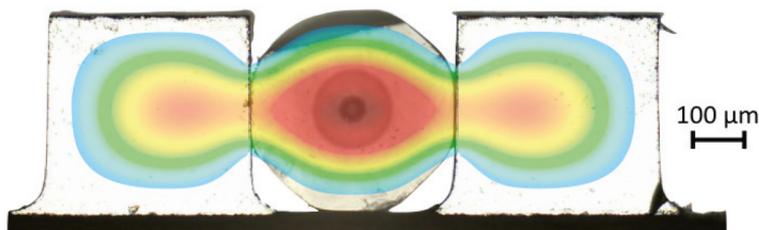


Innovative Systemkomponenten für die Faserlasertechnologie

Benjamin Weigand



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag



Innovative Systemkomponenten für die Faserlasertechnologie





Innovative Systemkomponenten für die Faserlasertechnologie

Dissertation

Benjamin Weigand

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Kaiserslautern zur Verleihung des
akademischen Grades „Doktor der Naturwissenschaften“ genehmigte Dissertation

durchgeführt am Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V.
in Kaiserslautern

Betreuer: Dr. habil. J. A. L'huillier

Zweitgutachter: Prof. Dr. R. Beigang

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 13.12.2017

D 386



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten
sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2017

Zugl.: (TU) Kaiserslautern, Univ., Diss., 2017

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2017
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung
des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile
daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie)
zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2017

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier
aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISBN 978-3-7369-9729-5

eISBN 978-3-7369-8729-6

Abstract

Innovative system components for fiber laser technology

Fiber lasers are an integral part of modern industrial production processes. Their applications range from cutting and welding to additive production processes. Compared to other laser systems, the fiber laser is characterized by its high energy efficiency, the very good beam quality and output scalability, as well as its compact design. The saving of complex and expensive optics for forming the highly asymmetric pump radiation of laser diode bars is the central topic of current research and effort of numerous fiber laser manufacturers. In this context, an innovative concept of transversal pump light supply was developed and patented. The concept is based on an arrangement of passive, parallel ridge waveguides, in whose interstices a laser-active glass fiber is introduced in several windings. Via a prism, pump light can be irradiated into the alternating arrangement of ridge waveguides and the fiber windings. Laser diode bars can be used and the application of SAC lenses and optics for beam shaping can be completely dispensed with. Directional coupling of the transverse pump mode fields results in a power exchange between the passive ridge waveguides and the laser-active fiber. Within the fiber guided pump radiation is absorbed by the rare earth doped signal core. The fiber is pumped optically. The influence of process parameters of the waveguide arrangement on the coupling efficiency was investigated by means of a FEM model and parameters for obtaining a maximum radiation coupling were derived. The waveguide arrangement was designed in a manner, that at the end of the arrangement a maximum of the available pump power remains within the glass fiber. Consequently, the optical excitation of the rear earth doped signal core of the fiber is not limited to the length of the ridge waveguide arrangement. The concept is modular and allows power scaling of the fiber laser by increasing the number of individual waveguide modules.

A longitudinally pumped laser based on an Ytterbium doped large mode area fiber was constructed for preliminary investigations. The preparation of the fiber facet was investigated using this system. A polishing technique was developed and the quality of the resulting surfaces tested in laser operation. Optimization steps were derived and the optimal reflectivity of the outcoupling mirror was determined based on the measured intracavity losses and the rate equations. Using the longitudinal pumping scheme, a fiber laser with an output power of 77 W and a slope efficiency of 67% could be realized. In terms of beam quality an improvement was achieved by selective discrimination of higher order transverse signal modes.

A process technology to produce the waveguide modules was subsequently developed. The suitability of the produced modules for the use of laser diode bars with an output power of at least 15 W/emitter was tested and could be confirmed. With the help of a test setup, the angular acceptance ranges of prism coupling of the pump light were determined. Subsequently, the influence of heating of the waveguide arrangement on the achievable prism coupling efficiency was investigated. The measured coupling efficiency of 78% corresponded within 2% to the theoretical limit. Based on the prism coupling, a transversally pumped fiber laser with an output power of 10 W and a slope efficiency of 36% was realized. A test setup for the investigation of the directional coupling efficiency was designed and implemented. The

