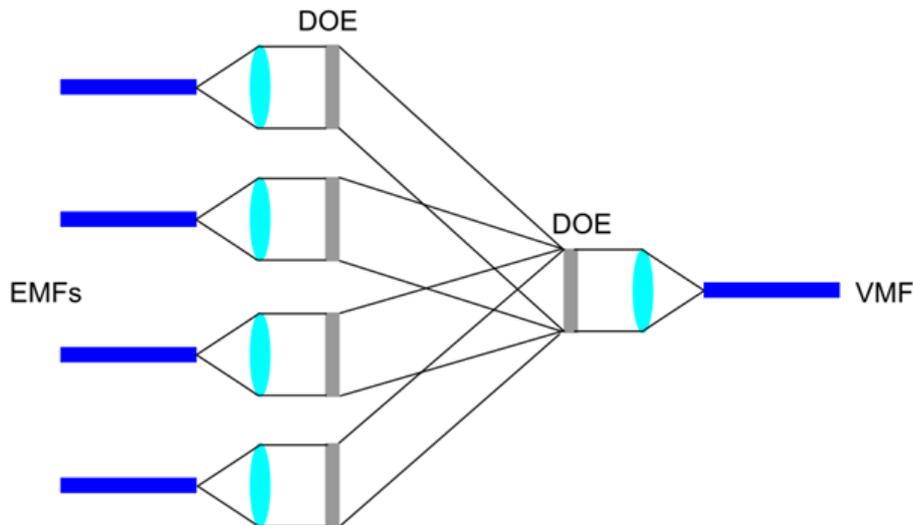


Abbildung 3.2: Kombination verschiedener, durch diffraktive optische Elemente (DOE), angeregte Modenfeldverteilungen und Einkoppeln dieser Feldverteilungen in die Vielmodenfaser (VMF) [39].

Zum anderen ist die hohe Einfügedämpfung, welche proportional zur Anzahl der angeregten Modenfelder steigt, nachteilig. Weiterhin wird die maximale Intensität, die eingekoppelt werden kann, durch die Zerstörschwelle der SLMs limitiert.

3.2 Modenselektive Glasfaserkoppler

Die Erforschung modenselektiver Glasfaserkoppler ist für die effektive Umsetzung von MDM in der optischen Kommunikationstechnik sowie für die Entwicklung von Hochleistungsfaserlasern von entscheidender Bedeutung.

Im Hinblick auf Faserlaser können durch die größeren effektiven Kerndurchmesser von VMFs nichtlineare Propagationseffekte der Signalwellenlänge unterdrückt werden. In der Vergangenheit wurden verschiedene Ansätze zur Herstellung modenselektiver Glasfaserkoppler vorgestellt. Bei allen beschriebenen Methoden wird durch eine Anpassung der Propagationskonstanten selektiv zwischen einer EMF und einer individuellen Mode einer VMF gekoppelt. Die vorgestellten Methoden unterscheiden sich jedoch in der Art und Weise, wie die Adaption der Propagationskonstanten realisiert wurde.

Der erste vorgestellte modenselektiver Glasfaserkoppler wurde in Form eines Anschliffkopplers hergestellt [41]. Später vorgestellte modenselektiver Glasfaserkoppler wurden aufgrund der größeren Langzeitstabilität überwiegend als Schmelzkoppler hergestellt, wobei die Adaption der Propagationskonstanten durch das Anpassen der

effektiven Brechzahlen der zu koppelnden Moden durch den FBT-Schmelzzug-Prozess während der Koppler Herstellung selbst oder durch zusätzliches Schmelzziehen der Fasern vor der Koppler Herstellung [42–50] erfolgte. Eine detaillierte Beschreibung des Effektes eines zusätzlichen Schmelzziehen auf den Kopplungsmechanismus findet sich in [50]. Wie unter Abschnitt 2.3 beschrieben, hängt der Koppelmechanismus maßgeblich vom Grad der Verschmelzung und Verjüngung der Faserkerndurchmesser ab, weshalb zwischen stark [46] und schwach verschmolzenen [44, 46, 48, 49] modenselektiver Glasfaserschmelzkopplern unterschieden werden muss. Eine numerische Beschreibung des Koppelmechanismus für experimentell hergestellte, schwach verschmolzene modenselektive Glasfaserschmelzkoppler wurde von [44] und [46] auf Grundlage der evaneszenten Feldkopplung und einer intermodalen Phasen Anpassung der Propagationskonstanten gezeigt, wobei die Faserkerne als voneinander unabhängig betrachtet wurden. Für stark verschmolzene modenselektive Glasfaserschmelzkoppler liefern diese Ansätze jedoch unzureichende Ergebnisse. Eine gute Beschreibung des Kopplungsmechanismus für beliebig stark verschmolzene modenselektive Glasfaserkoppler durch numerische Simulationen, basierend auf dem Ansatz der Supermoden-Kopplung sind in [17] gezeigt.

Durch die schwach verschmolzenen modenselektiven Glasfaserkoppler von Ismael et al. und Song et al. konnte eine modenselektive Kopplung zwischen einer EMF und der LP₀₁- [46] LP₀₂- [48] sowie der LP₀₂-, LP₁₁- und LP₂₂-Mode [44] der VMF gezeigt werden. Um die praktische Anwendbarkeit des in [46] beschriebenen modenselektiven Glasfaserkopplers zu erhöhen, wurde eine VMF mit elliptischem Faserkern verwendet, wodurch sich für die LP₁₁-Mode nur die gerade räumliche Orientierung der Modenfeldverteilung (LP_{11,a}) in der VMF ausbreiten kann. So wurde sichergestellt, dass ungewollte Interferenzen zwischen der LP_{11,a} und der LP_{11,b}-Mode vermieden werden. Chang et al. demonstrierten 2017 ein vollständig glasfaserbasiertes, optisches Netzwerk, welches eine Kombination aus Moden- und Wellenlängen-Multiplexing darstellt. Realisiert wurde dieses Netzwerk durch die Kombination aus sechs Modenkanälen (Übertragungskapazität jeweils 120 Gb/s) und 30 Wellenlängenkanälen. Es wurde eine hohe Modenselektivität mit einer geringen modenabhängigen Dämpfung (4 dB) gezeigt. Die Übertragungstrecke betrug 117 km mit einem optischen Signalverstärker auf der Hälfte der Strecke. Zum Moden Multi-/Demultiplexen wurden sechs, als Anschliffkoppler hergestellte, evaneszente Feldkoppler eingesetzt [51].

Corral et al. demonstrierten ein glasfaserbasiertes MDM-Netzwerk, optimiert für das erste optische Fenster ($\lambda = 850 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$). Das Netzwerk, bestehend aus einem asymmetrischen modenselektiven Glasfaserkoppler aus zwei unterschiedlichen EMFs (die im ersten optischen Fenster zweimodig sind), welcher als Modenkonverter und Multiplexer eingesetzt wird, sowie aus einem symmetrischen Glasfaserkoppler,

welcher als Demultiplexer fungiert [52].

Neben einer selektiven Anpassung der Propagationskonstanten durch das Verstrecken der Glasfasern wurde eine Anpassung der Propagationskonstanten mit Hilfe von Oberflächen-Plasmonen [53] als alternativer Ansatz beschrieben. Bei der Oberflächen-Plasmonen Methode wurde der Faserkern einer VMF angeschliffen und mit einem dünnen Silberfilm zur Anregung der Oberflächen-Plasmonen beschichtet. Diese Struktur wurde über eine Brechzahl-Flüssigkeit mit einem hochauflösenden Prisma in Verbindung gebracht. Die verschiedenen Eigenmoden der VMF wurden dann durch evaneszente Feldwechselwirkungen und Phasen Anpassung mit einem vollständig reflektierten He-Ne-Laserstrahl, welcher durch das Prisma eingekoppelt wurde, angeregt. Eine durchstimmbare Modenselektivität wurde durch Variation der Brechungsindex-Flüssigkeit erreicht. Neben einem hohen experimentellen Aufwand verfügt die beschriebene Methode ebenfalls über ein hohes Modenübersprechen beim Anregen der Grundmode.

Die beschriebenen Methoden erzielen beim Koppeln zwischen EMF und LP-Moden höherer Ordnung der VMF eine hohe Modenselektivität. Bei einer Kopplung zwischen den Grundmoden zeigt sich jedoch ein hohes Übersprechen in Moden höherer Ordnung, bedingt durch die größeren evaneszenten Feldausläufer, wodurch Moden höherer Ordnung über einen höheren Kopplungsfaktor mit der EMF-Mode verfügen [54]. Darüber hinaus ist die Herstellung der beschriebenen modenselektiven Glasfaserkoppler aufwendig, da für die Kopplung zwischen verschiedenen Modenpaaren jeweils eine individuelle Geometrie für den modenselektiven Glasfaserkoppler erforderlich ist. Eine fasergitter-unterstützte Kopplung wurde bisher in Form von Faser-Bragg-Gitter (FBG)-unterstützten Gegenrichtungskopplern als Add/Drop-Filter gezeigt. Anwendung findet dieser Koppler als Wellenlängen Multiplexer [55, 56].

Im Hinblick auf MDM finden FBGs sowie lang periodische Gitter (LPGs) bereits Einsatz als Modenkonverter. Von Li et al. und Gao et al. wurde eine Modenkonversion durch den Einsatz von gekippten FBGs, eingeschrieben in VMFs, gezeigt [57, 58]. Al Amin et al. und Li et al. demonstrierten Modenkonverter basierend auf LPGs eingeschrieben in VMFs [59, 60].

Eine Anpassung der Propagationskonstanten in Modenselektiven-Kopplern durch den Einsatz von Gitterstrukturen wurde für glasfaser-basierte modenselektive Koppler bisher noch nicht beschrieben. Die vorliegende Arbeit soll hier einen Beitrag zur erforschung und entwicklung eines glasfaserbasierten modenselektiven Richtkopplers leisten. Im Bereich der planaren Wellenleiter-Optik findet die gitterunterstützte modenselektive Kopplung bereits Anwendung. Der Stand der Wissenschaft im Hinblick auf gitterunterstützte modenselektive Kopplerstrukturen, implementiert als planare Wellenleiterstrukturen, soll nachfolgend vorgestellt werden.

3.3 Ansätze zur gitterunterstützten modenselektiven Kopplung

Gitterunterstützte optische Koppler in Form von planaren Wellenleiter Strukturen sind verglichen mit gitterunterstützten glasfaser-basierten Konzepten aufgrund ihrer leichteren Herstellbarkeit besser erforscht und weiter verbreitet. Zunächst wurden solche Koppler Strukturen in integrierter Form auf Basis von Siliciumoxid und III-V Materialien hergestellt. Gegenwärtig hat sich die Silicon-On-Insulator Plattform zur Fertigung integrierter, optischer Strukturen durchgesetzt. Die optischen Gitter werden entweder durch eine periodische Modulation der Seitenwand des planaren Wellenleiters oder durch eine longitudinale periodische Modulation der Wellenleiterhöhe umgesetzt. Die meisten, bisher vorgestellten, gitterunterstützten modenselektiven Koppler, basierend auf der Silicon-On-Insulator Methode, wurden durch die Implementierung von Wellenleiter-Bragg-Gittern als Gegenrichtungskoppler in verschiedenen Konfigurationen hergestellt. So konnte durch seitlich in die einmodigen und vielmodigen Wellenleiter eingebrachte Wellenleiter-Bragg-Gitter selektiv zwischen dem einmodigen Wellenleiter und den transversal elektrischen Moden TE_0 - TE_2 des benachbarten Vielmoden-Wellenleiters gekoppelt werden [60].

Andere vorgeschlagene Kopplerstrukturen können eine modenselektive Kopplung in entgegengesetzte Richtung durch nur ein Wellenleiter-Bragg-Gitter erzielen, welches sich im Spalt zwischen dem einmodigen und vielmodigen Wellenleiter befindet, [61] oder seitlich, in die zum einmodigen Wellenleiter gerichtete Seite, des vielmodigen Wellenleiters eingebracht ist [62]. Dieses, Silicon-On-Insulator basierte, Prinzip eines modenselektiven Wellenleiterkopplers ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

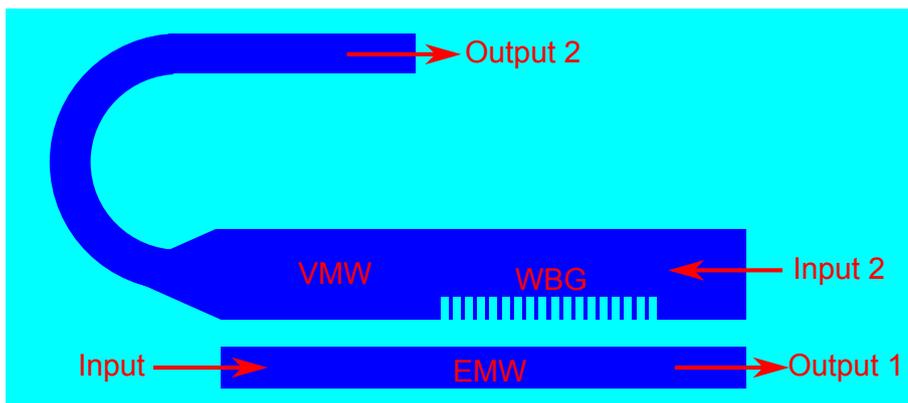


Abbildung 3.3: Schema der vorgestellten Wellenleiterstruktur zum modenselektiven Gegenrichtungskopplern zwischen einem einmodigen (EMW) und vielmodigen Wellenleiter (VMW), durch ein seitlich in den vielmoden Wellenleiter eingebrachtes Bragg-Gitter (WBG) [63].

Das auf der Silicon-On-Insulator Plattform basierte und Wellenleiter-Bragg-Gitter unterstützte Moden Multi-/ Demultiplexing wurde dahingehend weiter ausgereizt, dass Koppler-Strukturen hergestellt wurden, die in der Lage sind, zwei Modenkanäle simultan zu filtern. So kann eine Kaskadenschaltung mehrerer modenselektiver Koppler zur Realisierung von optischen Netzwerken mit vielen Modenkanälen um die Hälfte reduziert werden. Umgesetzt wurde die simultane Filterung von zwei Modenkanälen durch das Überlagern von zwei Gitterstrukturen mit unterschiedlichen Periodenlängen, eingebracht in die, zueinander gerichteten, Seitenwände der Wellenleiter eines asymmetrischen Kopplers, bestehend aus zwei unterschiedlichen, vielmodigen Wellenleitern [63]. Bei einem anderen Konzept konnte gezeigt werden, dass durch das Einbringen einer Fehlstelle der periodischen Modulation, im zentralen Bereich des Wellenleiter-Bragg-Gitter, ein modenselektiver Koppler hergestellt werden kann, der über eine Resonanz für die erste und zweite TE-Mode des benachbarten Wellenleiters verfügt [64].

Neben zahlreichen Wellenleiter-Bragg-Gitter unterstützten modenselektiven Wellenleiter Gegenrichtungskopplern wurden kürzlich auch modenselektive Richtkoppler basierend auf langperiodischen Wellenleiter Gittern vorgestellt [5, 65]. Der erste experimentell demonstrierte, modenselektive Richtkoppler ermöglicht eine Kopplung zwischen der Grundmode eines vielmodigen Wellenleiters mit der Mode eines benachbarten einmodigen Wellenleiters. Das langperiodische Fasergitter wurde, wie in Abbildung 3.4 gezeigt, durch eine Modellierung der Seitenwand des vielmodigen Wellenleiters erzeugt [65].

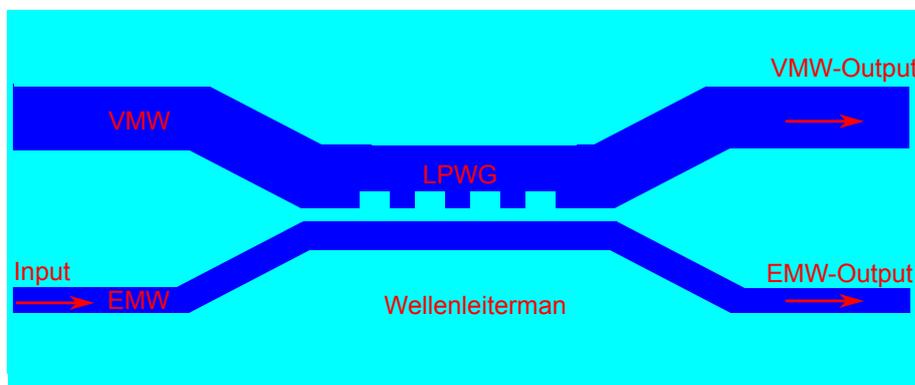


Abbildung 3.4: Schema eines durch ein langperiodisches Wellenleitergitter (LPWG) unterstützten Wellenleiterkopplers zum modenselektiven Richtkopplern zwischen einem Einmodigen Wellenleiter (EMW) und einem vielmodigen Wellenleiter (VMW) [65].

Verglichen mit Gegenrichtungskopplern bieten Richtkoppler den Vorteil, dass keine wellenleiterinternen Reflektionen auftreten, wodurch eine Verzerrung im Spektralbe-

3.3 Ansätze zur gitterunterstützten modenselektiven Kopplung

reich verhindert werden kann. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass Richtkoppler mit implementierten langperiodischen Fasergittern eine modenselektive Kopplung mit sehr geringem Übersprechen in Modenkanäle höherer Ordnung ermöglichen [5]. Im Nachfolgenden Kapitel 4 wird, beziehend auf den hier vorgestellten Stand der Wissenschaft, die Fragestellung dieser Arbeit vorgestellt.

4 Wissenschaftliche Fragestellung und Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Erforschung, und experimentelle Umsetzung eines gitterunterstützten Konzepts zur modenselektiven Richtungskopplung in Form eines vollständig glasfaser-basierten Kopplers. Auf Grundlage von Simulationen und einer ersten experimentellen Demonstration [65] konnte bereits gezeigt werden, dass ein modenselektives Richtkoppeln mit der Unterstützung von lang periodischen optischen Gittern möglich ist (s. Kapitel 3). Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass der gitterunterstützte Ansatz aufgrund eines vergleichsweise geringen Modenübersprechens beim Koppeln zwischen den Grundmoden anderen Ansätzen überlegen sein kann. Darüber hinaus könnte sich die Herstellung als kosteneffizienter erweisen, da die Adaption des Herstellungsprozesses zur Fertigung verschiedener modenselektiver Koppler-Strukturen zur Kopplung zwischen verschiedenen Modenkanälen nur eine Anpassung der Fasergitterperiode erfordert. Die bisher vorgestellten Konzepte zur gitterunterstützten modenselektiven Richtkopplung basieren jedoch ausschließlich auf planaren Wellenleiterstrukturen. In der Arbeit soll durch einen simulativen und experimentellen Machbarkeitsnachweis die Grundlagen geschaffen werden, den möglichen technologischen Fortschritt, den ein gitterunterstützter modenselektiver Glasfaserkoppler mit sich bringt, für die glasfaser-basierte optische Telekommunikationstechnik sowie für die Entwicklung neuartiger Hochleistungsfasere Laser, basierend auf Vielmodenfasern, nutzbar zu machen. Nachfolgend werden die Arbeitspakete bzw. Forschungsfragen, auf die besonderes Augenmerk gelegt werden soll, im Detail vorgestellt.

Vergleich von Herstellungsverfahren zur Fertigung einer geeigneten Glasfaserkoppler-Struktur

Es sollen zwei potenzielle Herstellungsverfahren zur Fertigung einer asymmetrischen Glasfaserkoppler-Struktur, die dem Anforderungsspektrum eines gitterunterstützten modenselektiven Kopplers gerecht werden ¹, untersucht und qualitativ miteinander

¹Das Anforderungsspektrum an eine geeignete Glasfaserkoppler-Geometrie wird in Kapitel 6 eingeführt.

verglichen werden. Die Zielsetzung in diesem Bereich besteht in der Bestimmung der optimalen Herstellungsmethodik. Die zu untersuchenden Herstellungsverfahren bzw. Kopplerstrukturen sind ein Faseranschliff-Prozess bzw. Glasfaser-Anschliffkoppler und ein (FBT)-Schmelzzug-Prozess bzw. Schmelzkoppler. Die Entwicklung eines geeigneten FBT-Schmelzzug-Prozesses zur Herstellung der asymmetrischen Schmelzkoppler-Geometrie stützt sich auf Simulations-Ergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit erzielt werden sollen sowie auf Vorarbeiten in Kooperation mit dem Laser Zentrum Hannover e.V., wo ebenfalls die Herstellung der Koppler-Strukturen erfolgen soll. Die Entwicklung eines Faseranschliff-Prozesses zur Fertigung eines geeigneten asymmetrischen Glasfaser-Anschliff-Kopplers erfolgt im Rahmen dieser Arbeit.

Erforschung der Fotoempfindlichkeit der verwendeten Vielmoden- und Einmodenfaser

Die Fotoempfindlichkeit der zur Herstellung des gitter-unterstützten modenselektiven Glasfaserkopplers verwendeten VMF (4 Mode Stepindex Fiber, OFS) und der EMF (SM1500(4.2), Fibercore) mit hoher Germanium Dotierung und hoher NA soll durch das UV-induzierte Einschreiben von kurz-periodischen Faser-Bragg-Gittern mit der Phasenmasken-Technik untersucht werden. Durch die Untersuchungen soll der maximale Brechungsindex Kontrast δn , der innerhalb einer Fasergitterperiode erzeugt wird, bestimmt werden. Darüber hinaus soll untersucht werden, inwieweit eine Wasserstoff-Ladung der Glasfasern deren UV-Empfindlichkeit erhöht. Neben einem geringen Faserkernabstand innerhalb der Kopplungszone, ist ein großer Brechungsindex Kontrast δn maßgeblich entscheidend zur Erzielung hoher Kopplungsfaktoren.

Herstellung von UV-induzierten lang-periodischen Fasergittern

Die Fasergitter zur modenselektiven Richtkopplung sind äquivalent zu lang-periodischen Fasergittern (LPGs) zur Kopplung zwischen der Faserkernmode und verschiedenen Mantelmoden. Im Rahmen dieser Forschungsfrage soll zunächst ein Belichter-Aufbau zur Herstellung von UV-induzierten LPGs, in EMF mit hoher NA ($> 0,2$), mit Hilfe der Amplitudenmasken-Technik entwickelt werden. Anschließend sollen mit diesem Aufbau erstmalig UV-induzierte LPGs in die SM1500(4.2) EMF (NA = 0,3) eingeschrieben und die optimalen Belichtungsparameter evaluiert werden.

Simulation zur Bestimmung und Optimierung der Fasergitterkonstanten zur modenselektiven Kopplung

Basierend auf den experimentell realisierbaren Koppler-Strukturen und unter Berücksichtigung der Faserparameter der verwendeten VMF und EMF sowie den Ergebnissen der Fasergittergitter-Belichtungen soll ein neues Simulationsmodell entwickelt wer-

den. Mit Hilfe dieses Modells, adaptiert an die experimentelle Koppler-Struktur und Fasergitter, soll zunächst ein simulativer Machbarkeitsnachweis einer gitterunterstützten, modenselektiven Kopplung erbracht werden. Darauf aufbauend sollen die Fasergitterkonstanten, insbesondere der Gitterperioden, unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten Variationsbandbreiten optimiert werden.

Entwicklung eines optischen Messaufbaus zur Charakterisierung modenselektiver Koppler

Zur Charakterisierung der gitterunterstützten modenselektiven Glasfaserkoppler soll ein optischer Aufbau entwickelt werden, der eine, idealerweise automatisierte, Charakterisierung der wichtigsten Kennzahlen² eines modenselektiven Kopplers ermöglicht.

Einschreiben lang-periodischer Fasergittern in die Koppler-Strukturen

Auf Grundlage der Ergebnisse aus den Belichtungsversuchen und Simulationen sollen die lang-periodischen Fasergitter in die Koppler-Struktur geschrieben werden. Dazu soll der Belichter-Aufbau zur Herstellung von LPGs entsprechend modifiziert bzw. weiter entwickelt werden.

Charakterisierung der gitterunterstützten modenselektiven Koppler

Abschließend sollen die gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler durch den entwickelten, messtechnischen, optischen Aufbau charakterisiert werden. Da die filigranen Koppler-Strukturen durch ein Packaging gegenüber äußeren Einflüssen, wie z.B. mechanischen Belastungen, stabilisiert werden müssen, ohne dass das Packaging dabei die optischen Eigenschaften nachteilig verändert, soll während der Charakterisierung zusätzlich der Einfluss verschiedener Umgebungsbrechzahlen auf das Koppelverhalten der gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopple untersucht werden.

²Grundlegende Charakterisierungsgrößen modenselektiver Kopplern werden in Kapitel 5 vorgestellt.

5 Messtechnik zur Charakterisierung modenselektiver Koppler

Die Charakterisierung eines modenselektiven Glasfaserkopplers ist aufgrund der erweiterten optischen Eigenschaften im Vergleich zu einem klassischen symmetrischen Glasfaserkoppler für die Kopplung zwischen zwei Grundmoden entsprechend aufwendiger. Neben klassischen Charakterisierungsgrößen wie dem Koppelverhältnis, der Einfügedämpfung und der Wellenlängenabhängigkeit des optischen Leistungsaustauschs kommen weitere Charakterisierungsgrößen bezogen auf das modenselektive Koppel- und Dämpfungsverhalten hinzu. Da glasfaser-basiertes MDM noch primär experimentellen Charakter hat und noch keine breite, kommerzielle Anwendung findet, sind weder etablierte Methoden noch Messsysteme zur umfangreichen Charakterisierung von modenselektiven Glasfaserkopplern kommerziell verfügbar. Wie in Kapitel 4 aufgeführt, war es eine Aufgabe der vorliegenden Arbeit, einen geeigneten Messaufbau zur Charakterisierung modenselektiver Koppler zu entwickeln. In diesem Kapitel soll unter Abschnitt 5.1 zunächst auf die wesentlichen physikalischen Messgrößen eingegangen werden. Anschließend wird der entwickelte Messaufbau und dessen Kalibration sowie die Methodik der Charakterisierung von gitterunterstützten modenselektiven Kopplern in den Abschnitten 5.2 und 5.2.2 vorgestellt.

5.1 Wesentliche physikalische Messgrößen

Es sollen nachfolgend die wichtigsten physikalischen Messgrößen zur Charakterisierung von modenselektiven 2x2-Glasfaserkopplern, wie in Abbildung 5.1 gezeigt, eingeführt werden. Alle charakteristischen Dämpfungen werden typischerweise in Dezibel angegeben.

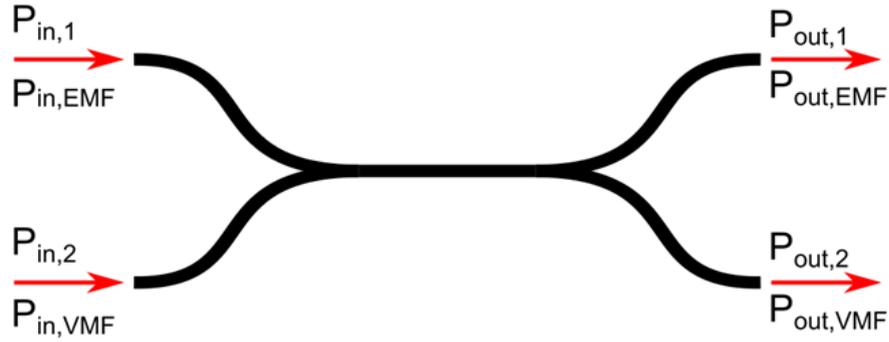


Abbildung 5.1: Schema eines symmetrischen Glasfaserkopplers mit jeweils zwei gleichen Eingängen und Ausgängen mit den Eingangs- und Ausgangsleistungen P_{in} und P_{out} oder eines asymmetrischen modenselektiven 2x2-Glasfaserkopplers aus jeweils einem EMF und VMF Eingang bzw. Ausgang mit den Eingangsleistungen $P_{EMF,in}$ und $P_{VMF,in}$ und den Ausgangsleistungen $P_{EMF,out}$ und $P_{VMF,out}$.

Koppelverhältnis

Das Koppelverhältnis eines 2x2-Glasfaserkopplers beschreibt das Verhältnis der optischen Leistung der Kopplerausgänge ($P_{out,1}$, $P_{out,2}$), zur gesamten Ausgangsleistung beider Ausgänge als Funktion der Wellenlänge und wird für gewöhnlich in Prozent angegeben [66]:

$$\text{Koppelverhältnis [\%]} = \frac{P_{out,n}(\lambda)}{P_{out,1}(\lambda) + P_{out,2}(\lambda)} \cdot 100 \quad \text{mit } n = 1,2 \quad (5.1)$$

Einfügedämpfung

Die Einfügedämpfung beschreibt das vollständige Dämpfungsverhalten des Kopplers, beschrieben durch das Verhältnis der absoluten Eingangsleistung $P_{in,abs}$ zur totalen Ausgangsleistung $P_{out,1} + P_{out,2}$. Für den Fall, dass $P_{in,abs} = P_{in,1}$ entspricht, gilt für die Einfügedämpfung [66]:

$$\text{Einfügedämpfung [dB]} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{in,1}(\lambda)}{P_{out,1}(\lambda) + P_{out,2}(\lambda)} \right) \quad (5.2)$$

Polarisationsabhängige Dämpfung

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, verfügt jede LP-Mode über zwei voneinander unabhängige und senkrecht zueinander stehende Polarisationszustände (transversal elektrisch (TE)) und transversal magnetisch (TM)). Bei Abweichungen von der kreisrunden Faserkern-Querschnittsgeometrie kommt es zu einem abweichenden Kopplungsverhalten zwischen beiden Polarisationszuständen. Durch die polarisati-

onsabhängige Dämpfung [engl.: polarisation depending loss] (PDL) soll die Abnahme der maximal gekoppelten Ausgangsleistung $P_{out,max}$ die entweder bei dem Polarisationszustand TE oder TM bei der entsprechenden Resonanzwellenlänge vorliegen kann, gegenüber dem jeweils anderen Polarisationszustand (bei konstanter Wellenlänge), welcher wiederum der minimalen gekoppelten Ausgangsleistung $P_{out,min}$ entspricht, beschrieben werden. Die polarisationsabhängige Dämpfung wird für gewöhnlich in Dezibel angegeben und kann wie folgt berechnet werden [66]:

$$\text{PDL [dB]} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{out,max}(\lambda)}{P_{out,min}(\lambda)} \right) \quad (5.3)$$

Neben dem Koppelverhältnis, der Einfügedämpfung und der polarisationsabhängigen Dämpfung sollte bei modenselektiven 2x2-Glasfaserkopplern die moden-abhängige Dämpfung sowie das Modenübersprechen charakterisiert werden.

Modenabhängige Dämpfung

Unter der moden-abhängigen Dämpfung eines modenselektiven 2x2-Glasfaserkopplers versteht man die Dämpfung, die bei der Kopplung zwischen der LP_{01} -Mode der EMF und einer beliebigen Mode der VMF auftritt. Wenn der Leistungsinput durch die $LP_{m,n}$ -Mode am VMF-Eingang des modenselektiven 2x2-Glasfaserkopplers erfolgt, wird die modenabhängige Dämpfung aus dem Verhältnis der Leistung der $LP_{m,n}$ -Mode des Koppler-Inputs der VMF ($P_{in,VMF}(LP_{m,n})$) und der relativen gekoppelten Leistung in die LP_{01} -Mode am Koppler-Output der EMF ($P_{out,EMF}(LP_{01})$). Dabei muss das Koppelverhältnis zwischen beiden Moden ($LP_{m,n} \rightarrow LP_{01}$) berücksichtigt werden. Somit folgt für die moden-abhängige Dämpfung:

$$\text{Dämpfung}_{mode} \text{ [dB]} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{in,VMF}(LP_{m,n})}{P_{out,EMF}(LP_{01}) \cdot \frac{100}{\text{Koppelverhältnis}}} \right) \quad (5.4)$$

Die Bestimmung der modenabhängigen Dämpfung setzt also die Kenntnis des Kopplungsverhältnisses zwischen der EMF-Mode und der jeweiligen VMF-Mode voraus.

Modenübersprechen

Wenn Leistung von der EMF selektiv in die Ziel-Mode LP_z der VMF gekoppelt werden soll, wird durch das Modenübersprechen das Verhältnis an Leistung beschrieben, welches nicht selektiv in andere LP-Moden der VMF gekoppelt wird. Das Modenübersprechen wird ebenfalls in Dezibel angegeben und aus dem Verhältnis der Leistung der VMF-Moden $\neq LP_z$ zu der Leistung der LP_z -Mode berechnet. Das partielle Modenübersprechen von der LP_z -Mode zu einer bestimmten VMF-Mode $LP_{m,n}$ ergibt sich wie folgt:

$$\text{Modenübersprechen (LP}_{01} \rightarrow \text{LP}_{m,n}) [\text{dB}] = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P(\text{LP}_{m,n})}{P(\text{LP}_z)} \right) \quad (5.5)$$

Das vollständige Modenübersprechen ergibt sich entsprechend aus dem Verhältnis der Summe der Leistungen aller nicht, gezielt selektiv angeregten VMF-Moden zur Leistung der LP_z -Mode:

$$\text{Modenübersprechen (LP}_{01} \rightarrow \sum \text{LP}_{m,n}) [\text{dB}] = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\sum P(\text{LP}_{m,n} \neq \text{LP}_z)}{P(\text{LP}_z)} \right) \quad (5.6)$$

Im folgenden Abschnitt 5.2 wird der entwickelte Charakterisierungsaufbau vorgestellt, welcher eine halb-automatisierte Bestimmung der vorgestellten Messgrößen für modenselektive Glasfaserkoppler ermöglicht.

5.2 Entwicklung eines optischen Aufbaus zur Charakterisierung

Für die Charakterisierung der in Kapitel 7 vorgestellten, gitterunterstützten modenselektiven 2x2-Glasfaserkoppler wurde der in Abbildung 5.3 schematisch dargestellte Charakterisierungsaufbau entwickelt.

Zur Bestimmung grundlegender Messgrößen, wie dem wellenlängen-abhängigem Koppelverhältnis, sowie der Einfügedämpfung, benötigt man aus messtechnischer Sicht im Wesentlichen einen durchstimmbaren Laser, der Leistung an einem der Kopplereingänge einspeist sowie zwei Detektoren in Form von Fotodioden, welche die transmittierten Leistungen an beiden Kopplerausgängen detektieren. Aus signalverarbeitender Sicht wird dazu noch eine einfache Software, welche die Charakterisierungsgrößen aus den Messwerten berechnet, benötigt. Zur Bestimmung des Modenübersprechens sowie der moden-abhängigen Dämpfung müssen Modenfeld-Verteilungen an den VMF-Kopplereingängen selektiv angeregt werden. Das selektive Anregen von Modenfeld-Verteilungen in Glasfasern stellt die größte Herausforderung bei der Entwicklung des Charakterisierungsaufbaus dar. Zur Realisierung einer selektiven Modenanregung wurde ein räumlicher Lichtmodulator (SLM), welcher als „digitale Phasenmaske“ fungiert, verwendet.

Bevor der entwickelte Charakterisierungsaufbau in Abschnitt 5.2 gezeigt wird, wird im Abschnitt 5.2.1 zunächst die physikalischen Grundlagen zur Anregung von Modenfeld-Verteilungen durch Phasenmasken eingegangen.

5.2.1 Anregung von Modenfeldverteilungen durch Phasenmasken

Bei SLMs handelt es sich um elektronisch ansteuerbare digitale Phasenmasken, die in diskreten Flächenintervallen die Phase und / oder die Amplitude des einfallenden Lichtes variieren können. Die Modenfeld-Anregung am Eingang einer VMF durch SLMs basiert auf dem Prinzip eines 4f-Korrelators, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, welcher die Fourier transformierenden Eigenschaften von Linsen ausnutzt. Wie in der Abbildung gezeigt, wird durch eine erste Linse, welche eine Fokusslänge von der EMF entfernt platziert ist, das aus der EMF ausgekoppelte Licht, kollimiert. Die auf diese Weise in zwei Dimensionen Fouriertransformierte elektromagnetische Feldverteilung erscheint in der Fourier-Ebene lokalisiert im gegenüberliegenden Brennpunkt der ersten Linse (Abstand f). In der Fourier-Ebene wird dann durch die Phasenmaske bzw. den SLM die Phase des Lichtes in der x,y -Ebene, senkrecht zur Propagationsrichtung des Lichtes (z -Richtung), moduliert. Durch die zweite Linse, welche über die gleiche Brennweite wie die erste Linse verfügt, wird die, durch den SLM modulierte, elektromagnetische Feldverteilung, auf die Stirnfläche des SLM-Kerns fokussiert. Hierdurch kommt es zur zweidimensionalen inversen Fourier-Transformation der modulierten elektromagnetischen Feldverteilung.

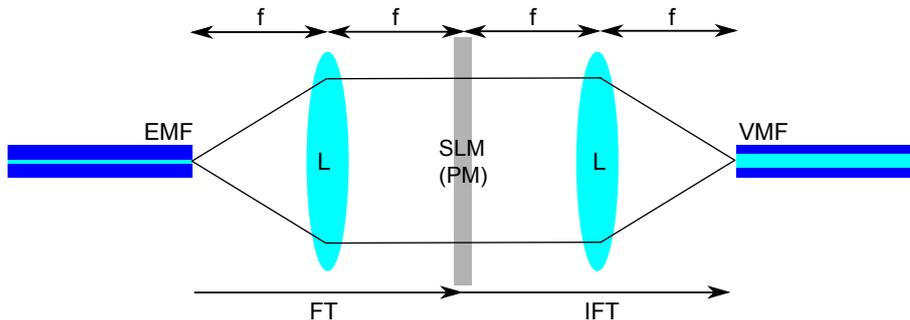


Abbildung 5.2: Schema des im Rahmen dieser Arbeit genutzten 4f-Korrelators zur Modulation von elektromagnetischen Feldverteilungen durch optische Fourier-Transformation. Der 4f-Korrelator besteht aus 2 Linsen (L) in deren Mitte eine Phasenmaske (PM) in Form eines räumlichen Lichtmodulators (SLM) platziert ist. Der Abstand Stirnfläche - EMF - L - PM - L - Stirnfläche VMF beträgt jeweils eine Fokusslänge (f). Schema nachempfunden [39].

Durch die am Eingang der VMF auftreffende elektromagnetische Feldverteilung wird entsprechend der Phasenmaske die gewünschte LP-Modenfeldverteilung im Kern der VMF erzeugt. Die Methodik zur Generierung der erforderlichen Phasenmasken zur Anregung von verschiedenen Modenfeldverteilungen durch den SLM wurde aus

[67] bezogen. Nachfolgend wird der Charakterisierungs-Aufbau mit der Umsetzung und Integration eines 4f-Korrelators mit elektronisch ansteuerbaren, veränderlichen digitalen Phasenmasken vorgestellt.

5.2.2 Charakterisierungs-Aufbau

In Abbildung 5.3 ist der optische Charakterisierungs-Aufbau gezeigt¹. Nachfolgend werden die Funktionsweise des Aufbaus erklärt und die eingesetzten Optiken und Geräte benannt.

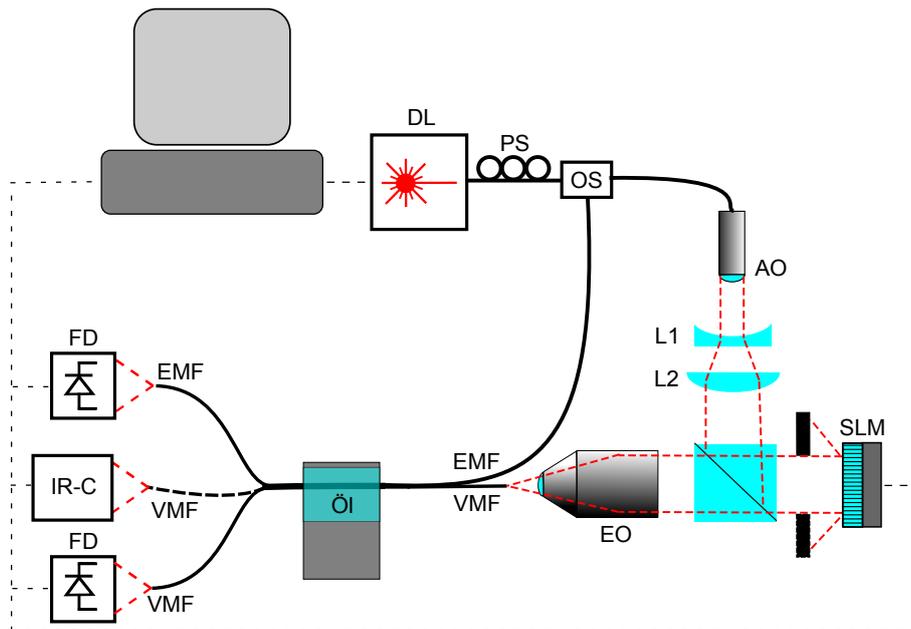


Abbildung 5.3: Optischer, messtechnischer Aufbau zur Charakterisierung von modenselektiven Koppler-Strukturen (DL: durchstimmbare Laser, PS: Polarisationssteller, OS: optischer Stecker, VMF: Vielmodenfaser, EMF: Einmodenfaser, AO: Auskoppeloptik, L: Linse, SLM: räumlicher Lichtmodulator, EO: Objektiv zum Einkoppeln, FD: Fotodiode, IR-C: Infrarot Kamera).

Als Lichtquelle wird ein leistungs- und wellenlängen-durchstimmbare Laser (DL, New Focus, Tunable Laser TLB-6600) verwendet, dessen Polarisation durch einen Polsteller kontrolliert bzw. verändert werden kann. Durch optische Steckverbindungen kann zwischen dem EMF- und VMF-Eingang des Kopplers zum Leistungsinput umgeschaltet werden. Zur Charakterisierung des wellenlängen-abhängigen

¹Eine Fotografie des Charakterisierungs-Aufbaus sowie der Benutzeroberfläche sind im Anhang in den Abbildungen C.1 und C.2 gezeigt.