directional coupling of pump radiation modes was demonstrated. Using a numerical model based on experimentally determined data an over the transverse mode orders averaged coupling coefficient of $0,13 \text{ cm}^{-1}$ could be determined. This corresponds to a radiation coupling of $13,9 \text{ \%/cm}$. Further experiments should be aimed at providing proof of laser operation. In addition to the aforementioned work, the possibility of the experimental implementation of a fully fiber-integrated laser resonator was investigated. For this purpose, an experimental setup for the generation and characterization of Fiber Bragg Gratings (FBGs) has been developed. The functionality of the setup was tested and verified. The experimental setup enabled the generation and detection of type 1 and type 2a FBGs within a photosensitive B/Ge-doped single-mode fiber. The Bragg wavelength can be adjusted freely in a spectral range from 800 nm to 1600 nm , which in principle results in the possibility of producing resonator mirrors for an Yb fiber laser. The reflectivity of manufactured FBGs can be measured *in situ*, during the writing process and can therefore be precisely controlled. A partial automation of the writing unit allows for the generation of FBGs of different lengths and offers in turn the possibility to affect the spectral width of the reflection signal. In order to allow the integration of the resonator mirrors into LMA fibers, further investigations are to be made, regarding the generation and characterization of FBGs in multi-mode fibers, as well as not specifically photosensitized fibers.

The facets of glass fibers, as well as the surfaces of fiber laser end caps, represent an inherent weak point for each fiber laser. Those interfaces are subjected to high optical power densities and must be kept free from contaminants to avoid a degradation and efficiency losses. A concept for the production of dirt-repellent glass fiber facets was developed and experimentally implemented on quartz glass test specimen. For this purpose, the development of a nanostructuring process based on a reactive plasma was carried out. The targeted use of self-masking effects made it possible to avoid elaborate lithographic preparation steps. The processed glass surfaces were modified in such a way, that the adherence of fluids and particles of dirt could be drastically reduced. Since the generated nanostructures cause a gradual refractive index transition of the quartz glass surface to air, an antireflective effect was achieved, whose strength could be specifically adjusted by the generation of nanostructures of specific height.

Kurzzusammenfassung

Faserlaser sind ein fester Bestandteil moderner industrieller Produktionsverfahren. Ihr Anwendungsfeld reicht von Schneid- über Schweißprozesse bis hin zu additiven Fertigungsverfahren. Gegenüber anderen Lasersystemen zeichnet sich der Faserlaser durch seine hohe Energieeffizienz, die sehr gute Strahlqualität und Leistungsskalierbarkeit, sowie den kompakten Aufbau aus. Die Einsparung komplexer und teurer Optiken zur Formung der stark asymmetrischen Pumpstrahlung von Laserdiodenbarren ist das zentrale Thema aktueller Forschung und der Bestrebungen zahlreicher Faserlaserhersteller. Unter diesem Aspekt, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein innovatives Konzept der transversalen Pumplichtzufuhr entwickelt und patentiert. Das Konzept basiert auf einer Anordnung passiver, paralleler Kantenwellenleiter, in deren Zwischenräume eine laseraktive Glasfaser in mehreren Windungen eingebracht ist. Über ein Prisma wird Pumplicht in die alternierende Anordnung aus Kantenwellenleitern und den einzelnen Glasfaserwindungen eingestrahlt. Freistrahllaserdiodenbarren können genutzt und auf die Verwendung von SAC-Linsen und Optiken zur Strahlsymmetrisierung vollständig verzichtet werden. Die Glasfaser ist mit den Kantenwellenleitern optisch verbunden. Durch Richtungskopplung der transversalen Pumpmodenfelder erfolgt ein Leistungsaustausch zwischen den passiven Kantenwellenleitern und der laseraktiven Faser. Innerhalb der Glasfaser geführte Pumpstrahlung, wird durch den seltenerd-dotierten Signalkern der Faser absorbiert. Die Faser wird optisch gepumpt. Der Einfluss von Fertigungsparametern der Wellenleiteranordnung auf die Kopplungseffizienz wurde mit Hilfe eines FEM-Modells untersucht und Parameter zur Erzielung einer maximalen Strahlungskopplung abgeleitet. Die Wellenleiteranordnung wurde so ausgelegt, dass am Ende der Anordnung ein Maximum der vorhandenen Pumpleistung innerhalb der Glasfaser verbleibt. Die optische Anregung des seltenerd-dotierten Signalkerns der Glasfaser ist folglich nicht auf die Länge der Kantenwellenleiteranordnung beschränkt. Das Konzept ist modular aufgebaut und erlaubt eine Leistungsskalierung des Faserlasers durch eine Erhöhung der Anzahl einzelner Wellenleitermodule.

Vorbereitend zur Umsetzung des transversalen Pumpkonzepts wurde ein longitudinal gepumpter Laser auf Basis einer Ytterbium-dotierten *Large-Mode-Area*-Faser realisiert. Anhand dieses, in seiner Komplexität reduzierten Systems, wurde die Präparation der Glasfaserstirnfläche untersucht. Im Zuge dessen wurde ein Politurprozess entwickelt und die Güte erzeugter Oberflächen im Laserbetrieb getestet. Optimierungsschritte wurden abgeleitet und auf Basis der experimentell ermittelten Verluste mit Hilfe der Ratengleichungen die optimale Reflektivität des Auskoppelspiegels ermittelt. Mittels des longitudinalen Pumpschemas konnte ein Faserlaser mit einer Ausgangsleistung von 77 W und einer *slope efficiency* von 67 % realisiert werden. Hinsichtlich der Strahlqualität wurde durch gezielte Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen eine Verbesserung erzielt.

Im weiteren Verlauf wurde eine Prozesstechnologie zur Herstellung der Wellenleitermodule entwickelt. Die optische Leistungsbeständigkeit wurde getestet, und die Eignung zur Verwendung eines Laserdiodenbarrens mit einer Ausgangsleistung von mindestens 15 W/Emitter festgestellt. Mit Hilfe eines Testaufbaus wurden Winkelakzeptanzbereiche der Pumplichteinstrahlung ermittelt. Anschließend wurde der Einfluss einer Erhitzung der Wellenleiteranordnung auf die erzielbare Prismenkopplungseffizienz untersucht. Die experimentell erzielte

Kopplungseffizienz von 78% entsprach bis auf absolut 2% dem theoretischen Limit. Auf Basis der Prismenkopplung wurde ein transversal gepumpter Faserlaser mit einer Ausgangsleistung von 10 W und einer *slope efficiency* von 36% realisiert. Ein Testaufbau zur Untersuchung der Richtungskopplungseffizienz wurde konzipiert und umgesetzt, und die Richtungskopplung von Pumpstrahlungsmoden nachgewiesen. Unter Anwendung eines numerischen Modells auf Basis experimentell ermittelter Daten konnte ein, über die Modenordnungen gemittelter Kopplungskoeffizient von $0,13 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt werden. Dies entspricht einer Strahlungskopplung von 13,9 %/cm. Weiterführende Experimente sollten auf das Erbringen eines Nachweises des Laserbetriebs abzielen.

Begleitend zu vorgenannten Arbeiten wurde die Möglichkeit zur experimentellen Umsetzung eines vollständig faserintegrierten Laserresonators untersucht. Hierzu wurde ein experimenteller Aufbau zur Erzeugung und Charakterisierung von Faser-Bragg-Gittern (FBGs) erstellt. Die Funktionalität des Aufbaus wurde untersucht und verifiziert. Der Experimentalaufbau ermöglichte die Erzeugung und den Nachweis von FBGs des Typs 1 und 2a innerhalb einer photosensitiven B/Ge-dotierten Single-mode-Faser. Die Bragg-Wellenlänge kann in einem Spektralbereich von 800 nm bis 1600 nm frei eingestellt werden, wodurch sich grundsätzlich die Möglichkeit der Herstellung von Resonatorspiegeln für einen Yb-Faserlaser ergibt. Die Reflektivität entstehender FBGs kann in situ gemessen und demnach präzise kontrolliert werden. Eine Teilautomatisierung der Schreibeinheit erlaubt die Erzeugung von FBGs unterschiedlicher Länge, wodurch Einfluss auf die spektrale Breite des Reflexionssignals genommen werden kann. Um eine Integration der Resonatorspiegel in LMA-Fasern zu ermöglichen, sind weiterführende Untersuchungen bzgl. der Erzeugung und Charakterisierung von FBGs in Multi-mode-Fasern, wie auch nicht speziell photosensitivierten Fasern anzustellen.