Koppelverhältnisses und der Einfügedämpfung wird der EMF-Eingang des zu charakterisierenden Kopplers als Leistungsinput gewählt. In diesem Fall wird die Leistung fasergekoppelt durch FC/PC-Steckverbindungen (Thorlabs) eingekoppelt. Beide Ausgänge des Kopplers sind ebenfalls über FC/PC-Stecker mit den Detektoren, in Form von Fotodioden (FD, PDA10CS(-EC) InGaAs Switchable Gain Detector, Thorlabs) verbunden. Die Spannungssignale der Fotodioden werden durch einen AD-Wandler (ME-RedLab, Mailhaus Electronic) digitalisiert. Das Modenbild am Ausgang der VMF kann zudem durch eine IR-CCD-Kamera (IR-C, Point Grey, CMLN-13S2M-CS) aufgenommen werden. Hierzu lässt sich der VMF-Ausgang über einen FC/PC-Stecker an die IR-C anschließen. Zur Charakterisierung des Modenübersprechens und der modenabhängigen Dämpfung muss der VMF-Eingang des Kopplers als Leistungsinput gewählt werden. Hier wird das Licht nicht fasergekoppelt in den zu charakterisierenden Koppler eingekoppelt. Stattdessen wird das Licht des durchstimmbaren Lasers durch eine Auskoppeloptik ausgekoppelt und durch einen 4f-Korrelator, wie unter 5.2.1 erklärt, moduliert, um verschiedene Modenfeld-Verteilungen am Eingang der VMF zu generieren. Dazu wird die ausgekoppelte elektromagnetische Feld-Verteilung zunächst durch die Linse L1 aufgeweitet und anschließend durch die Linse L2 kollimiert (2D-Fourier-Transformation der elektromagnetischen Feld-Verteilung), durch einen Strahlteiler wird das kollimierte Lichtbündel dann um 90° abgelenkt und auf den SLM (Holoeye, PLUTO TELCO - 013 Phase Only Modulator) projiziert. Das phasenmodulierte Lichtbündel wird anschließend reflektiert und transmittiert den Strahlteiler ohne Richtungsablenkung. Anschließend wird das Lichtbündel durch ein Objektiv (EO, Olympus U Plan FLN, NA = 0,13, f = 26,5 mm) auf die Stirnfläche des Kerns der VMF fokussiert (inverse 2D-Fourier-Transformation der elektromagnetischen Feld-Verteilung) und so in den Kern der VMF eingekoppelt.

Anders, als der in Abbildung 5.2 gezeigte 4f-Korrelator, bei dem die Phasenmaske vom Lichtbündel transmittiert wird, wird bei dem in dieser Arbeit entwickelten 4f-Korrelator eine in Reflektion arbeitende, digitale Phasenmaske, verwendet. Abhängig von der Phasenmaske, die durch den SLM abgebildet wird, können so beliebige Modenfeld-Verteilungen angeregt werden. Weiterhin können die Phasenmasken rotiert werden, wodurch ebenfalls das LP-Modenfeld in der VMF rotiert wird. So kann die optimale räumliche Orientierung in der x,y-Ebene des Modenfeldes zur Kopplung in den benachbarten Faserkern der EMF gefunden werden.

In Abbildung 5.4 sind beispielhaft verschiedene Modenfeld-Verteilungen gezeigt, welche mit dem entwickeltem Charakterisierungs-Aufbau angeregt werden können. Die gezeigten, experimentellen Modenfeld-Verteilungen sind Aufnahmen der Infrarot-Kamera hinter dem Objektiv EO. Ebenfalls sind in Abbildung 5.4 die binären Phasenmasken gezeigt, die zur selektiven Modenfeld-Anregungen durch den SLM

genutzt werden.

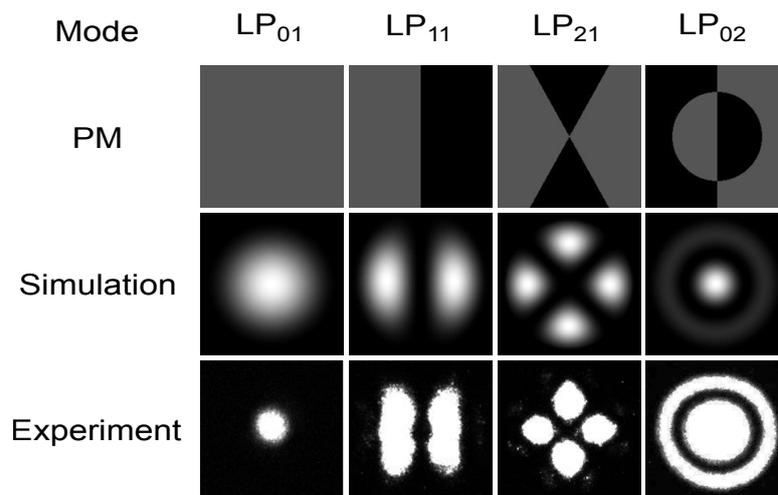


Abbildung 5.4: In der oberen Zeile sind die Phasenmasken (PM) die durch den SLM zur Anregung der LP-Moden benutzt wurden am Beispiel von vier Modenfeld-Verteilungen gezeigt. In der mittleren Zeile sind die korrespondierenden, simulierten Modenfeld-Verteilungen gezeigt. In der unteren Zeile sind die, hinter dem Objektiv (EO) aufgenommenen, Modenfeld-Verteilungen gezeigt.

In Abbildung 5.5 ist beispielhaft das nach der Propagation durch die VMF aufgenommene Modenfeld gezeigt, nachdem am Eingang der VMF die LP₂₁-Mode angeregt wurde.

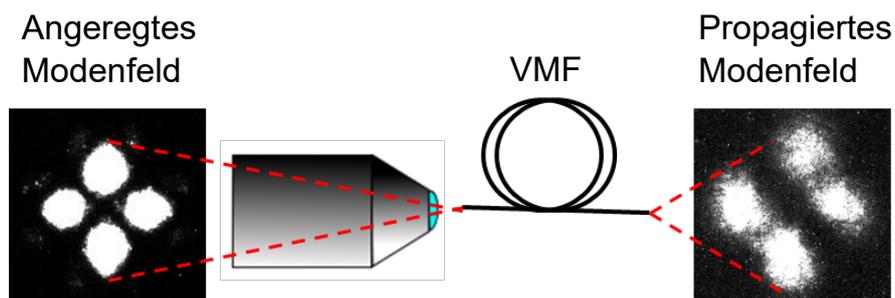


Abbildung 5.5: Mit dem optischen Aufbau zur Charakterisierung von modenselektiven Glasfaserkopplern angeregte LP₂₁-Modenfeld-Verteilung hinter dem SLM und vor Einkoppeln in den VMF-Kern (links) und nach Propagation durch den VMF-Kern am Ausgang der VMF aufgenommene Modenfeld-Verteilung (rechts).

Um die Kopplungseigenschaften des modenselektiven 2x2-Glasfaserkopplers in Abhängigkeit verschiedener Umgebungsbrechungsindizes n_U charakterisieren zu können, ist in den Aufbau eine Vorrichtung bestehend aus einem variabel positionierbaren Objektträger aus Glas integriert, welcher mit Ölen verschiedener Brechungsindizes (Refractive Index Liquids, Cargille Labs, Inc.) benetzt werden kann. Durch Verfahren des Objektträgers kann der modenselektive 2x2-Glasfaserkoppler in das Öl eingetaucht und wieder aus dem Öl entnommen werden. Die Ansteuerung des durchstimmbaren Lasers sowie das Auslesen der Fotodioden erfolgt durch ein LabView-Programm. Die Auswertung und Darstellung der Messdaten wird über Matlab-Programme realisiert.

Kalibration des Charakterisierungsaufbaus

Aus den, durch den AD-Wandler diskretisierten Spannungswerten, die an den Fotodioden abfallen, lässt sich durch folgende Gleichung die optische Leistung P_{PD} berechnen, welche von den Fotodioden absorbiert wird [68]:

$$P_{in,PD} = V_{out,PD} \cdot \frac{R_L + R_S}{R_L \mathcal{R}(\lambda) G} \quad (5.7)$$

Hierbei stellen R_L und R_S den Lastwiderstand (100Ω) und Serienwiderstand (50Ω) dar, die in ihrem Zusammenwirken einen Spannungsteiler bilden. Weiterhin ist die Höhe des Spannungssignals von der, am Detektor eingestellten, Verstärkung G sowie von der wellenlängen-abhängigen Empfindlichkeit $\mathcal{R}(\lambda)$ der Fotodiode abhängig. Die Kalibration der wellenlängen-abhängigen Empfindlichkeit der Fotodioden wird auf Basis der in Abbildung 5.6 gezeigten Gerätefunktions-Kurve für die verwendeten Fotodiode vorgenommen.

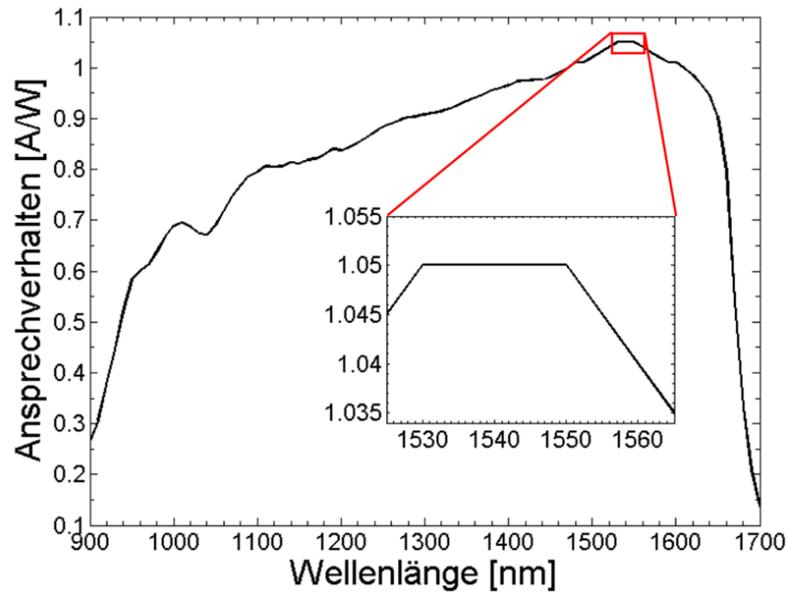


Abbildung 5.6: Wellenlängen-abhängiges Ansprechverhalten der Fotodiode PDA10CS(-EC) InGaAs Switchable Gain Detector von Thorlabs. Der für die Charakterisierung der modenselektiven 2x2-Glasfaserkoppler relevante Funktionsbereich, ist durch den roten Rahmen gekennzeichnet. Die Rohdaten des hier gezeigten Ansprechverhaltens wurden direkt von der Firma Thorlabs bezogen [68].

Für die vorliegende Arbeit ist nur der rot umrahmte Wellenlängenbereich zwischen 1525 nm bis 1565 nm relevant. Die wellenlängen-abhängigen Korrekturfaktoren sind in einer Kennlinie softwareseitig hinterlegt und werden mit der gemessenen $V_{out,PD}(\lambda)$ automatisch multipliziert. Die Kalibration von $\mathcal{R}(\lambda)$ ist für die Bestimmung der Absolutwerte der detektierten Leistungen relevant. Aufgrund leichter herstellungsbedingter Abweichungen der elektrischen Widerstände und Germanium-Dotierungen beider Fotodioden unterscheiden sich ebenfalls die Ansprechverhalten bei gleicher Wellenlänge und Leistung der verbauten Fotodioden relativ zueinander. Dadurch wird das gemessene Koppelverhältnis verzerrt. Damit die verbauten Fotodioden bei gleicher Leistung und Wellenlänge konstante Messwerte liefern, werden beide Fotodioden mit Hilfe des durchstimmbaren Lasers relativ zueinander kalibriert. Die ermittelten Korrekturfaktoren sind ebenfalls softwareseitig hinterlegt und werden mit den Spannungswerten der jeweiligen Fotodiode multipliziert. In Abbildung 5.7 ist beispielhaft ein, mit dem kalibrierten Charakterisierungs-Aufbau gemessenes, Koppelverhältnis eines kommerziellen 50-50-Kopplers gezeigt. Die periodische Modulation des Leistungsaustauschs ist durch Resonanz-Effekte bei der Kopplung, folglich Gleichung 2.9, zu erklären.

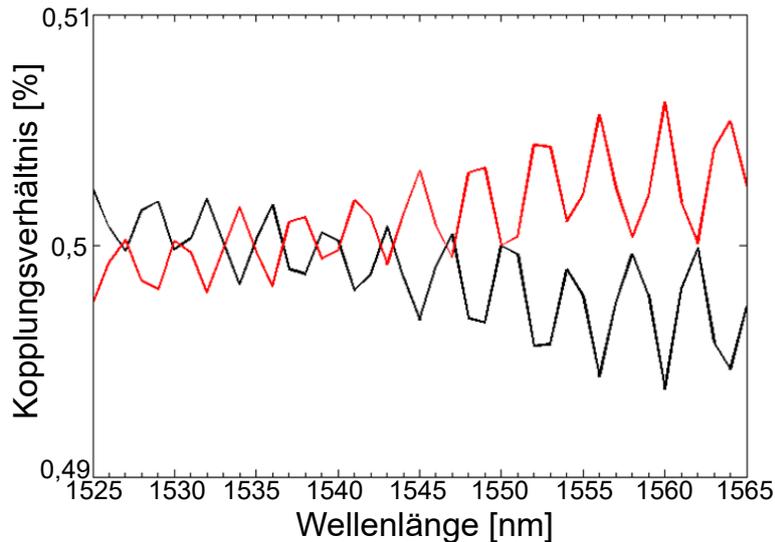


Abbildung 5.7: Koppelverhältnis eines kommerziellen 50-50-Kopplers bei der Wellenlänge $\lambda = 1550$ nm, gemessen mit dem entwickelten, kalibrierten optischen Aufbau zur Charakterisierung von optischen Kopplern.

5.2.3 Methodik der Charakterisierung

Nachfolgend wird die Methodik der Charakterisierung von modenselektiven 2x2 - Glasfaserkopplern mit dem entwickelten Charakterisierungsaufbau vorgestellt.

Zur Bestimmung des Koppelverhaltens wird der EMF-Eingang des Kopplers als Leistungs-Input gewählt und die Leistungen am EMF- und VMF-Ausgang des Kopplers gemessen, während der durchstimmbare Laser den im LabView-Programm einstellbaren Spektralbereich durchstimmt. Das Koppelverhältnis wird anschließend durch Gleichung 5.1 aus den gemessenen Werten berechnet.

Die Einfügedämpfung kann aus den gemessenen Leistungen beider Koppler-Ausgänge, ausgehend von der am durchstimmbaren Laser eingestellten Inputleistung, durch Gleichung 5.2 berechnet werden.

Zur Bestimmung der Polarisationsabhängigkeit wird ebenfalls der EMF-Eingang als Leistungsinput gewählt und die gekoppelte Leistung am VMF-Ausgang gemessen. Durch Verstellen der Polarisation durch manuelles Verstellen des Polstellers müssen die Polarisationszustände gefunden werden, bei denen der maximaler Leistungsaustausch P_{max} und der minimale Leistungsaustausch P_{min} bei der Resonanzwellenlänge λ_R (P_{max}) von der EMF-Mode in die jeweilige Mode der VMF stattfindet. Aus den ermittelten Leistungen wird anschließend durch Gleichung 5.3 die polarisationsabhängige Dämpfung berechnet.

Zur Evaluierung der Modenselektivität bzw. zur Identifizierung der modenselektiven

Kopplung wird ebenfalls der EMF-Eingang des Kopplers als Leistungs-Input gewählt, der VMF-Ausgang mit der IR-Kamera verbunden und die Modenfeld-Verteilung für jede Wellenlänge aufgenommen. Die Identifizierung der Modenfelder erfolgt visuell durch Begutachtung der aufgenommenen Modenfeld-Verteilungen.

Zur Bestimmung der moden-abhängigen Dämpfung sowie des Modenübersprechens wird jeweils der VMF-Eingang als Leistungsinput gewählt. Die moden-abhängige Dämpfung kann ermittelt werden, indem das zu evaluierende Modenfeld am VMF-Eingang angeregt wird und die übergekoppelte Leistung an beiden Ausgängen $P_{out,VMF}$ und $P_{out,EMF}$ detektiert werden. Aus den gemessenen Leistungen kann dann durch Gleichung 5.4 die moden-abhängige Dämpfung berechnet werden. Eine Modenkopplung ohne Dämpfungsverluste würde bedeuten, dass die Leistung der evaluierten VMF-Mode vollständig in die EMF-Mode gekoppelt wurde.

Zur Bestimmung des Modenübersprechens werden am VMF-Eingang alle ausbreitungsfähigen Moden, welche nicht der Ziel-Mode entsprechen bei der Resonanzwellenlänge der Ziel-Mode angeregt und die in die EMF gekoppelten Leistungen der angeregten Moden am EMF-Ausgang gemessen. Aus den gemessenen Leistungen am EMF-Ausgang kann durch die Gleichungen 5.5 und 5.6 das partielle und das vollständige Modenübersprechen bestimmt werden. Zu berücksichtigen ist, dass durch die Modulation des Lichtes durch den 4f-Korrelator hohe Leistungsverluste entstehen. Die Verluste werden insbesondere durch die Einkopplung des Lichtes in die Faser durch das Objektiv EO (s. Abbildung 5.3) sowie durch den Strahlteiler hervorgerufen. Weiterhin stellen auch jede weitere im Strahlengang befindliche Linse sowie der SLM Absorber dar. Eine zuverlässige Charakterisierung der moden-abhängigen Dämpfung und des Modenübersprechens setzt daher hohe Kopplungsfaktoren bzw. hohe Ausgangsleistungen des Lasers voraus, damit ausreichend viel Leistung in die EMF gekoppelt werden kann, so dass sich ein gutes Signal zu Rausch-Verhältnis einstellt. Die Höhe der Laser-Ausgangsleistung wird jedoch durch die Zerstörschwelle des SLMs limitiert.

6 Fasergitter

Bei einem Fasergitter handelt es sich um eine periodische Modulation des Brechungsindex n im Kern einer Glasfaser. Die Modulation des Brechungsindex wird überwiegend durch periodische Absorption von UV-Strahlung eines fotoempfindlichen Glasfaserkerns erzielt. Eine hohe Fotoempfindlichkeit von Glasfaserkernen kann durch Dotierung des Glasfaserkerns mit Germanium (Ge) erzielt werden. Die periodische Störung des Brechungsindex führt zu einer resonanten Kopplung der Kernmode, entweder in eine andere Kernmode oder in eine Mantelmode. Breite Anwendung finden Fasergitter in der optischen Kommunikationstechnik, der optischen Sensorik [69] sowie bei der Entwicklung von Faserlaserresonatoren [70]. Bei Fasergittern wird zwischen dem kurzperiodischen Faser-Bragg-Gitter (FBG) und dem lang-periodischen Fasergitter (LPG) unterschieden. Abhängig von der Fasergitterperiode Λ kann die resonante Kopplung der Kernmode in eine in Vorwärtsrichtung propagierende Mantelmode (LPG) oder in eine in Rückwärtsrichtung propagierende Kernmode (FBG) erfolgen. Mathematisch können FBGs und LPGs durch die Theorie der gekoppelten Moden beschrieben werden. Beide Fasergitter-Typen sind für die vorliegende Arbeit von Bedeutung.

Die Fasergitter, die zur Modenkopplung des, in Kapitel 7 vorgestellten, gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler nötig sind, sind hinsichtlich des Herstellungsprozesses und der Periodenlänge des Fasergitters mit LPGs zur Mantelmodenkopplung vergleichbar. Die Fasergitter werden im gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler in den Kern der fotoempfindlichen EMF SM1500(4.2) (Fibercore), welche über eine hohe numerische Apertur $NA = 0,3$ verfügt, eingeschrieben. In der Literatur ist derzeit noch kein Verfahren zum UV-induzierten Einschreiben von LPGs in fotoempfindliche Fasern mit vergleichbar hoher NA beschrieben. Aus diesem Grund muss zunächst ein neuartiges Verfahren, welches auf der Amplitudenmasken-Methode und einer geometrischen Modulation der SM1500 EMF durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess beruht, entwickelt werden. Das entwickelte Verfahren [71] wird in Abschnitt 6.3 vorgestellt. Vorher wird die Methodik sowie die Ergebnisse aus Simulation und Experiment zur Untersuchung der Fotoempfindlichkeit der SM1500-EMF durch FBGs in Abschnitt 6.2 vorgestellt. Nachfolgend wird in Abschnitt 6.1 zunächst auf die Theorie der UV-induzierten Brechzahländerung von

Ge-dotierten Glasfasern eingegangen.

6.1 Fotosensitivität von Glasfasern

Germaniumdotierte Glasfaserkerne reagieren bei Belichtung mit UV-Strahlung fotosensitiv, wodurch es zu einer permanenten Modulation des Brechungsindex im Faserkern kommt [72, 73]. Hervorgerufen wird diese Brechungsindexmodulation durch Veränderungen der Molekülbindungen und der Glasmatrix selbst beim Absorbieren von hochenergetischer Strahlung mit einer Wellenlänge nahe des Absorptionsbandes von Ge-dotiertem Quarzglas ($\lambda = 242 \text{ nm}$) [74, 75]. Geeignete Laser für die Herstellung UV-induzierter Fasergitter sind z.B. KrF-Excimer Laser ($\lambda = 248 \text{ nm}$) oder frequenzverdoppelte Argon-Ionenlaser ($\lambda = 242 \text{ nm}$). Da reines Siliziumdioxid (SiO_2) bei einer Wellenlänge $\lambda = 242 \text{ nm}$ nur eine geringe Absorption aufweist, bleibt der Fasermantel annähernd unbeeinflusst von der UV-Belichtung [76].

Während der UV-Belichtung laufen im Ge-dotierten Faserkern, abhängig von der deponierten Energiedosis und der Intensität der UV-Belichtung sowie von der Ge-Konzentration, verschiedene physikalische Prozesse ab. Die verschiedenen Prozesse unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Dynamik und der Ausprägung und Art der Brechungsindex-Modulation (ansteigende oder abfallende Brechungsindex-Modulation). Je nachdem, welcher Prozess dominiert, wird das Fasergitter entsprechend dieses Prozesses deklariert. Die meisten FBGs werden als Typ-I-Gitter mit einer leichten Modulation des Brechungsindexkontrastes innerhalb einer Gitterperiode $\delta n = 10^{-5}$ bis $\delta n = 10^{-4}$ durch moderate UV-Exposition hergestellt. Die Modulation des Brechungsindexkontrastes resultiert beim Typ-I-Gitter aus einem Anstieg des Brechungsindex in den belichteten Bereichen, hervorgerufen durch Elektronendefekte, und steigt mit zunehmender deponierter Energiedosis steil an [76].

Wird eine gewisse Energiedosis überschritten und findet die Energiedeponierung bei hohen Intensitäten statt, kann das Typ-I-Gitter bei Glasfasern mit hoher Ge-Dotierung ($\geq 20 \text{ mol \% GeO}_2$) in ein Typ-IIA-Gitter übergehen [77]. Während dieser Transformation kommt es zu einem vorübergehenden Absinken des Brechzahlkontrasts durch eine teilweise Auslöschung des Typ-I-Gitters, bevor δn wieder ansteigt. Dieser Anstieg findet deutlich langsamer statt als beim Typ-I-Gitter, kann aber den maximal erzielten Brechzahlkontrast des Typ-I-Gitters deutlich übersteigen. Die negativ verlaufende Modulation des Brechungsindex in den belichteten Bereichen im Typ-IIA-Gitter resultiert aus einer teilweisen Zerstörung der Glasstruktur durch induzierte mechanische Spannungen im Faserkern.

Die Erzeugung von einem Typ-II-Gitter setzt nochmals deutlich höhere Energiedosen und Intensitäten als beim Typ-IIA-Gitter voraus, wodurch der Einsatz von

fs-gepulsten Lasern nötig wird. Bei Typ-II-Gittern wird die Glasstruktur neben der Indizierung von Spannungen durch Mikrorisse im Faserkern sowohl an der Kern-Mantel-Grenzfläche als auch bei der Plasmabildung im Faserkern gestört, wodurch Brechzahlkontraste bis $\delta n = 10^{-2}$ erzeugt werden können [78]. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Fasergitter sind auf Typ-I und Typ-IIA-Gitter zurück zu führen. Eine gängige Methode, um die Fotoempfindlichkeit von Glasfasern zu erhöhen, ist die Beladung der Glasfasern mit molekularem Wasserstoff. Dabei werden die Glasfasern über mehrere Tage einer 100 %igen Wasserstoffatmosphäre bei einem Druck von etwa 200 bar ausgesetzt, wodurch der Wasserstoff in das Glasgefüge diffundiert, worauf im Abschnitt 6.2.4 genauer eingegangen wird. Bei Glasfasern mit keiner oder nur geringer Germanium-Dotierung kann die Fotoempfindlichkeit dadurch um das Zehnfache erhöht werden [79]. Bei Fasern mit hoher Ge-Dotierung ist die Erhöhung der Fotoempfindlichkeit weniger stark ausgeprägt. Die Erhöhung der Fotoempfindlichkeit durch H_2 -Laden kann auf die Bildung von Wasserstoff beinhaltender chemischer Gruppen, in erster Linie Hydroxylgruppen (Ge-OH und Si-OH) in der Glasstruktur zurück geführt werden, wodurch die Polarisierbarkeit der Glasfasern erhöht wird [80]. Neben einer Erhöhung des maximal erzielbaren δn zeigt der Belichtungs-Prozess eines Typ-IIA-Gitters in einer H_2 -beladenen Faser (Typ - IIA (H_2)) eine andere Dynamik, verglichen mit einer Faser ohne H_2 -Beladung. In einer stark Ge-dotierten Faser mit einer H_2 -Konzentration von etwa 0,02 mol % erscheint das Typ-IIA(H_2)-Gitter unter gleichen Prozessbedingungen deutlich schneller als das Typ-IIA-Gitter in demselben Fasertyp ohne H_2 -Beladung [81]. Bei einer H_2 - Beladung von Glasfasern ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der Si-OH-Gruppe ebenfalls der Fasermantel über eine signifikante Fotoempfindlichkeit verfügt und die Modulation des Brechungsindex von Typ - IIA (H_2)-Gitters anders als beim Typ-IIA-Gitter nicht irreversibel ist und unter Einwirkung von höheren Temperaturen oder mechanischen Belastungen verändert werden kann bzw. sich zurück bilden kann [82, 83].

6.2 Faser-Bragg-Gitter

Faser-Bragg-Gitter sind Fasergitter mit Gitterperioden Λ im Bereich einiger hundert Nanometer. Hergestellt werden FBGs durch UV-Belichtung von Phasenmasken, wobei das entstehende, periodische Interferenz-Muster hinter der Phasenmaske anschließend transversal auf die Glasfaser fokussiert wird. Durch die Fotosensitivität des Ge-dotierten Glasfaserkerns kommt es dadurch zu einer periodischen Modulation des Brechungsindex im Faserkern [72, 73], hervorgerufen durch die in Abschnitt 6.1 beschriebenen Effekte. Abhängig von der longitudinalen Anordnung (nachfolgend als z-Richtung bezeichnet) der Brechungsindex-Modulation hinsichtlich der Amplitude

der Brechungsindex-Änderung innerhalb einer Gitterperiode δn und der Variation der Gitterperiodenlänge ϕ des Fasergitters kann zwischen einem gechirpten FBG ($\delta n = \text{konstant}$ und $\phi \neq 0$), einem apodisierten FBG ($\delta n \neq \text{konstant}$ und $\phi = 0$) und einem homogenen FBG ($\delta n = 0$ und $\phi = 0$) unterschieden werden. Wenn das Fasergitter in einem Winkel $\neq 90^\circ$ zur z -Richtung in den Faserkern eingeschrieben wurde spricht man von einem verkippten FBG. Für die vorliegende Arbeit sind ausschließlich homogene und leicht apodisierte FBGs ohne Verkipfung relevant. Nachfolgend wird das FBG theoretisch betrachtet.

6.2.1 Theorie und Simulation

Der Zusammenhang zwischen der Fasergitterperiode Λ und der Resonanzwellenlänge λ_R (mittlere Wellenlänge des rückwärts gekoppelten spektralen Bandbereichs, auch als Bragg-Wellenlänge λ_B bezeichnet) für ein homogenes FBG wird für die jeweilige Faser durch die Bragg-Bedingung wie folgt definiert [84]:

$$\lambda_B = (n_{eff,V} + n_{eff,R}) \cdot \Lambda \quad (6.1)$$

Dabei sind $n_{eff,V}$ und $n_{eff,R}$ die effektiven Brechungsindizes der vorwärts und rückwärts laufenden Kernmode. Für EMFs gilt immer $n_{eff,V} = n_{eff,R}$, wodurch sich die Bragg-Gleichung zu [84]:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (6.2)$$

vereinfacht. Wie aus Gleichung 6.2 zu entnehmen ist, wird λ_B (bzw. ein schmaler Spektralbereich um λ_B) selektiv reflektiert, wohingegen der restliche Spektralbereich transmittiert wird. Ein FBG kann somit als wellenlängen-selektiver Spiegel verstanden werden, wodurch ein FBG die Eigenschaft eines spektralen Bandpassfilters besitzt. In Abbildung 6.1 sind drei simulierte FBG-Spektren auf Grundlage der Faserparameter der SM1500 EMF mit unterschiedlichen Fasergitter Parametern gezeigt. Die Simulationen wurden mit der optischen Simulationssoftware RSoft unter Verwendung der GratingMOD-Toolbox auf Grundlage der Strahlen-Propagations-Methode (s. Kapitel 2.5) durchgeführt. Wie Abbildung 6.1 zu entnehmen ist, sinkt die Bandbreite des reflektierten spektralen Bandbereichs um λ_B mit zunehmender Fasergitterlänge L_{FBG} und abnehmenden δn , wodurch der reflektierte Spektralbereich entsprechend schärfer wird.

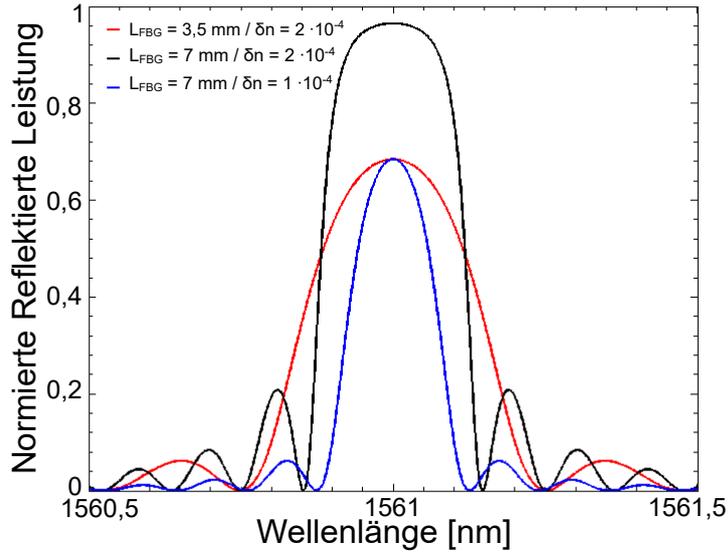


Abbildung 6.1: Abhängigkeit der Fasergritterlänge L_{FBG} und Brechungsindex Kontrasten δn auf die Faser-Bragg-Gitter Reflektionsspektren mit den Fasergritterlängen und Brechzahlkontrasten 3,5 mm, $2 \cdot 10^{-4}$ (rote); 7 mm, $2 \cdot 10^{-4}$ (schwarz) und 7mm, $1 \cdot 10^{-4}$ (blau).

Die reflektierte Bandbreite $\Delta\lambda_0$ definiert als der Wellenlängenbereich zwischen den ersten Minima um λ_B , ist gegeben durch [85]:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{v \delta n \lambda_B}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_B}{v \delta n L_{FBG}} \right)^2} \quad (6.3)$$

wobei $v \approx 1$ den Anteil der Leistung beschreibt, der im Faserkern propagiert. Die Amplitude der relativen, gekoppelten Leistung $A(\lambda_B)$ steigt mit zunehmendem Kopplungskoeffizient κ bzw. δn und zunehmender Gitterlänge L_{FBG} und kann näherungsweise durch [85]:

$$A(\lambda_B) \approx \tanh^2 \left[\frac{\pi v \delta n L_{FBG}}{\lambda_B} \right] = \tanh^2(\kappa \cdot L_{FBG}) \quad (6.4)$$

beschrieben werden. Als spektrale Bandpassfilter finden FBGs in der optischen Signalübertragung in Wellenlängen Multiplexing-Techniken breiten Einsatz. Aufgrund ihres Resonanzverhaltens reagieren FBGs auf Temperaturänderungen oder Dehnungen mit einer Verschiebung der reflektierten Resonanzwellenlänge, weshalb sie auch in der optischen Sensorik, insbesondere als Dehnungs- oder Temperatur-Sensoren, Anwendung finden [69].

6.2.2 Herstellung

Der für die Herstellung der FBGs, durch die Phasen-Masken-Methode, entwickelte optische Aufbau ist in Abbildung 6.2 gezeigt¹.

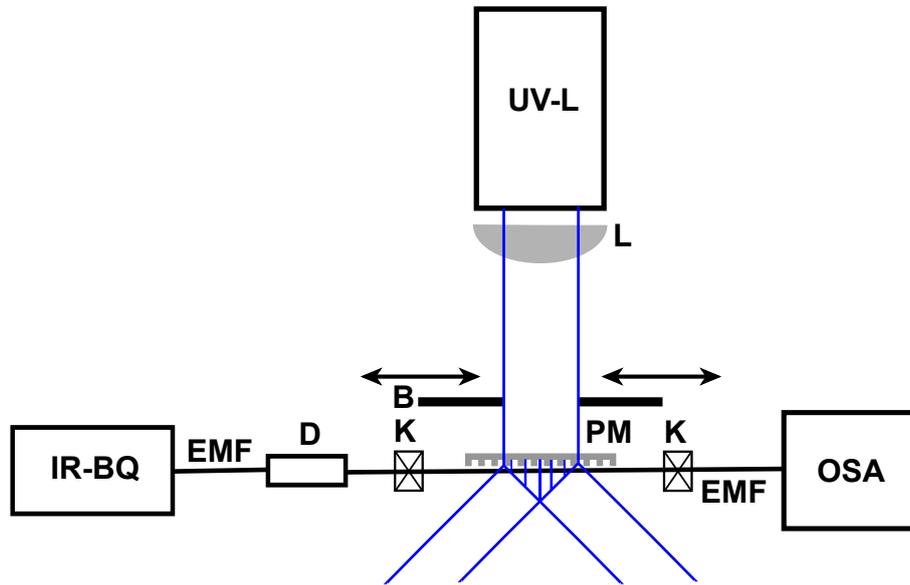


Abbildung 6.2: FBG-Belichteraufbau zur UV-induzierten Herstellung von FBGs mit integrierter Messtechnik zur Überwachung des Belichtungsprozesses (IR-BQ: Breitband Infrarot Quelle, D: optisches Dämpfungsglied, K: Klemme, B: Blende, PM: Phasenmaske, OSA: optischer Spektrums Analysator, L: Linse, UV-L: Excimer UV-Laser).

Am Strahlenausgang eines KrF-Excimer Lasers (UV-L, ATL, Atlex FBG) wird die UV-Strahlung von einer plan-konvexen Zylinderlinse (L, Thorlabs) in einer Dimension (vertikal zur Propagationsrichtung) auf die Phasen-Maske (Ibsen Photonics) fokussiert, um die Energiedichte zu maximieren. Die Pulsenergie und Repetitionsrate betragen im FBG-Belichtungsprozess 14 mJ (maximale Pulsenergie des Laser-Systems) und 100 Hz. Die EMF ist direkt hinter der Phasen-Maske, im direkten Kontakt zur Phasen-Maske durch Klemmen (K) fixiert. Die Fasergitterlänge L_{FBG} kann durch eine verstellbare Blende (B), welche sich vor der Phasen-Maske befindet, variiert werden. Um eine Überwachung des Belichtungsprozesses in Echtzeit zu ermöglichen, wird während des Belichtungsprozesses IR-Strahlung in einem schmalen Spektralbereich um die Resonanzwellenlänge λ_B durch eine Breitband IR-Quelle (Opto-Link Corporation Limited, C-Band ASE Light Source) in die EMF eingekoppelt und das Transmissions-Spektrum am Ausgang der EMF gemessen. Durch die

¹Eine Fotografie des FBG-Belichteraufbaus ist im Anhang in der Abbildung C.3 gezeigt.

dynamische Modulation des Brechungsindex während des Belichtungsprozesses kann im Transmissions-Spektrum im Spektralbereich $\Delta\lambda_0$ um λ_B eine, sich proportional entwickelnde, charakteristische Dämpfung mit einer maximalen Dämpfungsamplitude bei λ_B beobachtet werden. Die gemessene Dämpfung entspricht dem, durch das FBG in Gegenrichtung gekoppelten Anteil.

Die Bestimmung des resonant gekoppelten Anteils durch eine Transmissions-Messung ist im Vergleich zur Reflektions-Messung effizienter, da eine Messung in Reflektion den Einsatz eines zusätzlichen Kopplers erfordert, um den reflektierten Anteil auf den Detektor zu leiten. Dadurch erhöht sich zum einen der Geräteaufwand und zum anderen entsteht eine weitere Messungenauigkeit. Aus Gleichung 6.4 folgt, dass die in Transmission gemessene Dämpfung bei konstanter Fasergitterlänge proportional mit dem Brechzahlkontrast δn ansteigt. Aus der Amplitude der Dämpfung bzw. von $P(\lambda_B)$ kann so die UV-induzierte Änderung des Brechungsindex bzw. δn bestimmt werden. Um sicherzustellen, dass die Dämpfung ausschließlich auf die FBG-Belichtung zurückzuführen ist, wird die Amplitude der Dämpfung durch Normierung der gemessenen Spektren vor und nach der FBG-Belichtung bestimmt.

6.2.3 Ergebnisse und Charakterisierung

In Abbildung 6.3 wird beispielhaft ein experimentelles FBG-Spektrum eines FBGs mit Gitterperiode $\Lambda = 1065 \text{ nm}$ der SM1500-EMF mit einem simulierten FBG-Spektrum (basierend auf den Faserparametern der SM1500-EMF) für ein FBG verglichen. Das experimentelle FBG ist mit dem in Abbildung 6.2 vorgestellten FBG-Belichteraufbau hergestellt und Charakterisiert wurden. Die Fasergitterlänge L_{FBG} des experimentellen FBGs beträgt etwa 3 mm. In der Simulation beträgt $L_{FBG} = 2,8 \text{ mm}$ und $\delta n = 8 \cdot 10^{-4}$. Die leichten Unterschiede zwischen Simulation und Experiment hinsichtlich L_{FBG} können durch das leicht inhomogene Strahlenprofil des Excimer-Lasers erklärt werden, wodurch das als homogen angenommene FBG in Wirklichkeit leicht apodisiert ist und δn bei λ_R einen Maximalwert einnimmt und in der Peripherie leicht abnimmt.

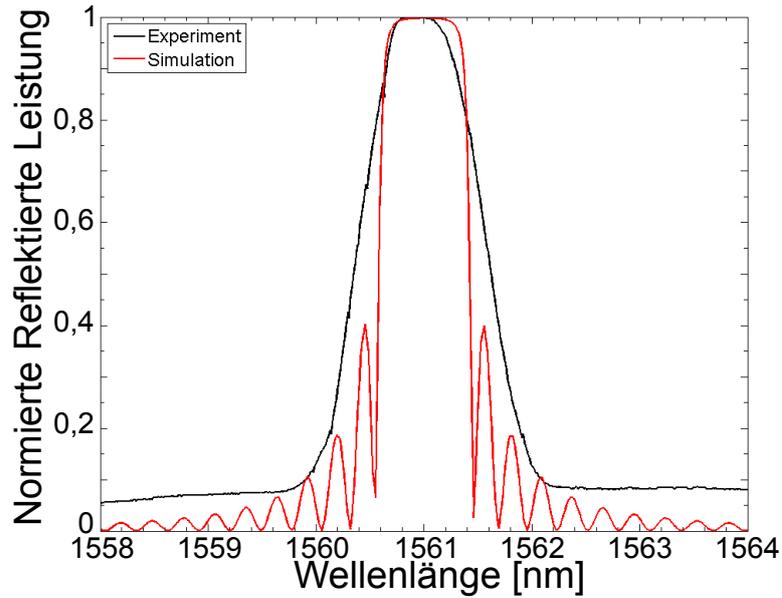


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen einem simulierten (rot) und experimentell hergestellten (schwarz) FBG mit einer Gitterperiode von 1065 nm im Faserkern der SM1500-EMF.

Durch die FBG-Belichtungsversuche kann der maximal erzielbare, UV-induzierte Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Gitterperiode auf $\delta n = 6,835 \pm 0,965 \cdot 10^{-4}$ bestimmt werden. Der Verlauf der Brechungsindex-Modulation in Abhängigkeit von der Belichtungszeit (Pulsenergie 10 mJ, Repetitionsrate 100 Hz) ist beispielhaft in Abbildung 6.4 gezeigt.

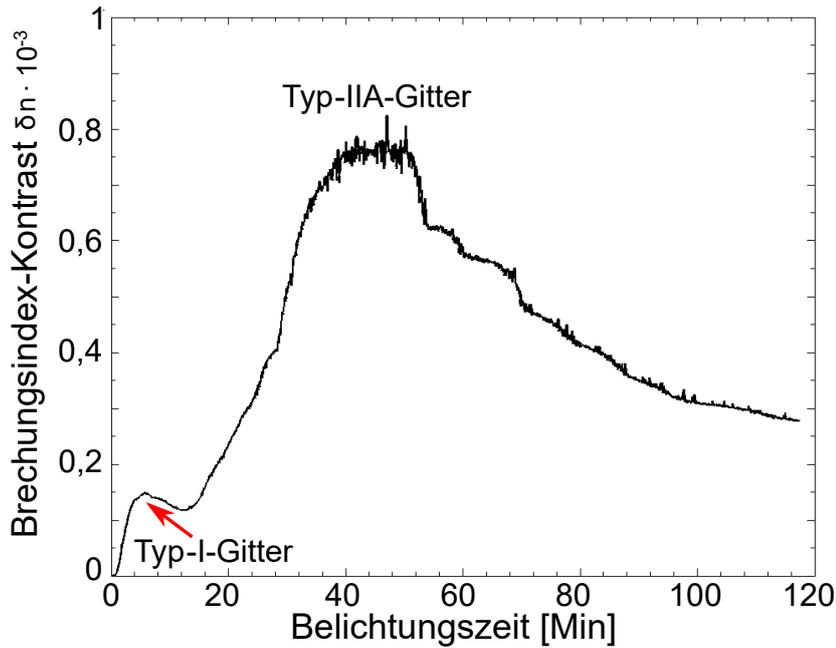


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der Brechzahlkontrast-Modulation δn von der Belichtungszeit mit einer Pulsenergie von 14 mJ, einer Repetitionsrate von 100 Hz und einer Belichtungswellenlänge $\lambda = 248$ nm.

Nach einer Belichtungszeit von etwa 7 Minuten wird ein lokales Maximum mit $\delta n = 0,15 \cdot 10^{-3}$, zurückzuführen auf ein Typ-I-Gitter, beobachtet. Ein anschließender Abfall von δn , bedingt durch eine Umkehr der Brechzahländerung, führt zu abnehmenden Werten in den belichteten Bereichen. Es erfolgt ein vorübergehender Abfall von δn (Auslöschung des Typ-I-Gitters) ehe es zu einem etwa 30 minütigen Anwachsen von δn bis es zu einem absoluten Maximalwert ($\delta n = 0,755 \cdot 10^{-3}$) kommt. Dieses Anwachsen des Brechungsindex-Kontrastes ist auf ein Typ-IIA-Gitter zurückzuführen. Nach einer etwa 10 minütigen Plateauphase kommt es bei fortlaufender Belichtung zu einem stetigem Abfall von δn . Diese irreversible Abnahme von δn ist wahrscheinlich auf eine Überbelichtung des Gitters zurückzuführen. Aufgrund von Streueffekten und leichten Dejustagen während der Belichtung kommt es bei kurzperiodischen FBGs zur ungewollten Belichtung der „Dunkelbereiche“, wodurch δn abfällt, bis die Periodizität mit fortlaufender Belichtung vollständig aufgehoben ist. Es ist davon auszugehen, dass der maximal mögliche, erzielbare Brechzahlkontrast größer ist als der ermittelte Wert. Um eine weitere Steigerung von δn zu erzielen, wurde die Methode der Hochdruckwasserstoff-Ladung (s. 6.2.4) von Glasfasern zur Erhöhung der Fotoempfindlichkeit auf die SM1500 EMF angewendet. Ebenfalls wurde untersucht, in wie weit die OFS 4-Moden VMF durch eine H_2 -Ladung fotoempfindlich auf eine UV-Belichtung reagiert.

6.2.4 Wasserstoffladen von Glasfasern

Zur Beladung der Glasfasern mit molekularem Wasserstoff werden die Glasfasern in der, in Abbildung 6.5 gezeigten, Wasserstoff-Druckkammer gelagert. Das System ist eine Entwicklung der Firma Linde und besteht aus Hochdruckkomponenten der Firma Swagelock. Während der Ladungszeit sind die Fasern einer 100 %igen Wasserstoffatmosphäre (Wasserstoff 3.0, Linde AG) von 190 bar bis 200 bar ausgesetzt.

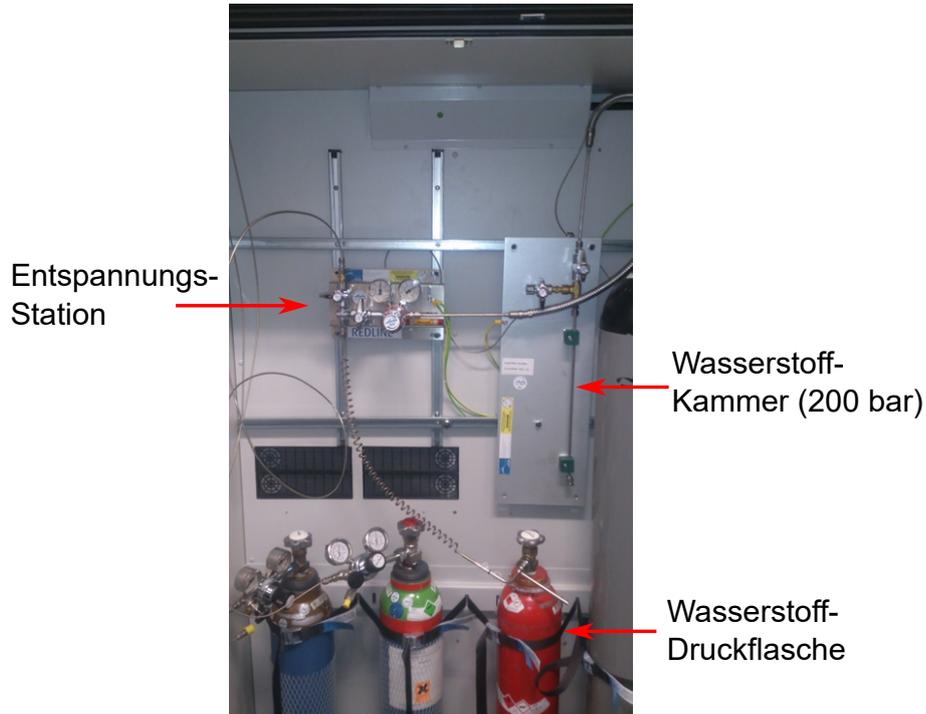


Abbildung 6.5: Wasserstoff-Hochdruckkammer zur H_2 -Beladung von Glasfasern mit vorgeschalteter Entspannungsstation.

Zunächst wird der Einfluss verschiedener H_2 -Ladezeiten auf die Fotoempfindlichkeit der SM1500 EMF untersucht. Nach einer zweitägigen Ladungszeit wird bei einer FBG-Belichtung kein abweichendes Verhalten von der ungeladenen EMF beobachtet. Nach einer Ladezeit von sechs Tagen hingegen zeigt die SM1500 EMF eine signifikant erhöhte Fotoempfindlichkeit, die durch eine noch längere Ladezeit (14 Tage) nicht weiter erhöht werden kann. Nach einer sechstägigen Ladezeit reagiert die SM1500-Faser so empfindlich auf die UV-Belichtung, dass die Prozess-Parameter zur FBG-Belichtung der ungeladenen EMF nicht mehr angewendet werden können, da die lichtführenden Eigenschaften der H_2 -geladenen SM1500 EMF bei einer Belichtung mit 14 mJ Pulsenergie und einer Repetitionsrate von 100 Hz zerstört werden. Die Pulsenergie und Repetitionsrate muss daher auf 10 mJ und 30 Hz reduziert werden.

Zusätzlich muss die L_{FBG} auf 1 mm reduziert werden, da die Reflektivität von λ_B bei $L_{FBG} \geq 1$ mm bei 100% liegt, wodurch sättigungsbedingt eine exakte Bestimmung von δn nicht mehr möglich ist. Durch eine H_2 -Ladung von sechs Tagen kann ein maximaler Brechzahlkontrast $\delta n = 1,349 \pm 0,172 \cdot 10^{-3}$ erzielt werden, was dem 1,97fachen des Brechzahlkontrastes der SM1500 EMF ohne H_2 -Ladung entspricht. Wie in [81] berichtet, wird auch im Rahmen dieser Arbeit eine deutlich veränderte Dynamik der UV-induzierten Brechzahländerung mit einer signifikanten Verkürzung der Belichtungszeit des Typ-IIA-Gitters bei der H_2 -geladenen EMF beobachtet. Ein maximales δn wird bei der H_2 -geladenen EMF bereits nach 16,5 Minuten erreicht. In Abbildung 6.6 wird der Verlauf der UV-induzierten Brechzahländerung der H_2 -geladenen SM1500 EMF mit der ungeladenen SM1500 EMF verglichen. Die zugehörigen Prozessparameter und Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

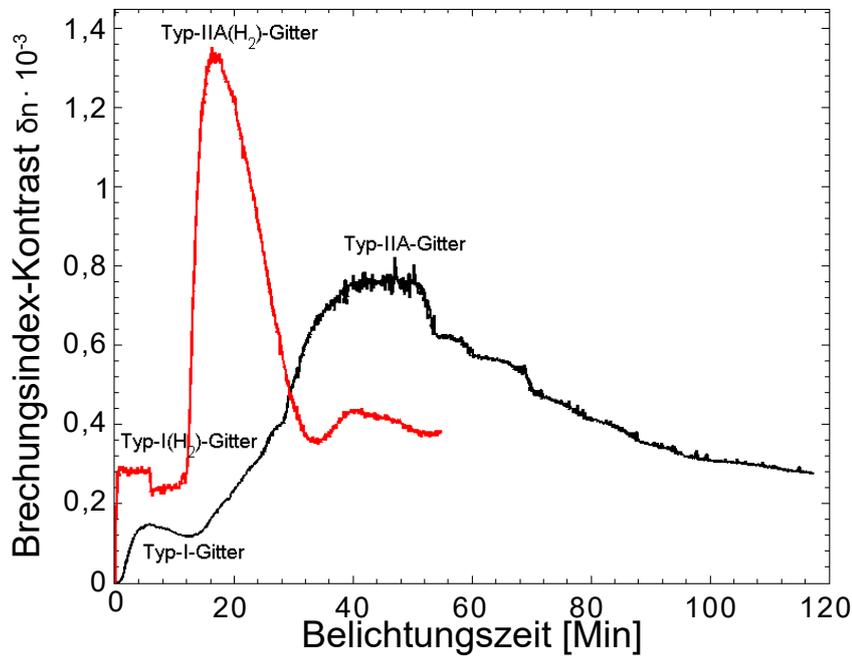


Abbildung 6.6: UV-induzierte Brechungsindex-Modulation in Abhängigkeit von der Belichtungszeit für die SM1500-EMF mit H_2 -Ladung (rot) und ohne H_2 -Ladung.

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der wichtigsten Prozessparameter und Ergebnisse einer FBG-Belichtung in einer SM1500 EMF mit und ohne H₂-Ladung.

Parameter	ohne H ₂ -Ladung	mit H ₂ -Ladung
Gitterlänge L_{FG} [mm]	≈ 3	1
Belichtungszeit [Minuten]	40	16,5
Repetitionsrate [Hz]	100	30
Pulsenergie [mJ]	14	10
Brechungsindex-Kontrast δn	$0,76 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-3}$

Durch eine H₂-Ladung der OFS 4-Moden VMF von sechs Tagen kann eine signifikante Fotoempfindlichkeit mit einem maximal erzielten Brechungsindex-Kontrast $\delta n = 7,315 \cdot 10^{-4}$ festgestellt werden.

6.3 Lang-periodische Fasergitter

Langperiodische Fasergitter (LPGs) sind Fasergitter mit Gitterperioden zwischen 0,1 mm bis 1 mm Länge. LPGs können in ähnlicher Weise wie FBGs durch eine UV-Belichtung von fotoempfindlichen Glasfaserkernen hergestellt werden. Die Erzeugung der Brechungsindex-Modulation von LPGs erlaubt aufgrund der deutlich längeren Gitterperioden, im Vergleich zu FBGs, deutlich mehr Spielraum für eine Vielzahl alternativer Herstellungsmethoden. So kann der periodische Brechungsindex-Kontrast neben einer masken-basierten UV-Belichtung auch durch Induktion von mechanischen Spannungen (z.B. Mikrobiegungen), IR-Belichtung oder anderer physikalischer Modifikationen, hervorgerufen durch Ionenimplantationen oder Lichtbogenentladungen, erzeugt werden.

Gängige Methoden zur Herstellung von LPGs sind das schrittweise Verfahren und Belichten einer Schlitzblende durch z.B. einen CO₂-IR-Laser oder UV-Femtosekunden-Laser entlang der Faser. Die UV-induzierte Herstellung von LPGs durch Belichtung einer Amplituden-Maske ist dennoch die am weitesten verbreitete Herstellungsmethode. Amplituden-Masken sind periodische Anordnungen von rechteckigen transparenten Schlitzten mit einer Breite von üblicherweise $\Lambda/2$, separiert durch die Gitterperiode Λ . Hergestellt werden Amplituden-Masken z.B. als chrombeschichtete Quarzglassubstrate oder durch Bleche oder Bronzefolien mit eingebrachten Schlitzten. Verglichen mit der schrittweisen Belichtung von Schlitzblenden erfordert die Amplituden-Masken basierte Herstellung von LPGs einen vergleichsweise simplen optischen Aufbau, welcher darüber hinaus robuster und in der Entwicklung und Betreibung kostengünstiger ist. Aufgrund der simultanen Belichtung der

vollständigen LPG-Gitterlänge L_{LPG} sind die Belichtungszeiten bei der Amplituden-Masken-Methode deutlich geringer als bei der schrittweisen Belichtung, wodurch der Krypton-Fluorid Verbrauch des Excimer-Lasers reduziert werden kann [86]. Die Herstellung von LPGs durch die Amplituden-Masken-Methode ist bisher nur für Standard Telekommunikations-Fasern mit NAs von 1,2 - 1,4, wie z.B. Fibercore PS1250 / 1500 (NAs = 0,12-0,14), Nufern GF1 (NA = 0,13) oder Corning SMF-28 (NA = 0,14) beschrieben.

Anders als bei FBGs werden durch lang-periodische Fasergitter vorwärts laufende Moden gekoppelt. Als LPG wird in der Literatur formell ein Fasergitter bezeichnet, welches eine Kopplung zwischen Kern- und Mantelmode generiert. Eine Kopplung zwischen zwei Kernmoden benachbarter Faserkerne oder eine Modenkonzersion im Kern einer VMF ist durch ein LPG aber in selber Weise realisierbar. In Kapitel 7 wird entsprechend der Zielsetzung der vorliegenden Arbeit eine LPG-unterstützte modenselektive Kopplung zwischen zwei Glasfaserkernen vorgestellt. Nachfolgend soll unter Abschnitt 6.3.1 zunächst die Theorie zur Wirkweise von LPGs anhand einer Mantelmoden-Kopplung vorgestellt werden. Anschließend werden unter Abschnitt 6.3.2 LPG-Simulationsergebnisse, basierend auf den Parametern der SM1500-EMF und den Ergebnissen aus Kapitel 6.2 vorgestellt. Unter Abschnitt 6.3.3 wird die experimentelle Umsetzung der LPG-Herstellung, basierend auf der Amplituden-Masken-Methode, gezeigt. Die erzielten Ergebnisse werden unter Abschnitt 6.3.4 vorgestellt und diskutiert.

6.3.1 Theorie

Bei Mantelmoden handelt es sich um Moden, die durch die Grenzfläche zwischen Fasermantel und Luft (oder einem andern Medium mit $n_U < n_{Mantel}$) im Fasermantel geführt werden. Die Gesamtzahl ausbreitungsfähiger Mantelmoden hängt, in einem vorgegebenen Spektralbereich, primär vom Manteldurchmesser d_M ab. Sobald das den Fasermantel umgebende Medium einen höheren Brechungsindex als der Fasermantel selbst aufweist, geht die wellen-leitende Funktion verloren und die Mantelmoden werden in das umgebende Medium gebrochen und absorbiert. In der Glasfaser führt dies zu Verlusten an Leistung in den Spektralbereichen der Resonanzen der angeregten Mantelmoden. Wenn die Brechzahl des Umgebenden Mediums der Brechzahl des Fasermantels entspricht, kommt es hingegen zu keiner Anregung von Mantelmoden. In Anlehnung an die Nomenklatur von Kernmoden sollen die Mantelmoden in dieser Arbeit als $LP_{m,n}$ deklariert werden, wobei $m \equiv 0$ gilt und $n = 1,2,\dots$

Mantelmoden können durch ein LPG angeregt werden, wenn die Propagationskonstante der Kernmode β_{01} mit der Propagationskonstante der n-ten Mantelmode

6 Fasergitter

$\beta_{m,n}$ phasen-angepasst sind, d.h. wenn [87]:

$$\Delta\beta(m) = \beta_{01} - \beta_{m,n} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (6.5)$$

gilt. Mit [6, 7]:

$$\beta_{01} = n_{eff,01} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.6)$$

und:

$$\beta_{01} = n_{eff,m,i} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.7)$$

wobei $n_{eff,01}$ und $n_{eff,m,i}$ die effektiven Brechungsindizes der Kern- und Mantelmoden sind. Aus Gleichung 6.5 lässt sich die allgemeine gültige Resonanzbedingung zum Koppeln in vorwärts laufende Moden durch LPGs somit wie folgt definieren [87]:

$$\lambda_R(i) = \Lambda \cdot (n_{eff,01} - n_{eff,m,n}). \quad (6.8)$$

Ein maximaler, resonanter Leistungsaustausch zwischen Kern- und Mantelmode ist dann gegeben, wenn folgender Zusammenhang zwischen Kopplungskoeffizient κ und der Fasergitterlänge L_{LPG} gegeben ist [5]:

$$\kappa \cdot L_{LPG} = \frac{\pi}{2} + n \cdot \pi \quad (n = 0,1,2,\dots). \quad (6.9)$$

Aufgrund des höheren Brechungsindex der, die Faser umgebenden, Schutzbeschichtung erfolgt in einem engen Spektralbereich um alle Wellenlängen, bei denen die Resonanzbedingung erfüllt ist, ein charakteristischer Leistungseinbruch im Transmissionsspektrum. Die Amplitude der Dämpfungen im Transmissionsspektrum ist somit maßgeblich von der Gitterlänge L_{LPG} , und dem Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Gitterperiode Λ abhängig.

Ein charakteristisches LPG-Spektrum, simuliert auf Grundlage der Faserparameter der SM1500 EMF, mit $\Lambda = 100 \mu\text{m}$ und $\delta n = 0,8 \cdot 10^{-3}$ ist beispielhaft in Abbildung 6.7 gezeigt.

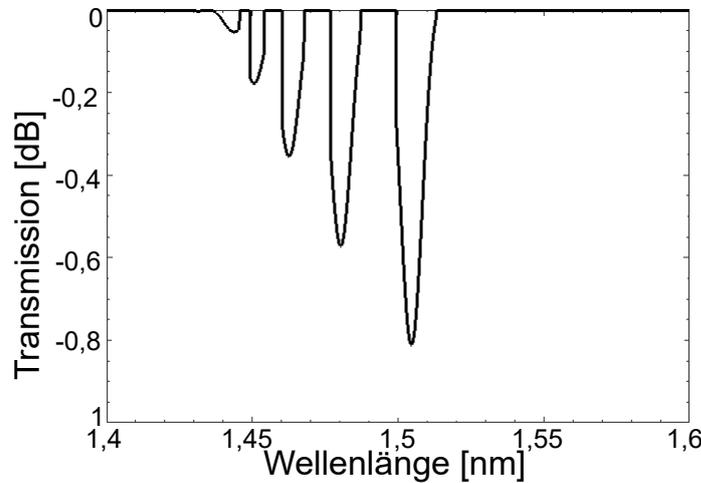


Abbildung 6.7: Simuliertes Transmissionsspektrum eines LPGs mit einer Periodenlänge von $\Lambda = 100 \mu\text{m}$, einer Gitterlänge von $L_{LPG} = 4 \text{ mm}$ und einem Brechzahlkontrast innerhalb einer Fasergitterperiode $\delta n = 0,8 \cdot 10^{-4}$.

Aufgrund dieser spektralen Bandlücken haben LPGs das Verhalten eines Kerbfilters, wodurch sie Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung und Telekommunikations-Technik finden. Im Allgemeinen sind die Anwendungsgebiete von LPGs sehr vergleichbar mit denen von FBGs. Auch LPGs finden aufgrund ihres Resonanzverhaltens breiten Einsatz in verschiedenen sensorischen Anwendungen wie z.B. als Biegungs- [88] Torsions- [89] Temperatur- [90] oder Druck-Sensoren [91]. Da der effektive Brechungsindex der Mantelmoden stark von dem Brechungsindex des Faser umgebenden Mediums n_U abhängt, können LPGs auch als Refraktometer eingesetzt werden [92]. Wie einleitend erwähnt, wurde die UV-induzierte Herstellung von LPGs bisher nur für Standard Telekommunikationsfasern mit NAs von 1,2 bis 1,4 wie z.B. Fibercore PS1250 / 1500 (NAs = 0,12-0,14), Nufern GF1 (NA = 0,13) oder Corning SMF-28 (NA = 0,14) beschrieben. Die Herstellung von LPGs durch die Amplituden-Masken-Methode in Fasern mit hoher NA wie der SM1500 EMF (NA = 0,3) ist aufgrund der schlechten Verfügbarkeit stark UV-resistenter Amplituden-Masken schwierig. Aus Gleichung 6.8 ergibt sich, dass aufgrund der hohen NA der SM1500 EMF bzw. des großen Unterschieds der effektiven Brechungsindizes zwischen Kernmode und Mantelmoden, vergleichsweise kleine Gitterperioden ($\Lambda \approx 100 \mu\text{m}$) nötig sind, um eine resonante Modenkopplung im IR-Bereich nahe des dritten

optischen Fensters zu erzielen. Da stark UV-resistente Amplituden-Masken, wie Amplituden-Masken aus Metall oder Bronzefolien mit so kleinen Gitterperioden nur schwierig und kostenaufwändig herzustellen sind, und die UV-Beständigkeit von Chrommasken sehr begrenzt ist, muss zunächst ein neuartiges Verfahren entwickelt werden, um LPGs in hochdotierte Germanium-EMFs mit hoher NA einzuschreiben. Bei der entwickelten Methode wird vor dem Belichtungsprozess, basierend auf der Amplituden-Masken-Methode, die Fasergeometrie der SM1500 EMF durch einen Taper- und Ätz-Prozess modifiziert, um die effektiven Brechungsindizes der Kern- und Mantelmoden anzunähern. Nachfolgend wird die entwickelte Methode im Abschnitt 6.3.2 vorgestellt und simulativ betrachtet. Anschließend wird im Abschnitt 6.3.3 die experimentelle Umsetzung vorgestellt. Die Charakterisierungs-Ergebnisse der optischen Eigenschaften der hergestellten LPGs werden in Abschnitt 6.3.4 gezeigt.

6.3.2 Simulation

Durch die Simulationen werden die Einflüsse verschiedener Fasermantel- und Faserkern-durchmesser auf die Gitterperiode zum Koppeln im IR-Bereich zwischen 1350 nm bis 1550 nm untersucht. Die Simulationen werden auf Grundlage der finiten Differenz-Strahlen-Propagations-Methode (finite Differenz-BPM), implementiert durch die GratingMOD-Toolbox der Software RSoft (s. Kapitel 2.5) durchgeführt. Die Simulationen basierend auf den Faserparametern der SM1500(4.2/125) EMF ($n_K = 1,47$, $n_M = 1,44$, $d_K = 4 \mu\text{m}$, $d_M = 125 \mu\text{m}$). Die Veränderungen der Faser-Geometrie durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess werden durch das, ebenfalls in Abschnitt 2.5 eingeführte, numerische Modell von [19] auf Grundlage der FBT-Schmelzzug-Prozess Parameter (Extension l_{ext} und Heizzone Δz) approximiert. Die Gitterlänge L_{LPG} , innerhalb der ein homogener Brechungsindex-Kontrast δn angenommen wird, beträgt in den Simulationen 4 mm. Die Brechungsindex-Modulation innerhalb einer Fasergitterperiode wird als sinusoidal angenommen. Der Einfluss der Wellenleiterdispersion wird bei den Simulationen mit berücksichtigt.

Zunächst werden durch die Simulationen die erforderlichen Gitterperioden für eine Mantelmodenkopplung der unbehandelten SM1500 EMF numerisch bestimmt. In Abbildung 6.8 (a) sind die simulierten Gitterperioden für eine Kopplung zwischen der LP_{01} -Kernmode zu den $LP_{0,1}$ – $LP_{0,15}$ Mantelmoden mit den zugehörigen normierten Kopplungskoeffizienten κ in Abbildung 6.8 (b) gezeigt.

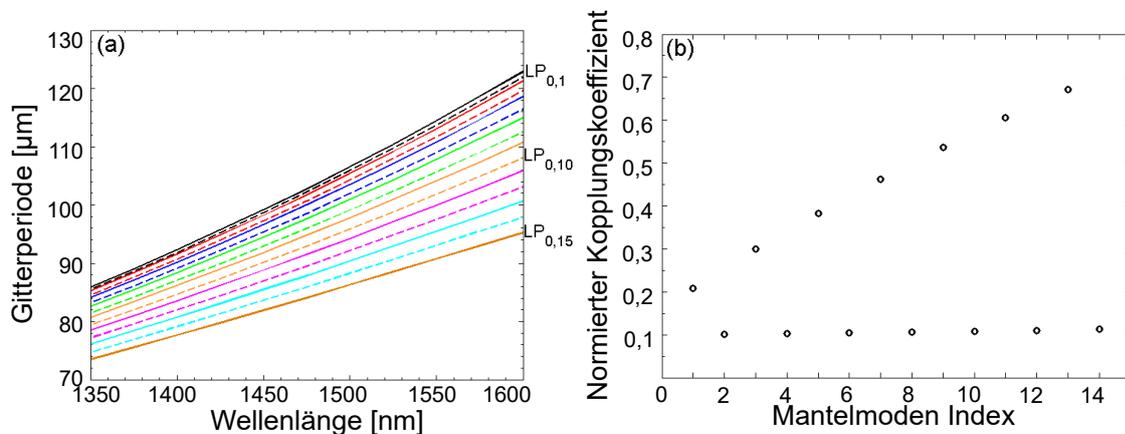


Abbildung 6.8: Abhängigkeit der LPG-Gitterperiode von der Wellenlänge für eine modenselektive Kopplung zwischen der Kernmode und den $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,15}$ -Mantelmoden für die SM1500(4.2/125)-EMF (a) und die zugehörigen Kopplungskoeffizienten für $\lambda = 1550 \text{ nm}$ (b).

Aufgrund des verhältnismäßig kleinen Kerndurchmessers ($d_K = 4 \mu\text{m}$) im Vergleich zum Manteldurchmesser ($d_M = 125 \mu\text{m}$) ist die Überlappung der Modenfeldver-

teilungen zwischen der Kernmode und den Mantelmoden gering, weshalb ebenfalls die normierten Kopplungskoeffizienten relativ gering sind. Das resultierende LPG-Transmissionsspektrum für die nicht modifizierte SM1500-EMF mit einem eingeschriebenen LPG mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 100 \mu\text{m}$ und einem angenommenen, homogenen Brechzahlkontrast von $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Aufgrund der geringen Kopplungskoeffizienten und unter Berücksichtigung der Resonanzbedingung aus Gleichung 6.9 wurde Licht hauptsächlich zwischen der LP_{01} -Kernmode und den $LP_{0,1}$, $LP_{0,3}$, $LP_{0,5}$, $LP_{0,7}$, und $LP_{0,9}$ Mantelmoden gekoppelt.

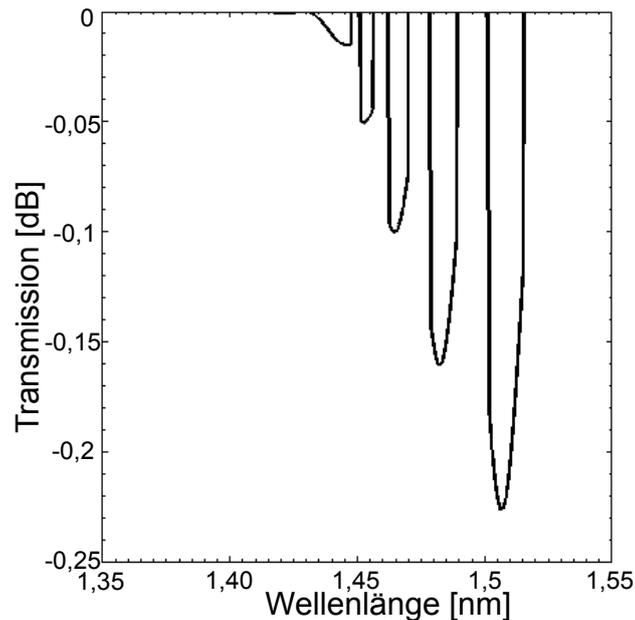


Abbildung 6.9: Simuliertes LPG-Transmissionsspektrum für die nicht modifizierte SM1500-EMF mit einer Gitterperiode $\Lambda = 100 \mu\text{m}$, einem Brechungsindex-Kontrast $\delta n = 0,75 \cdot 10^{-3}$ und einer Gitterlänge $L_{LPG} = 4 \text{ mm}$.

Aus Gleichung 6.8 folgt, dass, wenn der effektive Brechungsindex n_{eff} der Kernmode reduziert wird und damit die Differenz zwischen den effektiven Brechungsindizes der Kernmode und der jeweiligen Mantelmode reduziert wird, die Gitterperiode zum Kopplern zwischen Kernmode und Mantelmode bei einer konstanten Resonanzwellenlänge λ_R zunimmt. Wie im Kapitel 2 beschrieben, hängt der effektive Brechungsindex der Mantelmode vom Kerndurchmesser und der Differenz der Brechungsindizes zwischen Kern und Mantel Δn ab. Da nach dem LPG-Belichtungsprozess das Brechungsindex-Profil der Faser nicht mehr verändert werden kann, besteht die einzige Alternative,

den effektiven Brechungsindex der Kernmode zu reduzieren, darin, den Kern- und Manteldurchmesser zu reduzieren (durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess). So wird es möglich, ein LPG-Transmissionsspektrum im Bereich des dritten optischen Fensters zwischen 1350 nm bis 1550 nm mit Fasergitterperioden von einigen 100 μm zu erzielen.

Um diese Hypothese zu verifizieren, werden weiterführende Simulationen, unter Berücksichtigung der experimentell realisierbaren Verjüngung der EMF durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess, durchgeführt. Zur Approximation der Verjüngung der Faser in Abhängigkeit der FBT-Schmelzzug-Prozess Parameter Extension und Heizzone wird zunächst die z-abhängige Verjüngung der Faserdurchmesser durch das in Kapitel 2.5 eingeführte Modell approximiert. Anschließend werden für die modifizierten EMF-Geometrien die Gitterperioden sowie die normierten Kopplungskoeffizienten zum Koppeln von Licht zwischen der LP_{01} -Kernmode in die ausbreitungsfähigen Mantelmoden, als Funktion der Extension, berechnet.

Die Ergebnisse der normierten Kopplungskoeffizienten und der berechneten Gitterperioden, in Abhängigkeit von der Extension sind in Abbildungen 6.10 und 6.11 gezeigt.

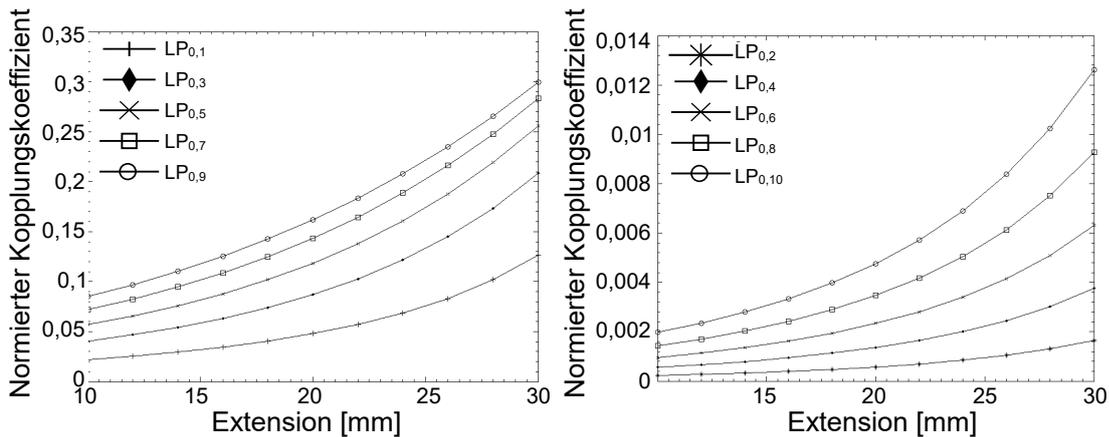


Abbildung 6.10: Abhängigkeit der Kopplungskoeffizienten der Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF.

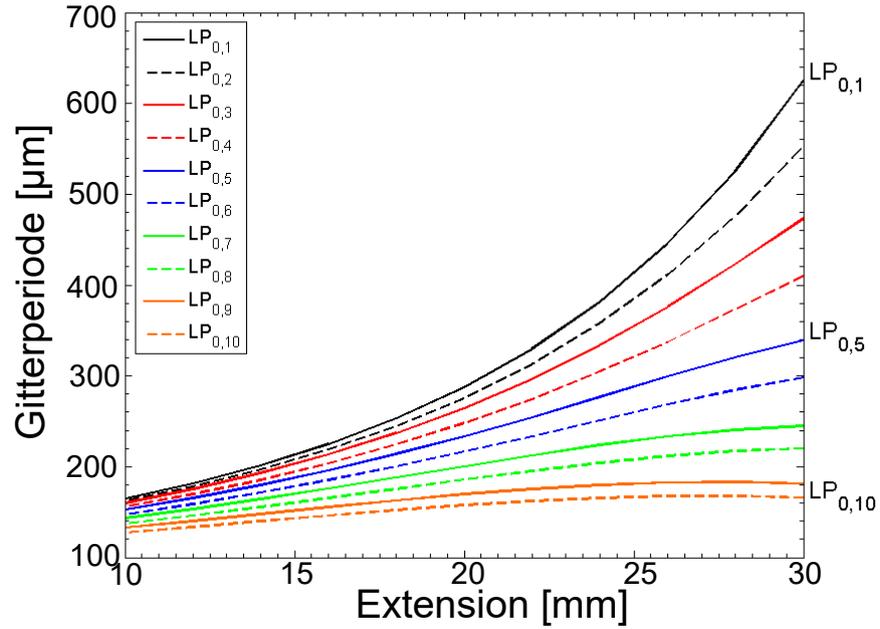


Abbildung 6.11: Abhängigkeit der Gitterperioden zum Koppeln in die Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF.

Nach Anwendung des FBT-Schmelzzug-Prozesses auf die EMF mit einem initialen $d_M = 125 \mu\text{m}$ sind nur noch die Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ ausbreitungsfähig und die Fasergitterperioden wachsen mit zunehmender Extension, bzw. dazu abnehmenden Kerndurchmessern an. Des Weiteren steigen die normierten Kopplungskoeffizienten an, was durch den größeren Überlapp des Kernmodenfeldes mit den Mantelmodenfeldern, aufgrund der reduzierten Faserdurchmesser erklärt werden kann. Höhere Mantelmoden sind in dieser modifizierten Konfiguration auf Grund des reduzierten Faserdurchmessers der EMF nicht mehr ausbreitungsfähig.

In Abbildung 6.12 ist beispielhaft das simulierte LPG-Transmissionsspektrum für die, mit einer Extension von 28 mm verjüngten, SM1500-EMF mit einem Fasergitter mit der Gitterperiode $\Lambda = 370 \mu\text{m}$ und $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ gezeigt.

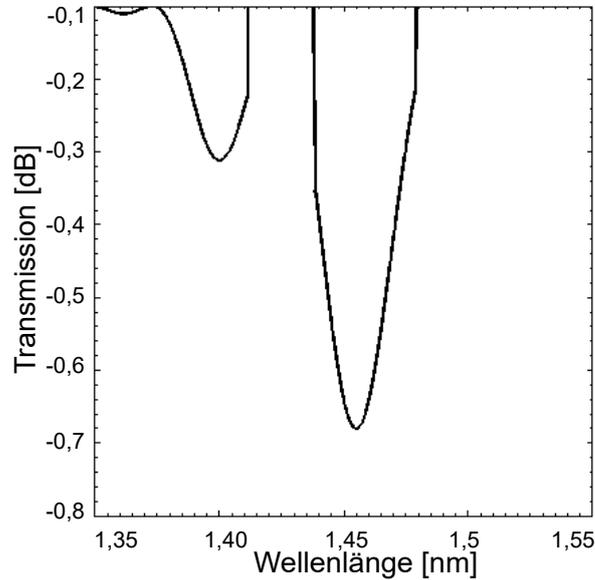


Abbildung 6.12: Simuliertes LPG-Transmissionsspektrum für ein LPG mit einer Gitterperiode $\Lambda = 370 \mu\text{m}$, einem Brechzahlkontrast $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ und einer Gitterlänge $L_{LPG} = 4 \text{ mm}$, eingeschrieben in die durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess um 28 mm verstreckte SM1500-EMF.

Im Spektralbereich zwischen 1350 nm bis 1550 nm findet nur noch eine resonante Kopplung zwischen der LP_{01} -Kernmode und zwei Mantelmoden statt. Aufgrund der höheren Koppelkoeffizienten im Vergleich zu der nicht modifizierten EMF, wird durch die Verjüngung der Faser deutlich mehr Licht in die Mantelmoden gekoppelt. Eine weiterführende, experimentell umsetzbare Modifikation des Verhältnisses der effektiven Brechzahlen von Kernmode zu Mantelmoden kann durch eine Reduktion des Fasermantels, z.B. durch einen Ätz-Prozess erzielt werden. Dadurch kann vor dem FBT-Schmelzzug-Prozess zusätzlich die Relation zwischen d_K und d_M verändert werden, um z.B. eine ungewollte Anregung höherer Mantelmoden in einem bestimmten Spektralbereich zu unterdrücken ohne eine stärkere Extension durchzuführen. Diese könnte sonst zur Unterschreitung des kritischen V-Parameters $V_{kritisch}$ und stark abweichende Gitterperioden zur Anregung der ausbreitungsfähigen Mantelmoden führen. Um den Einfluss eines reduzierten Mantels zu evaluieren, wird eine weitere Simulation für einen initialen Fasermanteldurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$, unter ansonsten

gleichen Parametern, durchgeführt. Die Ergebnisse der normierten Kopplungskoeffizienten κ und der berechneten Gitterperiode Λ in Abhängigkeit der Extension sind in den Abbildungen 6.13 und 6.14 dargestellt.

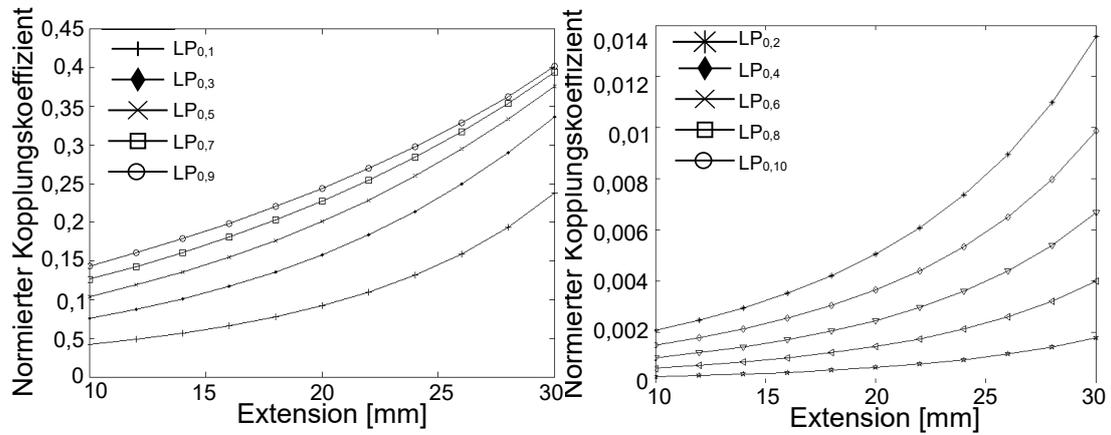


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der Kopplungskoeffizienten der Mantelmoden LP_{0,1} bis LP_{0,10} von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF mit einem initialen Faserdurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$.

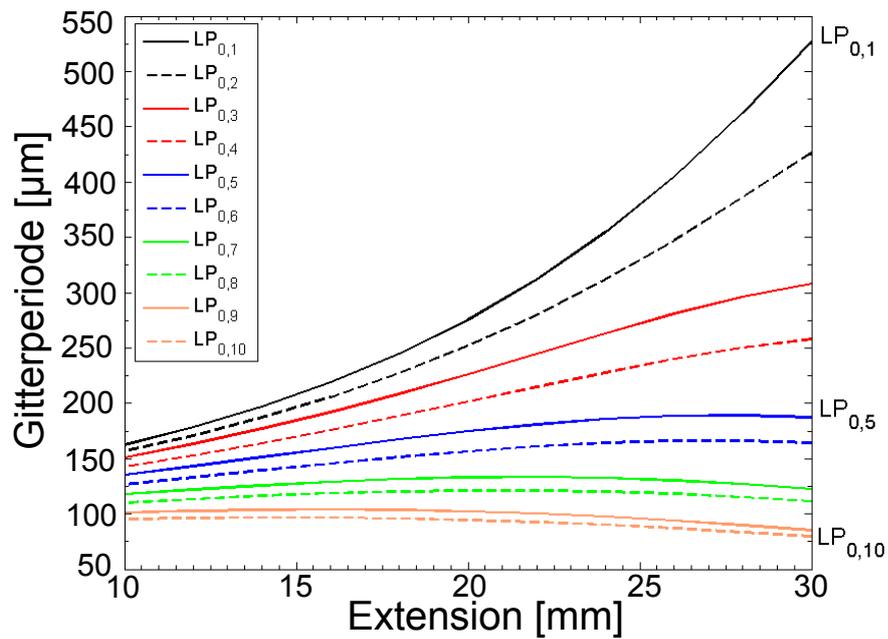


Abbildung 6.14: Abhängigkeit der Gitterperioden zum Koppeln in die Mantelmoden LP_{0,1} bis LP_{0,10} von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF mit einem initialen Faserdurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$.

Durch das zusätzliche Reduzieren des Manteldurchmessers auf $d_M = 80 \mu\text{m}$ vor dem FBT-Schmelzzug-Prozess verändern sich die Gitterperioden zum Koppeln in die zehn ausbreitungsfähigen Mantelmoden nur geringfügig, verglichen mit der verjüngten EMF mit einem initialen $d_M = 125 \mu\text{m}$. Die normierten Kopplungskoeffizienten können durch das Reduzieren des Faserdurchmessers auf $80 \mu\text{m}$ noch weiter erhöht werden. Ein beispielhaftes LPG-Transmissionsspektrum für die SM1500 EMF mit initialen $d_M = 80 \mu\text{m}$, einer Extension von $l_{\text{ext}} = 28 \text{mm}$ und einer Gitterperiode $\Lambda = 370 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 6.15 gezeigt.

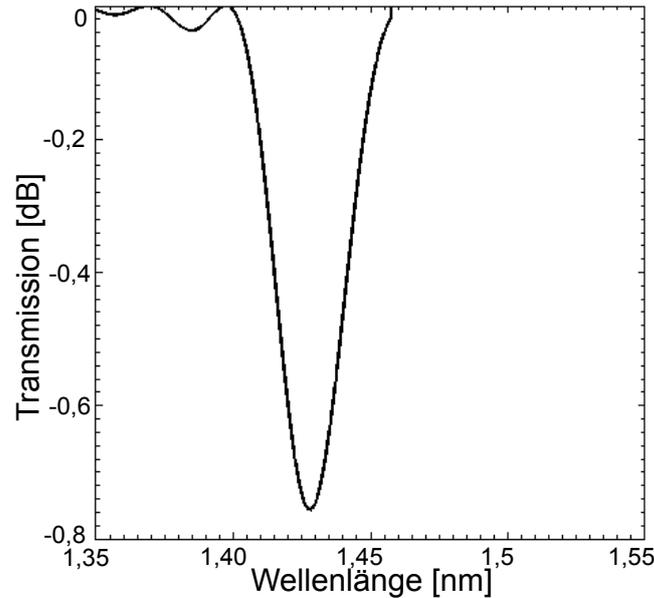


Abbildung 6.15: Simuliertes LPG-Transmissionsspektrum für ein LPG mit einer Gitterperiode $\Lambda = 370 \mu\text{m}$, einem Brechungsindex-Kontrast $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ und einer Gitterlänge $L_{LPG} = 4 \text{mm}$, eingeschrieben in die durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess um 28mm verstreckte SM1500-EMF mit einem initialen Faserdurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$.

Durch die zusätzliche Reduktion des Faserdurchmessers auf $d_M = 80 \mu\text{m}$ der EMF kann das LPG-Transmissionsspektrum dahingehend verändert werden, dass in einem relativ breitbandigen Spektralbereich nur noch eine resonante Kopplung zwischen der Kernmode in eine einzige Mantelmode stattfindet, wodurch die Amplitude der resonanten Dämpfung weiter verstärkt werden kann.