Die Stirnflächen von Glasfasern, bzw. die Oberflächen von Endkappen stellen für jeden Faserlaser einen inhärenten Schwachpunkt dar. Sie werden mit hohen optischen Leistungsdichten beaufschlagt und müssen zur Vermeidung einer Degradation, und damit einhergehender Effizienzverluste, frei von Verunreinigungen gehalten werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konzept zur Erzeugung schmutzabweisender Glasfaserstirnflächen erarbeitet und auf Quarzglasversuchsträgern experimentell umgesetzt. Hierzu erfolgte die Entwicklung eines, auf einem reaktiven Plasma basierenden Nanostrukturierungsprozesses. Die gezielte Nutzung von Selbstmaskierungseffekten ermöglichte den Verzicht auf aufwendige lithografische Vorbereitungsschritte. Die prozessierten Glasoberflächen wurden der Art modifiziert, dass das Anhaften von Flüssigkeiten und Schmutzpartikeln drastisch reduziert werden konnte. Da die erzeugten Nanostrukturen einen graduellen Brechungsindexübergang der Quarzglasoberfläche zu Luft bedingen, wurde eine Entspiegelungswirkung erreicht, deren Stärke durch die Erzeugung von Nanostrukturen spezifischer Höhe gezielt eingestellt werden konnte.

Publikationen

Tagungsbeiträge

B. Weigand, C. Dautermann, C. Theobald, S. Wolff und J. A. L’huillier: *Ridge waveguide directional couplers for high power fiber laser pumping devices*, Micro and nano engineering conference (MNE), Poster Session A3P-D, Micro/Nano Systems and their Fabrication, (Lausanne, Schweiz, 22-26 Sept. 2014)

B. Weigand, C. Dautermann, C. Theobald, S. Wolff und J. A. L’huillier: *Fiber laser pumping devices based on directional coupling via fused silica ridge waveguide arrays*, Proceedings of SPIE 9344, Fiber Lasers XII: Technology, Systems, and Applications, 93440H (4. März 2015); DOI: 10.1117/12.2079947

A. Nieborowsky, B. Weigand, J. Bartschke, R. Beigang und J. A. L’huillier: *Fiber Bragg grating based sensors in conventional double clad large mode area fibers*, Proc. SPIE 9359, Optical Components and Materials XII, 93590T (16. März 2015); DOI: 10.1117/12.2080173

Zeitschriften

M. Stolze, B. Weigand und J. A. L’huillier: *Ridge Waveguides - Tailored components for a wide range of applications*, Optik & Photonik **10**, 48-52 (2015), DOI: 10.1002/opph.201500039

Patente

B. Weigand, C. Theobald und J. A. L’huillier: *Device for coupling pump light into a fiber and method for producing a device of this type*, US Patent 9,620,923 (2017)

Auszeichnungen

2. Platz Deutscher Rechenzentrumspreis: *Lichtwellenleitersteckverbinder mit Lotus-Effekt*, future thinking Rechenzentrumskongress, Kategorie: Ideen & Forschung rund um das Rechenzentrum





Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern	5
2.1.1	Transversale Wellenleitermoden	6
2.1.2	Das laseraktive Medium	10
2.1.3	Signalstrahlungsrückkopplung	11
2.2	Konzepte der Pumplichtzufuhr	12
2.2.1	Der Laserdiodenbarren	13
2.2.2	Strahlformung	16
2.2.3	Pumpschemata	17
2.2.4	Innovatives Pumpkonzept	20
3	Der Faserlaser	31
3.1	Faserauswahl	31
3.2	Faserpräparation	32
3.2.1	Einfluss von Defekten auf die Laserperformanz	34
3.2.2	Kontamination der Glasfaserstirnflächen	39
3.2.3	Thermische Belastung der Glasfaser	40
3.3	Der Faserlaserresonator	43
3.4	Laserbetrieb und Charakterisierung	47
3.5	Optimierung der Strahlqualität	50
3.6	Fazit	53
4	Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts	55
4.1	Herstellung der Kantenwellenleitermodule	55
4.2	Prismenkopplung	61
4.2.1	Versuchsaufbau	62
4.2.2	Voruntersuchungen	65
4.2.3	Kopplung an einen Kantenwellenleiter	67
4.2.4	Kopplung an die laseraktive Glasfaser	68
4.3	Richtungskopplung	75
4.3.1	Nachweis der Richtungskopplung	76
4.3.2	Bestimmung des Kopplungskoeffizienten	78
4.3.3	Numerische Modellierung	86
4.3.4	Fazit	96