Durch die Simulationen kann die Hypothese, die Fasergitterperioden zur Mantelmodenkopplung im IR-Bereich von EMFs mit hoher Ge-Dotierung bzw. hohen NA durch Modulationen der Fasergeometrie durch Ätz- und FBT-Schmelzzug-Prozesse zu größeren Gitterperioden zu verschieben, verifiziert werden. Weiterhin kann durch

die Modulationen der Fasergeometrie die Koppeffizienz zwischen Kern- und Mantelmoden erhöht werden. Die Simulationsergebnisse werden nachfolgend durch die in Abschnitt 6.3.3 vorgestellten Experimente evaluiert.

6.3.3 Herstellung von LPGs in Einmodenfasern mit hoher Germanium Dotierung

Die experimentelle Evaluation der Simulationsergebnisse erfolgt durch einen entwickelten Herstellungsprozess zur UV-induzierten Herstellung von LPGs durch die Amplituden-Masken-Technik in EMFs mit hoher Ge-Dotierung bzw. hoher NA. Bezüglich der Kernfragestellung der vorliegenden Arbeit soll durch die Experimente gezeigt werden, dass das Einbringen von LPGs in die SM1500 EMF, wie sie zum modenselektiven Richtkoppeln in einem gitterunterstützten Glasfaserkoppler nötig sind, möglich ist. Dies geschieht anhand der selektiven Kopplung zwischen der Kernmode in eine Mantelmode durch das Verjüngen der SM1500 EMF mit einem initialen Fasermanteldurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$. Dazu wird zunächst der Fasermanteldurchmesser der SM1500 EMF durch einen Ätzprozess mit 40 Vol.% Flußsäure (HF-Säure) von $125 \mu\text{m}$ auf $80 \mu\text{m}$ ($\pm 1,25\%$) reduziert. Anschließend werden die Fasern durch einen Schmelzzug-Prozess verjüngt. Die Prozessparameter Extension $l_{\text{ext}} = 28 \text{ mm}$ und Heizzone $\Delta z = 25 \text{ mm}$ entsprechen denen der Simulationen. Nach dem Schmelzzug-Prozess betragen die Kern- und Manteldurchmesser $d_K 2,1 \mu\text{m}$ ($\pm 2,5\%$) bzw. $d_M = 42 \mu\text{m}$ ($\pm 2,5\%$). Die Durchmesser der verjüngten Fasern werden lichtmikroskopisch (Leitz Aristomet Lichtmikroskop mit Variophot-Tubus und integrierten CCD-Kamera AxioCam MRc, Carl Zeiss AG) gemessen. Das anschließende UV-induzierte Einschreiben des LPGs wird durch die Belichtung einer Amplituden-Maske durch einen KrF-Excimerlaser (Atlex FBG, ATL Lasertechnik GmbH) durch den in Abbildung 6.16 gezeigten LPG-Belichteraufbau realisiert². Die Belichtung erfolgte bei der Belichtungswellenlänge $\lambda_B = 248 \text{ nm}$, mit einer Pulsenergie von 7 mJ und einer Repetitionsrate von 80 Hz . Der in Abbildung 6.16 gezeigt LPG-Belichteraufbau ist prinzipiell vergleichbar mit dem FBG-Belichtungsaufbau, mit dem Unterschied, dass Amplituden-Masken (Rose Fotomasken Milan, Milos & Eva Rose GbR) anstelle von Phasen-Masken zur Erzeugung der periodischen Lichtverteilung eingesetzt werden. Zudem stehen die Fasern nicht in Kontakt mit der Belichtungsmaske.

²Eine Fotografie des LPG-Belichteraufbaus ist im Anhang in Abbildung C.4.

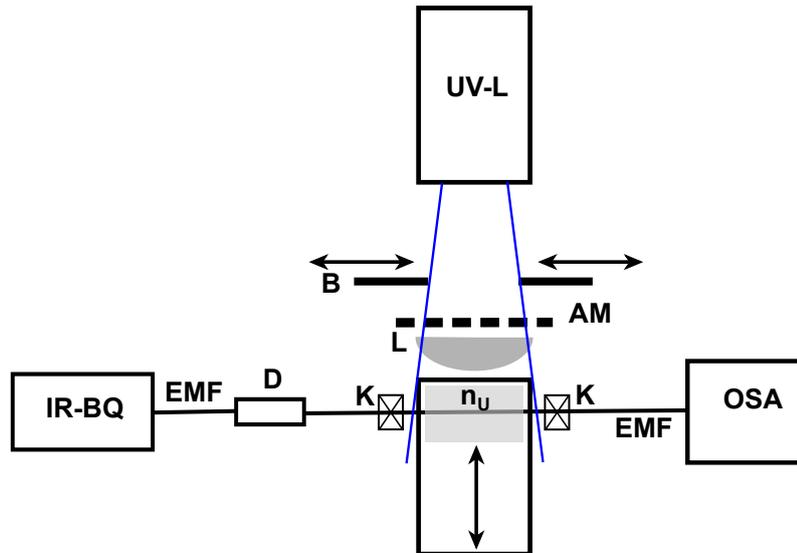


Abbildung 6.16: Entwickelter LPG-Belichteraufbau (AM: Amplitudenmaske, UV-L: KrF-Excimerlaser, B: Blende, L: plan-konvexe Zylinderlinse, K: Klemme, IR-BQ: Infrarot-Breitbandquelle, D: optisches Dämpfungsglied, OSA: optischer Spektrumsanalysator).

Wie in Abbildung 6.16 gezeigt wird, trifft der Laserstrahl zunächst die Amplitudenmaske, hergestellt aus chrom-beschichteten Quarzglassubstraten, um die periodische Intensitätsverteilung zu generieren. Hinter der Amplituden-Maske wird der räumlich modulierte Laserstrahl durch eine plan-konvexe Zylinderlinse, mit einer Brennweite von 10 mm, eindimensional in vertikaler Orientierung zur Ausbreitungsrichtung auf die Faser fokussiert, um eine maximale Intensitätsdichte zu erzielen. Durch den Abstand der Brennweite von 10 mm zwischen EMF und Amplituden-Maske ändert sich, aufgrund der Divergenz des Laserstrahls in horizontaler Orientierung zur Ausbreitungsrichtung, die perfekt rechteckige Intensitätsverteilung direkt hinter der Amplituden-Maske zu einer annähernd sinusoidalen Intensitätsverteilung. Durch diese Modulation der Lichtintensitätsverteilung bzw. der daraus resultierenden sinusoidalen Brechzahlmodulation kann das Auftreten von Nebenmaxima im LPG-Transmissionsspektrum unterdrückt werden. Die maximale Einschreibelänge beträgt 7 mm, welche durch die integrierte Blende vor der Amplituden-Maske reduziert werden kann. Um ein maximal ausgeprägtes LPG-Spektrum zu erzeugen, wird im Experiment die maximale Einschreibelänge genutzt. Dabei gilt es zu berücksichtigen, dass das leicht inhomogene Strahlenprofil des Excimerlasers zu einem leicht apodisierten LPG führt, wobei δn in der Mitte des LPGs einen Maximalwert annimmt und in der Peripherie leicht abnimmt. Aufgrund von Sättigungseffekten kann das Fasergitter im zentralen Bereich, nach ausreichend langer Belichtungszeit,

als annähernd homogen betrachtet werden. Das entstehende LPG kann in der Simulation durch ein 4 mm langes homogenes LPG mit einem konstanten $\delta n = 0,75 \cdot 10^{-4}$ approximiert werden.

Die Prozessüberwachung des LPG-Belichtungsprozesses erfolgt durch Lichteinkopplung am Eingang der SM1500 EMF durch eine stabilisierte, fasergekoppelte Breitbandlichtquelle (SLS201L/M, Thorlabs Inc.) und Messung des Transmissionsspektrums am Ausgang der EMF, wozu ein optischer Spektrom-Analysator (OSA) (Ando AQ6317), verwendet wird. Die Verbindungen der verzögerten SM1500 EMF mit der IR-BQ und dem OSA wurde über Faser-Adapter (FC/PC-Stecker, Thorlabs) hergestellt. Die Transmissionsspektren wurden mit Hilfe eines LabVIEW (Version 2011 SP1) –Programm aufgenommen und mit einem Matlab (Version R2017b)- Programm ausgewertet.

Im Anschluss an die LPG-Belichtung wird der Einfluss des Brechungsindex des umgebenden Mediums n_U auf das LPG-Spektrum untersucht. Dadurch wird zum einen evaluiert, ob die gemessenen Dämpfungen im LPG-Transmissionsspektrum eindeutig auf eine Mantelmodenanregung zurückzuführen sind, zum anderen dienen die Versuche als Voruntersuchung für die Erforschung eines geeigneten Packagings für den gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler. Zur Durchführung der Brechungsindex-Untersuchungen ist eine Vorrichtung in den Belichtungsaufbau integriert, mit deren Hilfe die LPGs in Öle mit verschiedenen Brechungsindizes (Index Oils, Cargille Labs) eingetaucht bzw. aus diesen wieder entfernt werden können. Nach dem Eintauchen in ein Öl wird die Antwort der Dämpfungsamplitude sowie die Verschiebung der Resonanzwellenlänge λ_R des LPG-Transmissionsspektrums in Abhängigkeit des jeweiligen Brechungsindex gemessen. Nach jeder Messung muss die Faser sorgfältig durch Isopropanol gereinigt werden, bevor das LPG dem nächsten Brechungsindex-Öl ausgesetzt werden kann.

6.3.4 Ergebnisse und Charakterisierung

In die, wie unter 6.3.3 beschrieben, modifizierte SM1500 EMF, sind zwei LPGs (nachfolgend als LPG_1 und LPG_2 bezeichnet) mit den Gitterperioden $\Lambda_1 = 365 \mu\text{m}$ und $\Lambda_2 = 370 \mu\text{m}$ und den Belichtungszeiten $t_1 = 30$ Minuten und $t_2 = 45$ Minuten eingebracht. Nach etwa 45 Minuten Belichtungszeit unter den genannten Belichtungsparametern beginnt die Chrombeschichtung der Amplituden-Maske zu degradieren, weshalb längere Belichtungszeiten mit diesem Amplituden-Masken Typ nicht möglich sind.

Die gemessenen LPG-Transmissionsspektren sind in der Abbildung 6.17 a und b gezeigt.

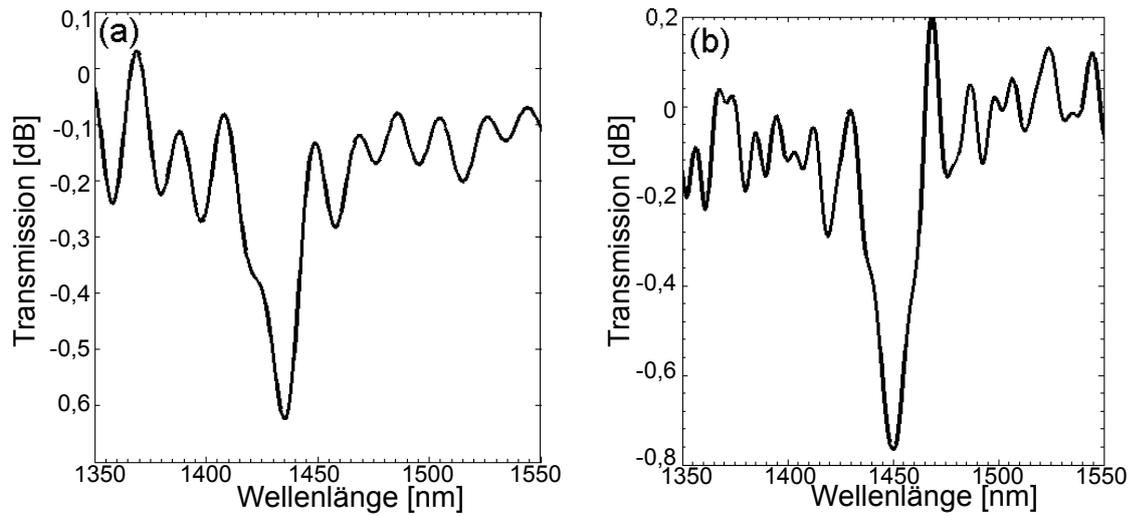


Abbildung 6.17: Gemessene LPG-Transmissionsspektren von UV-induzierten LPGs, eingeschrieben in den Faserkern der modifizierten SM1500-EMF (Extension $l_{\text{ext}} = 28$ mm, Heizzone $\Delta z = 25$ mm), mit den Gitterperioden und Belichtungszeiten $\Lambda_1 = 365$ μm , $t_1 = 30$ Min (a) und $\Lambda_2 = 370$ μm , $t_2 = 45$ Min (b).

Die LPG-Transmissionsspektren beider LPGs zeigen eine einzige ausgeprägte Dämpfung im Spektralbereich von 1350 nm bis 1550 nm. Die Dämpfung resultiert aus der Kopplung der LP_{01} -Kernmode in die $LP_{0,1}$ -Mantelmode. In Abbildung 6.18 ist das Wachstum der Amplitude der resonanten Dämpfung in Abhängigkeit von der UV-Belichtungszeit dargestellt.

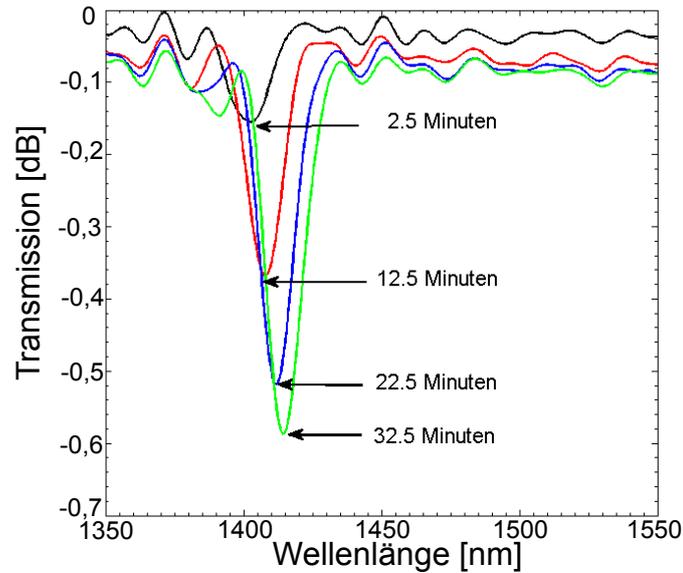


Abbildung 6.18: Wachstum der Dämpfungsamplitude der resonanten Kopplung der Kernmode in die $LP_{0,1}$ -Mantelmode in Abhängigkeit von der UV-Belichtungszeit ($\lambda = 248$ nm, Pulsenergie = 7 mJ, Repetitionsrate = 80 Hz) bzw. der äquivalenten UV-Dosis.

Die Prozessparameter und Ergebnisse aus Experiment und Simulation sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Tabelle 6.2: Vergleich der Prozessparameter und Charakterisierungsgrößen zwischen den experimentell hergestellten LPGs und der Simulation.

Parameter	Simulation	Experiment LPG ₁	Experiment LPG ₂
Initial d_K [μm]	4	4	4
Initial d_M [μm]	80	81	81
l_{ext} [mm]	28	28	28
Δz [mm]	25	25	25
Λ [μm]	370	370	365
L_{LPG} [mm]	4 (homogen)	≈ 7 (apodisiert)	≈ 7 (apodisiert)
δn	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$\approx 7,5 \cdot 10^{-4}$	$< 7,5 \cdot 10^{-4}$
Dämpfung [dB]	-0,756	-0,765	-0,62
λ_R [nm]	1428	1449	1435
FWHM [nm]	29	22	29

Die Ergebnisse der Simulationen aus Kapitel 6.3.2 sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die Differenzen der Resonanzwellenlängen λ_R

zwischen Experiment (s. Tabelle 6.2) und Simulation sind bei LPG_1 durch die abweichende Gitterperiode sowie für LPG_1 und LPG_2 durch leichte, herstellungs-bedingte Abweichungen der Faserdurchmesser zu erklären. Die Stärke und Halbwertsbreite [engl.: full width at half maximum] (FWHM) der experimentell gemessenen, resonanten Dämpfungen zeigen hohe Übereinstimmung mit der Simulation. Die gemessene FWHM lässt Rückschlüsse auf die tatsächlich eingeschriebene Fasergitterlänge L_{LPG} im Faserkern der EMF zu, wobei die Dämpfung Rückschlüsse auf den Brechungsindex-Kontrast δn zulässt. Der Vergleich der simulativen und experimentellen Ergebnisse zeigt, dass man das etwa 7 mm lange, leicht apodisierte LPG, hergestellt durch den in Kapitel 6.3.3 vorgestellten LPG-Belichteraufbau, durch ein 4 mm langes homogenes LPG mit einem konstanten Brechungsindex-Kontrast approximieren kann. Der in der Simulation angenommene Brechungsindex-Kontrast $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentell erzielten Brechungsindex-Kontrast. Die unterschiedlichen Stärken der resonanten Dämpfung bzw. Brechungsindex-Kontrasten zwischen LPG_1 und LPG_2 sind auf die unterschiedlichen Belichtungszeiten beider LPGs zurückzuführen. Die Abhängigkeiten der hergestellten LPGs bzw. der LPG-Transmissionsspektren gegenüber Veränderungen des Brechungsindex der Umgebung wird, wie unter Abschnitt 6.3.3 beschrieben, durch das Eintauchen und wieder entfernen des LPGs in Öle mit verschiedenen Brechzahlen und Messen der Antwort des LPG-Transmissionsspektrums untersucht.

Ergebnisse der Abhängigkeit des Brechungsindex des Faser umgebenden Mediums (Dämpfungsamplituden-Antwort und Resonanzwellenlängen-Verschiebung) sind in den Abbildungen 6.19 (a) und (b) gezeigt. Es gilt zu berücksichtigen, dass die Werte der Brechungsindex-Öle für $\lambda = 587,6 \text{ nm}$ definiert sind. Für diese Wellenlänge beträgt der Brechungsindex des Fasermantels der SM1500-EMF $d_M (\lambda = 587,6 \text{ nm}) = 1,46$.

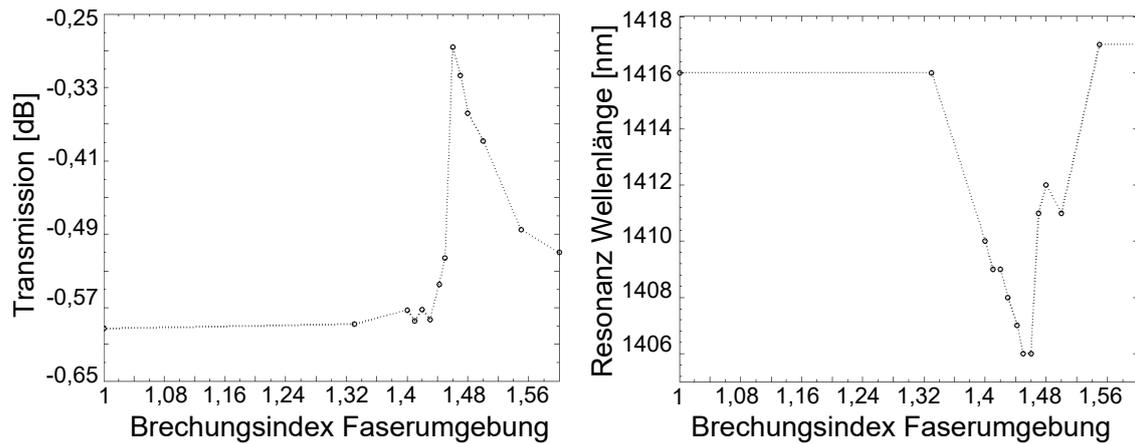


Abbildung 6.19: Abhängigkeit der Dämpfungsamplitude (a) und der Resonanzwellenlänge (b) des LPGs, eingeschrieben in den Faserkern der modifizierten EMF, von dem Brechungsindex der Umgebung.

Aus Abbildung 6.19 (a) folgt, dass im Bereich zwischen $n_U = 1$ bis $n_U = 1,43$ fast keine Änderung der Amplitude der Dämpfung der resonanten Kopplung erfolgt. Wenn sich n_U jedoch n_M annähert, nimmt die Amplitude der Dämpfung ab, da die Mantelmodenanregung unterdrückt wird, und steigt für $n_U > 1,46$ wieder an. Die Resonanzwellenlänge verschiebt sich mit zunehmendem n_U im Bereich von $n_U = 1$ bis $n_U = 1,46$ in Richtung des blauen Wellenlängenbereichs. Sobald $n_U > 1,46$, verschiebt sich die Resonanzwellenlänge wieder in Richtung des roten Wellenlängenbereichs und bleibt für Brechungsindexwerte $n_U > 1,5$ konstant. Die gemessenen Antworten der Dämpfungsamplitude und der Resonanzwellenlänge des LPG-Transmissionsspektrums auf unterschiedliche Brechungsindexwerte der Umgebung sind in guter Übereinstimmung mit denen von LPGs, die unter Verwendung herkömmlicher Techniken in unveränderten EMFs wie z.B. in [75] hergestellt wurden.

6.4 Zusammenfassung und Fazit zur Fasergitter Herstellung

Die Experimente zur Fasergitterherstellung in Form von LPGs und FBGs zeigen, dass verschiedene Fasergittertypen in die SM1500 EMF mit den in Abbildungen 6.2 und 6.16 gezeigten Belichtungsaufbauten eingebracht werden können. Durch die Herstellung von FBGs kann ein Eindruck über die Dynamik der UV-induzierten Brechzahländerung der SM1500 EMF gewonnen werden, wobei ein maximaler Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Gitterperiode des FBGs von $\delta n = 6,835 \pm 0,965 \cdot 10^{-4}$ aus den Messdaten ermittelt werden kann. Weiterhin zeigt sich, dass die Fotoempfindlichkeit

der SM1500 EMF durch eine Wasserstoffbeladung annähernd verdoppelt werden kann. Im Hinblick auf die Herstellung eines gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers ist eine Wasserstoffbeladung der Kopplerstruktur jedoch nicht anwendbar, da die für den gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler verwendete 4-Moden-VMF nach einer Wasserstoffladung über eine signifikante Fotoempfindlichkeit verfügt. Dadurch reagiert ebenfalls die VMF auf den Belichtungsprozess wodurch es ungewollter Weise auch zu einem Einschreiben eines Fasergitters in die VMF kommen würde. Durch die Versuche der LPG-Belichtungen der, durch einen Ätz- und FBT-Schmelzzug-Prozess modifizierten, SM1500-EMF können erstmalig UV-induzierte LPGs in eine EMF mit einer $NA > 0,15$ eingeschrieben werden.

Die eingeschriebenen Gitterperioden sind vergleichbar mit den Gitterperioden des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers. So sind durch die LPG-Belichtungsversuche erste Prozessparameter für die Belichtung des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers gegeben, wobei der entwickelte LPG-Belichteraufbau für die Belichtung des Glasfaserkopplers nur geringfügig modifiziert werden muss. Die Simulationen zeigen gute Übereinstimmung mit den Experimenten. Der Vergleich zwischen Simulation und Experiment der LPG Herstellung zeigen, dass sich die Dynamik der Entwicklung, sowie der maximal erzielbare Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Gitterperiode δn in Abhängigkeit der UV-Belichtung bei der LPG Herstellung, von der FBG-Herstellung unterscheidet. Hohe Brechungsindex-Kontraste lassen sich bei der LPG-Herstellung schneller und mit niedrigeren Leistungen sowie niedrigeren deponierten Energien an UV-Strahlung erreichen.

Eine Erklärung für die veränderte Dynamik liegt in den deutlich größeren Gitterperioden von LPGs, da es anders als bei FBGs zu keiner ungewollten Belichtung der „Dunkelbereiche“ kommt, wodurch der Brechungsindex-Kontrast δn bei FBGs reduziert wird. Es wird angenommen, dass durch die LPG-Belichtung mit längeren Belichtungszeiten und höheren Leistungen Brechungsindex-Kontraste $\delta n > 8 \cdot 10^{-4}$ erreichbar sind. Dies setzt jedoch UV-resistentere Amplituden-Masken als die im Rahmen dieser Arbeit verfügbaren Amplituden-Masken voraus. Weiterhin kann durch den Vergleich der FWHM zwischen Simulation und Experiment gezeigt werden, dass sich die etwa 7 mm langen, herstellungs-bedingt leicht apodisierten LPGs durch 4 mm lange homogene LPGs approximieren lassen. Der Einfluss verschiedener Umgebungs-Brechungsindizes auf das Koppelverhalten des LPGs zeigt, dass die gemessenen Dämpfungen auf resonante Kopplungen zwischen Kernmode und Mantelmode zurückzuführen sind.

Die dazu durchgeführten Brechungsindex-Untersuchungen dienen darüber hinaus der Erforschung eines geeigneten Packagings für den gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler. Das Packaging eines optischen Kopplers soll den Koppler gegen

äußere Einflüsse schützen und mechanisch stabilisieren, ohne dabei seine optischen Eigenschaften nachteilig zu verändern.

Auch bei dem gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler, hergestellt als Schmelzkoppler, wird es erforderlich sein, die Faserdurchmesser der Zielfasern durch einen Ätz-Prozess zu reduzieren, wodurch es auch beim gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler leichter zur ungewollten Anregung von Mantelmoden durch das Fasergitter kommen kann, was in einem Verlust an Leistung resultieren würde. Die Brechungsindex-Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Mantelmodenanregung durch das „wieder Auffüllen“ des entfernten Mantelmaterials mit einem Medium mit demselben Brechungsindex, z.B. einem geeigneten Klebstoff, möglich ist.

Im folgenden Kapitel 7 werden die Simulationen und die Herstellung des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers vorgestellt, wobei die im Rahmen dieses Kapitels erzielten Ergebnisse als Basis für die Simulationen und des Belichtungsprozesses der Fasergitter zur modenselektiven Kopplung im gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler dienen.

7 Gitterunterstützter modenselektiver Glasfaserkoppler

In diesem Kapitel wird der gitter-unterstützter modenselektiver Koppler (GMGK) vorgestellt. Beginnend mit den theoretischen Grundlagen einer fasergitter-basierten modenselektiven Kopplung in Abschnitt 7.1 wird anschließend in Abschnitt 7.2 der Herstellungsprozess betrachtet. Hierzu werden zwei potenzielle Herstellungsverfahren zur Herstellung einer geeigneten asymmetrischen Koppler-Geometrie vorgestellt und miteinander verglichen. Aufbauend auf den Ergebnissen der Herstellung der Glasfaserkoppler folgt eine Betrachtung des experimentell realisierbaren, GMGK durch ein Simulationsmodell. Unter der Berücksichtigung der Ergebnisse zur Fasergitter-Herstellung aus Kapitel 6 werden mit Hilfe dieses, an den Herstellungs-Prozess angepassten, Simulations-Modells die notwendigen Fasergitter-Konstanten, sowie der Einfluss des Brechungsindex der Umgebung auf das Koppelverhalten untersucht. Die Ergebnisse der Simulationen werden in den Herstellungs-Prozess implementiert. Anschließend werden die experimentelle Umsetzung des Belichtungs-Prozesses von Fasergittern in die Koppler-Geometrie, sowie der hierzu modifizierte optische Aufbau zur Fasergitter Belichtung vorgestellt. Die Ergebnisse der Charakterisierung der entwickelten gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler sowie die Diskussion der Ergebnisse im wissenschaftlichen Kontext werden in Kapitel 8 vorgestellt, gefolgt von einer Diskussion der Ergebnisse im praktischen Kontext, im Hinblick auf die Betrachtung der wirtschaftlichen Verwertbarkeit der erzielten Ergebnisse in Kapitel 9.

7.1 Funktionsweise eines gitterunterstützten modenselektiven Kopplers

Die fasergitter-basierte modenselektive Kopplung beruht auf einer evaneszenten Feldkopplung zwischen einer Einmodenfaser (EMF) und einer Vielmodenfaser (VMF), deren Faserkerne innerhalb der Koppler-Struktur soweit zueinander angenähert sind, dass die evaneszenten Felder jeweils bis in den benachbarten Faserkern leicht

(ca. 1 μm bis 2 μm) hinein ragen. Damit es nicht zu einer unkontrollierten evaneszenten Feldkopplung kommen kann, müssen Fasern mit stark voneinander abweichenden Propagationskonstanten β gewählt werden. So kann sichergestellt werden, dass trotz sich überschneidender Modenfelder kein bzw. nur ein vernachlässigbarer, unkontrollierter Leistungsaustausch zwischen den benachbarten Faserkernen stattfinden kann. Hierzu wird eine Faserkombination aus der kommerziell erhältlichen Stufenindex-EMF SM1500(4.2/125) von Fibercore und einer ebenfalls kommerziell erhältlichen Stufenindex- Viermoden-VMF, 4 Mode Stepindex von OFS gewählt. Die große Abweichung der Propagations-Konstanten der gewählten Fasern β_{EMF} und β_{VMF} ergibt sich aus den stark voneinander abweichenden effektiven Modenbrechzahlen, bedingt aus den stark abweichenden Kernbrechzahlen ($n_{\text{K,EMF}} = 1,47$ / $n_{\text{K,VMF}} = 1,45$) und Kerndurchmessern ($d_{\text{K,EMF}} = 4 \mu\text{m}$ / $d_{\text{K,VMF}} = 20 \mu\text{m}$). Eine modenselektive, evaneszente Feldkopplung zwischen der EMF und einer beliebigen Mode der VMF wird erst durch das, in den Faserkern der EMF eingeschriebene, Fasergitter ermöglicht. Zwischen welchen Moden der Leistungsaustausch für eine definierte Resonanzwellenlänge λ_{R} stattfinden soll, wird über die Fasergitterperiode Λ wie folgt bestimmt [84, 87]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{R}}}{|n_{\text{eff,EMF}} \pm n_{\text{eff,VMF}}|} \quad (7.1)$$

wobei $n_{\text{eff,EMF}}$ und $n_{\text{eff,VMF}}$ die effektiven Brechungsindizes der EMF-Mode und einer beliebigen Mode der VMF sind. Abhängig von der angestrebten Koppelrichtung (Richtkoppeln, Gegenrichtkoppeln) erhält man durch die Addition der effektiven Brechungsindizes die Gitterperiode für eine Gegenrichtkopplung bzw. durch die Subtraktion der effektiven Brechungsindizes die Gitterperiode für eine Richtkopplung. Letztere ist im Rahmen dieser Arbeit angestrebt. Damit ein maximaler Leistungsaustausch möglich ist, muss eine resonante Kopplung, d.h. $\Delta\beta = 0$ vorliegen. Weiterhin wird die Stärke des Leistungsaustauschs zwischen EMF und VMF bzw. der Kopplungskoeffizient κ über den Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Gitterperiode des Fasergitters δn , den Abstand der Faserkerne zueinander $L_{\text{K-K}}$ innerhalb der Koppelzone sowie der Länge der Koppelzone (entspricht beim GMGK der Fasergitterlänge L_{LPG}) bestimmt.

7.2 Herstellungsprozess

Nachfolgend wird der Herstellungsprozess des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers vorgestellt. Es werden zwei potenzielle Herstellungsverfahren zur Fertigung einer geeigneten Glasfaserkoppler-Geometrie vorgestellt und miteinander

verglichen. Darauf aufbauend erfolgt eine simulative Betrachtung der herstellbaren Glasfaserkoppler-Geometrie hinsichtlich deren optischer Eigenschaften mit und ohne appliziertem Fasergitter. Abschließend wird der Belichtungsprozess des Fasergitters in die Glasfaserkoppler-Geometrie vorgestellt.

7.2.1 Vergleich von Verfahren zur Herstellung von Glasfaserkopplern

Glasfaserkoppler können durch einen Schmelzzugprozess basierend auf der, in Kapitel 2.2 eingeführten, FBT-Schmelzzug-Technik [22] oder einem Anschliff-Prozess in Form eines Schmelzkopplers bzw. Anschliffkopplers hergestellt werden. Beide Koppler-Typen bzw. Herstellungsprozesse haben individuelle Vor- und Nachteile, wobei Schmelzkoppler in ihrer Langzeitstabilität Anschliffkopplern überlegen sind [93].

Beide Herstellungsprozesse werden zur Fertigung einer geeigneten Koppler-Geometrie für die Realisierung eines GMGK untersucht und miteinander verglichen. Der als Anschliffkoppler hergestellte GMGK soll in erster Linie dem Erbringen eines schnellen Machbarkeitsnachweises dienen, wohingegen der, als Schmelzkoppler hergestellte GMGK, die eigentliche Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist. Bei der Herstellung einer geeigneten Koppler-Geometrie ist zu berücksichtigen, dass durch das Einbringen des Fasergitters neben einer Kernmoden-Kopplung zusätzlich Mantelmoden angeregt werden können, woraus ein Leistungsverlust resultieren würde. Eine Mantelmoden-Anregung kann unterdrückt werden, wenn der Koppler von ausreichend viel Mantelmaterial umgeben ist, wodurch die Modenfelder der Mantelmode und Kernmode sich weniger stark überlagern bzw. die Propagationskonstanten der Kern- und Mantelmoden stark voneinander abweichen. Zudem muss die Koppler-Geometrie sicherstellen, dass evaneszente Feldkopplung angenommen werden kann, d.h. beide Modenfelder der benachbarten EMF- und VMF-Kerne als annähernd unabhängig voneinander betrachtet werden können. Dies setzt voraus, dass der Abstand der Faserkerne zueinander im Bereich von etwa $2\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$ liegt und die Leistungen primär kerngeführt sind. Kann dies nicht gewährleistet werden, konkurriert evaneszente Feldkopplung mit anderen Koppel-Mechanismen, welche nur mit dem Ansatz der Supermoden-Kopplung beschrieben werden können. Diese konkurrierenden Koppelmechanismen resultieren in einer geringeren Modenselektivität.

7 Gitterunterstützter modenselektiver Glasfaserkoppler

Zusammenfassend sollte die ideale Koppler-Geometrie folgende Kriterien erfüllen:

- Faserkernabstand: 2 μm bis 5 μm
- Manteldicke: $\geq 50 \mu\text{m}$
- Kerndurchmesser: $\geq 2 \mu\text{m}$
- Hohe Langzeitstabilität
- Geringe Signaldämpfungen

An den Herstellungsprozess werden zusätzlich folgende Anforderungen gestellt:

- Geringer Prozessaufwand
- Kostengünstiger Prozess
- Hohe Reproduzierbarkeit
- Hohe Präzision

Nachfolgend werden die beiden entwickelten Herstellungsprozesse vorgestellt. Anschließend folgt eine Diskussion der Herstellungsprozesse und der durch die Prozesse erzielten Ergebnisse.

7.2.1.1 Anschliffkoppler

Mit der Entwicklung eines asymmetrischen Glasfaseranschliffkopplers aus den Zielfasern soll ein schneller Machbarkeitsnachweis für einen GMGK erzielt werden.

Es wird angenommen, dass durch einen Anschliff-Prozess im Vergleich zu einem FBT-Schmelzzug-Prozess eine geeignete Kopplergeometrie für einen GMGK leichter zu realisieren sei. Weitere Vorteile eines Anschliff-Kopplers sind der Erhalt der Manteldicke des Kopplers, sowie der Erhalt konstanter Faserkerndurchmesser entlang der longitudinalen Kopplerachse.

Sowohl der erste auf evaneszenter Feldkopplung beruhende, glasfaser-basierte Richtkoppler als auch der erste modenselektive Glasfaserkoppler wurde durch einen Anschliff-Prozess hergestellt [41, 94]. Kommerziell haben Glasfaseranschliff-Koppler aufgrund ihrer Fragilität jedoch keine so weit verbreitete Anwendung gefunden wie Schmelzkoppler und werden primär als abstimmbare oder polarisations-erhaltende Koppler eingesetzt, worin sie dem Schmelzkoppler überlegen sein können [10].

Bei der Herstellung von Glasfaser-Anschliffkopplern werden die Glasfasern für gewöhnlich in einem definierten Radius gebogen, in einer Nut fixiert, welche in ein Quarzglassubstrat eingebracht ist. Durch den nachfolgenden Anschliff-Prozess wird simultan Material von den Glasfasermänteln und des Quarzglassubstraten abgetragen, bis die Faserkerne am obersten Punkt nur noch von wenigen Mikrometern Mantelmaterial überdeckt sind. Anschließend werden die beiden Faseranschliffe in Kontakt gebracht, so dass es zur evaneszenten Feldkopplung kommen kann [95]. Um über die gesamte Koppelzone bzw. Fasergitterlänge einen möglichst konstanten Abstand von $3\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$ zwischen den Faserkernen zu ermöglichen, wird ein neuartiges Verfahren, basierend auf einem Trennschleif-Prozess mit einem nachgeschalteten chemisch-mechanischen Polierprozess entwickelt. Durch die Verwendung von Silizium-Wafern mit einer eingebrachten Nut anstelle von Quarzglas-Blöcken als Substrate, kann durch den entwickelten Anschliff-Prozess ein konstanter Faseranschliff im Bereich des eingeschriebenen Fasergitters ermöglicht werden. Für die Untersuchungen wird anstelle der SM1500(4.2/125)-EMF die SM1500(9/125)-EMF verwendet. Auf die Wahl dieser Faser wird an späterer Stelle genauer eingegangen. Der Prozess ist in Kooperation mit dem Institut für Mikroprozess Technik (IMPT) der Leibniz Universität Hannover entstanden. Nachfolgend werden der Prozess sowie die erzielten Ergebnisse vorgestellt.

Herstellung des Si-Substrates und Präparation der Glasfasern

Der Herstellungs-Prozess beginnt mit der Herstellung von zwei Substraten zum

Fixieren der EMF und VMF während der Anschliff- und Polier-Prozesse. Die Substrate fungieren zusätzlich als Packaging des fertigen Anschliff-Kopplers. Als Substratmaterial wurde aufgrund der höheren Härte, verglichen mit Quarzglas, und einer guten Prozessierbarkeit Silizium (Si) gewählt. In einem ersten Schritt wurden in die Si-Wafer mit vier Zoll Durchmesser, durch Trennschleifen, mittig eine 200 μm tiefe und 30 μm breite rechteckige Nut eingebracht. Diese Nut fungiert beim späteren Einkleben der Fasern als Reservoir für den Klebstoff, wodurch eine homogene Verteilung des Klebstoffes ermöglicht wird. In einem zweiten Schritt werden diese Nuten im Bereich des späteren Faseranschliffs mit einer zweiten, 150 μm breiten und 50 μm tiefen Nut (für die VMF) bzw. einer 150 μm breiten und 65 μm tiefen Nut (für die EMF) wie in Abbildung 7.1 (a) gezeigt axial überlagert. Der in diesem Bereich über das Niveau der Wafer-Oberfläche herausragende Teil der eingeklebten Glasfasern, wie in Abbildung 7.1 (b) gezeigt, entspricht dem Glasfaseranteil, welcher im nachfolgenden Trennschleif-Prozess abgetragen werden soll. Außerhalb der Anschliff-Region wird die erste Nut mit einer 150 μm breiten und tiefen Nut axial überlagert. In diesem Abschnitt lassen sich die Glasfaserabschnitte, außerhalb der Kopplungszone, wo kein Materialabtrag stattfinden soll, vollständig in der Nut versenken.

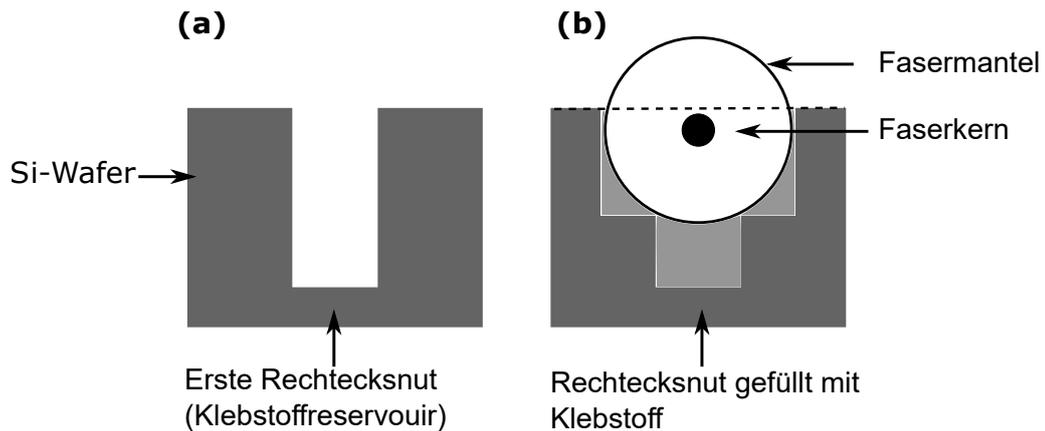


Abbildung 7.1: Präparation des Si-Wafers zur Fixierung der Glasfasern für den Anschliff- und Polier-Prozess. Zunächst wird eine schmale, tiefe Nut eingebracht die als Klebstoff-Reservoir dient (a), die anschließend durch die eigentliche Nut zur Faseraufnahme überlagert wird (b).

Um eine präzise und gleichmäßige Positionierung der Fasern in der Nut erzielen zu können, werden die Fasern in der Nut während des Aushärtens des Klebstoffes mit Gewichten beladen. Als Klebstoff wird Crystallbond gewählt, da dieser Klebstoff eine leichte und rückstandslose Entfernung von Klebstoffüberschüssen durch Aceton ermöglicht.

Trennschleif-Prozess

Nach der Fixierung der Faserne in den Si-Wafern erfolgt der Trennschleif-Prozess zum Abtragen des Mantelmaterials, mit einer DAC551-Trennschleifmaschine (Disco Company KK). Diese Maschine ermöglicht eine präzise Bearbeitung von Glas mit einer Maschinengenauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$. Eine schematische Darstellung dieses Prozesses ist in Abbildung 7.2 gezeigt.

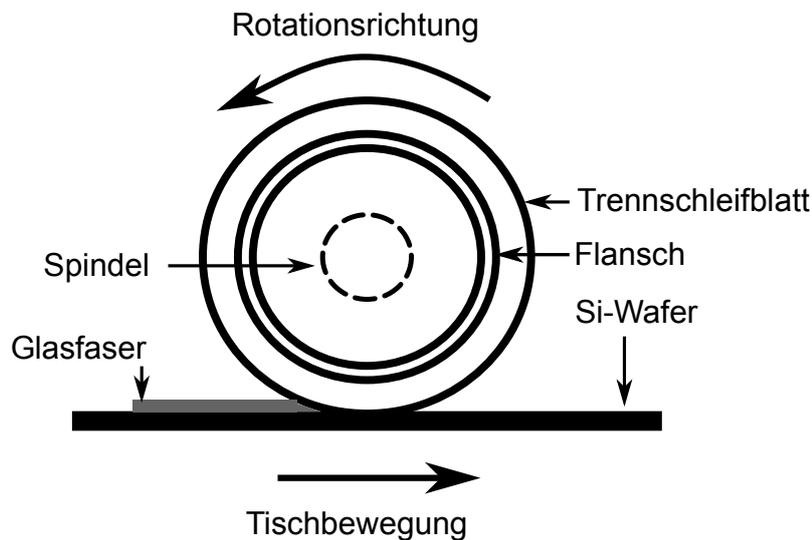


Abbildung 7.2: Abtragen des Fasermantelmaterials durch einen Trennschleif-Prozess.