Inhaltsverzeichnis

5 Faser-Bragg-Gitter	101
5.1 Grundlagen	101
5.2 Herstellung von Faser-Bragg-Gittern	107
5.2.1 Photosensitivität	107
5.2.2 Gitterklassifizierung	110
5.2.3 Faserauswahl	111
5.2.4 Versuchsaufbau	112
5.3 Analyse der Faser-Bragg-Gitter	115
5.3.1 Versuchsaufbau	115
5.3.2 Auswerteverfahren	117
5.3.3 Evaluation des Auswerteverfahrens	120
5.4 Experimentelle Ergebnisse	121
5.5 Fazit	126
6 Schmutzabweisende Glasfaserstirflächen	127
6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden	127
6.1.1 Chemische Konditionierung	130
6.1.2 Physikalische Konditionierung	135
6.2 Abweisung partikulärer Kontaminanten	139
6.3 Transmissionseigenschaften erzeugter Oberflächen	142
6.4 Fazit	144
7 Zusammenfassung	145
Literaturverzeichnis	149
Danksagung	159
Lebenslauf	160

1 Einleitung

Faserlaser erfahren aufgrund ihrer zahlreichen Vorteile gegenüber Gas-, wie auch Laserkristall basierten Festkörperlasern einen zunehmenden Einsatz in industriellen Produktionsprozessen [1]. Durch das große Verhältnis der Oberfläche laseraktiver Fasern zu ihrem Volumen lassen sich Faserlaser ausgezeichnet kühlen und thermische Störeffekte können wirksam unterdrückt werden. Die Erzeugung von Laserstrahlung hoher Qualität und Stabilität wird durch das Faserdesign möglich, wobei sich elektrisch-zu-optische Wirkungsgrade von mehr als 30% und Standzeiten von etwa 100.000 Std. erzielen lassen [2]. Der Markt für Faserlaser wächst mit einer bis zum Jahr 2021 prognostizierten jährlichen Wachstumsrate von 12% fast doppelt so schnell wie der ohnehin stark wachsende Gesamtmarkt für Laser [3]. Der wichtigste und mit Abstand größte Markt, ist die Materialbearbeitung, in der Faserlaser unter anderem zum Schneiden, Schweißen, Strukturieren und Beschriften genutzt werden [3, 4]. Das Streben dieser Märkte nach den höchsten Laserleistungen in Kombination mit den geringsten Strahlparameterprodukten kann durch die Faserlasertechnologie verwirklicht werden [5]. Die kommerzielle Entwicklung von Faserlasersystemen ist eng mit dem Fortschritt und der Entwicklung von Pumpplaserdioden und innovativen Konzepten der Pumplichtzufuhr verknüpft [6]. Die Möglichkeit einer Skalierung der Ausgangsleistung hängt von der erzielbare Pumpleistungen und der Fokussierbarkeit erzeugten Pumplichts ab. Durch die Entwicklung spezieller Faserdesigns, wie der *Double-Clad-Faser*, erfolgte eine Reduzierung der Anforderungen an die Strahlqualität der Pumplichtquellen, da sich die numerische Apertur und die Querschnittsfläche der Faser erhöhen lässt, ohne die Qualität der Signalstrahlung des Faserlasers negativ zu beeinflussen. Dennoch sind aufgrund der großen Diskrepanz der rechteckigen Apertur der Laseremission und dem kreisförmigen Querschnitt der Faser Techniken zur Reorganisation und Kombination der Strahlung einzelner Emittier eines oder mehrerer Diodenlaser notwendig [2, 7, 8, 9]. Anordnungen zum Multiplexing des Pumplichts sind teuer und anfällig für Ausrichtungsfehler. Die Einstrahlung des Pumplichts über die Stirnflächen der Glasfaser erhöht darüber hinaus, durch die vorliegenden hohen Leistungsdichten, das Risiko einer Schädigung der Glasfaser [10]. Das Konzept des *fused fiber bundling*, welches die Einstrahlung des Pumplichts durch die Seitenflächen der laseraktiven Faser vorsieht, ist das wohl am häufigsten verwendete Pumpkonzept derzeitiger Faserlaser [11]. Hierbei wird das Pumplicht über Mikrooptiken zunächst in passive Transportfasern eingestrahlt. Die Transportfasern werden durch Faserspleißverbindungen mit der laseraktiven Faser kontaktiert. Ein großer Nachteil dieser Technologie besteht in der hohen Komplexität der Formung des Pumplichts zur Einstrahlung in die passiven Transportfasern und den hohen Fertigungsaufwand der Mikrooptiken, was sich deutlich auf die Kosten solcher fasergekoppelter Pumpplaserdioden auswirkt. Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, ein neuartiges Pumpkonzept für Faserlaser zu entwickeln, welches den Verzicht auf komplexe und hochpreisige Strahlformungsoptiken ermöglicht. Das