Das über die Si-Wafer Oberfläche hinaus ragende Fasermantelmaterial wird durch Verfahren des Positioniertisches entlang der longitudinalen Glasfaserachsen in einem Schritt vollständig abgetragen. Die Prozessierung erfolgt durch ein mit 20.000 Umdrehungen pro Minute rotierendes Trennschleifblatt mit 55 mm Durchmesser und einer Korngröße von $45 \mu\text{m}$. Die Wahl einer feineren Korngröße $< 45 \mu\text{m}$ ist nicht möglich, da es sonst zu einem Aufschmelzen und Verschmieren der abgetragenen Glasspäne kommt. Diese Glasschmelze würde sich anschließend auf der Wafer-Oberfläche ablagern. Neben der Positioniergenauigkeit der Trennschleif-Maschine dient die Si-Wafer Oberfläche als zusätzlicher mechanischer Anschlag, da Silizium über eine deutlich höhere Härte verfügt als Quarzglas. So ist sichergestellt, dass nicht zu viel Mantelmaterial abgetragen werden kann. Um nach dem Trennschleif-Prozess eine optische Oberflächenqualität der Faseranschliffe zu erzielen, folgt ein chemisch-mechanischer Polier-Prozess.

Chemisch-mechanischer Polier-Prozess

Nach dem Trennschleifen werden die angeschliffenen Glasfasern, welche weiterhin in dem Si-Wafer fixiert sind, mit Hilfe einer FLP600-Poliermaschine (FLP Microfinishing GmbH) poliert. Hierzu werden die Si-Wafer durch eine Klebefolie an einem Substratträger befestigt und dieser mit leichtem Druck auf ein rotierendes Poliertuch gedrückt. Um eine ausreichende Reibung zwischen den angeschliffenen Glasfasern und dem Poliertuch zu erzeugen und so eine gleichmäßige Politur zu gewährleisten, rotieren Substratträger und Poliertuch in entgegengesetzten Drehrichtungen. Um die Ablation zu erleichtern, wird eine Diamant-Suspension mit $3\ \mu\text{m}$ Körnung auf das rotierende Poliertuch aufgetragen, wodurch sich zwischen Substratträger und dem Poliertuch ein gleichmäßiger Suspensionsfilm ausbildet. Der Polierprozess ist in Abbildung 7.3 illustriert.

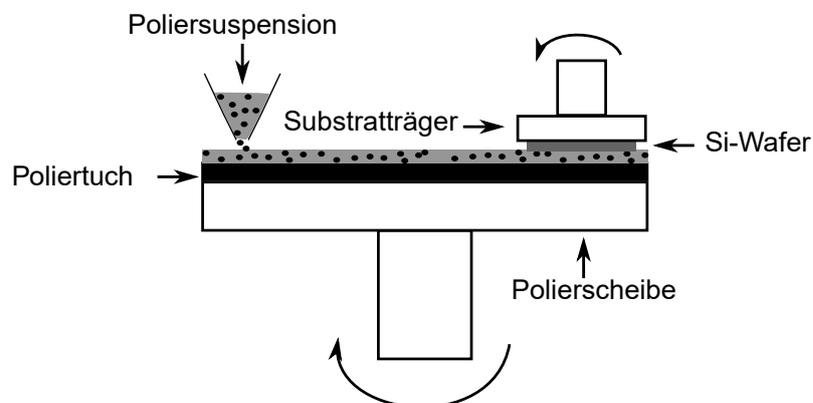


Abbildung 7.3: Chemisch-mechanischer Polier-Prozess zum Erzielen einer optischen Oberflächenqualität der Glasfaseranschliffe.

Die Zugabe der Polier-Suspension erfolgt in definierten Intervallen, um eine übermäßige Trockenreibung zwischen dem Poliertuch und dem Si-Wafer zu vermeiden. Der Polier-Prozess wird über eine Dauer von einer Stunde durchgeführt.

Justage des Anschliff-Kopplers

Nachdem die Faseranschliffe durch den chemisch-mechanischen Polier-Prozess über eine optische Oberflächenqualität verfügen, erfolgt der Aufbau bzw. die Justage des Anschliff-Kopplers. Dazu wird zunächst der EMF-Kopplereingang über eine Glasfaser mit einem durchstimmbaren Laser im IR-Bereich (TLB-6600, New Focus) und der VMF-Kopplerausgang ebenfalls über eine Glasfaser mit einer Fotodiode verbunden. Die Verbindungen zu der IR-Quelle und der Fotodiode erfolgen über

FC/PC-Steckverbindungen, die Verbindungen der Glasfasern zum Anschliffkoppler durch Stirnflächen-Kopplung. Anschließend werden die beiden, in den Si-Wafern fixierten, Faseranschliffe der VMF und EMF mit Hilfe eines opto-mechanischen Aufbaus, bestehend aus einem 3-Achsen Positioniertisch (MBT616D/M, Thorlabs) und einem Rotations-Tisch (RP01/M, Thorlabs) in Deckung gebracht und zueinander ausgerichtet.

Ein Schema des entwickelten opto-mechanische Positionieraufbaus mit integrierter Messtechnik ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Die Justage wird durch Einkoppeln von IR-Strahlung ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) am EMF-Eingang und Messen der Leistung am VMF-Ausgang überwacht. Die angeschliffenen und polierten Glasfasern werden so zueinander justiert, dass ein maximaler Leistungsaustausch zwischen EMF- und VMF-Kern stattfinden kann. Damit während der Entwicklung des Anschliff-Prozesses auch ein Leistungsaustausch ohne ein eingeschriebenes Fasergitter im EMF-Kern gemessen werden kann wird hier nicht die SM1500(4.5/125)-EMF Zielfaser für den GMGK verwendet sondern die EMF SM1500(9/125). Durch die Verwendung dieser EMF ist ein signifikanter Leistungsaustausch auch ohne Fasergitter möglich, da die Differenz zwischen den Propagationskonstanten $\Delta\beta$ bzw. der effektiven Brechzahlen der Moden dieser EMF und der Moden der VMF signifikant geringer ist ($\Delta\beta = 8,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ und $\Delta n_{eff,LP01} = 0,002$ für die Faserkombination SM1500(9/125)-EMF/VMF bzw. $\Delta\beta = 52,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ und $\Delta n_{eff,LP01} = 0,013$ für die Faserkombination SM1500(4.2/125)-EMF/VMF).

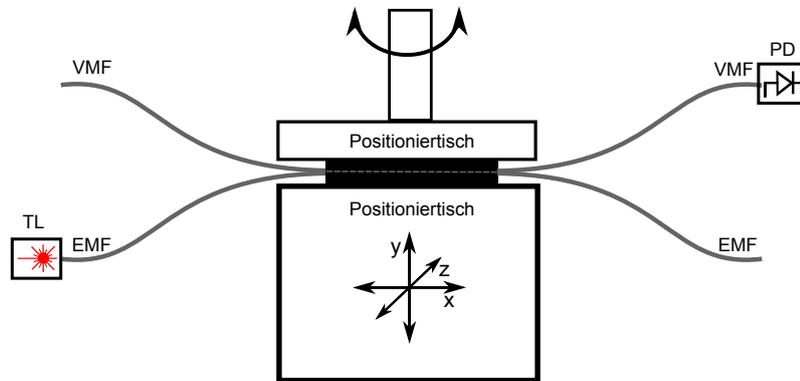


Abbildung 7.4: Opto-mechanischer Positionieraufbau mit integrierter Messtechnik zur Ausrichtung der Faseranschliffe. Am EMF-Eingang wird durch einen durchstimmbaren Laser TL Licht eingekoppelt und die in die VMF gekoppelte Leistung fortlaufend durch eine Fotodiode FD am VMF-Ausgang des Kopplers gemessen.

Ergebnisse

In Abbildung 7.5 ist der entwickelte Anschliffkoppler in dem Positionieraufbau während der Charakterisierung gezeigt.

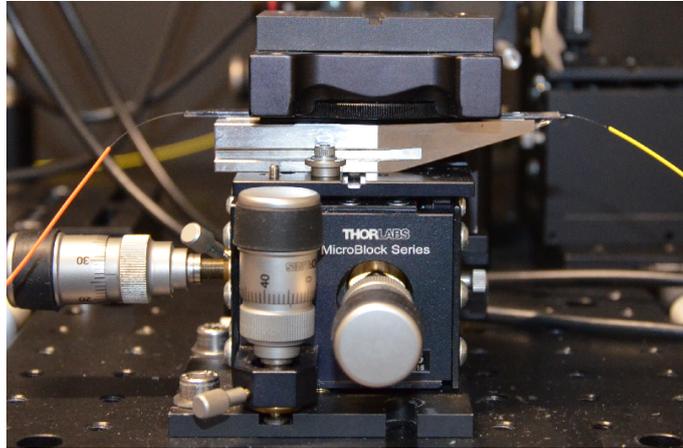


Abbildung 7.5: Anschliff-Koppler im Positionieraufbau während der Charakterisierung.

In Abbildung 7.6 ist ein licht-mikroskopisches und konfokal-mikroskopisches Bild, welches die Faseroberfläche nach dem Trennschleif-Prozess zeigt, dargestellt.

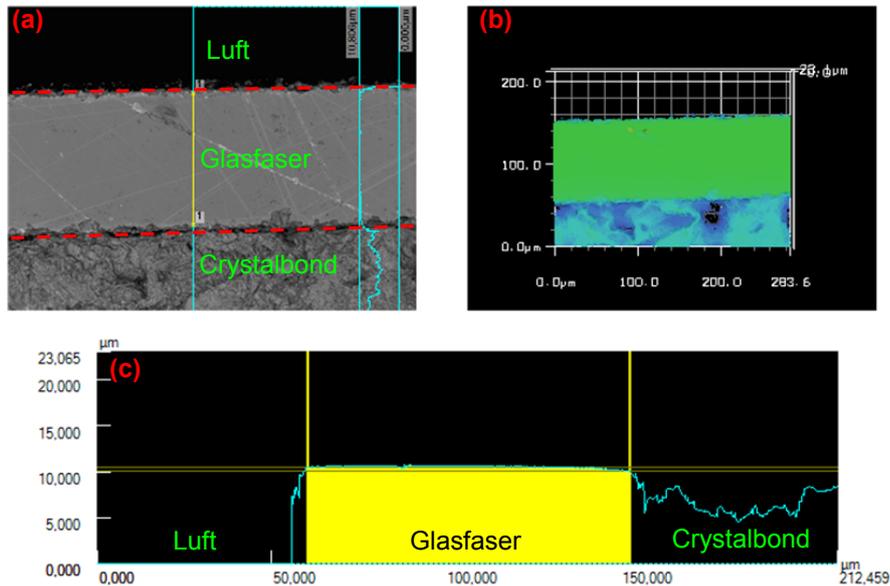


Abbildung 7.6: Licht-mikroskopische Aufnahme der VMF (Draufsicht) nach dem Trennschleif-Prozess (a) und konfokal-mikroskopische Querschnitt des Höhenprofils (b) und (c).

Im Anschluss an den chemisch-mechanischen Polier-Prozess wird die Oberflächenrauheit der Faser-Anschlüsse gemessen. Hierzu wird durch einem Nanoindenter (Hysotron TI 900 Triboindenter) $20\ \mu\text{m} \cdot 20\ \mu\text{m}$ große Oberflächenscans im Rasterkraftmikroskop-Modus durchgeführt. Bei dem Oberflächenscan wird von der Messspitze (Berkovich-Diamantspitze) eine Kraft von $3\ \mu\text{N}$ auf die polierte Glasoberfläche aufgebracht. Um Messunsicherheiten zu reduzieren wird die Messung an drei verschiedenen, polierten Faserabschnitten durchgeführt und Mittelwerte aller drei Messungen gebildet. Die Auswertung der Oberflächenscans ergab eine Oberflächenrauheit $R_a = 2,2 \pm 1,2\ \mu\text{m}$. In Abbildung 7.7 ist ein Oberflächenscan grafisch dargestellt.

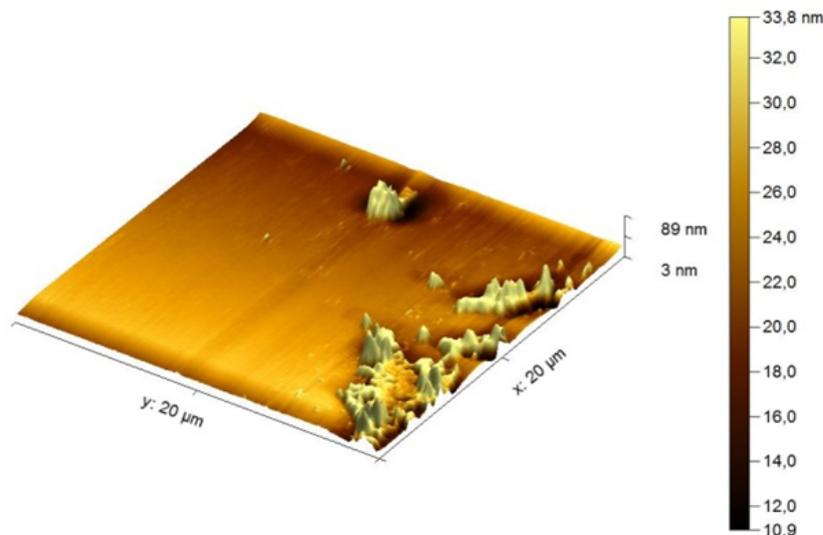


Abbildung 7.7: Graphische Darstellung der taktilen Oberflächen-Messung des Glasfaser Anschliffs durch ein Nanoindenter Hysotron-Messsystem, nach der Anwendung des chemisch-mechanischen Polier-Prozesses, wobei eine optische Oberflächenqualität mit einer Rauheit $R_a = 3,5\ \text{nm}$ gemessen wurde. Bei den Erhebungen am rechten Rand des Messquadrats handelt es sich um Staubpartikel

Nach dem in Kontaktbringen und Ausrichten der polierten Faseranschliffe kann ein durchschnittlicher Leistungstransfer zwischen der SM1500(9/125)-EMF und der VMF von $6,3 \pm 0,7\ \%$ gemessen werden. Stark verlustbehaftet ist das Ein- bzw. Auskoppeln in die Kopplerstruktur durch die Stirnflächen-Kopplung. Diese führt teils zu hohen Einfügedämpfungen von bis zu 10 dB.

Fazit

Durch den entwickelten Glasfaseranschliff-Prozess ist die Herstellung eines asymme-

trischen Glasfaserkopplers aus den Zielfasern, der das Einbringen eines Fasergitters erlaubt, prinzipiell möglich. Die Prozess-Kette ist publiziert in [71]. Die Faserkerne können durch den Anschliff-Prozess auf $3\ \mu\text{m} \pm 2\ \mu\text{m}$ zueinander angenähert werden. Anders als beim FBT-Schmelzzug-Prozess werden die Faserkern- und Fasermanteldurchmesser durch den Anschliff-Prozess nicht verändert. Um eine gitterunterstützte, modenselektive Kopplung mit dem Anschliffkoppler zu realisieren wären für die verwendeten Fasertypen Fasergitterperioden von etwa $100\ \mu\text{m} \pm 20\ \mu\text{m}$ nötig. Die Fertigung von Amplituden-Masken mit hoher UV-Resistenz mit Gitterperioden um $100\ \mu\text{m}$, hergestellt aus Blechen ist jedoch sehr schwierig und kostenaufwendig. Darüber hinaus ist die Herstellungs-Prozesskette aufwendig und die Langzeitstabilität der Anschliff-Koppler gering, was insbesondere das Handling erschwert. Am problematischsten erweisen sich die hohen Dämpfungsverluste beim Einkoppeln und Auskoppeln in den Anschliff-Koppler durch Stirnflächen-Kopplung. Um das Ein- und Auskoppeln in den Anschliffkoppler zu optimieren, wäre weiterer Forschungs- bzw. Entwicklungsaufwand nötig.

7.2.1.2 Schmelzkoppler

Symmetrische Glasfaser-Schmelzkoppler werden für gewöhnlich nach dem Ansatz der FBT-Schmelzzug-Technik aus Glasfasern mit Faserdurchmessern zwischen $80\ \mu\text{m}$ bis $125\ \mu\text{m}$, welche stark miteinander verschmolzen werden, hergestellt. Zunächst werden die Fasern durch Verdrillen fixiert, anschließend verschmolzen und gleichzeitig verstreckt. Zur Herstellung einer geeigneten Koppler-Geometrie für den gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler ist diese Methodik nicht geeignet, da die Faserkerne für eine evaneszente Feldkopplung nicht ausreichend zueinander angenähert werden können, ohne die Faserkerndurchmesser zu stark zu verjüngen. Um einen auf evaneszenter Feldkopplung beruhenden asymmetrischen Schmelzkoppler herzustellen, müssen die Faserdurchmesser zunächst durch einen Ätz-Prozess stark reduziert und anschließend nach der FBT-Schmelzzug-Methode gering miteinander verschmolzen werden [44, 46]. Für die Herstellung einer geeigneten Geometrie für ein GMGK können die Fasern zudem nicht durch Verdrillen fixiert werden, da das Einschreiben der Fasergitter in den EMF-Kern durch die verdrillten Fasern nicht möglich ist. Der an diese Anforderungen adaptierte, entwickelte FBT-Schmelzzug-Prozess wird nachfolgend vorgestellt, beginnend mit dem Ätz-Prozess, dem die VMF und EMF unterzogen werden müssen, um einen Faserkernabstand $\leq 5\ \mu\text{m}$ bei einer anschließenden, schwachen Verschmelzung der Fasern zu ermöglichen. Die Entwicklung der Prozesskette zur Herstellung eines GMGK, hergestellt als Schmelzkoppler erfolgt durch das Laser Zentrum Hannover (LZH) e.V. in Kooperation mit dem Hanno-

verschen Zentrum für optische Technologien (HOT) der Leibniz Universität Hannover.

Ätz-Prozess

Zum Ätzen von Glasfasern eignet sich Flußsäure (HF-Säure). Zu diesem Zweck ist die in Abbildung 7.8 gezeigte Vorrichtung aus HF-resistentem Teflon entwickelt. Die Teflon-Kammer, mit eingebrachten Nuten zur Fixierung der Fasern, ermöglicht ein kontrolliertes, simultanes Ätzen von bis zu acht Glasfasern.

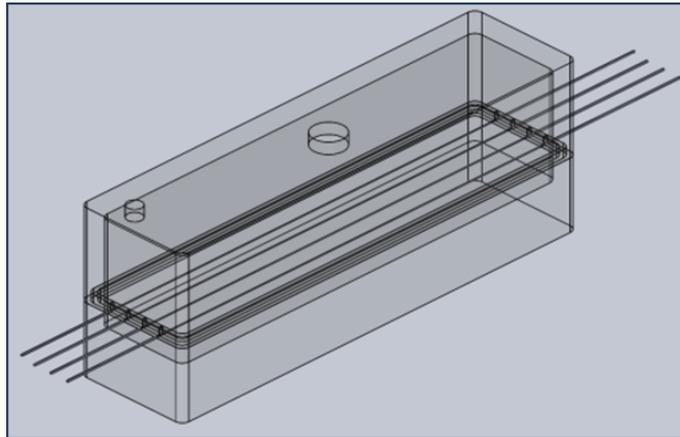


Abbildung 7.8: Entwickelte Teflon-Kammer zum simultanen HF-Ätzen von bis zu acht Glasfasern. Die Fasern werden durch Nuten fixiert. Die Flußsäure wird durch die Öffnung an der Oberseite der Kammer zugeführt.

Vor dem Ätz-Prozess müssen die Fasern von der Polyamid-Schutzbeschichtung befreit, mit Isopropanol gereinigt, und in der Teflon-Kammer fixiert werden. Anschließend wird die Kammer mit 40 Vol.-% HF-Säure geflutet, bis die Fasern vollständig von HF-Säure umgeben sind. Bei möglichst konstanter Temperatur (Raumtemperatur 22°C) werden die Fasern so lange in diesem stationären Zustand belassen, bis der gewünschte Faserdurchmesser erreicht ist. Anschließend wird die Teflon-Kammer durch Spülen mit Wasser evakuiert, die Fasern entnommen und lichtmikroskopisch charakterisiert. Dabei wird eine, auf die Raumtemperatur kalibrierte durchschnittliche Ätz-Rate von $1,75 \mu\text{m}/\text{min}$ für die EMF und VMF ermittelt. Die Abhängigkeit von Faserdurchmessern bzw. Faserabtrag von der Ätz-Zeit ist in Abbildung 7.9 gezeigt.

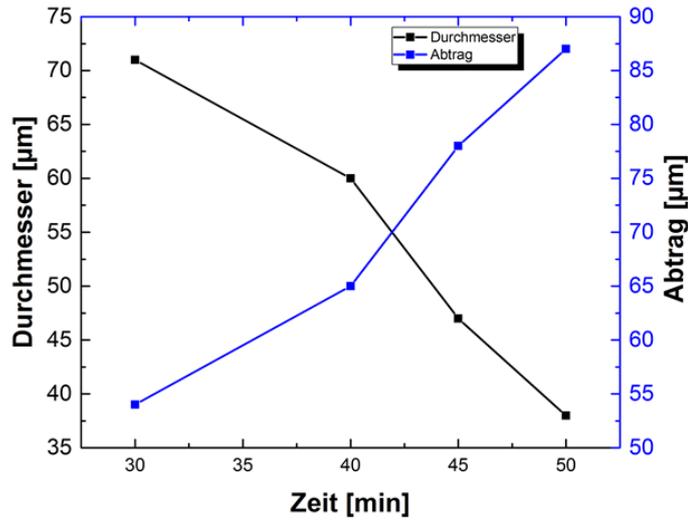


Abbildung 7.9: Abhängigkeit des Faserdurchmessers und des Fasermantelabtrags von der Ätz-Zeit bei Verwendung von 40 Vol. – % HF-Säure bei $T = 22^\circ\text{C}$. Die Ausgangsdurchmesser aller Fasern betragen jeweils $125\ \mu\text{m}$.

Nach dem Ätz-Prozess weisen die Faserprofile bei geringen Ätz-Zeiten bzw. bei geringen Materialabträgen sehr konstante Faserdurchmesser entlang der Faserachse auf. Bei längeren Ätz-Zeiten bzw. höheren Materialabträgen steigt die Standardabweichung der Faserdurchmesser entlang der Faserachse leicht an. Die Streuung der Faserdurchmesser entlang der Faserachse für verschiedene Ätz-Zeiten ist in Abbildung 7.10 gezeigt.

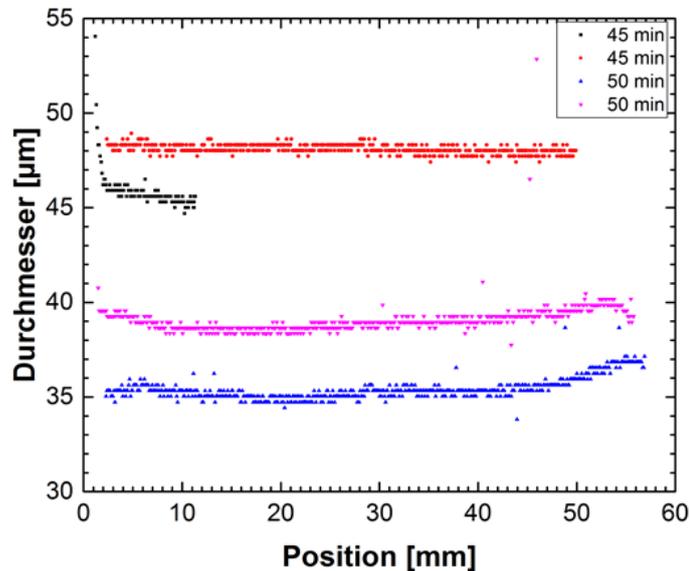


Abbildung 7.10: Streuung der Faserdurchmesser entlang der Faserachse für verschiedene Ätz-Zeiten, ermittelt durch licht-mikroskopische Vermessung.

Nach dem Ätz-Prozess weisen die VMF einen Durchmesser von $32,00 \mu\text{m} \pm 3,39 \mu\text{m}$ und die EMF einen Durchmesser von $22,66 \mu\text{m} \pm 3,53 \mu\text{m}$ auf. Um die Fasern ohne Verdrillen parallel zueinander in direktem Kontakt platzieren und fixieren zu können, werden diese in einer spezialangefertigten Haltevorrichtung in der Schmelzzug-Anlage platziert. Um eine möglichst homogene Verschmelzung der beiden Fasern zu gewährleisten, werden die Fasern an beiden Enden der Heizzone zusätzlich durch einen UV-aushärtenden Klebstoff fixiert. Anschließend werden beide Fasern durch einen Wasserstoffbrenner verschmolzen und verstreckt. Hierzu wird eine kommerziell erhältliche Schmelzzug-Maschine (SIFAM Fiber Optics) verwendet.

Schmelzzug-Prozess

Während des FBT-Schmelzzug-Prozesses werden die Fasern zunächst longitudinal miteinander verschmolzen und anschließend verstreckt. Der sich bei der Verschmelzung einstellende Verschmelzungsgrad DOF eines asymmetrischen Kopplers ist definiert als [96]:

$$\text{DOF} = \frac{2 \cdot d_{\text{Koppler}}}{d_{\text{EMF}} + d_{\text{VMF}}} \quad (7.2)$$

wobei d_{Koppler} der Koppler-Durchmesser in der Mitte der Koppler-Taille ist und d_{EMF} und d_{VMF} die Faserdurchmesser der EMF und VMF in der Mitte der Koppler-Taille. Nach dieser Definition kann der DOF somit Werte zwischen eins (vollständig verschmolzen) und zwei (keine Verschmelzung) annehmen. Um den DOF exakt zu bestimmen muss der Koppler in der Mitte der Koppler-Taille zertrennt werden und der Koppler-Querschnitt mikroskopisch vermessen werden. Der DOF hat direkte Auswirkungen auf den Faserkernabstand $L_{\text{K-K}}$ und nimmt damit direkten Einfluss auf den Kopplungskoeffizient κ (s. Abschnitt 2.3) sowie auf den zu Grunde liegenden Koppel-Mechanismus (evaneszente Feldkopplung/Supermoden Kopplung) selbst, da dieser von $L_{\text{K-K}}$ abhängt. Darüber hinaus kann der DOF die Polarisations-eigenschaften des Schmelzkopplers beeinflussen. Durch eine zu starke Verschmelzung kann es, wie in Abbildung 7.11 gezeigt, zu einer Deformation des Faserkern-Querschnittes von seiner ursprünglich kreisrunden Form zu einer elliptischen Form kommen, wodurch die Faserkerne doppelbrechend werden.

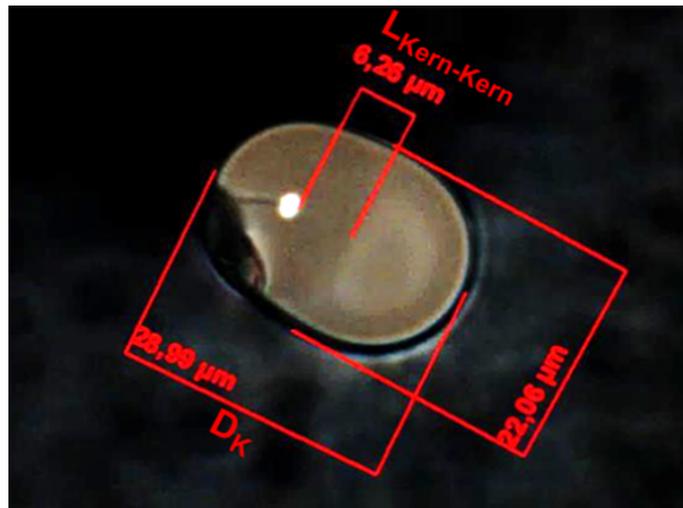


Abbildung 7.11: Deformation der kreisrunden Geometrie der Faserkern-Querschnitte durch einen zu starken Verschmelzungsgrad.

Dadurch kommt es zu einer Phasenverschiebung der Propagationskonstanten beider Polarisationszustände einer Mode, d.h. $\Delta\beta \neq 0$. Ebenfalls verändern sich die effektiven Brechungsindizes der Moden, woraus eine Abweichung der Fasergitterperiode zum Koppeln bei einer vorgegebenen Resonanzwellenlänge resultiert. Über welche Strecke die Fasern verschmolzen werden, wird durch die Heizzone Δz bestimmt und kann über die Wahl entsprechender Keramik-Tiegel, welche die Faser umgeben und durch den Wasserstoffbrenner erhitzt werden, bestimmt werden. Um vergleichsweise lange Heizzone von bis zu 10 mm herstellen zu können, kann zusätzlich der Wasserstoffbrenner entlang der Fasern verfahren werden. Für die Herstellung eines GMGK ist eine Heizzone von etwa 10 mm erforderlich, damit eine ausreichend lange Kopplungszone entsteht, in welche ein Fasergitter geschrieben werden kann. Simultan zur Verschmelzung der Fasern erfolgt die Extension in axialer Richtung.

Extension

Durch die Extension der verschmolzenen Fasern, mit Hilfe von Schrittmotoren, werden die Faserkerne unter fortlaufender Einwirkung von Hitze in der Heizzone angenähert. Die resultierende parabolisch geformte Kopplergeometrie, Faserkernabstände und Durchmesser ergeben sich somit aus den initialen Faserdurchmessern, dem DOF, der Länge der Heizzone Δz und der Extensionslänge l_{ext} . Die resultierenden Durchmesser im Mittelpunkt der Koppler-Taille können über den in Kapitel 2.5 vorgestellten Formalismus näherungsweise berechnet werden. Die Extension wird durch das Einkoppeln von Licht mit 1550 nm Wellenlänge in den EMF-Eingang des

Schmelzkopplers und Messen der Leistungen an den EMF und VMF-Ausgängen des Schmelzkopplers überwacht. Typischerweise werden modenselektive Schmelzkoppler wie in [44, 46] beschrieben, soweit verstreckt, bis sich die Propagationskonstanten der zu koppelnden Moden aneinander angepasst haben und es so zum modenselektiven Leistungsaustausch zwischen EMF und VMF kommt. Für die Herstellung eines GMGK muss die Extension unmittelbar vor einem Leistungsaustausch gestoppt werden, damit die gewünschte Anpassung der Propagationskonstanten einzig über das Fasergitter realisiert werden kann.

Ergebnisse der Schmelzkoppler-Herstellung

Um einen Schmelzkoppler herzustellen, der die unter Kapitel 7.2 aufgeführten Randbedingungen einer geeigneten Koppler-Geometrie für einen GMGK erfüllt, muss die EMF durch den Ätz-Prozess auf einen Durchmesser von etwa $22\ \mu\text{m}$ und die VMF auf einen Durchmesser von etwa $32\ \mu\text{m}$ reduziert werden. Eine noch stärkere Reduktion der Faserdurchmesser durch den Ätz-Prozess ist aufgrund der verringerten mechanischen Stabilität und zu stark wachsenden Standardabweichungen der Faserdurchmesser, bei noch höheren Ätz-Zeiten, nicht möglich. Der DOF sollte zwischen 1,75 und 1,9 liegen. Für ein $\text{DOF} < 1,75$ nehmen die Faserkerne eine elliptische Form an und werden doppelbrechend, für ein $\text{DOF} > 1,9$ können die Faserkerne nicht ausreichend angenähert werden. Damit die Koppelzone eine für das einzuschreibende Fasergitter ausreichende Länge hat, muss $\Delta z = 10\ \text{mm}$ und $l_{\text{ext}} = 9,5\ \text{mm}$ bis $10\ \text{mm}$ betragen. Für $l_{\text{ext}} > 10\ \text{mm}$ kommt es, wie in Abbildung 7.12 gezeigt, schon vor dem Einschreiben der Fasergitter zum Leistungsaustausch zwischen EMF und VMF, so dass eine Extension von $l_{\text{ext}} = 10\ \text{mm}$ das Abbruchkriterium für den FBT-Schmelzzug-Prozess darstellt.

7 Gitterunterstützter modenselektiver Glasfaserkoppler

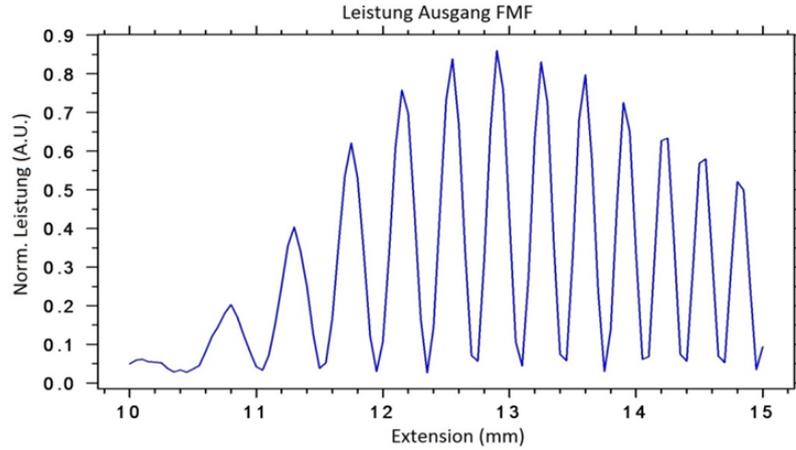


Abbildung 7.12: Simulierter Leistungsaustausch zwischen EMF und VMF in Abhängigkeit der Extension.

In den Tabellen 7.1 und 7.2 sind die evaluierten Herstellungsprozess-Parameter und die daraus resultierenden licht-mikroskopisch ermittelten Schmelzkoppler-Durchmesser in der Mitte Schmelzkoppler-Taille zusammen gefasst.

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der wichtigsten Prozess-Parameter für den Schmelzzug-Prozess.

Parameter	
initial d_{VMF} [μm]	$32,00 \pm 3,39$ (n = 63)
initial d_{EMF} [μm]	$22,66 \pm 3,53$ (n = 63)
l_{ext} [mm]	9,5 – 10
Δz [mm]	10

Tabelle 7.2: Zusammenfassung der wichtigsten Abmessungen der resultierenden Koppler-Geometrie.

Parameter	
initial d_{Koppler} [μm]	$25,92 \pm 2,53$ (n = 63)
d_{EMF} [μm]	$1,97 \pm 0,2$ (n = 63)
d_{VMF} [μm]	$12,42 \pm 1,18$ (n = 63)
$L_{\text{Kern-Kern}}$	$5,13 \pm 0,75$ (n = 63)
DOF	$1,85 \pm 0,09$ (n = 53)

In Abbildung 7.13 sind exemplarisch zwei mikroskopische Aufnahmen des Koppler-Querschnitts in der Mitte der Kopplertaille gezeigt.

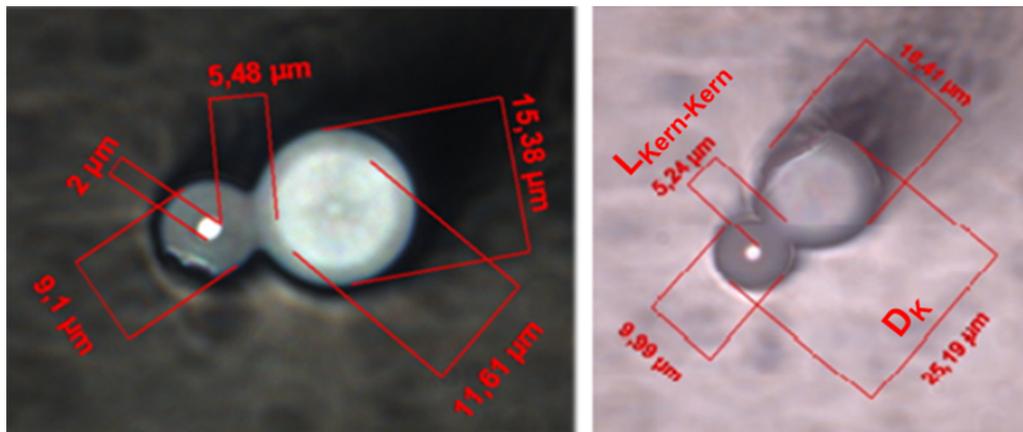


Abbildung 7.13: Mikroskopische Querschnittsaufnahmen der Kopplertaille der hergestellten Schmelzkoppler mit einem $\text{DOF} = 1,94$ (links) und $\text{DOF} = 1,91$ (rechts).

Fazit zur Schmelzkoppler-Herstellung

Der entwickelte FBT-Schmelzzug-Prozess erlaubt die Herstellung einer geeigneten Koppler-Geometrie für einen gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler. Durch den FBT-Schmelzzug-Prozess können die Faserkerne auf einen für evaneszente Feldkopplung ausreichenden Abstand von etwa $5 \mu\text{m}$ zueinander angenähert werden, ohne dass die Faserkerne soweit verjüngt werden, dass es zum Ausbrechen des Modenfeldes aus dem EMF-Kern kommt. Insgesamt erhält der Schmelzkoppler eine parabolische Form, wobei die Durchmesser des Schmelzkopplers bzw. der Faserkerne somit eine Funktion von z sind. Durch die halbierten Faserkerndurchmesser wird die Viermoden-VMF zu einer Zweimoden-VMF. Durch Abweichungen in der Ätz-Rate und daraus resultierenden Abweichungen der Faserdurchmesser nach dem Ätz-Prozess mit einer relativen Standardabweichung von $\pm 13,10 \%$ ist es schwierig eine reproduzierbare Schmelzkoppler Geometrie herzustellen. Abweichungen der Faserdurchmesser und daraus resultierenden Differenzen der Faserkernabstände können bis zu einem gewissen Grad durch Parametervariationen des Verschmelzungsgrades und der Extension im FBT-Schmelzzug-Prozess kompensiert werden. Aus einer Variation der Extension resultieren jedoch auch Schwankungen der Faserkerndurchmesser. Die Faserkerndurchmesser haben direkten Einfluss auf die effektiven Brechzahlen und damit auf die Fasergitterperiode zum modenselektiven Koppeln (folglich Gleichung 7.1) bei einer diskreten Resonanzwellenlänge. Daraus folgt, dass eine Variation

der Faserkerndurchmesser zu einer Verschiebung der Resonanzwellenlänge bei konstanter Fasergitterperiode führt. Der Einfluss des Faserkerndurchmessers und der Fasergitterperiode auf die Verschiebung der Resonanzwellenlänge verhalten sich dabei umgekehrt proportional zueinander. Die Schwankungen der Resonanzwellenlängen sind bei der anschließenden Fasergitter-Belichtung zu berücksichtigen, und der Belichtungs-Prozess sollte daher durch das Messen des spektralen Koppelverhaltens mit einer Breitband-IR Quelle überwacht werden, um die sich ergebende Resonanzwellenlänge zu identifizieren. Vorteilhaft sind die reduzierten Faserkerne, wodurch der Einsatz von kostengünstigen, stark UV-resistenten Amplituden-Masken gefertigt aus Bronzefolien mit Gitterperioden von einigen 100 μm , ermöglicht wird.

7.2.1.3 Diskussion der Herstellungsverfahren

Durch den entwickelten Anschliff-Prozess können die Faserkerne im Vergleich zum Schmelzzug-Prozess stärker zueinander angenähert werden. Darüber hinaus ist eine Wasserstoff-Ladung der EMF möglich, um den Brechungsindex-Kontrast δn innerhalb einer Fasergitterperiode zu erhöhen, was zu einer Erhöhung des Kopplungsfaktors κ führt. Aufgrund einer höheren Anzahl an Prozessschritten und hohem Justage-Aufwand sowie aufgrund einer schlechten Verfügbarkeit geeigneter Amplituden-Masken für die, an die Anschliffkoppler-Geometrie, adaptierten Gitterperioden, erweist sich der Anschliff-Prozess als aufwendiger und kostenintensiver im Vergleich zum FBT-Schmelzzug-Prozess. Darüber hinaus verfügen die Anschliff-Koppler über eine geringere Langzeitstabilität und zeigen ein hohes Dämpfungsverhalten beim Ein- und Auskoppeln in den Anschliffkoppler. Weiterhin zeigen sich hohe Leistungsschwankungen beim Leistungsaustausch, zwischen EMF und VMF. Im Vergleich zum Schmelzkoppler, ist auch das Handling und die spätere Charakterisierung erschwert. Weiterhin nachteilhaft ist, dass keine direkte Prozessüberwachung des Koppelverhaltens beim Belichtungs-Prozess der Fasergitter möglich ist.

Auf einen Machbarkeitsnachweis eines gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler, basierend auf dem Anschliff-Prozess wird aus vorstehend genannten Gründen verzichtet und sich frühzeitig primär auf die Herstellung und Optimierung eines gitterunterstützten, modenselektiven Schmelzkopplers konzentriert.

Basierend auf den Ergebnissen der herstellbaren Schmelzkoppler-Geometrie und unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Fasergitter-Belichtung und Fotoempfindlichkeit der EMF aus Kapitel 6 wird ein Simulations-Modell erstellt. Durch dieses Modell werden wichtige Randbedingungen evaluiert, unter denen eine modenselektive Kopplung mit dem experimentell realisierbaren gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler möglich ist. Insbesondere werden die erforderlichen Fasergitterperioden und

Resonanzwellenlängen mit Hilfe dieses Modells abgeschätzt.

7.2.2 Simulation der Fasergitter-Konstanten

Bei dem nachfolgend betrachteten Modell eines gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler handelt es sich um eine Approximation des experimentell realisierbaren GMGK, hergestellt als Schmelzkoppler. Das Simulationsmodell basiert auf den Prozessparametern und Ergebnissen des FBT-Schmelzzug-Prozesses (l_{ext} , Δz , DOF), den Ergebnissen aus den Untersuchungen zur Fotoempfindlichkeit der verwendeten EMF und VMF hinsichtlich des erzielbaren Kontrastes des Brechungsindex innerhalb einer Fasergitterperiode (δn) aus Kapitel 6, sowie den Faserparametern der EMF und VMF (d_{VMF} , d_{EMF} , $d_{\text{K,VMF}}$, $d_{\text{K,EMF}}$, $n_{\text{K,VMF}}$, $n_{\text{K,EMF}}$, n_{M}). Das Fasergitter befindet sich im Kern der EMF, mittig zentriert in der Kopplertaille. Ein CAD-Modell der approximierten Geometrie des GMGK ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Das CAD-Modell basiert auf der numerischen Näherung von Fasern, deren Geometrie durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess verändert wurde, vorgestellt in Kapitel 2.5. Die Simulationen werden unter Annahme dieser Koppler-Geometrie mit der Software RSoft von Synopsys unter Verwendung des BeamPROP-Tools implementiert und basieren auf dem Ansatz der finiten Differenz-Strahlen-Propagations-Methode (finite-Differenz-BPM) (s. Kapitel 2.5). Wellenleiter-Dispersionseffekte werden bei der Simulation berücksichtigt.

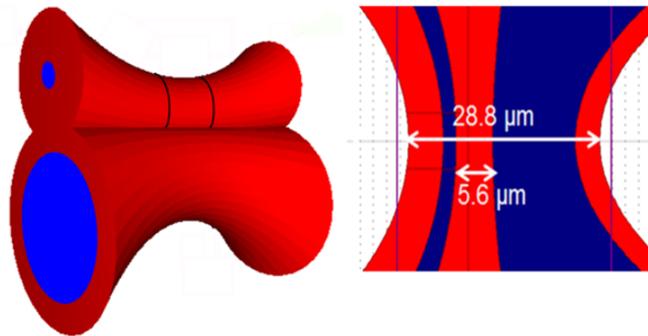


Abbildung 7.14: CAD-Modell der asymmetrischen Schmelzkoppler Geometrie (Skalierung: $x,y : z = 200:1$), adaptiert an die experimentell realisierbare Schmelzkoppler-Geometrie. Die schwarzen Linien (links) kennzeichnen die Position des Fasergitters in der EMF.

Mit Hilfe dieses Modells werden iterative Parameter-Optimierungen durchgeführt. Ziel ist es, eine experimentell realisierbare Kombination von Parametern, insbesondere die nötigen Fasergitterperioden, zu finden, mit der ein modenselektives Koppeln

zwischen der EMF und der LP_{01} - und LP_{11} -Mode der VMF, mit möglichst wenig Modenübersprechen, möglich ist. Höhere Moden als die LP_{11} -Mode sind in dieser Koppler-Konfiguration in der VMF nicht mehr propagationsfähig.

Es wird der Einfluss verschiedener Wellenlängen λ und Fasergitterperioden Λ , sowie der Einfluss des Brechungsindex des, den Koppler umgebenden Mediums für Luft ($n_U = 1$) und des Kopplermantels selbst ($n_U = 1,444$), auf das modenselektive Koppelverhalten untersucht. Die Brechungsindizes der Umgebung werden mit in die Simulationen einbezogen, um zum einen die Auswirkung des Herstellungsprozess bedingten, stark reduzierten Koppler-Mantels, auf die effektiven Brechungsindizes der Moden und damit auf das modenselektive Koppelverhalten zu zeigen. Zum anderen soll der Einfluss des verringerten Mantels auf eine Anregung von Mantelmoden, evaluiert werden. Der Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Gitterperiode δn wird basierend auf den experimentellen Untersuchungen, vorgestellt in Kapitel 6, bei den Simulationen mit $\delta n \approx 8 \cdot 10^{-4}$ angenommen. Als Gitterlänge wird $L_{FG} = 3,5$ mm festgelegt. Diese Länge entspricht in etwa der maximalen Gitterlänge, die experimentell mit einer annähernd homogenen Brechungsindex-Modulation innerhalb der Kopplertaille herstellbar ist. In Tabelle 7.3 sind die Parameter des Simulationsmodells den Parametern des experimentellen GMGK gegenüber gestellt. Die Angaben der Brechungsindizes beziehen sich auf eine korrespondierende Wellenlänge $\lambda = 1550$ nm und sind aus den NAs der Fasern und den Unterschieden der Brechungsindizes zwischen Faserkern und Fasermantel, welche von den Herstellern bezogen wurden, berechnet.

Tabelle 7.3: Vergleich von Koppler-Parametern und Prozess-Parametern zwischen dem Simulationsmodell und dem experimentellen Koppler.

Parameter	Simulation	Experiment
initial d_{VMF} [μm]	35,7	$32,00 \pm 3,39$
initial d_{EMF} [μm]	22,3	$22,66 \pm 3,53$
initial $d_{\text{K,VMF}}$ [μm]	25	25
initial $d_{\text{K,EMF}}$ [μm]	4	4
n_{M}	1,444	1,444
$n_{\text{K,VMF}}$	1,44897	1,44897
$n_{\text{K,EMF}}$	1,47483	1,47483
L_{FG} [mm]	3,5	$\approx 3,5$
δn	$8 \cdot 10^{-4}$	$\approx 7,5 - 8 \cdot 10^{-4}$
l_{ext} [mm]	9,8	9,5 - 11
Δz [mm]	10	10
d_{Koppler} [μm]	28,8	$25,92 \pm 2,53$
minimaler $d_{\text{K,VMF}}$ [μm]	12,5	$12,42 \pm 1,18$
minimaler $d_{\text{K,EMF}}$ [μm]	2	$1,97 \pm 0,20$
$L_{\text{K-K}}$ [μm]	5,5	$5,13 \pm 0,75$
DOF	1,79	$1,85 \pm 0,09$

Die Simulationen zeigen, dass eine gitterunterstützte, modenselektive Kopplung zwischen der LP_{01} - und LP_{11} -Mode im Bereich des dritten optischen Fensters mit dieser Koppler-Geometrie realisierbar ist. Zur iterativen Parameteroptimierung werden zu Beginn jedes Iterationsschrittes zunächst die effektiven Brechungsindizes der EMF-Mode und der VMF-Moden für eine bestimmte Wellenlänge berechnet, um anschließend aus den effektiven Brechzahlen $n_{\text{eff,EMF}}$ und $n_{\text{eff,VMF}}$ die Fasergitterperioden abzuleiten.

In Tabelle 7.4 sind die durch die Simulation ermittelten effektiven Brechungsindizes der Moden für eine Wellenlänge $\lambda = 1530 \text{ nm}$ gezeigt.

Tabelle 7.4: Berechnete effektive Brechungsindizes der propagationsfähigen VMF und EMF Moden in der konischen Koppler-Taille.

Faser	Mode	$n_{\text{eff,EMF}}, n_{\text{eff,VMF}}$
EMF	LP_{01}	1.448063
VMF	LP_{01}	1.447295
VMF	LP_{11a}	1.444931
VMF	LP_{11b}	1.444926

Basierend auf den ermittelten effektiven Brechungsindizes folgt aus Gleichung 7.1, dass mit einer Gitterperiode $\Lambda = 485 \mu\text{m}$ bei $\lambda_R = 1530 \text{ nm}$ selektiv zwischen der EMF-Mode und der LP_{11} -Mode der VMF gekoppelt werden kann. Diese Parameter Kombination zeigt im Rahmen der Simulationen die effektivste Modenkopplung zwischen LP_{01} - und LP_{11} -Mode im Spektralbereich des dritten optischen Fensters. Aufgrund mangelnder Verfügbarkeit einer stark UV-resistenten Amplituden-Maske mit $\Lambda = 485 \mu\text{m}$ werden die nachfolgenden Simulationen basierend auf einer leicht abweichenden aber verfügbaren Gitterperiode $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ fortgeführt. Auf Grundlage dieser Gitterperiode werden die resultierenden Resonanzwellenlängen für die Kopplung zwischen LP_{01} - und LP_{11} -Mode sowie für die Grundmoden-Kopplung berechnet. Bei einem Brechungsindex des umgebenden Mediums $n_U = 1$ (Luft) zeigt sich eine ausgeprägte Mantelmoden Anregung, weshalb für die weitere simulative Betrachtung $n_U = 1,44$ (Brechungsindex des Kopplermantels) angenommen wird. Durch diesen, aus optischer Sicht unendlichen, Kopplermantel ist das Überlappungsintegral zwischen Kern und Mantelmoden annähernd null, wodurch eine Mantelmoden-Anregung unterdrückt wird.

Nachfolgend werden die Simulationsergebnisse vorgestellt.

Spektrales Koppelverhalten

In Abbildung 7.15 ist der simulierte Ausgangsleistungspegel der VMF, normiert auf die Eingangsleistung der EMF für den asymmetrischen Faserschmelzkoppler mit (durchgezogenen Linien) und ohne (gestrichelte Linien) Fasergitter gezeigt, wenn die Grundmode am Eingang der EMF angeregt wurde. Das simulierte Fasergitter verfügt über eine Fasergitterperiode $\Lambda = 500 \mu\text{m}$, eine Fasergitterlänge $L_{\text{FG}} = 3,5 \text{ mm}$ und es wurde ein Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Fasergitterperiode von $\delta n = 8 * 10^{-4}$ angenommen. Der Brechungsindex der Umgebung beträgt in der Simulation $n_U = 1,44$.

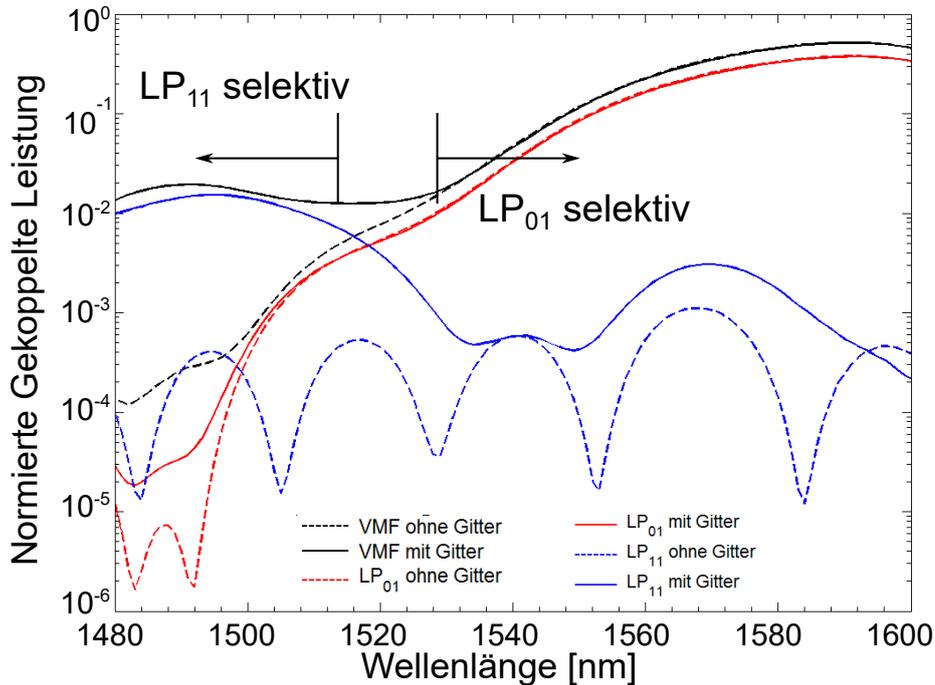


Abbildung 7.15: Simulationsergebnis des spektralen Koppelverhaltens zwischen der VMF, normiert auf die Eingangsleistung der EMF für den asymmetrischen Glasfaser-Schmelzkoppler mit (durchgezogene Linien) und ohne (gestrichelte Linien) Fasergitter, wobei die roten, blauen Linien die partiellen Leistungen der LP₀₁-Mode, LP₁₁-Mode und die schwarzen Linien die Gesamtleistungen anzeigen.

Aus Abbildung 7.15 folgt, dass unter Verwendung des Fasergitters modenselektiv Licht zwischen der EMF und der VMF im Wellenlängenbereich zwischen 1480 nm bis 1500 nm (LP₀₁ - LP₁₁ (blaue durchgezogene Linie)) und zwischen 1530 nm bis 1600 nm (LP₀₁ - LP₀₁ (rote durchgezogene Linie)), gekoppelt werden kann. Die maximalen, prozentualen Anteile der in die VMF gekoppelten Leistungen betragen bei den Resonanzwellenlängen für die Grundmodenkopplung 37% bzw. 2% für die Kopplung in die LP₀₁-Mode. Ebenfalls ist aus Abbildung 7.15 zu entnehmen, dass ohne Fasergitter keine signifikante Kopplung in die LP₁₁-Mode (blaue gestrichelte Linie) erfolgt, was auf die stark unterschiedlichen Propagationskonstanten bzw. effektiven Brechungsindizes der gewählten EMF und VMF zurückzuführen ist (siehe Tabelle 7.4). Die hohe Leistungskopplung zwischen den LP₀₁-Moden der EMF und VMF (rote gestrichelte

und rote durchgezogene Linien), die auch ohne Fasergitter stattfindet, wird durch die größere Ausdehnung des evaneszenten Feldes für zunehmende Wellenlängen und die damit einhergehende Abnahme des effektiven Brechungsindex der EMF-Mode erklärt. Durch die Abnahme des effektiven Brechungsindex der EMF-Mode erfolgt somit eine Annäherung in Richtung des effektiven Brechungsindex der Grundmode der VMF, wodurch der Kopplungsfaktor zwischen beiden Moden zunimmt.

In Abbildung 7.16 ist der normierte Leistungsaustausch zwischen EMF- und VMF-Kern für die Kopplung in die LP_{01} und LP_{11} -VMF-Mode bei den zugehörigen Resonanzwellenlängen in Falschfarben dargestellt.

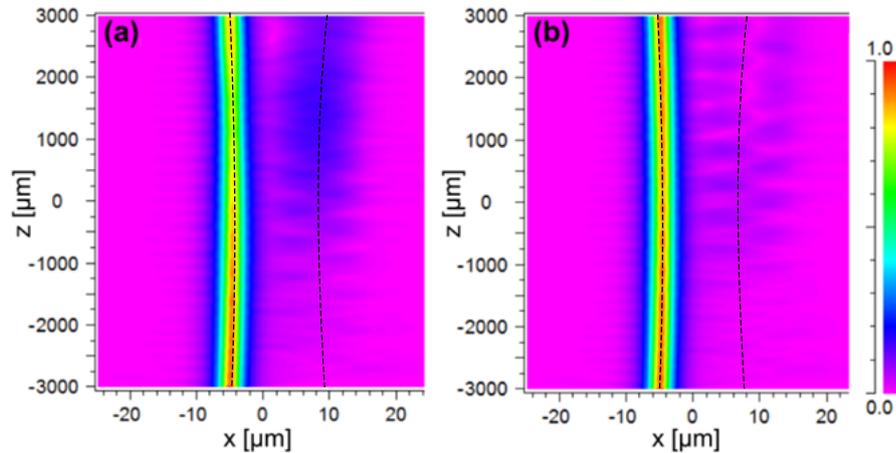


Abbildung 7.16: Normierter Leistungsaustausch zwischen EMF (gekennzeichnet durch die gestrichelte Linie, links in jedem Graph) und VMF (gekennzeichnet durch die gestrichelte Linie, rechts in jedem Graph) für die Kopplung zwischen den Grundmoden bei $\lambda_R = 1565$ nm (a) und für die Kopplung zwischen EMF und LP_{11} -Mode der VMF bei $\lambda_R = 1525$ nm (b) für $\Lambda = 500$ μm und $n_U = 1,44$, dargestellt in Falschfarben.

Polarisations-Abhängigkeit

Jede ausbreitungsfähige LP-Mode in rotations-symmetrischen Glasfasern verfügt über zwei voneinander unabhängige Polarisationszustände, mit den transversalen Feldkomponenten TE und TM mit gleichen Propagationskonstanten. Aufgrund leichter herstellungs-bedingter Schwankungen der Brechzahlen sowie herstellungs-bedingter elliptischer oder anders gearteter Verformungen des Faserquerschnitts entlang der Faserachse verfügen reale Glasfasern immer über eine gewisse Doppelbrechung. Diese Doppelbrechung führt zu abweichenden Propagationskonstanten für beide Polarisationszustände, wodurch wiederum die Koppelverhältnisse zwischen der EMF-Mode und den Moden der VMF beeinflusst werden. Die Polarisationsabhängigkeit der

Koppler-Geometrie auf die Koppelverhältnisse zwischen den Grundmoden bzw. zwischen der EMF-Mode und der LP_{11} -Mode der VMF wird unter Anwendung einer implizierten Vektor-BPM-Technik, ebenfalls implementiert durch die Software RSoft evaluiert. Dabei beträgt die PDL beim resonanten Koppeln zwischen den Grundmoden $PDL = 0,025$ dB und für die resonante Kopplung zwischen der LP_{01} und LP_{11} -Mode bei $PDL = 0,13$ dB.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.17 gezeigt.

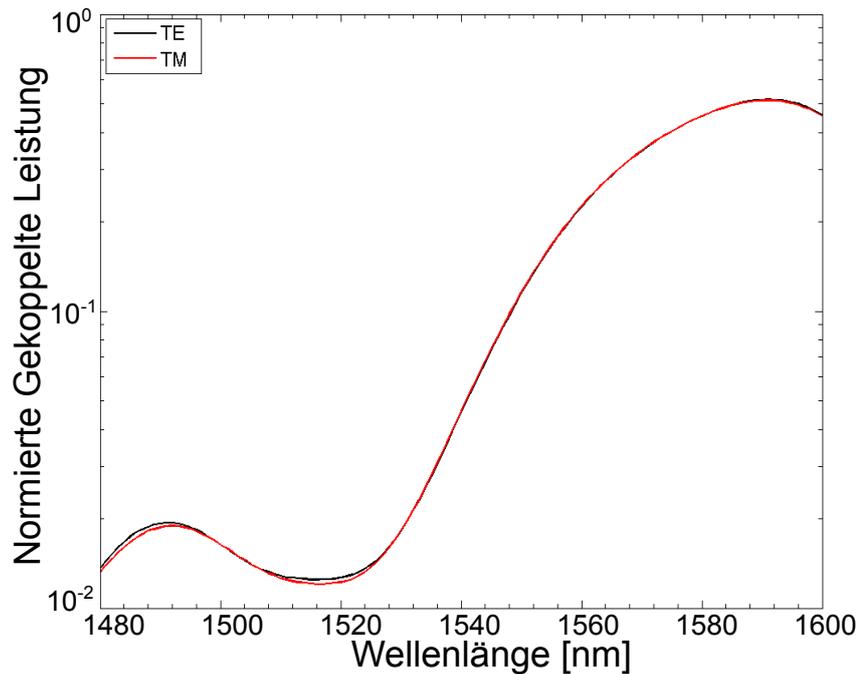


Abbildung 7.17: Simulierte VMF Ausgangsleistung normiert auf die EMF Eingangsleistung für die Polarisationszustände TM und TE.

Die Simulationsergebnisse dienen als Grundlage für die Entwicklung des, im nachfolgenden Abschnitt 7.2.3 vorgestellten, Belichtungs-Prozesses zum Einschreiben der Fasergitter in den Kern der EMF des Schmelzkopplers.

7.2.3 Einschreiben von Fasergittern in die Kopplerstruktur

Das Einschreiben der Fasergitter in die Schmelzkoppler-Struktur erfolgt nach der in Kapitel 6.3.3 vorgestellten Methode zum UV-induzierten Einschreiben von LPGs in fotoempfindliche Glasfaserkerne mit Amplituden-Masken.

Die Simulations-Ergebnisse ($n_U = 1,44$, $\Lambda = 500$ μm) aus Abschnitt 7.2.2, die ei-

ne modenselektive Kopplung ermöglichen sollen, sind in den Prozess implementiert. Weiterhin wird der Fasergitter-Belichteraufbau dahingehend erweitert, dass eine Fasergitter-Belichtung der Schmelzkoppler-Strukturen mit simultaner Prozess-Überwachung möglich ist. Hierzu wird ein weiterer optischer Spektrums-Analysator (I-MON E, Ipsen) sowie eine IR CCD-Kamera (FlyCap 2, PoinGrey) in den Aufbau integriert, wodurch der Belichtungs-Prozess bzw. das Koppelverhältnis an beiden Koppler-Ausgängen in einem Spektralbereich von 1525 nm bis 1560 nm, oder das Modenfeld der VMF überwacht werden kann.

Das Koppelverhalten von Glasfaser-Schmelzkopplern ist sehr empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen, insbesondere gegenüber mechanischer Spannungen, wodurch z.B. der Polarisationszustand verändert werden kann. Bei gitter-unterstützten Kopplern kann durch mechanische Spannungen zusätzlich die Gitterperiode verändert werden, wodurch es zu Verschiebungen der Resonanzwellenlängen oder bei dem GMGK zu einer geringeren Modenselektivität kommen kann. Um die filigranen Schmelzkoppler mechanisch zu stabilisieren wird eine CNC-gefräste Haltevorrichtung entwickelt, welche neben einer mechanischen Stabilisierung die Schmelzkoppler zusätzlich für den Belichtungs-Prozess exakt ausrichtet, und so ein besseres Handling ermöglicht. Der modifizierte Fasergitter-Belichteraufbau ist in Abbildung 7.18 gezeigt.

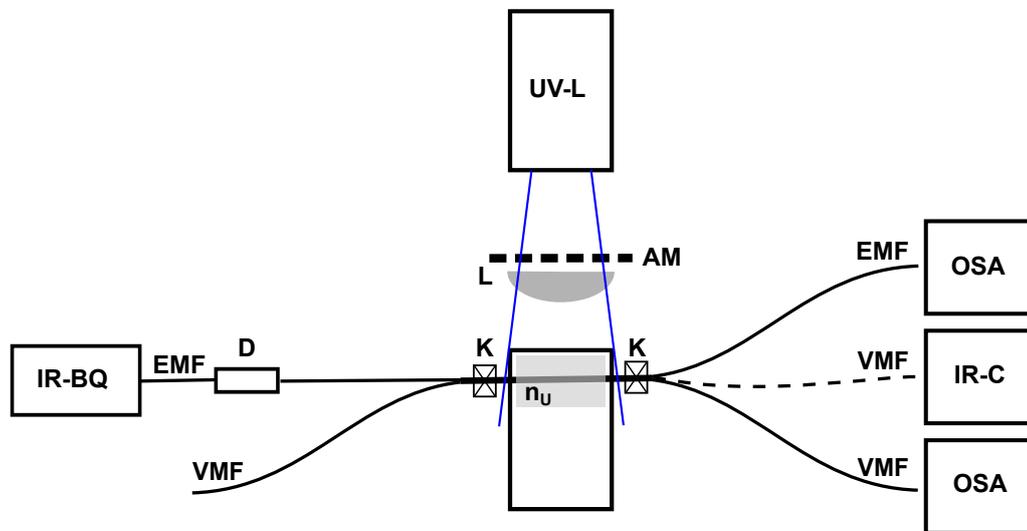


Abbildung 7.18: Schema des entwickelter Fasergitter Belichteraufbaus zum Einschreiben von Fasergittern mit integrierter Messtechnik in Form von optischen Spektrum-Analysatoren (OSA) sowie einer IR CCD-Kamera (IR-C) zur Prozess-Überwachung (AM: Amplituden-Maske, K: Klemme, D: Dämpfungsglied, L: Linse, UV-L: UV-Strahlung emittierender Excimer-Laser, IR-BQ: IR-Breitbandquelle).

Der UV-Laser (UV-L) beleuchtet die Amplituden-Maske (AM), und die erzeugte

Intensitätsverteilung wird durch eine plan-konvexe Zylinderlinse (L) auf die Faser fokussiert. Während der UV-Belichtung wird IR-Strahlung mit Hilfe einer Breitband IR-Quelle (IR-BQ, AQ63 17B, Ando) nach Durchlaufen eines verstellbaren Dämpfungsgliedes (D) in den EMF-Eingang des Kopplers eingekoppelt und das resultierende Koppelverhältnis an den Enden der EMF- und VMF-Ausgängen des Kopplers durch die implementierten optischen Spektroms-Analysatoren OSA detektiert. Darüber hinaus kann der Koppler vor und nach dem Belichtungs-Prozess, Umgebungsmedien mit unterschiedlichen Brechungsindizes, ausgesetzt werden. So kann der Einfluss des Brechungsindex der Umgebung auf das Koppelverhältnis verifiziert werden. Durch die IR sensitive CCD-Kamera (IR-C) kann die Modenfeld-Verteilung am VMF-Ausgang des Kopplers gemessen werden, um zu evaluieren, welche Mode angeregt wurde. Neben dem Koppler selbst sollen mechanische Spannungen auch auf die Glasfasern und Stecker-Verbindungen des Belichtungsaufbaus bzw. der integrierten Messtechnik vermieden werden. Insbesondere, wenn es sich nicht um polarisations-erhaltende Fasern handelt. Dafür werden die von der Breitband IR-Quelle bzw. die zu den OSAs führenden Glasfasern des Belichtungsaufbaus fixiert und gegen äußere Einwirkungen weitgehend geschützt. Zusätzlich wird die Zahl an optischen Steckern weitgehend reduziert, um Leistungsschwankungen, Leistungsverluste und Etalon-Effekte in den Messsignalen zu reduzieren. Weiterhin beeinflusst die n_U die effektiven Brechungsindizes der Moden. Um eine modenselektive Kopplung, sowie eine Vermeidung von Mantelmoden-Anregungen zu gewährleisten, sollte n_U ($\lambda=1550$) $\approx 1,44$ sein. Dies wird durch das Eintauchen des GMGK in ein Öl mit einem entsprechenden, definierten, Brechungsindex (Refractiv Index Liquids, Cargille Labs) realisiert. Der Brechungsindex des verwendeten Öls weist eine Temperaturabhängigkeit von $\Delta n(T) = 3,92 * 10^{-4} / + K$ auf. Der Temperatureinfluss auf die effektiven Brechungsindizes der Moden ist entsprechend geringer. Bei Labor Temperaturschwankungen von ± 1 K kann der Einfluss von Temperaturschwankungen auf das Koppelverhalten vernachlässigt somit werden.

Methodik der Fasergitter-Belichtung

Vor der Fasergitter-Belichtung wird der in die Haltevorrichtung eingeklebte Schmelzkoppler im Fokus des Belichtungsaufbaus fixiert und der EMF-Eingang des Schmelzkopplers durch einen FC-Stecker mit der Breitband IR-Quelle und die EMF- und VMF-Ausgänge mit FC-Steckern mit den OSAs verbunden. Anschließend wird der Schmelzkoppler in das Öl mit dem Brechungsindex n_U ($\lambda = 1550$ nm) $\approx 1,44$ eingetaucht und eine spektrale Vermessung durchgeführt, um sicherzustellen, dass vor der Fasergitter-Belichtung kein oder nur ein vernachlässigbarer Leistungsaustausch

zwischen EMF und VMF stattfindet. Nach erfolgreicher Charakterisierung des unbelichteten Schmelzkopplers wird dieser aus dem Öl herausgenommen und es folgt die Fasergitter-Belichtung. Hierzu wird eine Amplituden-Maske hergestellt aus einer Bronzefolie (Optofab) mit einer Gitterperiode $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ von dem KrF-Excimer-Laser (Atlex FBG, ATL Lasertechnik) mit einer Belichtungs-Wellenlänge $\lambda = 248 \text{ nm}$ und einer Pulsenergie von 10 mJ bei einer Repetitionsrate von 100 Hz belichtet. Hinter der Amplituden-Maske wird die periodische Intensitätsverteilung durch eine plan-konvexe Zylinderlinse mittig zentriert auf die Schmelzkoppler-Taille fokussiert. Die Belichtung erfolgt über einen Zeitraum von 15 Minuten, da ab diesem Zeitpunkt eine annähernd maximale Brechungsindex-Modulation im Kern der EMF erreicht ist. Da der VMF-Kern sowie der Kopplermantel bei den applizierten Pulsenergien über keine nennenswerte Fotoempfindlichkeit verfügen, ist gewährleistet, dass ein Fasergitter nur in den EMF-Kern eingeschrieben werden kann. Der Belichtung-Prozess wird fortwährend durch die integrierte Messtechnik überwacht, wobei ein, mit dem Belichtungs-Prozess fortschreitender, Abfall der Leistung am EMF-Ausgang mit einem proportionalen Anstieg der Leistung am VMF-Ausgang, bei den modenselektiven Resonanzwellenlängen beobachtet werden soll. Nach der Fasergitter-Belichtung wird der GMGK erneut in das Öl mit definiertem Brechungsindex eingetaucht und das Spektrum bzw. Koppelverhältnis vermessen. Um die Auswirkung der umgebungsbedingten Schwankungen des Koppelverhaltens zu reduzieren, wird jeweils über fünf bis zehn Messungen gemittelt. Anschließend werden die gemittelten Messergebnisse nach der Belichtung auf die gemittelten Messergebnisse vor der Belichtung normiert, um den relativen Leistungsanstieg in der VMF zu evaluieren.

Das methodische Vorgehen der Fasergitter-Belichtung ist in dem in Abbildung 7.19 gezeigten Blockschaltbild illustriert.

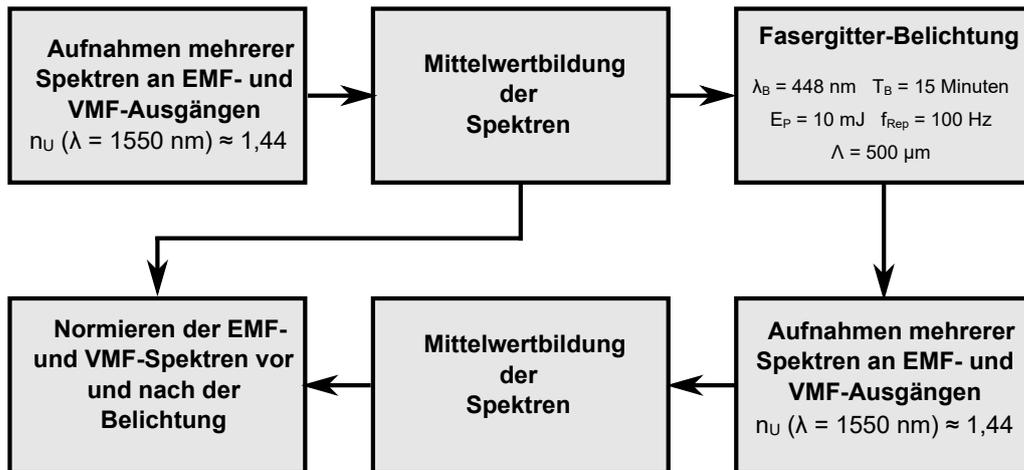


Abbildung 7.19: Methodisches Vorgehen des Fasergitter-Belichtungs-Prozess.

Die auf diese Weise hergestellten GMGK wurden nach dem Fasergitter Belichtungs-Prozess durch den in Kapitel 5 vorgestellten optischen Charakterisierungs-Aufbau einer umfangreicheren Charakterisierung unterzogen. Die Ergebnisse der Charakterisierung werden im nachfolgenden Kapitel 8 vorgestellt.

8 Ergebnisse der Charakterisierung

Im Rahmen dieser Arbeit sind neun Schmelzkoppler erfolgreich einer Fasergitter-Belichtung auf Grundlage der simulativ ermittelten, optimierten Prozess-Parameter unterzogen worden. Von diesen gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplern (GMGK) konnten wiederum fünf umfangreich charakterisiert werden. Die restlichen Koppler zeigten entweder keine Auffälligkeiten während des Belichtungs-Prozesses oder wurden während des Belichtungs-Prozesses zerstört. Die Charakterisierungsergebnisse werden nachfolgend im Abschnitt 8.1 vorgestellt und im Abschnitt 8.2 im wissenschaftlichen Kontext diskutiert.

8.1 Ergebnisse

In alle nachfolgend betrachteten GMGK ist ein Fasergitter mit $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ eingeschrieben. Darüber hinaus sind alle GMGK während der Charakterisierung einem Umgebungsbrechungsindex mit $n_U (\lambda = 1550 \text{ nm}) \approx n_M = 1,444$ ausgesetzt. Nach dem 15-minütigen Belichtungs-Prozess wird in dem evaluierten Spektralbereich (1525 nm bis 1565 nm) reproduzierbar an zwei Stellen ein Leistungsaustausch zwischen der EMF und der VMF beobachtet. Die Resonanzwellenlängen des ersten und zweiten charakteristischen Leistungsaustauschs λ_{R1} und λ_{R2} schwanken zwischen 1535 nm bis 1547 nm bzw. zwischen 1556 nm bis 1565 nm. Durch den Belichtungs-Prozess kann die, in die VMF transferierte Leistung, bei λ_{R1} um den Faktor $2,81 \pm 0,88$ ($n = 5$) und bei λ_{R2} um den Faktor $3,27 \pm 0,78$ ($n = 5$) erhöht werden. Die relative Leistungserhöhung in der VMF ist beispielhaft in der Abbildung 8.1 gezeigt.

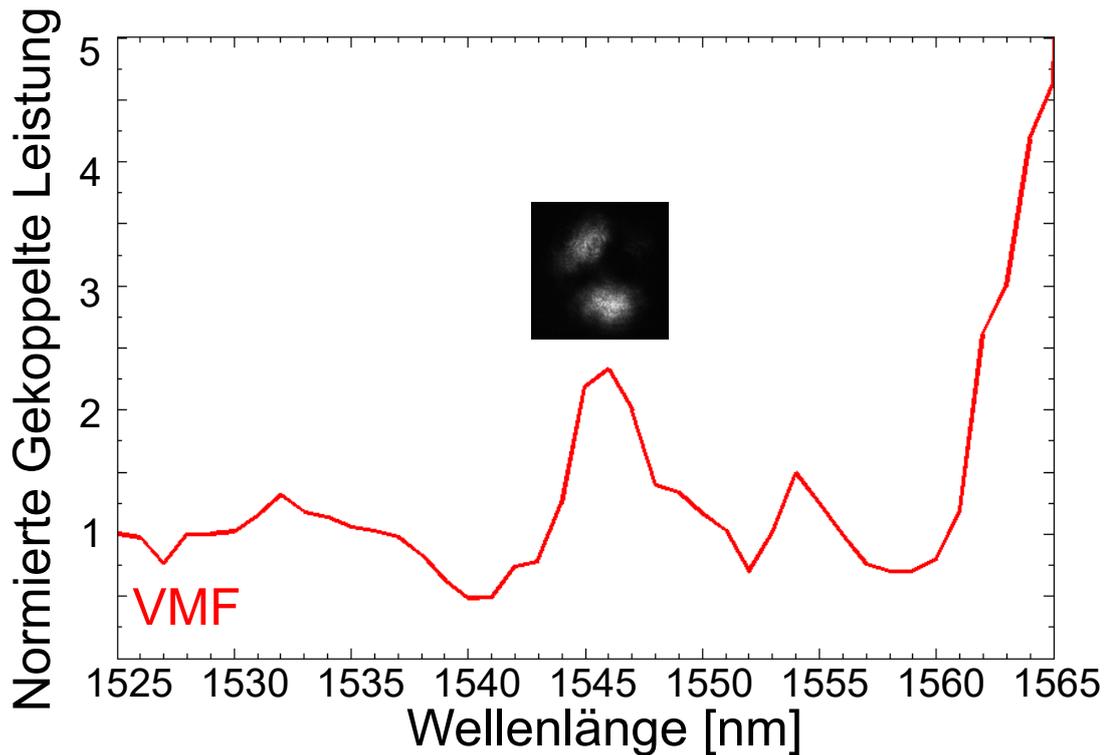


Abbildung 8.1: Normierte Darstellung der Leistungserhöhung in der VMF des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers durch den Fasergitter-Belichtungs-Prozess.

In den nachfolgenden Abbildungen 8.2 und 8.3 ist das resultierende, spektrale Koppelverhalten beispielhaft an zwei GMGK gezeigt. Bei der Charakterisierung wird, durch den durchstimmbaren Laser, eine Input-Leistung von 1 mW in den EMF-Eingang des GMGK eingekoppelt. Durch die Höhe der eingekoppelten Leistung wird sichergestellt, dass die, an dem EMF- und VMF-Ausgang des GMGK, gemessenen Signale, an den Fotodioden deutlich oberhalb deren Dunkelstrom-Signale liegen.

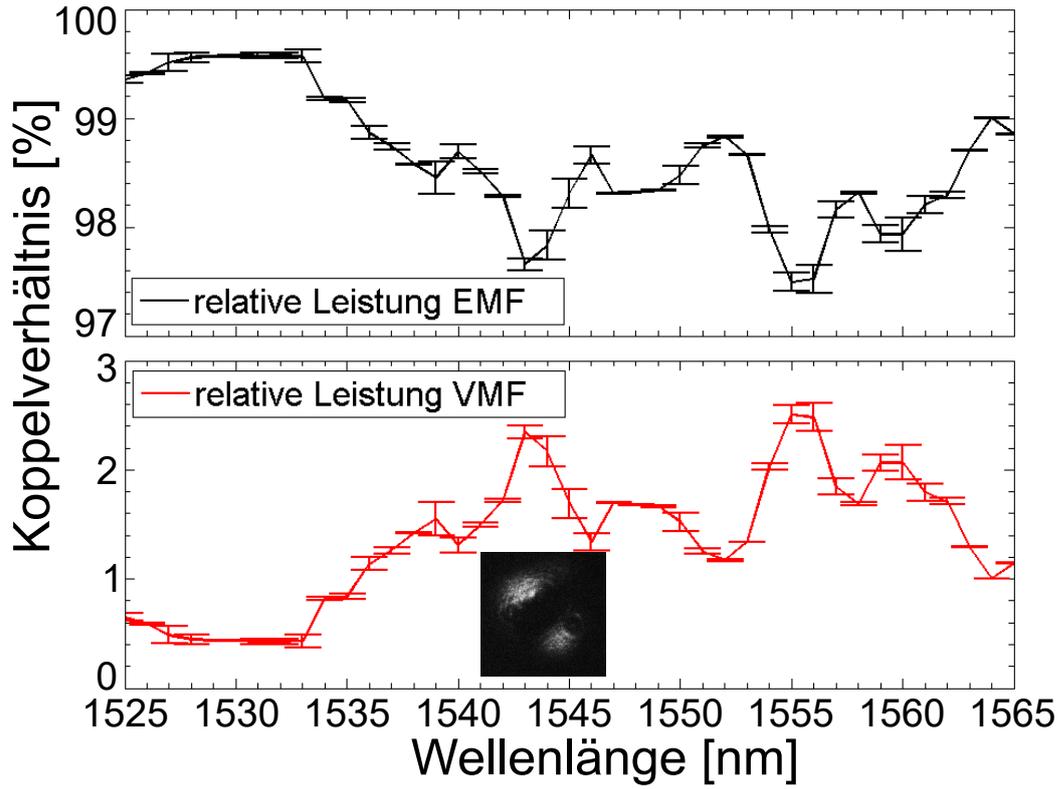


Abbildung 8.2: Spektrales Koppelverhältnis für den experimentellen gittergestützten, modenselektiven Faserkoppler mit $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ und $n_U \approx n_M$. Die modenselektive Kopplung zwischen der EMF (schwarze Linie) und der LP_{11} -Mode der VMF wurde bei $\lambda_{R2} = 1547 \text{ nm}$ beobachtet. Die korrespondierende Aufnahme der Modenfeld-Verteilungen am VMF-Ausgang des modenselektiven Kopplers ist in der Fotografie gezeigt.

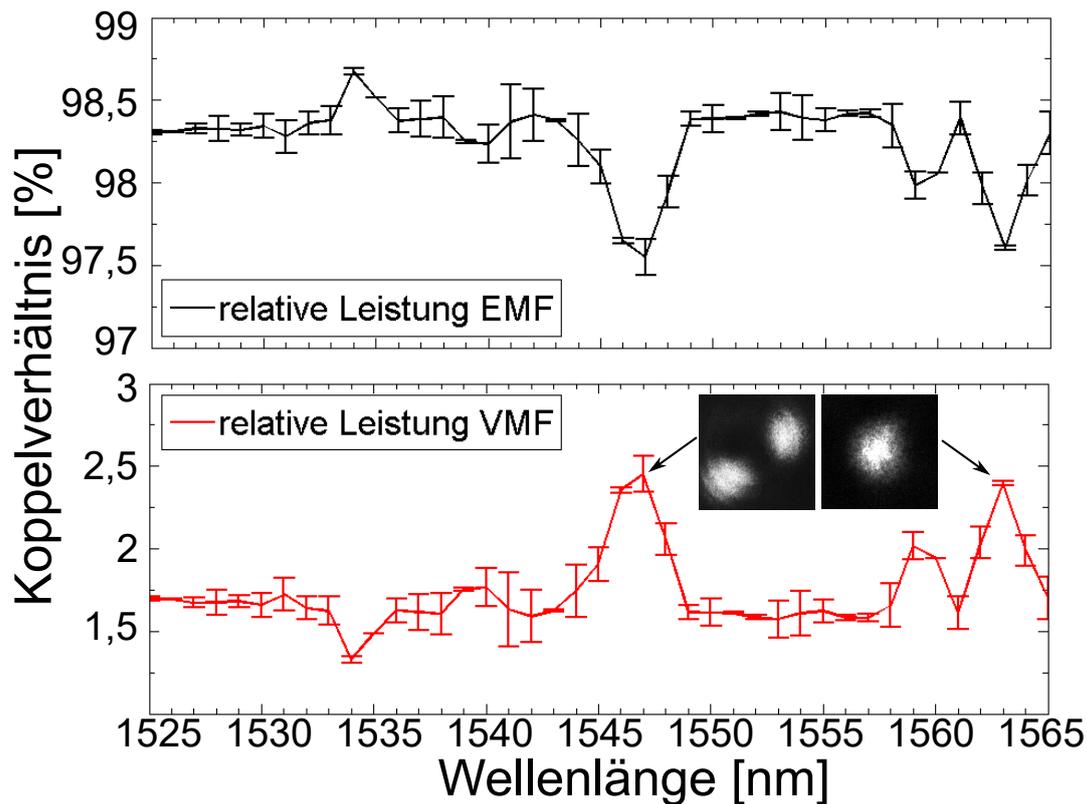


Abbildung 8.3: Spektrales Koppelverhältnis für den experimentellen gitterunterstützten, modenselektiven Faserkoppler mit $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ und $n_U \approx n_M$. Die modenselektive Kopplung zwischen der EMF (schwarze Linie) und der LP_{11} -Mode der VMF wurde bei $\lambda_{R1} = 1547 \text{ nm}$ und eine Kopplung zwischen den Grundmoden wurde bei $\lambda_{R2} = 1563 \text{ nm}$ beobachtet. Die Bilder zeigen die entsprechenden Aufnahmen der Modenfeld-Verteilungen am VMF-Ausgang des modenselektiven Kopplers.

Der erste charakteristische Leistungsaustausch bei λ_{R1} kann, durch Aufnahmen der Modenfeld-Verteilungen am VMF-Ausgang des GMGK, einem modenselektiven Leistungsaustausch zwischen der EMF-Mode und der LP_{11} -Mode der VMF zugeordnet werden. Der zweite charakteristische Leistungsaustausch kann bei einem GMGK eindeutig auf einen Leistungsaustausch zwischen den Grundmoden zurückgeführt werden.

In Abbildung 8.4 sind die Aufnahmen der entsprechenden Modenfeld-Verteilung gezeigt.