1 Einleitung

vorgestellte Konzept verfolgt einen innovativen Ansatz der Pumpstrahlungskopplung durch die Seitenflächen der laseraktiven Faser. Der physikalische Effekt der Richtungskopplung zwischen einer gefertigten passiven Kantenwellenleiterstruktur und der laseraktiven Faser wird zur optischen Anregung des seltenerd-dotierten Signalkerns der Faser gezielt ausgenutzt. Laserdiodenbarren mit konventionellen Zylinderlinsen zur Kollimation der Pumpstrahlung entlang ihrer *fast axis* (FAC-Linsen) können für die Pumplichtzufuhr eingesetzt werden. Durch gezielte Einflussnahme auf die Kopplungseigenschaften der Strahlung ist eine optische Anregung der laseraktiven Faser über die Länge der Kantenwellenleiterstruktur hinaus möglich. Die Verwendung mehrerer Einheiten zur Pumpstrahlungszufuhr gestattet eine Leistungsskalierung des Faserlasers.

Unter zahlreichen Konfigurationen des Faserlaserresonators werden für industrielle Anwendungen zunehmend monolithische Konzepte eingesetzt [12, 13]. Durch den Verzicht auf faserexterne Optiken und eine Integration der Resonatorspiegel in die Glasfaser, kann die Sensitivität des Faserlaserresonators gegenüber Vibrationen gemindert werden, wodurch die Ausfallsicherheit steigt [14]. Die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern stellt die Schlüsseltechnologie zur Erzeugung solcher monolithischer Resonatoren dar [15]. Ihre Erzeugung basiert auf der gezielten Nutzung der Photosensitivität einiger Glasfasern im ultravioletten Spektralbereich [16]. Die periodische Belichtung induziert eine periodische Änderung der Brechzahl der Faser, wodurch sich innerhalb der Glasfaser Interferenzspiegel erzeugen lassen. Schwierigkeiten der Herstellung von Faser-Bragg-Gittern entstehen durch die Nutzung laseraktiver Fasern, die aufgrund ihrer Dotierung eine nur sehr geringe Photosensitivität aufweisen [17]. Darüber hinaus werden zur Skalierung der Ausgangsleistung von Faserlasern häufig *Large-Mode-Area*-Fasern eingesetzt. Zur Erhöhung der Schwellleistung für unerwünschte nichtlineare Effekte, wie der stimulierten Raman-Streuung (SRS), oder der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS), werden durch die mehrere 10 μm betragenden Signalkerndurchmesser die Leistungsdichten innerhalb der Faser reduziert [14]. Die Erhöhung des Signalkerndurchmessers resultiert in der Regel in einer Zunahme des V-Parameters der Faser, wodurch neben der Grundmode der Signalstrahlung zahlreiche transversale Moden höherer Ordnungszahlen innerhalb des Signalkerns ausbreitungsfähig sind. Ein Faser-Bragg-Gitter innerhalb solcher Fasern, kann zu einem Übersprechen der relativen Leistungsanteile einzelner Modenordnungen und spektraler Anteile des Verstärkungsspektrums der Seltenerd-dotierung führen [12, 16]. Dies kann die Qualität erzeugter Signalstrahlung erheblich beeinflussen. Die Erzeugung probater Resonatorspiegel ist für diesen Fasertyp nicht trivial. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, Experimentalaufbauten zur Herstellung und Untersuchung holografischer Faser-Bragg-Gitter zu erstellen und ihre Funktionalität zunächst anhand einer photosensitiven *Single-Mode*-Faser zu überprüfen. Notwendige Entwicklungsschritte zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in laseraktiven *Large-Mode-Area*-Fasern werden im Hinblick auf die Herstellung eines monolithischen Faserlaserresonators aufgezeigt.