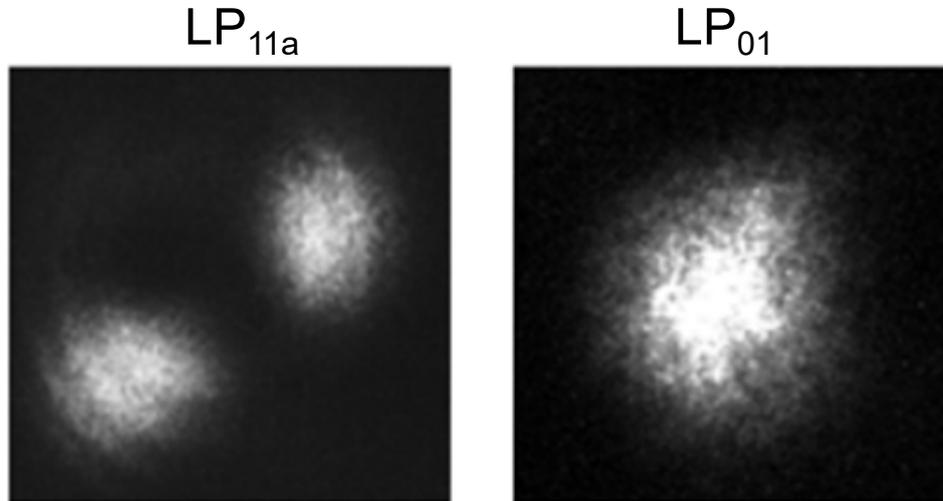


Abbildung 8.4: Modenfeld-Verteilungen, gemessen am VMF-Ausgang des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler nach dem Belichtungsprozess.

Bei den weiteren untersuchten GMGK kann durch die Aufnahme der Modenfeld-Verteilung bei λ_{R1} keine eindeutig auf die LP_{01} -Mode zurückzuführende Feldverteilung gemessen werden. Der relative Leistungsaustausch bei den Resonanzwellenlängen beträgt 2,45 % ($LP_{01} \rightarrow LP_{11a}$) und 2,39 % ($LP_{01} \rightarrow LP_{01}$). Aufgrund hoher Einfügedämpfungen beim Anregen von Modenfeld-Verteilungen am Eingang der VMF durch den Charakterisierungsaufbau (s. Kapitel 5) setzt eine zuverlässige Bestimmung des Modenübersprechens mit dem Charakterisierungsaufbau höhere Kopplungsraten voraus. Deshalb kann eine Bestimmung des Modenübersprechens nicht durchgeführt werden. Zusätzlich zu der Bestimmung der Modenselektivität und des spektralen Koppelverhaltens kann an einem GMGK exemplarisch die Polarisations-Abhängigkeit der modenselektiven Kopplung bei λ_{R1} und λ_{R2} gezeigt werden. Die polarisationsabhängige Dämpfung beim Koppeln zwischen den Grundmoden bzw. beim Koppeln zwischen der EMF und der LP_{11} -Mode der VMF beträgt $PDL = 0,0638$ dB bzw. $PDL = 0,66$ dB.

8.2 Diskussion der Ergebnisse

Die gitterunterstützte, modenselektive Kopplung zwischen den Grundmoden sowie zwischen der EMF und der LP_{11} -Mode der VMF kann durch einen als Schmelzkoppler hergestellten gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler gezeigt werden. In den GMGK ist dazu ein Fasergitter mit einer Gitterperiode von $500\ \mu\text{m}$ eingeschrieben. Aus den im Kapitel 7.2.2 erläuterten Gründen wird dieser Koppler einem Medium mit einem Brechungsindex, vergleichbar dem des Mantelmaterials, ausgesetzt. Durch den Fasergitter-Belichtungsprozess kann die in die VMF-Faser gekoppelte Leistung selektiv um das bis zu 4,5fache erhöht werden. Die gemessenen Leistungsaustausche sind mit 2,45% gering, aber signifikant. Der geringe Leistungsaustausch kann durch den großen Abstand der Faserkerne zueinander im Schmelzkoppler ($L_{K-K} = 5,13 \pm 0,75\ \mu\text{m}$) erklärt werden und ist mit den an den Herstellungs-Prozess angepassten Simulationen (1,94% LP_{01} - LP_{11a}) konsistent. Gelingt es zukünftig, den Abstand der Kerne zueinander zu reduzieren, kann ein Leistungsaustausch von über 90% erzielt werden. Da die evaneszenten Feldausläufer exponentiell abklingen steigt der Leistungsaustausch mit abnehmenden Kernabstand entsprechend exponentiell an.

Ein modenselektives Koppeln kann durch die aufgenommenen Bilder der Modenfeld-Verteilungen bei den Resonanzwellenlängen zum Koppeln zwischen der EMF und der LP_{11a} -Mode der VMF bei λ_{R1} wiederholt und reproduzierbar gezeigt werden. Ein modenselektives Koppeln der Grundmoden bei λ_{R2} kann bei einem GMGK nachgewiesen werden. Obwohl die Propagationskonstanten der LP_{11a} - und LP_{11b} -Moden der VMF sehr ähnlich sind (s. Tabelle 7.4) wird dennoch keine Leistung in die LP_{11b} -Mode der VMF gekoppelt, da die experimentelle Koppler-Geometrie keine Ausbreitung der LP_{11b} -Mode in der Koppler-Taille des GMGK zulässt. Bei den restlichen untersuchten GMGK werden bei λ_{R2} keine eindeutigen Modenfeld-Verteilungen beobachtet, welche einer LP_{01} -Mode zugeordnet werden können. Die beobachteten Modenfeld-Verteilungen werden durch eine Überlagerung der LP_{11a} - und LP_{01} -Mode bzw. einer simultanen Kopplung beider Polarisationszustände dieser Moden erzeugt. Im Vergleich zu der Simulation weisen die Resonanzwellenlängen des experimentellen GMGK einen rot Schift, hin zu längeren Wellenlängen auf, was insbesondere auf größere Kerndurchmesser im experimentellen GMGK im Vergleich zu den, in der Simulation angenommenen, Kerndurchmessern zurückzuführen ist. Folglich der Simulation kann durch diese Verschiebung zu höheren Resonanzwellenlängen λ_{R2} bei den meisten untersuchten GMGK in dem Bereich des maximalen Modenübersprechens liegen (in der Simulation liegt der Bereich des maximalen Modenübersprechens bei $\lambda = 1550\ \text{nm}$). Diese Verschiebung kann auch die großen Peaks der gekoppelten

Leistung in diesem Spektralbereich erklären. Die eigentliche Resonanzwellenlänge für die Grundmoden-Kopplung ist demzufolge bei einigen untersuchten GMGK außerhalb des oberen Messbereichs von 1565 nm. In diesem Bereich ist die verwendete IR-Kamera jedoch nicht mehr sensitiv genug, um die Modenfeld-Verteilung detektieren zu können.

Die Abweichungen der Resonanzwellenlängen und der FWHM sind auf die Vielzahl an Approximationen die für das Simulationsmodell gemacht wurden zurückzuführen. Insbesondere im Hinblick auf die Schmelzkoppler-Geometrie, die als perfekt adiabatisch angenommen wird, sowie die Approximationen des Fasergitters und der Strahlen-Propagations-Methode an sich. Auch Material-Dispersionseffekte sind aufgrund fehlender Modelle der verwendeten Fasertypen nicht mit berücksichtigt. Herstellungs-Prozess bedingt liegt bei dem experimentellen GMGK keine perfekte, adiabatische Geometrie des Schmelzkopplers vor, des Weiteren treten lokale Schwankungen der Faserkerndurchmesser auf. Der Einfluss der Polarisation auf die modenselektive Kopplung bei den jeweiligen Resonanzwellenlängen kann an einem GMGK exemplarisch gezeigt werden. Es zeigt sich, dass die polarisations-abhängige Dämpfung mit $PDL = 0,0638$ dB bei der Kopplung zwischen den Grundmoden vernachlässigbar und für die Kopplung zwischen EMF und LP_{11a} -Mode der VMF mit $PDL = 0,66$ dB zu berücksichtigen ist. Die gemessenen Polarisations-Abhängigkeiten sind im Vergleich zu den Simulations-Ergebnissen größer. Dies kann auf die leichte Asymmetrie sowie anders gearteter Verformungen der Faserkerne des experimentellen GMGK zurückgeführt werden. Durch diese Verformungen verfügt der GMGK über eine leichte Doppelbrechung und damit über eine ausgeprägtere Polarisations-Abhängigkeit als das Model. Hinsichtlich einer stärkeren Polarisations-Abhängigkeit der Kopplung zwischen der LP_{01} und LP_{11a} -Mode, verglichen mit der Grundmoden-Kopplung, sind die Simulations-Ergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen in gutem Einklang.

9 Bedeutung für die Praxis

Um in Zukunft den Anforderungen der Digitalisierung gerecht werden zu können und flächendeckende Netzwerke mit Übertragungs-Geschwindigkeiten im Gbit-Bereich zu ermöglichen, plant die deutsche Bundesregierung bis zum Jahr 2025 einen vollständigen Netzinfrastruktur-Wechsel, weg von Kupferleitungen hin zu Glasfasern, zu vollziehen. Ende 2018 ist diesbezüglich ein Gesetz in Kraft getreten, welches eine Anschubfinanzierung von 2,4 Milliarden Euro für den Ausbau von Glasfasernetzwerken vorsieht [2, 3]. Bis zum Jahr 2025 sollen laut Koalitionsvertrag der aktuellen Legislaturperiode bis zu zwölf Milliarden Euro in den Glasfaserausbau investiert werden [2].

Um die ambitionierten Ziele einer Netzinfrastruktur mit Gbit Geschwindigkeit, mit zusätzlich potenzieller Bandbreitenreserve, realisieren zu können, ist es notwendig Glasfasernetzwerke, basierend auf räumlichen Multiplexing bzw. Moden Multiplexing zu schaffen, um mit dem stetig wachsenden Bedarf an Übertragungsbandbreite schritthalten zu können. Die Realisierung von Moden Multiplexing hängt primär von der Realisierung leistungsfähiger, robuster und kosteneffizienten modenselektiver Koppellemente ab. Um eine hohe Kompatibilität mit den Glasfaser-Netzwerken zu gewährleisten ist hier ein vollständig glasfaserbasierter, modenselektiver Koppler gefragt. Bisher beschriebene, vollständig glasfaserbasierte, modenselektive Koppler-Konzepte sind aufwendig zu produzieren und weisen ein hohes Modenübersprechen beim Koppeln zwischen den Grundmoden auf. Dieses kann durch den im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Ansatz eines modenselektiven Glasfaserkoppler reduziert werden.

Im Hinblick auf eine Anwendung des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers in der optischen Telekommunikations-Technik ist zukünftig ein höherer modenselektiver Leistungsaustausch wünschenswert. Durch die Weiterentwicklung des FBT-Schmelzzug-Prozesses z.B. durch die Verwendung spezieller, Prozess optimierter Fasern, die eine stärkere Annäherung der Faserkerne zueinander erlauben, kann die Koppel-Effizienz des beschriebenen gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers signifikant gesteigert werden. Zusätzlich kann durch eine Weiterentwicklung des Schmelzzug-Prozesses eine reproduzierbarere Herstellung des Glasfaserkopplers ermöglicht werden. Dadurch ist die Herstellung eines wettbewerbsfähigen moden-

selektiven Glasfaserkopplers, der durch ein geringes Modenübersprechen und einen kostengünstigen Herstellungsprozess anderen Moden Multiplexing-Konzepten überlegen sein kann, möglich.

Im Hinblick auf eine Anwendung als modenselektive Auskoppel-Optik eines Faserlaser-Resonators kann der gezeigte modenselektive Koppler mit einem modenselektiven Leistungsaustausch von etwa 2,5% zwischen Einmodenfaser und Vielmodenfaser interessant sein, da nur ein kleiner Teil der sich im Resonator befindenden Leistung modenselektiv ausgekoppelt werden muss.

Um den gitterunterstützten, modenselektiven Koppler einer kommerziellen Anwendung zugänglich zu machen, muss die filigrane Koppler-Geometrie mechanisch stabilisiert und vor äußeren Einwirkungen geschützt werden. Gleichzeitig muss sichergestellt sein, dass die optischen Eigenschaften für eine modenselektive Kopplung mit wenig Verlusten erhalten bleiben. Hierfür kann sich die Einbettung des Glasfaserkopplers in einen Klebstoff mit einem Brechungsindex, der dem Brechungsindex des Koppler-Mantels entspricht, anbieten.

10 Zusammenfassung und Ausblick

10.1 Zusammenfassung

Leistungsfähige, robuste und gleichzeitig kosteneffiziente Konzepte für eine moden-selektiven Richtkopplung sind Schlüsselkomponenten für einen zukünftig flächen-deckenden Einsatz von Vielmodenfasern als Signal-Übertragungsmedien für die glasfaser-basierte Telekommunikations-Technik sowie für die Entwicklung neuartiger Hochleistung-Faserlaser.

Hier kann ein neuartiges Konzept zur moden-selektiven Richtkopplung zwischen einer Einmodenfaser und einer Vielmodenfaser durch einen gitterunterstützten Glasfaser-koppler aufgrund einer kosteneffizienteren Herstellung und geringerem Modenüber-sprechen im Vergleich zu bestehenden Konzepten einen technologischen Fortschritt bringen.

Durch die vorliegende Arbeit wird das Konzept eines gitterunterstützten, Glasfaser-kopplers zur moden-selektiven Kopplung unter Beibehaltung der Propagationsrichtung (Richtkopplung) erforscht, mit der Zielsetzung, einen experimentellen Machbarkeits-nachweis dieses Konzeptes zu erbringen.

Eine moden-selektive Kopplung zwischen der Einmodenfaser-Mode und einer individu-ellen Mode der Vielmodenfaser, kann durch eine selektive Anpassung der effektiven Brechungsindizes der zu koppelnden Moden durch ein Fasergitter realisiert werden. Dies erfolgt durch Fasergitter mit, im Vergleich zu Faser-Bragg-Gittern, langen Git-terperioden von einigen hundert Mikrometern Länge, sogenannten lang periodischen Fasergittern im Faserkern der Einmodenfaser.

Zunächst werden zwei unterschiedliche Herstellungs-Prozesse (FBT-Schmelzzug-Prozess & Faseranschliff-Prozess) zur Herstellung einer geeigneten Glasfaserkoppler-Geometrie adaptiert an das Anforderungsprofil eines gitterunterstützten, moden-selektiven Glasfaserkopplers entwickelt und miteinander verglichen. Dabei zeigt sich, dass der Anschliff-Prozess im Vergleich zum FBT-Schmelzzug-Prozess eine stärkere Annäherung beider Faserkerne zueinander innerhalb der Kopplungszone erlaubt, wobei kleine Kernabstände höhere Koppelraten ermöglichen. Jedoch, aufgrund einer höheren Anzahl an Prozessschritten und eines hohen Justageaufwands sowie einer schlechten Verfügbarkeit prozess-geeigneter Amplituden-Masken, für die Fasergitter-

Belichtung, ist der Anschliff-Prozess im Vergleich zum FBT-Schmelzzug-Prozess kostenintensiver und zeitaufwändiger. Darüber hinaus verfügen die Anschliffkoppler über eine geringere Langzeitstabilität, was das Handling und die spätere Charakterisierung erschwert. Signifikantester Nachteil des Anschliffkopplers im Vergleich zum Schmelzkoppler sind die deutlich höheren Signaldämpfungen. Weiterhin kommt erschwerend hinzu, dass der Anschliff-Prozess keine direkte Prozess-Überwachung des Koppelverhaltens beim Einbringen der Fasergitter ermöglicht. Eine direkte Prozess-Überwachung während der Fasergitter-Belichtung ist beim Anschliffkoppler nicht möglich, da das Fasergitter in die isolierte Einmodenfaser eingeschrieben werden muss, bevor die Kopplerstruktur aufgebaut wird und das Koppel-Verhalten evaluiert werden kann. Aus den vorstehenden Gründen wird der Anschliff-Prozess daher in Zukunft nicht weiter verfolgt.

Bezüglich der Erforschung der Fasergitter-Belichtung werden umfangreiche Untersuchungen zur UV-Empfindlichkeit mit der verwendeten Einmodenfaser und Vielmodenfaser durchgeführt. Der Einfluss einer Wasserstoffbeladung der Glasfasern zur Erhöhung der Fotoempfindlichkeit wird ebenfalls untersucht. Es zeigt sich, dass sich die Fotoempfindlichkeit der Einmodenfaser durch eine Wasserstoffbeladung um bis zu 80 % steigern lässt. Durch eine Steigerung der Fotoempfindlichkeit der Einmodenfaser lässt sich der Kopplungskoeffizient, bzw. der Leistungsaustausch zwischen beiden Fasern, des späteren gitterunterstützten Kopplers erhöhen. Weiterhin wird jedoch auch festgestellt, dass die Vielmodenfaser nach einer Wasserstoffbeladung ebenfalls über eine signifikante Fotoempfindlichkeit verfügt, wodurch beim Einschreiben der Fasergitter in die Einmodenfaser des Schmelzkopplers ebenfalls auch ein Fasergitter in die Vielmodenfaser eingeschrieben würde. Dadurch ist eine gezielte Anpassung der effektiven Brechungsindizes bzw. der Propagationskonstanten der zu koppelnden Moden nicht mehr möglich. Somit ist eine Wasserstoffbeladung der Kopplerstruktur nicht sinnvoll.

Basierend auf den Ergebnissen der Fotoempfindlichkeit der Einmodenfaser wird ein Prozess zum UV-induzierten Einschreiben von langperiodischen Fasergittern, mit Gitterperioden zwischen $370\ \mu\text{m}$ bis $500\ \mu\text{m}$, in den Kern der Einmodenfaser, durch die Amplituden-Masken-Technik, entwickelt. Hierbei werden unter Anderem verschiedene Amplituden-Masken basierend auf chrombeschichteten Quarzglassubstraten und Bronzefolien miteinander verglichen. Mit der dabei entwickelten Methode kann erstmalig ein UV-induziertes langperiodisches Fasergitter mit der Amplituden-Masken-Technik in eine biege-unempfindliche Einmodenfaser mit vergleichsweise hoher numerischer Apertur ($NA = 0,3$) eingeschrieben werden. Neben verschiedenen Anwendungen in der optischen Telekommunikationstechnik eröffnet die entwickelte Methode neue Möglichkeiten bei der Entwicklung von leicht-integrierbaren, gitter-

basierten, optischen Sensoren mit geringen Biegeverlusten [71].

Aufbauend auf den Ergebnissen der Herstellung UV-induzierter, langperiodischer Fasergitter in der Einmodenfaser wird auf Grundlage der herstellbaren Schmelzkoppler-Geometrie ein Simulationsmodell entwickelt. Durch dieses Modell werden die Fasergitterkonstanten (Gitterperiode, Fasergitter-Länge) bestimmt sowie der Einfluss des Brechungsindex des, den Koppler, umgebenden Mediums für die zwei möglichen modenselektiven Koppelszenarien ($LP_{01} \rightarrow LP_{01}$ und $LP_{01} \rightarrow LP_{11a}$) untersucht. Die Simulationen basieren auf der Strahlen-Propagations-Methode.

Durch die Simulationen kann ein erster, theoretischer Machbarkeitsnachweis erbracht werden. Die Ergebnisse der Simulation werden anschließend in den Herstellungsprozess implementiert und ein Belichtungsaufbau zum Einschreiben von langperiodischen Fasergittern in die Koppler-Geometrie mit integrierter Messtechnik zur Prozessüberwachung entwickelt.

Abschließend werden die entwickelten gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaser-schmelzkoppler charakterisiert. Dabei kann eine gitterunterstützte, modenselektive Kopplung im Bereich des dritten optischen Fensters zwischen der Einmodenfaser und der LP_{01} - und LP_{11a} -Mode der Vielmodenfaser beobachtet werden [97]. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulation sind die Kopplungsverhältnisse mit 2,39% ($LP_{01} \rightarrow LP_{01}$) und 2,45% ($LP_{01} \rightarrow LP_{11a}$) aufgrund des großen Abstands zwischen den Faserkernen innerhalb der Kopplungszone relativ gering aber signifikant größer als die zuvor ermittelten Messungenauigkeiten. Weiterhin zeigt sich eine geringfügige, aus praktischer Sicht vernachlässigbare Polarisationsabhängigkeit bei einer Kopplung zwischen den Grundmoden ($PDL = 0,06$ dB) sowie eine zu berücksichtigende Polarisationsabhängigkeit bei einer Kopplung zwischen der Einmodenfaser und der LP_{11a} -Mode der Vielmodenfaser ($PDL = 0,66$ dB).

Die Charakterisierung erfolgt durch einen, ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelten, teil-automatisierten Charakterisierungsaufbau. Neben gängigen Charakterisierungsgrößen wellenlängen-selektiver, optischer Koppler erlaubt dieser Charakterisierungsaufbau ebenfalls eine Charakterisierung der Modenselektivität, des Modenübersprechens sowie der moden-abhängigen Dämpfung. Hierfür können verschiedene LP-Modenfelder am Eingang der Vielmodenfaser des Kopplers angeregt werden. Dies geschieht mit Hilfe digitaler Phasenmasken, welche die LP-Modenfeldverteilungen erzeugen, welche dann in den Kern der Vielmodenfaser eingekoppelt werden. Neben einer selektiven Anregung beliebiger LP-Moden der Vielmodenfaser kann zusätzlich gezeigt werden, dass die asymmetrischen LP-Modenfelder (z.B. die LP_{01} - oder LP_{21} -Mode) rotiert werden können, indem die digitale Abbildung der Phasenmaske rotiert wird. Dadurch ist es zukünftig möglich die optimale Orientierung der asymmetrischen Modenfelder für die modenselektive Kopplung zu finden und so

das Koppelverhältnis zu optimieren.

Im Rahmen dieser Arbeit kann ein Machbarkeitsnachweis eines gitterunterstützten Glasfaserkopplers zum selektiven Richtkoppeln zwischen einer Einmodenfaser und individuellen Moden einer Vielmodenfaser simulativ sowie experimentell in Form eines asymmetrischen Glasfaserschmelzkopplers erbracht werden. Die Optimierung der entwickelten Methoden kann im Hinblick auf Moden Multi- / Demultiplexing sowie bei der Entwicklung von Hochleistungsfaserlasern einen technologischen Fortschritt bringen. Neben Anwendungen in der optischen Telekommunikations-Technik und der Faserlaser-Technologie kann die entwickelte Methode zum Einschreiben von lang-periodischen Fasergittern in germanium-dotierte Glasfasern mit sehr hohen numerischen Aperturen auch der Entwicklung effizienterer optischer Sensorkonzepte neue Impulse geben.

10.2 Ausblick

Um das technologische Potenzial des hier gezeigten, gitterunterstützten, moden-selektiven Glasfaserkopplers in Zukunft kommerziell nutzen zu können und so eine wettbewerbsfähige Technik zum Moden Multiplexen und Demultiplexen zu realisieren, die existierenden, vollständig glasfaserbasierten Konzepten überlegen sein könnte, sollte der Herstellungs-Prozess weiter optimiert werden. Insbesondere sollte der FBT-Schmelzzug-Prozess zur Herstellung einer geeigneten Schmelzkoppler-Geometrie dahingehend weiterentwickelt werden, dass eine stärkere Annäherung der Faserkerne zueinander realisiert werden kann. Durch diese Maßnahme ist eine signifikante Steigerung des Koppelverhältnisses von mehr als 90 % möglich. Dies kann etwa durch die Verwendung speziell hergestellter, asymmetrischer Glasfasern, deren Faserkerne nicht zentral mittig im Fasermantel liegen, realisiert werden.

Weiterhin sollte die Reproduzierbarkeit des FBT-Schmelzzug-Prozesses optimiert werden, da selbst kleine Standardabweichungen der Koppler-Geometrien zu starken Abweichungen der Resonanzwellenlänge der modenselektiven Kopplung führen. Hierfür sollte zum einen eine genauere Applikation der FBT-Schmelzzug-Prozess Parameter durchgeführt werden und zum anderen auf den vorausgehenden Ätz-Prozess der Glasfasern verzichtet werden, was ebenfalls durch die Verwendung speziell hergestellter Glasfasern mit geringeren Durchmessern realisiert werden kann.

Weiterhin ist es sinnvoll, den Einfluss eines gechirpten oder apodisierten Fasergitters auf das Koppelverhalten, im Hinblick auf das Modenübersprechen und die moden-abhängige Dämpfung, simulativ und experimentell zu untersuchen.

Aufgrund der filigranen Schmelzkoppler-Geometrie gestaltet sich das Handling der Kopplerstrukturen während der Herstellung als problematisch. Um den hohen

Schwund an Kopplern während der Herstellung und Charakterisierung zu reduzieren und die Erforschung und Herstellung der gitterunterstützten, modenselektiven Schmelzkoppler zu beschleunigen, sollte der FBT-Schmelzzug-Prozess mit dem anschließenden Fasergitter-Belichtungsprozess sowie die darauf folgende Charakterisierung miteinander kombiniert und in einem System integriert sowie weitgehend automatisiert werden.

Eine modifizierte Version des entwickelten Charakterisierungsaufbaus kann zukünftig auch für die Datenübertragung, basierend auf Moden Multiplexing und Demultiplexing, genutzt werden, wodurch zum Beispiel polarisations-abhängige Dämpfungen bei der modenselektiven Kopplung reduziert werden können, indem die Modenfelder durch das Setup am Eingang der Vielmodenfaser entsprechend rotiert werden.

Literatur

- [1] P. J. Winzer, D. T. Neilson und A. R. Chraplyvy. „Fiber-optic transmission and networking: The previous 20 and the next 20 years Invited“. In: *Optics express* 26.18 (2018), S. 24190–24239. DOI: [10.1364/OE.26.024190](https://doi.org/10.1364/OE.26.024190).
- [2] Bundesfinanzministerium. „Ein schneller Internetanschluss ist so nötig wie Strom und Wasser“. In: *Homepage Bundesfinanzministerium*. 2019.
- [3] S. Krempl. „Glasfaserausbau: Bundesregierung plant mit Einnahmen aus 5G-Auktion“. In: *Heise Online*. 2019.
- [4] B. J. Puttnam, R. S. Luis, W. Klaus, J. Sakaguchi, J.-M. Delgado M., Y. Awaji, N. Wada, Y. Tamura, T. Hayashi, M. Hirano und J. Marciante. „2.15 Pb/s transmission using a 22 core homogeneous single-mode multi-core fiber and wideband optical comb“. In: *2015 European Conference on Optical Communication (ECOC)*. IEEE, 2015, S. 1–3. DOI: [10.1109/ECOC.2015.7341685](https://doi.org/10.1109/ECOC.2015.7341685).
- [5] K. Bremer, S. Lochmann und B. Roth. „Grating assisted optical waveguide coupler to excite individual modes of a multi-mode waveguide“. In: *Optics Communications* 356 (2015), S. 560–564. DOI: [10.1016/j.optcom.2015.08.050](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.08.050).
- [6] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. 2., vollst. überarb. und erw. Aufl. Lehrbuch Physik. Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [7] J. Bures. *Guided Optics*. Erstauflage. Lehrbuch Physik. Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [8] R. Bourbonnais R.J. Black. „Core-mode cutoff for finite-cladding lightguides“. In: *IEE Proceedings J. Optoelectronics*. Bd. 133, S. 377–384.
- [9] T. Bricheno und A. Fielding. „Stable low-loss single-mode couplers“. In: *Electronics Letters* 20.6 (1984), S. 230. DOI: [10.1049/e1:19840155](https://doi.org/10.1049/e1:19840155).
- [10] B. S. Kawasaki, K. O. Hill und R. G. Lamont. „Biconical-taper single-mode fiber coupler“. In: *Optics Letters* 6.7 (1981), S. 327. DOI: [10.1364/OL.6.000327](https://doi.org/10.1364/OL.6.000327).

- [11] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix und F. Gonthier. „Tapered single-mode fibres and devices. Part 1: Adiabaticity criteria“. In: *IEE Proceedings J Optoelectronics* 138.5 (1991), S. 343. DOI: [10.1049/ip-j.1991.0060](https://doi.org/10.1049/ip-j.1991.0060).
- [12] M. Young. *Optik, Laser, Wellenleiter*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1997.
- [13] R. Tewari und K. Thyagarajan. „Analysis of tunable single-mode fiber directional couplers using simple and accurate relations“. In: *Journal of Lightwave Technology* 4.4 (1986), S. 386–390. DOI: [10.1109/JLT.1986.1074731](https://doi.org/10.1109/JLT.1986.1074731).
- [14] Y. Amnon. *Optical Electronics*. 4th Edition. Lehrbuch Physik. Harcourt School, 1991.
- [15] A. W. Snyder. „Coupled-Mode Theory for Optical Fibers“. In: *Journal of the Optical Society of America* 62.11 (1972), S. 1267. DOI: [10.1364/JOSA.62.001267](https://doi.org/10.1364/JOSA.62.001267).
- [16] K. Okamoto. „Theoretical investigation of light coupling phenomena in wavelength-flattened couplers“. In: *Journal of Lightwave Technology* 8.5 (1990), S. 678–683. DOI: [10.1109/50.54474](https://doi.org/10.1109/50.54474).
- [17] G. Pelegriña-Bonilla, K. Hausmann, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann und D. Kracht. „Analysis of the modal evolution in fused-type mode-selective fiber couplers“. In: *Optics express* 23.18 (2015), S. 22977–22990. DOI: [10.1364/OE.23.022977](https://doi.org/10.1364/OE.23.022977).
- [18] G. Pelegriña-Bonilla. *Asymmetric Fused Fiber Couplers for Wavelength- and Space-Division Multiplexing*. TIB Leibniz-Informationszentrum Technik und Naturwissenschaften Universitätsbibliothek, 2015.
- [19] W. K. Burns, M. Abebe und C. A. Villarruel. „Parabolic model for shape of fiber taper“. In: *Applied optics* 24.17 (1985), S. 2753–2755. DOI: [10.1364/AO.24.002753](https://doi.org/10.1364/AO.24.002753).
- [20] X.-H. Zheng. „Finite-element analysis for fused couplers“. In: *Electronics Letters* 22.15 (1986), S. 804. DOI: [10.1049/e1:19860551](https://doi.org/10.1049/e1:19860551).
- [21] K. S. Chiang. „Analysis of fused couplers by the effective-index method“. In: *Electronics Letters* 22.23 (1986), S. 1221. DOI: [10.1049/e1:19860837](https://doi.org/10.1049/e1:19860837).
- [22] P. Kaczmarek, P. Lagasse und J. Vandeweyer. „Propagating-beam model for a single-mode-fibre fused coupler“. In: *IEE Proceedings J Optoelectronics* 134.2 (1987), S. 111. DOI: [10.1049/ip-j.1987.0018](https://doi.org/10.1049/ip-j.1987.0018).

- [23] Bishnu Pal. „Fabrication and Modeling of Fused Biconical Tapered Fiber Couplers“. In: *Fiber and Integrated Optics* 22.2 (2003), S. 97–117. DOI: [10.1080/01468030390111922](https://doi.org/10.1080/01468030390111922).
- [24] *RSoft Manual BeamProp-Tool*.
- [25] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla und S. Helfert. „Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.1 (2000), S. 150–162. DOI: [10.1109/2944.826883](https://doi.org/10.1109/2944.826883).
- [26] R. Scarmozzino und R. M. Osgood. „Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications“. In: *Journal of the Optical Society of America A* 8.5 (1991), S. 724. DOI: [10.1364/JOSAA.8.000724](https://doi.org/10.1364/JOSAA.8.000724).
- [27] W. P. Huang und C. L. Xu. „Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29.10 (1993), S. 2639–2649. DOI: [10.1109/3.250386](https://doi.org/10.1109/3.250386).
- [28] G. R. Hadley. „Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators“. In: *Optics Letters* 17.20 (1992), S. 1426. DOI: [10.1364/OL.17.001426](https://doi.org/10.1364/OL.17.001426).
- [29] G. R. Hadley. „Multistep method for wide-angle beam propagation“. In: *Optics Letters* 17.24 (1992), S. 1743. DOI: [10.1364/OL.17.001743](https://doi.org/10.1364/OL.17.001743).
- [30] C. L. Xu, W. P. Huang, J. Chrostowski und S. K. Chaudhuri. „A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides“. In: *Journal of Lightwave Technology* 12.11 (1994), S. 1926–1931. DOI: [10.1109/50.336056](https://doi.org/10.1109/50.336056).
- [31] H. Rao, R. Scarmozzino und R. M. Osgood. „A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 11.7 (1999), S. 830–832. DOI: [10.1109/68.769722](https://doi.org/10.1109/68.769722).
- [32] D. J. Richardson, J. M. Fini und L. E. Nelson. „Space-division multiplexing in optical fibres“. In: *Nature Photonics* 7.5 (2013), S. 354–362. DOI: [10.1038/NPHOTON.2013.94](https://doi.org/10.1038/NPHOTON.2013.94).
- [33] S. Leon-Saval, N. Fontaine, J. Salazar-Gil, B. Ercan, R. Ryf und J. Bland-Hawthorn. „Mode-selective photonic lanterns for space-division multiplexing“. In: *Optics express* 22.1 (2014), S. 1036–1044. DOI: [10.1364/OE.22.001036](https://doi.org/10.1364/OE.22.001036).
- [34] B. Huang, N. K. Fontaine, R. Ryf, B. Guan, S. G. Leon-Saval, R. Shubochkin, Y. Sun, R. Lingle und G. Li. „All-fiber mode-group-selective photonic lantern using graded-index multimode fibers“. In: *Optics express* 23.1 (2015), S. 224–234. DOI: [10.1364/OE.23.000224](https://doi.org/10.1364/OE.23.000224).

- [35] A. M. Velazquez-Benitez, J. C. Alvarado, G. Lopez-Galmiche, J. E. Antonio-Lopez, J. Hernández-Cordero, J. Sanchez-Mondragon, P. Sillard, C. M. Okonkwo und R. Amezcua-Correa. „Six mode selective fiber optic spatial multiplexer“. In: *Optics letters* 40.8 (2015), S. 1663–1666. DOI: [10.1364/OL.40.001663](https://doi.org/10.1364/OL.40.001663).
- [36] N. K. Fontaine und R. Ryf. *Characterization of Mode-Dependent Loss of Laser Inscribed Photonic Lanterns for Space Division Multiplexing Systems 18th OptoElectronics and Communications Conference held jointly with 2013 International Conference on Photonics in Switching (OECC/PS), 2013: June 30, 2013 - July 4, 2013, Kyoto International Conference Center, Kyoto, Japan*. Piscataway, NJ: IEEE, 2013.
- [37] R. Ryf, M. A. Mestre, S. Randel, C. Schmidt, A. H. Gnauck, R.-J Essiambre, P. J. Winzer, R. Delbue, P. Pupalais, A. Sureka, Y. Sun, X. Jiang, D. W. Peckham, A. McCurdy und R. Lingle. „Mode-Multiplexed Transmission Over a 209-km DGD-Compensated Hybrid Few-Mode Fiber Span“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 24.21 (2012), S. 1965–1968. DOI: [10.1109/LPT.2012.2220342](https://doi.org/10.1109/LPT.2012.2220342).
- [38] R. Ryf, S. Randel, A. Gnauck, C. Bolle, A. Sierra, S. Mumtaz, M. Esmaelpour, E. Burrows, R. Essiambre, P. Winzer, D. Peckham, A. McCurdy und R. Lingle. „Mode-Division Multiplexing Over 96 km of Few-Mode Fiber Using Coherent 6x6 MIMO Processing“. In: *Journal of Lightwave Technology* 30.4 (2012), S. 521–531. DOI: [10.1109/JLT.2011.2174336](https://doi.org/10.1109/JLT.2011.2174336).
- [39] B. Franz und H. Bulow. „Experimental Evaluation of Principal Mode Groups as High-Speed Transmission Channels in Spatial Multiplex Systems“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 24.16 (2012), S. 1363–1365. DOI: [10.1109/LPT.2012.2202224](https://doi.org/10.1109/LPT.2012.2202224).
- [40] J. Carpenter und T. D. Wilkinson. „All Optical Mode-Multiplexing Using Holography and Multimode Fiber Couplers“. In: *Journal of Lightwave Technology* 30.12 (2012), S. 1978–1984. DOI: [10.1109/JLT.2012.2191586](https://doi.org/10.1109/JLT.2012.2191586).
- [41] M. S. Whalen und T. H. Wood. „Effectively nonreciprocal evanescent-wave optical-fibre directional coupler“. In: *Electronics Letters* 21.5 (1985), S. 175. DOI: [10.1049/e1:19850123](https://doi.org/10.1049/e1:19850123).
- [42] K. Y. Song, K. Hwang, S. H. Yun und B. Y. Kim. „High performance fused-type mode selective coupler for two-mode fiber devices“. In: *Optical Fiber Communication Conference. Technical Digest Postconference Edition. Trends in Optics and Photonics Vol.37 (IEEE Cat. No. 00CH37079)*. Opt. Soc. America, 2000, S. 32–34. DOI: [10.1109/OFC.2000.868363](https://doi.org/10.1109/OFC.2000.868363).

- [43] A. Li, X. Chen, A. A. Amin und W. Shieh. „Fused Fiber Mode Couplers for Few-Mode Transmission“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 24.21 (2012), S. 1953–1956. DOI: [10.1109/LPT.2012.2218803](https://doi.org/10.1109/LPT.2012.2218803).
- [44] R. Ismaeel, T. Lee, B. Oduro, Y. Jung und G. Brambilla. „All-fiber fused directional coupler for highly efficient spatial mode conversion“. In: *Optics express* 22.10 (2014), S. 11610–11619. DOI: [10.1364/OE.22.011610](https://doi.org/10.1364/OE.22.011610).
- [45] A. Witkowska, S. G. Leon-Saval, A. Pham und T. A. Birks. „All-fiber LP₁₁ mode convertors“. In: *Optics Letters* 33.4 (2008), S. 306. DOI: [10.1364/OL.33.000306](https://doi.org/10.1364/OL.33.000306).
- [46] K. Y. Song, K. Hwang, S. H. Yun und B. Y. Kim. „High performance fused-type mode-selective coupler using elliptical core two-mode fiber at 1550 nm“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 14.4 (2002), S. 501–503. DOI: [10.1109/68.992591](https://doi.org/10.1109/68.992591).
- [47] Y. Jung, R. Chen, R. Ismaeel, G. Brambilla, S-U Alam, I. P. Giles und D. J. Richardson. „Dual mode fused optical fiber couplers suitable for mode division multiplexed transmission“. In: *Optics express* 21.20 (2013), S. 24326–24331. DOI: [10.1364/OE.21.024326](https://doi.org/10.1364/OE.21.024326).
- [48] K. Y. Song und B. Y. Kim. „Broad-band LP₀₂ mode excitation using a fused-type mode-selective coupler“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 15.12 (2003), S. 1734–1736. DOI: [10.1109/LPT.2003.819710](https://doi.org/10.1109/LPT.2003.819710).
- [49] J. Wang, H. Wan, Z. Ding, Z. Zhang, B. Sun und L. Zhang. „All-fiber Fused-type Mode Selective Coupler with High Performance And Free of Pre-tapering“. In: *2017 16th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON)*.
- [50] G. Pelegrina-Bonilla, K. Hausmann, H. Tunnermann, P. Wesels, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann und D. Kracht. „Analysis of the Coupling Mechanism in Asymmetric Fused Fiber Couplers“. In: *Journal of Lightwave Technology* 32.13 (2014), S. 2382–2391. DOI: [10.1109/JLT.2014.2325593](https://doi.org/10.1109/JLT.2014.2325593).
- [51] S. H. Chang, S.-R. Moon, H. Chen, R. Ryf, N. K. Fontaine, K. J. Park, K. Kim und Joon K. Lee. „All-fiber 6-mode multiplexers based on fiber mode selective couplers“. In: *Optics express* 25.5 (2017), S. 5734–5741. DOI: [10.1364/OE.25.005734](https://doi.org/10.1364/OE.25.005734).
- [52] J. L. Corral, D. Garcia-Rodriguez und R. Llorente. „Mode-Selective Couplers for Two-Mode Transmission at 850 nm in Standard SMF“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 28.4 (2016), S. 425–428. DOI: [10.1109/LPT.2015.2497080](https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2497080).

- [53] S. Barcelos, M. N. Zervas und P.St.J. Russell. „Selective excitation of fiber-modes using surface plasmons“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 7.9 (1995), S. 1051–1053. DOI: [10.1109/68.414700](https://doi.org/10.1109/68.414700).
- [54] L. Dong, P. Hua, T. A. Birks, L. Reekie und P.S.J. Russell. „Novel add/drop filters for wavelength-division-multiplexing optical fiber systems using a Bragg grating assisted mismatched coupler“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 8.12 (1996), S. 1656–1658. DOI: [10.1109/68.544709](https://doi.org/10.1109/68.544709).
- [55] H. Yokota, T. Hasegawa, Y. Satoda, E. Sugai und Y. Sasaki. „Characteristics of Fused Optical Fiber Grating Couplers with Tapered Shapes“. In: *Optical Review* 6.3 (1999), S. 173–179. DOI: [10.1007/s10043-999-0173-6](https://doi.org/10.1007/s10043-999-0173-6).
- [56] Y. Li, J. Li, M. Pan und Z. Li. „Mode multiplexing and de-multiplexing using few-mode tilted fiber Bragg grating for SDM-WDM transmission system“. In: *2014 IEEE International Conference on Communication Systems*. IEEE, 2014, S. 278–282. DOI: [10.1109/ICCS.2014.7024809](https://doi.org/10.1109/ICCS.2014.7024809).
- [57] Y. Gao, J. Sun, G. Chen und C. Sima. „Demonstration of simultaneous mode conversion and demultiplexing for mode and wavelength division multiplexing systems based on tilted few-mode fiber Bragg gratings“. In: *Optics express* 23.8 (2015), S. 9959–9967. DOI: [10.1364/OE.23.009959](https://doi.org/10.1364/OE.23.009959).
- [58] A. Al Amin, A. Li, S. Chen, X. Chen, G. Gao und W. Shieh. „Dual-LP11 mode 4×4 MIMO-OFDM transmission over a two-mode fiber“. In: *Optics express* 19.17 (2011), S. 16672–16679. DOI: [10.1364/OE.19.016672](https://doi.org/10.1364/OE.19.016672).
- [59] A. Li, X. Chen, A. Al Amin, J. Ye und W. Shieh. „Space-Division Multiplexed High-Speed Superchannel Transmission Over Few-Mode Fiber“. In: *Journal of Lightwave Technology* 30.24 (2012), S. 3953–3964. DOI: [10.1109/JLT.2012.2206797](https://doi.org/10.1109/JLT.2012.2206797).
- [60] G. F. R. Chen, T. Wang, K. J. A. Ooi, A. K. L. Chee, L. K. Ang und D. T. H. Tan. „Wavelength selective mode division multiplexing on a silicon chip“. In: *Optics express* 23.6 (2015), S. 8095–8103. DOI: [10.1364/OE.23.008095](https://doi.org/10.1364/OE.23.008095).
- [61] H. Qiu, H. Yu, T. Hu, G. Jiang, H. Shao, P. Yu, J. Yang und X. Jiang. „Silicon mode multi/demultiplexer based on multimode grating-assisted couplers“. In: *Optics express* 21.15 (2013), S. 17904–17911. DOI: [10.1364/OE.21.017904](https://doi.org/10.1364/OE.21.017904).
- [62] H. Qiu, Y. Su, F. Lin, J. Jiang, P. Yu, H. Yu, J. Yang und X. Jiang. „Silicon Add-Drop Filter Based on Multimode Grating Assisted Couplers“. In: *IEEE Photonics Journal* 8.6 (2016), S. 1–8. DOI: [10.1109/JPHOT.2016.2625268](https://doi.org/10.1109/JPHOT.2016.2625268).

- [63] X. Zhao, Y. Wang, Q. Huang und J. Xia. „Two-mode contra-directional coupler based on superposed grating“. In: *Optics express* 25.3 (2017), S. 2654–2665. DOI: [10.1364/OE.25.002654](https://doi.org/10.1364/OE.25.002654).
- [64] J. Davis, A. Grieco, M. C.M.M. Souza und Y. Fainman. „Grating-assisted counter-directional resonators for on-chip mode conversion“. In: *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*.
- [65] Y. Wang, K. Chen, L. Wang und Kin S. Chiang. „Sidewall-Grating-Assisted Polymer-Waveguide Directional Coupler for Forward Coupling of Fundamental Modes“. In: *2015 Asia Communications and Photonics Conference (ACP)*.
- [66] Thorlabs Inc. *Fiber Coupler Tutorials*.
- [67] B. Franz und H. Bulow. „Mode group division multiplexing in graded-index multimode fibers“. In: *Bell Labs Technical Journal* 18.3 (2013), S. 153–172. DOI: [10.1002/bltj.21632](https://doi.org/10.1002/bltj.21632).
- [68] Thorlabs Inc. *Thorlabs Produktkatalog, Fotodiode PDA10CS-EC*.
- [69] Y. Zheng, K. Bremer und B. Roth. „Investigating the Strain, Temperature and Humidity Sensitivity of a Multimode Graded-Index Perfluorinated Polymer Optical Fiber with Bragg Grating“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18.5 (2018). DOI: [10.3390/s18051436](https://doi.org/10.3390/s18051436).
- [70] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne und J. Nilsson. „Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1kW continuous-wave output power“. In: *Electronics Letters* 40.8 (2004), S. 470–472. DOI: [10.1049/e1:20040298](https://doi.org/10.1049/e1:20040298).
- [71] S. Schlangen, K. Bremer, Y. Zheng, S. Böhm, M. Steinke, F. Wellmann, J. Neumann, B. Roth und L. Overmeyer. „Long-Period Gratings in Highly Germanium-Doped, Single-Mode Optical Fibers for Sensing Applications“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18.5 (2018). DOI: [10.3390/s18051363](https://doi.org/10.3390/s18051363).
- [72] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson und B. S. Kawasaki. „Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication“. In: *Applied Physics Letters* 32.10 (1978), S. 647–649. DOI: [10.1063/1.89881](https://doi.org/10.1063/1.89881).
- [73] G. Meltz, W. W. Morey und W. H. Glenn. „Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method“. In: *Optics Letters* 14.15 (1989), S. 823. DOI: [10.1364/OL.14.000823](https://doi.org/10.1364/OL.14.000823).
- [74] H. Hosono, Y. Abe, D. L. Kinser, R. A. Weeks, K. Muta und H. Kawazoe. „Nature and origin of the 5-eV band in SiO₂: GeO₂ glasses“. In: *Physical Review B* 46.18 (1992), S. 11445–11451. DOI: [10.1103/PhysRevB.46.11445](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11445).

- [75] D. N. Nikogosyan. „Multi-photon high-excitation-energy approach to fibre grating inscription“. In: *Measurement Science and Technology* 18.1 (2007), R1–R29. DOI: [10.1088/0957-0233/18/1/R01](https://doi.org/10.1088/0957-0233/18/1/R01).
- [76] R. Engelbrecht. *Nichtlineare Faseroptik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014. DOI: [10.1007/978-3-642-40968-4](https://doi.org/10.1007/978-3-642-40968-4).
- [77] O. Medvedkov, S. Vasiliev, P. Gnusin und E. Dianov. „Photosensitivity of optical fibers with extremely high germanium concentration“. In: *Optical Materials Express* 2.11 (2012), S. 1478. DOI: [10.1364/OME.2.001478](https://doi.org/10.1364/OME.2.001478).
- [78] J. L. Archambault, L. Reekie und P.St.J. Russell. „100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses“. In: *Electronics Letters* 29.5 (1993), S. 453. DOI: [10.1049/e1:19930303](https://doi.org/10.1049/e1:19930303).
- [79] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi und W. A. Reed. „High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres“. In: *Electronics Letters* 29.13 (1993), S. 1191. DOI: [10.1049/e1:19930796](https://doi.org/10.1049/e1:19930796).
- [80] M. Lancry, B. Poumellec, P. Niay, M. Douay, P. Cordier und C. Depecker. „VUV and IR absorption spectra induced in H₂-loaded and UV hyper-sensitized standard germanosilicate preform plates through exposure to ArF laser light“. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 351.52-54 (2005), S. 3773–3783. DOI: [10.1016/j.jnoncrysol.2005.10.020](https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2005.10.020).
- [81] H. Poignant. „Influence of H“. In: *IEE Colloquium on Optical Fibre Gratings*. IEE, 1997, S. 2. DOI: [10.1049/ic:19970236](https://doi.org/10.1049/ic:19970236).
- [82] A. Hidayat, Q. Wang, P. Niay, M. Douay, B. Poumellec, F. Kherbouche und I. Riant. „Temperature-induced reversible changes in the spectral characteristics of fiber Bragg gratings“. In: *Applied Optics* 40.16 (2001), S. 2632. DOI: [10.1364/AO.40.002632](https://doi.org/10.1364/AO.40.002632).
- [83] P. I. Gnusin, Sergei A. Vasil’ev, O. I. Medvedkov und Evgenii M. Dianov. „Reversible changes in the reflectivity of different types of fibre Bragg gratings“. In: *Quantum Electronics* 40.10 (2010), S. 879–886. DOI: [10.1070/QE2010v040n10ABEH014385](https://doi.org/10.1070/QE2010v040n10ABEH014385).
- [84] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. 2nd Edition. Lehrbuch Physik. Elsevier, 2009.
- [85] P. Megret, S. Bette, C. Crunelle und C. Caucheteur. „Fiber Bragg Gratings: fundamentals and applications“. In: *on Researchgate* (2007).

- [86] B. O Regan und D. N. Nikogosyan. „Femtosecond UV long-period fiber grating fabrication with amplitude mask technique“. In: *Optics Communications* (2011), S. 5650–5654. DOI: [10.1016/j.optcom.2011.08.035](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.08.035).
- [87] A. M. Vengsarkar, R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano und C. R. Davidson. „Long-period fiber-grating-based gain equalizers“. In: *Optics Letters* 21.5 (1996), S. 336–338. DOI: [10.1364/OL.21.000336](https://doi.org/10.1364/OL.21.000336).
- [88] Y. Liu, J.A.R. Williams und I. Bennion. „Optical bend sensor based on measurement of resonance mode splitting of long-period fiber grating“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 12.5 (2000), S. 531–533. DOI: [10.1109/68.841276](https://doi.org/10.1109/68.841276).
- [89] J. Duan, Z. Xie, C. Wang, J. Zhou, H. Li, Z. Luo, D. Chu und X. Sun. „Torsion sensing characteristics of long period fiber gratings fabricated by femtosecond laser in optical fiber“. In: *Optics & Laser Technology* 83 (2016), S. 94–98. DOI: [10.1016/j.optlastec.2016.04.002](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2016.04.002).
- [90] Y.-J. Kim, U.-C. Paek und B. H. Lee. „Measurement of refractive-index variation with temperature by use of long-period fiber gratings“. In: *Optics Letters* 27.15 (2002), S. 1297. DOI: [10.1364/OL.27.001297](https://doi.org/10.1364/OL.27.001297).
- [91] M. Smietana, W. J. Bock, P. Mikulic und J. Chen. „Pressure sensing in high-refractive-index liquids using long-period gratings nanocoated with silicon nitride“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 10.12 (2010), S. 11301–11310. DOI: [10.3390/s101211301](https://doi.org/10.3390/s101211301).
- [92] Y. Zhang, G. Yan, B. Zhou, E. Lee und S. He. „Reflective Optical Fiber Refractometer Based on Long-Period Grating Tailored Active Bragg Grating“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 27.11 (2015), S. 1173–1176. DOI: [10.1109/LPT.2015.2414351](https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2414351).
- [93] C. V. Cryan und C. D. Hussey. „Fused polished singlemode fibre couplers“. In: *Electronics Letters* 28.2 (1992), S. 204. DOI: [10.1049/el:19920127](https://doi.org/10.1049/el:19920127).
- [94] R. A. Bergh, G. Kotler und H. J. Shaw. „Single-mode fibre optic directional coupler“. In: *Electronics Letters* 16.7 (1980), S. 260. DOI: [10.1049/el:19800191](https://doi.org/10.1049/el:19800191).
- [95] S. H. Chang, K. Kim und J. K. Lee. „All-fiber mode selective couplers for mode-division-multiplexed optical transmission“. In: Hrsg. von Guifang Li und Xiang Zhou. SPIE Proceedings. SPIE, 2017, S. 1013009. DOI: [10.1117/12.2249617](https://doi.org/10.1117/12.2249617).
- [96] SIFAM. *Fiber Optics: single-mode tapering rig manual, 2008*.

Literatur

- [97] S. Schlangen, K. Bremer, S. Böhm, F. Wellmann, M. Steinke, J. Neumann, B. Roth und L. Overmeyer. „Grating assisted glass fiber coupler for mode selective co-directional coupling“. In: *Optics letters* 44.9 (2019), S. 2342–2345. DOI: [10.1364/OL.44.002342](https://doi.org/10.1364/OL.44.002342).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Transversale Intensitätsverteilung von linear polarisierten Moden.	8
2.2	Geometrie eines adiabatischen Schmelzkopplers, hergestellt durch die Fused-Biconical-Taper Technik.	10
2.3	Auf die Input-Leistung normierter Leistungsaustausch zwischen benachbarten Faserkernen als Funktion der Kopplungslänge.	12
3.1	Schema einer Photonic Lantern, bestehend aus drei Einmodenfasern, als räumlicher Multiplexer	22
3.2	Kombination verschiedener, durch diffraktive optische Elemente (DOE), angeregte Modenfeldverteilungen und Einkoppeln dieser Feldverteilungen in die Vielmodenfaser.	24
3.3	Schema einer Wellenleiterstruktur zum modenselektiven Gegenrichtungskoppeln zwischen einem einmodigen und vielmodigen Wellenleiter, durch ein seitlich in den vielmoden Wellenleiter eingebrachtes Bragg-Gitter	27
3.4	Schema eines durch ein langperiodische Wellenleitergitter (LPWG) unterstützten Wellenleiterkopplers zum modenselektiven Richtkoppeln zwischen einem Einmodigen Wellenleiter und einem vielmodigen Wellenleiter	28
5.1	Struktur eines 2x2-Glasfaserkopplers.	36
5.2	Schema eines 4f-Korrelators	39
5.3	Messtechnischer Aufbau zur Charakterisierung von modenselektiven Glasfaserkopplern	40
5.4	Durch Phasenmasken angeregte Modenfeld-Verteilungen	42
5.5	Durch Phasenmasken angeregte Modenfeld-Verteilungen	42
5.6	Wellenlängen-abhängiges Ansprechverhalten der Fotodiode PDA10CS.	44
5.7	Koppelverhältnis eines kommerziellen 50-50-Kopplers bei der Wellenlänge $\lambda = 1550$ nm, gemessen mit dem entwickelten, kalibrierten optischen Aufbau zur Charakterisierung von optischen Kopplern.	45

6.1	Abhängigkeit der Fasergitterlänge und des Brechungsindex Kontrasts auf die Faser-Bragg-Gitter Reflektionsspektren	51
6.2	FBG-Belichteraufbau zur UV-induzierten Herstellung von FBGs mit integrierter Messtechnik zur Überwachung des Belichtungsprozesses. .	52
6.3	Vergleich zwischen einem simulierten (rot) und experimentell hergestellten (schwarz) FBG mit einer Gitterperiode von 1065 nm im Faserkern der SM1500-EMF.	54
6.4	Abhängigkeit der Brechzahlkontrast-Modulation δn von der Belichtungszeit mit einer Pulsenergie von 14 mJ, einer Repetitionsrate von 100 Hz und einer Belichtungswellenlänge $\lambda = 248$ nm.	55
6.5	Wasserstoff-Hochdruckkammer zur H_2 -Beladung von Glasfasern mit vorgeschalteter Entspannungsstation.	56
6.6	UV-induzierte Brechungsindex-Modulation in Abhängigkeit von der Belichtungszeit für die SM1500-EMF mit H_2 -Ladung (rot) und ohne H_2 -Ladung.	57
6.7	Simuliertes Transmissionsspektrum eines LPGs mit einer Periodenlänge von $\Lambda = 100$ μm , einer Gitterlänge von $L_{LPG} = 4$ mm und einem Brechzahlkontrast innerhalb einer Fasergitterperiode $\delta n = 0,8 \cdot 10^{-4}$. .	61
6.8	Abhängigkeit der LPG-Gitterperiode von der Wellenlänge für eine modenselektive Kopplung zwischen der Kernmode und den $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,15}$ -Mantelmoden und der zugehörigen Kopplungskoeffizienten für die SM1500 EMF	63
6.9	Simuliertes LPG-Transmissionsspektrum für die nicht modifizierte SM1500-EMF mit einer Gitterperiode $\Lambda = 100$ μm , einem Brechzahlkontrast $\delta n = 0,75 \cdot 10^{-3}$ und einer Gitterlänge $L_{LPG} = 4$ mm.	64
6.10	Abhängigkeit der Kopplungskoeffizienten der Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF.	65
6.11	Abhängigkeit der Gitterperioden zum Koppeln in die Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF.	66
6.12	Simuliertes LPG-Transmissionsspektrum für ein LPG mit einer Gitterperiode $\Lambda = 370$ μm , einem Brechzahlkontrast $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ und einer Gitterlänge $L_{LPG} = 4$ mm, eingeschrieben in die durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess um 28 mm verstreckte SM1500-EMF.	67
6.13	Abhängigkeit der Kopplungskoeffizienten der Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF mit einem initialen Faserdurchmesser $d_M = 80$ μm . . .	68

6.14	Abhängigkeit der Gitterperioden zum Koppeln in die Mantelmoden $LP_{0,1}$ bis $LP_{0,10}$ von der Extension während des FBT-Schmelzzug-Prozesses der SM1500-EMF mit einem initialen Faserdurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$	68
6.15	Simuliertes LPG-Transmissionsspektrum für ein LPG mit einer Gitterperiode $\Lambda = 370 \mu\text{m}$, einem Brechzahlkontrast $\delta n = 7,5 \cdot 10^{-4}$ und einer Gitterlänge $L_{LPG} = 4 \text{ mm}$, eingeschrieben in die durch einen FBT-Schmelzzug-Prozess um 28 mm verstreckte SM1500-EMF mit einem initialen Faserdurchmesser $d_M = 80 \mu\text{m}$	69
6.16	Entwickelter LPG-Belichteraufbau.	71
6.17	Gemessene LPG-Transmissionsspektren von UV-induzierten LPGs, eingeschrieben in den Faserkern der modifizierten SM1500-EMF (Extension $l_{\text{ext}} = 28 \text{ mm}$, Heizzone $\Delta z = 25 \text{ mm}$), mit den Gitterperioden und Belichtungszeiten $\Lambda_1 = 365 \mu\text{m}$, $t_1 = 30 \text{ Min}$ (a) und $\Lambda_2 = 370 \mu\text{m}$, $t_2 = 45 \text{ Min}$ (b).	73
6.18	Wachstum der Dämpfungsamplitude der resonanten Kopplung der Kernmode in die $LP_{0,1}$ -Mantelmode in Abhängigkeit von der UV-Belichtungszeit ($\lambda = 248 \text{ nm}$, Pulsenergie = 7 mJ, Repetitionsrate = 80 Hz/80 Hz) bzw. der äquivalenten UV-Dosis.	74
6.19	Abhängigkeit der Dämpfungsamplitude und der Resonanzwellenlänge des LPGs, eingeschrieben in den Faserkern der modifizierten EMF, von dem Brechungsindex der Umgebung.	76
7.1	Präparation des Si-Wafers zur Fixierung der Glasfasern für den Anschliff- und Polier-Prozess.	84
7.2	Abtragen des Fasermantelmaterials durch einen Trennschleif-Prozess.	85
7.3	Chemisch-mechanischer Polier-Prozess.	86
7.4	Opto-mechanischer Positionieraufbau mit integrierter Messtechnik zur Ausrichtung der Faseranschliffe.	87
7.5	Anschliff-Koppler im Justage-Aufbau während der Charakterisierung.	88
7.6	Faseroberflächen nach dem Trennschleif-Prozess	88
7.7	Ergebnisse der Oberflächenrauheit der Glasfaser Anschliffe nach dem chemisch-mechanischen Polier-Prozess	89
7.8	Teflon-Kammer zum simultanen HF-Ätzen von bis zu acht Glasfasern.	91
7.9	Abhängigkeit des Faserdurchmessers und des Fasermantelabtrags von der Ätzzeit	92
7.10	Streuung der Faserdurchmesser entlang der Faserachse für verschiedene Ätz-Zeiten	92

7.11	Deformation der kreisrunden Geometrie der Faserkern-Querschnitte durch einen zu starken Verschmelzungsgrad.	94
7.12	Simulierter Leistungsaustausch zwischen EMF und VMF in Abhängigkeit der Extension.	96
7.13	Mikroskopische Querschnittsaufnahmen der Kopplerteile der hergestellten Schmelzkoppler.	97
7.14	CAD-Model der asymmetrischen Schmelzkoppler Geometrie (Skalierung: $x,y : z = 200:1$)	99
7.15	Simulationsergebnis des spektralen Koppelverhaltens des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers	103
7.16	Simulierter, normierter Leistungsaustausch zwischen EMF und VMF für die Kopplung zwischen den Grundmoden	104
7.17	Simulierte VMF Ausgangsleistung normiert auf die EMF Eingangsleistung für die Polarisationszustände TM und TE.	105
7.18	Schema des Fasergitter Belichter-Aufbau zum Einschreiben von LPGs mit integrierter Messtechnik.	106
7.19	Methodisches Vorgehen des Fasergitter-Belichtungs-Prozess.	109
8.1	Normierte Darstellung der Leistungserhöhung in der VMF des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkopplers durch den Fasergitter-Belichtungs-Prozess.	112
8.2	Spektrales Koppelverhältnis für den experimentellen gittergestützten, modenselektiven Glasfaserkoppler 1.	113
8.3	Spektrales Koppelverhältnis für den experimentellen gittergestützten, modenselektiven Faserkoppler 2.	114
8.4	Modenfeld-Verteilungen, gemessen am VMF-Ausgang des gitterunterstützten, modenselektiven Glasfaserkoppler nach dem Belichtungs-Prozess.	115
C.1	Entwickelter halb-automatisierter, messtechnischer Aufbau zur Charakterisierung modenselektiver Glasfaserkoppler (FD: Fotodiode, PS: Polsteller, SLM: räumlicher Lichtmodulator [engl.: spatial light modulator], ST: Strahlteiler).	155
C.2	Benutzeroberfläche des halb-automatisierten messtechnischen Aufbaus zur Charakterisierung modenselektiver Glasfaserkoppler.	156
C.3	Entwickelter optischer Aufbau zur Belichtung von Faser-Bragg-Gittern (PM: Phasenmaske, BLS: Breitband Lichtquelle, OSA: optischer Spektrometersanalysator).	156

C.4 Entwickelter optischer Aufbau zur Belichtung von langperiodischen Fasergittern. Hier dargestellt in der Konfiguration mit einer Amplitudenmaske (AM), hergestellt als chrombeschichtetes Quarzglassubstrat, mit verschiedenen Gitterperioden (BLS: Breitband Lichtquelle, OSA: optischer Spektrumsanalysator, FA: Faseradapter, L: plan-convexe Zylinderlinse). 157

Tabellenverzeichnis

6.1	Zusammenfassung der wichtigsten Prozessparameter und Ergebnisse einer FBG-Belichtung in einer SM1500 EMF mit und ohne H ₂ -Ladung.	58
6.2	Vergleich der Prozessparameter und Charakterisierungsgrößen zwischen den experimentell hergestellten LPGs und der Simulation. . . .	74
7.1	Zusammenfassung der wichtigsten Prozess-Parameter für den Schmelzzug-Prozess.	96
7.2	Zusammenfassung der wichtigsten Abmessungen der resultierenden Koppler-Geometrie.	96
7.3	Vergleich von Koppler-Parametern und Prozess-Parametern zwischen dem Simulationsmodell und dem experimentellen Koppler.	101
7.4	Berechnete effektive Brechungsindizes der propagationsfähigen VMF und EMF Moden in der konischen Koppler-Taille.	101

Abkürzungsverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung
BPM	Strahlen-Propagations-Methode [engl.: beam-propagation-method]
DOF	Verschmelzungsgrad [engl.: degree of fusion]
EMF	Einmodenfaser
FBG	Faser-Bragg-Gitter
FBT	Fused-Biconical-Taper
FWHM	Halbwertsbreite [engl.: full width at half maximum]
GMGK	gitter-unterstützter modenselektiver Koppler
LP	linear polarisierte Mode
LPG	Lang-periodisches Fasergitter [engl.: long period fiber grating]
MDM	Moden-Multiplexing [engl.: mode division multiplexing]
MIMO	Multiple Input Multiple Output
NA	Numerische Apertur
OSA	optischer Spektrums-Analysator
PDL	polarisationsabhängige Dämpfung [engl.: polarization depending loss]
PDM	Polarisations-Multiplexing [engl.: polarization division multiplexing]
SDM	räumliches Multiplexing [engl.: space division multiplexing]
SLM	räumlicher Lichtmodulator [engl.: spatial light modulator]
TE	transversal elektrisch
TEM	transversal elektromagnetisch
TM	transversal magnetisch
VMF	Vielmodenfaser

Abkürzungsverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung
WDM	Wellenlängen-Multiplexing [engl.: wavelength division multiplexing]

Symbolverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung
β	Propagationskonstante
δn	Brechungsindex-Kontrast innerhalb einer Fasergitterperiode
d_{EMF}	Durchmesser der Einmodenfaser
$d_{\text{K,EMF}}$	Kerndurchmesser der Einmodenfaser
$d_{\text{K,VMF}}$	Kerndurchmesser der Vielmodenfaser
d_{VMF}	Durchmesser der Vielmodenfaser
l_{ext}	Extension während des Schmelzzug-Prozesses
L_{FG}	Fasergitterlänge
Λ	Fasergitter-Periode
Δz	Länge der Heizzone in einem Schmelzzug-Prozess
$L_{\text{K-K}}$	Abstand zweier Glasfaserkernränder
d_{K}	Kerndurchmesser einer Glasfaser
L_{Kopplung}	Länge der Kopplungszone
d_{Koppler}	Durchmesser eines Glasfaserkopplers im Mittelpunkt der Kopplertaille
λ_{R}	Resonanzwellenlänge
λ	Wellenlänge
P	Leistung
d_{M}	Mantel Durchmesser
$n_{\text{eff,EMF}}$	Effektiver Brechungsindex der LP_{01} -Mode der Einmodenfaser
$n_{\text{eff,VMF}}$	Effektiver Brechungsindex einer Mode der Vielmodenfaser
n_{eff}	Effektiver Brechungsindex
$n_{\text{K,EMF}}$	Brechungsindex des Glasfaserkerns der Einmodenfaser
$n_{\text{K,VMF}}$	Brechungsindex des Glasfaserkerns der Vielmodenfaser

Bezeichnung	Beschreibung
n_K	Brechungsindex des Glasfaserkerns
n_M	Brechungsindex des Glasfasermantels
n_U	Brechungsindex des Umgebungsmediums
β	Propagationskonstante
r_K	Kernradius einer Glasfaser
r_M	Mantelradius einer Glasfaser
V	V-Parameter
k	Wellenzahl
κ	Kopplungskoeffizient

A Liste der Publikationen

Journalen

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Sebastian Böhm, Felix Wellmann, Michael Steinke, Jörg Neumann, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Grating assisted glass fiber coupler for mode selective co-directional coupling“. In: *Optics Letters* 44(9) (2019), S. 2342-2345. DOI: 10.1364/OL.44.002342

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Yulong Zheng, Sebastian Böhm, Michael Steinke, Felix Wellmann, Jörg Neumann, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Long-Period Gratings in Highly Germanium-Doped, Single-Mode Optical Fibers for Sensing Applications“. In: *Sensors* 18(5) (2018), S. 1363. DOI: 10.3390/s18051363

Sebastian Schlangen, Maximilian Ihme, Maik Rahlves, Bernhard Roth. „Autofocusing system for spatial light modulator-based maskless lithography“. In: *Applied Optics* 55(8) (2016). S. 1863-1870. DOI: 10.1364/AO.55.001863

Chandrajid Basu, Sebastian Schlangen, Merve Meinhardt-Wollweber, Bernhard Roth. „Light Source Design for Spectral Tuning in Biomedical Imaging“. In: *Journal of Medical Imaging* 2(4) (2015). S. 044501-1 - 044501-8. DOI: 10.1117/1.JMI.2.4.044501

Maik Rahlves, Christian Kelb, Maher Rezem, Sebastian Schlangen, Kristian Boroz, D. Gödeke, Maximilian Ihme, Bernhard Roth. „Digital mirror devices and liquid crystal displays in maskless lithography for fabrication of polymer-based holographic structures“. *J. Micro Nanolithogr MEMS MOEMS* 14(4) (2015), S. 041302-1-8. DOI: 10.1117/1.JMM.14.4.041302

Maik Rahlves, Maher Rezem, Kristian Boroz, Sebastian Schlangen, Eduard Reithmeier, Bernhard Roth. „A flexible, fast, and low-cost production process for polymer based diffractive optics “. In: *Opt. Express* 23(3) (2015). S. 3618-3622. DOI: 10.1364/OE.23.003614

Merve Meinhardt-Wollweber, Annice Heratizadeh, Chandrajit Basu, Axel Günther, Sebastian Schlangen, Thomas Werfel, Vivien Schacht, Steffen Emmert, Holger A. Haenssle, Bernhard Roth. „A non-contact remote digital dermoscope to support cancer screening and diagnosis of inflammatory skin disease “. In: *Biomed. Phys. Eng. Express* 3 (2017). S. 055005-1 - 055005-11. DOI: 10.1088/2057-1976/aa84d3

Konferenzbeiträge

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Andreas Isaak, Marc Christopher Wurz, Gabriel Pelegrina Bonilla, Jörg Neumann, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Mode-selective Polished Fiber Couplers based on Fiber Gratings“. *Optical Fiber Communication (OFC)-Konferenz* (2018), San Diego , USA.

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Yulong Zheng, Andreas Isaak, Marc Wurz, Sebastian Böhm, Felix Wellmann, Michael Steinke, Gabriel Pelegrin Bonilla, Jörg Neumann, Dietmar Kracht, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Manufacturing and characterization of asymmetric evanescent field polished couplers for grating assisted mode selective fiber coupling“. *SPIE Photonics Europe* (2018), Strasbourg, Frankreich.

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Jörg Neumann, Gabriel Pelegrina Bonilla, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Grating assisted optical waveguide couplers for Mode Division Multiplexing“. *CLEO®/Europe-EQEC* (2017), München, Deutschland.

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Steffen Lochmann, Ludger Overmeyer, Bernhard Roth. „Grating assisted mode selective optical waveguide coupler“. *117. Jahrestreffen der DGaO und International Conference on Applied Optics and Photonics* (2016), Hannover, Deutschland.

Kort Bremer, Sebastian Schlangen, Sebastian Böhm, Felix Wellmann, Michael Steinke, Jörg Neumann, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer „Investigation of grating assisted mode-selective few-mode fused fiber couplers“. *Conference on Lasers and Electro-Optics / Europe and European Quantum Electronics Electronics Conference (CLEO / Europe-EQEC)* (2019), München, Deutschland.

Sebastian Böhm, Katharina Hausmann, Mateusz Wyszomolek, Felix Wellmann, Gabriel Pelegrina Bonilla, Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer, Michael Steinke, Jörg Neumann, Dietmar Kracht „Development of a reliable fabrication process of evanescent field coupled fused fiber couplers“. *SPIE Photonics Europe* (2018), Strasbourg, Frankreich.

Sebastian Böhm, Katharina Hausmann, Mateusz Wyszomolek, Felix Wellmann, Gabriel Pelegrina-Bonilla, Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer, Michael Steinke, Dietmar Kracht, Jörg Neumann „Entwicklung eines Herstellungsprozesses von faserbasierten Evaneszenzfeldkopplern“. *119. Jahrestreffen der DGaO* (2018), Aalen, Deutschland.

Konferenzbeiträge (Proceedings)

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Andreas Isaak, Marc Christopher Wurz, Gabriel Pelegrina Bonilla, Jörg Neumann, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Mode-selective Polished Fiber Couplers based on Fiber Gratings“. In: *Proc. of the Optical Fiber Communication Conference 2018*, San Diego, USA.

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Yulong Zheng, Andreas Isaak, Marc Wurz, Sebastian Böhm, Felix Wellmann, Michael Steinke, Gabriel Pelegrina Bonilla, Jörg Neumann, Dietmar Kracht, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer. „Manufacturing and characterization of asymmetric evanescent field polished fiber couplers for fiber grating assisted mode selective coupling“. In: *Proc. SPIE Photonics Europe* (2018), Strasbourg, Frankreich.

Sebastian Schlangen, Kort Bremer, Steffen Lochmann, Ludger Overmeyer, Bernhard Roth. „Grating assisted mode selective optical waveguide coupler“. In: *Proc. des 117. Jahrestreffen der DGaO und International Conference on Applied Optics and Photonics* (2016), Hannover, Deutschland.

Kort Bremer, Sebastian Schlangen, Sebastian Böhm, Felix Wellmann, Michael Steinke, Jörg Neumann, Bernhard Roth, Ludger Overmeyer „Investigation of grating assisted mode-selective few-mode fused fiber couplers“. *Conference on Lasers and Electro-Optics / Europe and European Quantum Electronics Conference, paper ci_5_6. (CLEO / Europe-EQEC)* (2019), München, Deutschland.

B Betreute studentische Arbeiten

Sanket Patel, „Development of an evanescent field polished fiber coupler“, Projektarbeit, 15.02.2019.

C Anhang

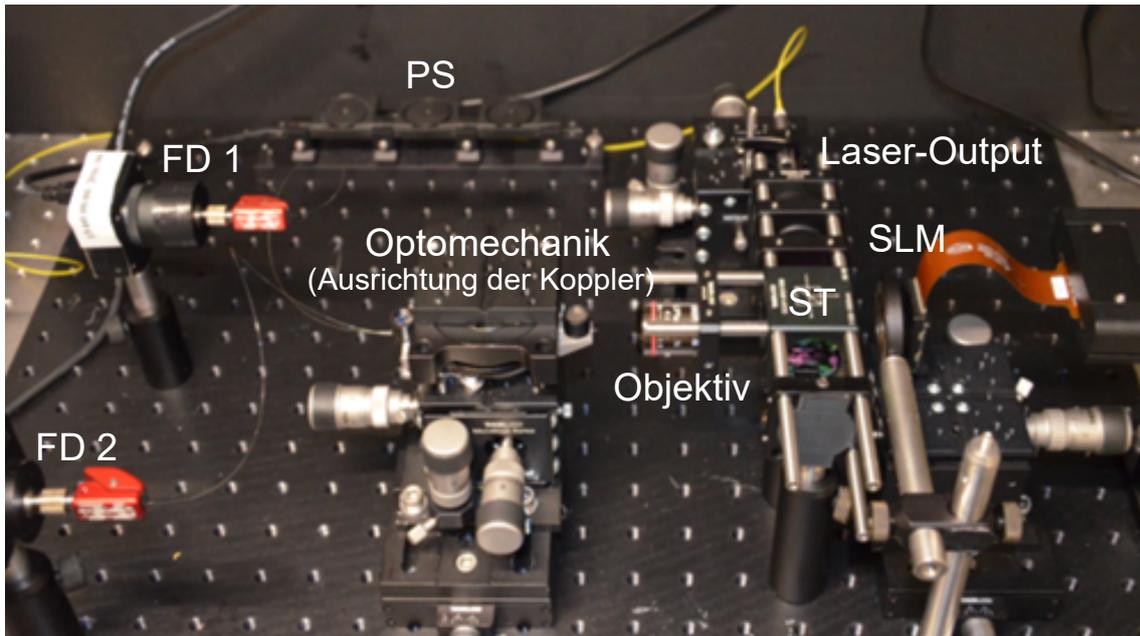


Abbildung C.1: Entwickelter halb-automatisierter, messtechnischer Aufbau zur Charakterisierung modenselektiver Glasfaserkoppler (FD: Fotodiode, PS: Polsteller, SLM: räumlicher Lichtmodulator [engl.: spatial light modulator], ST: Strahlteiler).

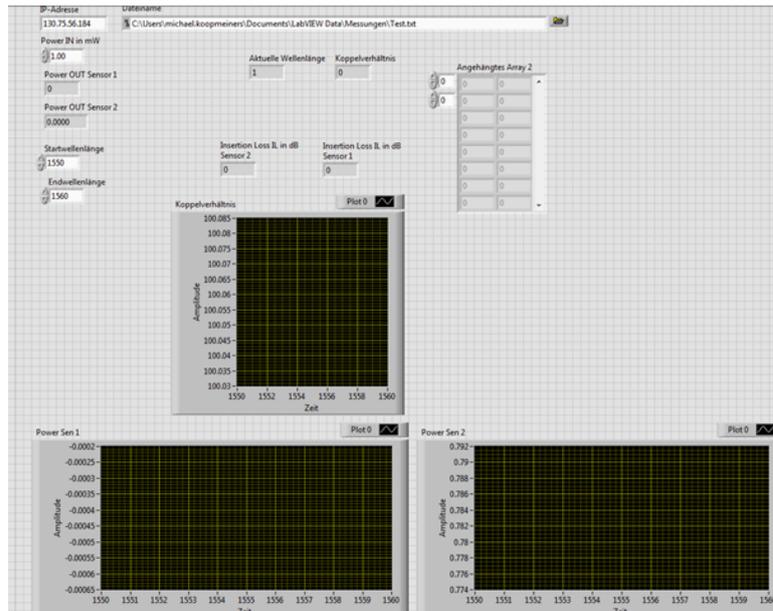


Abbildung C.2: Benutzeroberfläche des halb-automatisierten messtechnischen Aufbaus zur Charakterisierung modenselektiver Glasfaserkoppler.

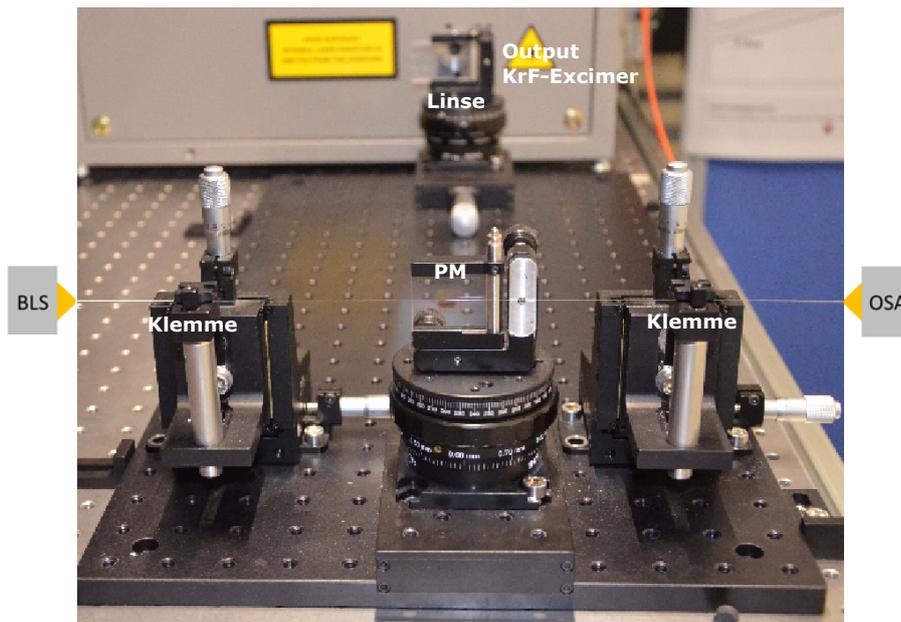


Abbildung C.3: Entwickelter optischer Aufbau zur Belichtung von Faser-Bragg-Gittern (PM: Phasenmaske, BLS: Breitband Lichtquelle, OSA: optischer Spektrumsanalysator).

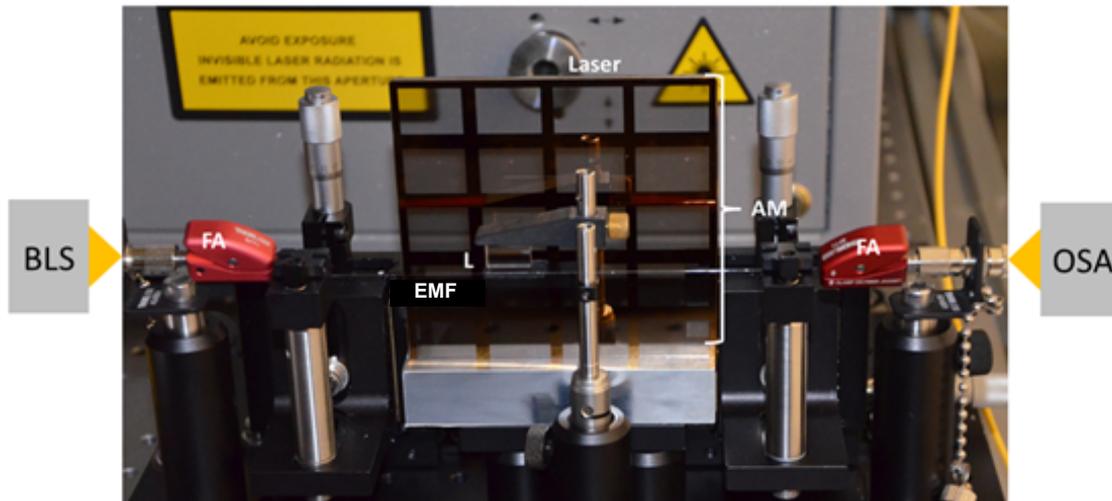


Abbildung C.4: Entwickelter optischer Aufbau zur Belichtung von langperiodischen Fasergittern. Hier dargestellt in der Konfiguration mit einer Amplitudenmaske (AM), hergestellt als chrombeschichtetes Quarzglassubstrat, mit verschiedenen Gitterperioden (BLS: Breitband Lichtquelle, OSA: optischer Spektrumsanalysator, FA: Faseradapter, L: planconvexe Zylinderlinse).

D Lebenslauf

Zur Person

Name Sebastian Schlangen
Geburtstag 15.02.1987
Geburtsort Düsseldorf

Schulbildung

1993 - 1997 Städtische Gemeinschaftsgrundschule, St.-Peter Schule, Neuss
1997 - 2004 Städtische Gemeinschaftsrealschule Norf, Neuss
2004 - 2007 Berufskolleg für Technik und Informatik, BBZ-Hammfeld, Neuss

Hochschulbildung

2008 - 2012 Bachelorstudium Biomedizinische Technik
Fachhochschule Aachen
Abschlussgrad: Bachelor of Engineering
2012 - 2014 Masterstudium Biomedizintechnik
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
Abschlussgrad: Master of Science

Berufserfahrung

08/2007 - 12/2007 Betriebspraktikum in der Fertigung, Selex ES GmbH
04/2011 – 03/2012 Bachelorarbeit und Praxisprojekt
Klinik für Nuklearmedizin der Universitätskliniken zu Köln
09/2013 – 05/2014 Masterarbeit
Hannoversches Zentrum für optische Technologien
06/2014 – 12/2018 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Hannoversches Zentrum für optische Technologien
seit 01/2019 Forschungs- und Entwicklungsingenieur
Ingenieurgesellschaft Auto und Verkehr (IAV) GmbH

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Hannover, den 15. Juni 2020

Sebastian Schlangen

Danksagung

Die Promotion ist wie ein Marathonlauf, und verlangt viel Ausdauer und Durchhaltevermögen. Ich hatte das Glück auf dem langen Weg zum Ziel von zahlreichen Menschen unterstützt wurden zu sein, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, diesen Menschen meinen persönlichen Dank auszusprechen.

Zunächst möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Ludger Overmeyer für die Vergabe des interessanten Themas und die hervorragenden Rahmenbedingungen, die ich während der Promotion vorgefunden habe, bedanken. Neben den Rahmenbedingungen wurde meine Arbeit, und die entstandenen Publikationen, maßgeblich durch die konstruktive Kritik sowie durch den kontinuierlichen wissenschaftlichen Austausch, mit Prof. Ludger Overmeyer, positiv beeinflusst.

Bei meinem Korreferenten Prof. Uwe Morgner bedanke ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Ich bedanke mich bei Prof. Bernhard Roth für die guten Rahmenbedingungen, die ich am Hannoverschen Zentrum für optische Technologien, vorgefunden habe. Ebenso möchte ich mich für die konstruktive Kritik, welche diese Arbeit und die, im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Publikationen, positiv beeinflussten, bedanken. Darüber hinaus bedanke ich mich auch für den stets lockeren Austausch auch außerhalb des wissenschaftlichen Kontext.

Bei meinem Projektleiter Dr. Kort Bremer möchte ich mich für die Unterstützung, die produktive Zusammenarbeit sowie den fortlaufenden wissenschaftlichen Austausch bedanken.

Ich bedanke mich bei meinen Kollegen und Projektpartnern vom Laser Zentrum Hannover e.V., Dr. Jörg Neumann, Dr. Michael Steinke, Dr. Gabriel Pelegrina-Bonilla und Katharina Hausmann für die gute Zusammenarbeit während der gesamten Projektlaufzeit. Ganz besonders bedanke ich mich bei Herrn Sebastian Böhm für die unzähligen Stunden die er im Labor verbracht hat um die, immer filigraner geforderten, Glasfaserschmelzkoppler herzustellen. Durch sein präzises Feedback gelang es den Herstellungsprozess immer sehr schnell an neue Anforderungen anzupassen.

Neben guten Rahmenbedingungen spielt auch das Umfeld eine entscheidende Rolle am Gelingen einer Promotion. In diesem Sinne möchte ich mich auch bei allen

weiteren Kollegen vom Hannoverschen Zentrum für Optische Technologien für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die zahlreichen Unternehmungen bedanken. Besonders möchte ich mich bei Arthur Varkentin und Martin Höhl für den umfangreichen IT-Support am HOT bedanken. Weiterhin bedanke ich mich bei Martin Höhl für die professionelle L^AT_EX-Vorlage. Großer Dank gilt auch Gabi Delgenhausen für den technischen Support sowie Vera Vollmert für die umfangreiche, organisatorische Unterstützung.

Zuletzt möchte ich einen ganz persönlichen Dank meinen Eltern für die umfangreiche Unterstützung während des Studiums und der Promotion widmen.