Die Auskopplung der Signalstrahlung durch die Glasfaserstirnflächen stellt für jeden Faserlaser einen inhärenten Schwachpunkt dar [18, 19, 20, 21]. Bereits eine geringfügige Kontamination kann aufgrund der vorliegenden hohen Leistungsdichten in einer starken Tempera-

turerhöhung resultieren. Molekulare Kontaminanten, also Flüssigkeitsfilme, führen zu einer erhöhten Absorption der Signalstrahlung, die einen signifikanten Faktor zur Ausbildung thermischer Linsen darstellt [22, 23]. Das Anhaften von Partikeln äußert sich darüber hinaus in lokalen Temperaturgradienten, die aufgrund der ungleichmäßigen Absorption der Signalstrahlung Störungen des Intensitätsprofils der Faserlaseremission hervorrufen [22, 24]. Mit der Verunreinigung der Glasfaserstirnfläche gehen Effizienzverluste des Faserlasers einher, die in einer Herabsetzung der Ausgangsleistung resultieren. Im schlimmsten Fall tritt eine Degradation der Glasfaserstirnfläche ein, die zu einer Zerstörung der Glasfaserstirnfläche, bzw. des Faserkonnektors und zu einem Ausfall des Gesamtsystems führt. Bisherige Lösungsansätze zur Vermeidung einer Schädigung der Glasfaser begründen sich auf der Verwendung sogenannter *End-Caps*, die an die Glasfaser angespleißt werden und zu einer Reduzierung der Leistungsdichte auf den besonders beanspruchten Grenzflächen führen [11, 25]. Die Problematik einer Kontamination wird hierdurch nicht ausgeräumt, sondern es wird lediglich das Risiko einer Schädigung durch die Verringerung der Leistungsdichte minimiert. Im Zuge der vorliegenden Arbeit sollte daher eine Prozesstechnologie zur Veredelung von Quarzglasoberflächen entwickelt werden, die die Anhaftung von molekularen und partikulären Kontaminanten signifikant reduziert und gleichzeitig die Transmissionseigenschaften behandelter Oberflächen nicht zum Nachteil beeinflusst. Besonders im Hinblick auf die Anwendung von *End-Caps*, die im Bereich von Hochleistungsfaserlasern konventionell eingesetzt werden, ist die Erzielung einer entspiegelnden Wirkung erzeugter Oberflächen erstrebenswert [26, 27]. Unerwünschte Reflexe, die hohe Leistungsanteile beinhalten, können dadurch im Bereich des Glasfaserkonnektors vermieden und die Ausfallsicherheit des Faserlasers in der Folge erhöht werden. Die entwickelte Technologie soll somit in Konkurrenz zu den etablierten Dünnschicht-Antireflexbeschichtungen treten.



2 Grundlagen

Seltenerdotierte Glasfasern bilden ein herausragendes Verstärkungsmedium zur Realisierung von Hochleistungslasern. Durch die große Interaktionslänge, der innerhalb der Glasfaser geführten Strahlung mit dem laseraktiven Medium, lassen sich hohe Signalverstärkungen bereits im Einfachdurchlauf erzielen [28]. Faserlaser können in besonderem Maße in ihrer Ausgangsleistung skaliert werden, da die Faser eine große Oberfläche aufweist und sich in der Folge das thermische Management im Vergleich zu laserkristallbasierten Festkörperlaser deutlich vereinfacht [29, 30]. Mit der Entwicklung von *Double-Clad*-Fasern (DCF) und Hochleistungspumplaserdioden wurde die Einstrahlung hoher Pumpleistungen in die laseraktive Faser möglich und es konnten in der Folge Ausgangsleistungen des Faserlasers im Multikilowatt-Bereich erzielt werden [31, 32, 10]. Unterschiedliche Pumpschemata auf Basis einer Einstrahlung des Pumplichts durch die Faserstirnflächen oder durch eine seitliche Pumplichtzufuhr an mehreren Stellen entlang der Faser, finden Anwendung. Nachteile bestehender Pumpschemata ergeben sich aus der Notwendigkeit der Formung der stark asymmetrischen Strahlung der Pumplaserdioden. Komplexe und hochpreisige Strahlformungsoptiken sind für alle etablierten Pumpschemata notwendig. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Konzept soll diese Nachteile ausräumen.

2.1 Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern

In Abb. 2.1 ist der Aufbau einer *Double-Clad*-Faser schematisch dargestellt. Die Glasfaser besitzt mehrere Schichten, die von innen nach außen als Signalkern (*core*), Sockelschicht (*pedestal area*), innerer Mantel (*inner cladding*) und äußerer Mantel (*outer cladding*) bezeichnet werden. Eine Schutzschicht (*coating*) umhüllt die Faser, wobei in einigen technischen Ausführungsformen der äußere Fasermantel gleichermaßen die Schutzschicht bilden kann [33, 34]. Der Brechungsindex der Glasfaser nimmt stufenweise mit jeder Schicht von innen nach außen ab. Strahlung kann innerhalb des Signalkerns, wie auch innerhalb des sogenannten Pumpkerns geführt werden. Der Pumpkern der *Double-Clad*-Faser wird durch die Grenzfläche des inneren Fasermantels zum äußeren Fasermantel definiert und beinhaltet alle innen liegenden Faserschichten. Der Durchmesser des Pumpkerns d_{cl} ist um etwa ein bis zwei Größenordnungen größer als der Durchmesser d_{co} des Signalkerns. Pumplicht, welches in den Pumpkern eingestrahlt wird, durchstrahlt den seltenerdotierten Signalkern der Faser und regt diesen optisch an. Aus dem kritischen Winkel der Totalreflexion $\Psi_{cl/co}$ an den Grenzschichten des inneren Fasermantels zum äußeren Mantel bzw. des Signalkerns zur Sockelschicht, ergeben sich die maximalen Öffnungswinkel

$$\alpha_{cl/co} = \arcsin \left(n_{cl/co} \cos(\psi_{cl/co}) \right). \quad (2.1)$$

2 Grundlagen

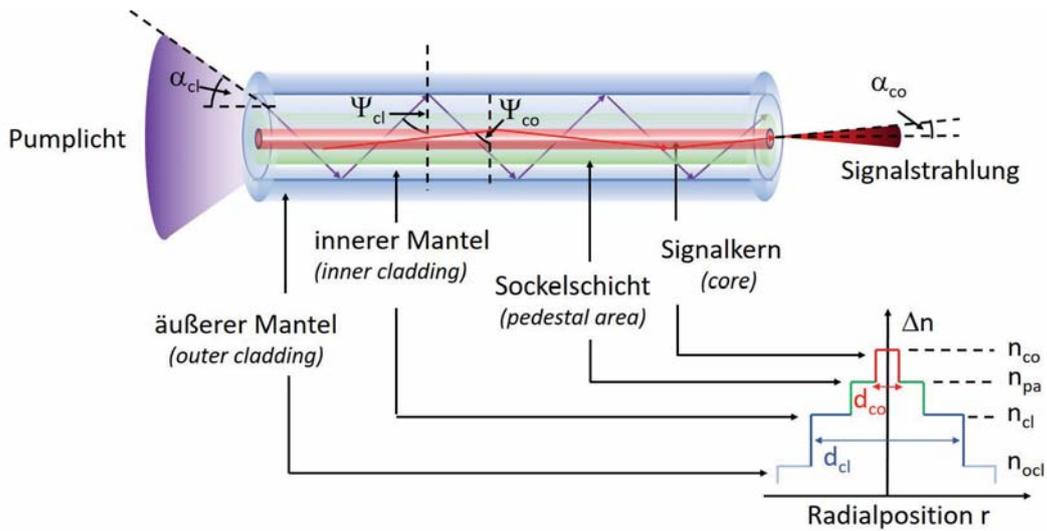


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer *Double-Clad*-Faser

eines in die Glasfaser einstrahlbaren Pumplichtkegels bzw. eines aus der Faser austretenden Signalstrahlungskegels. Die Angabe der Winkelakzeptanz der Faser bzw. des Öffnungswinkels aus der Faser austretender Strahlung, erfolgt gemeinhin in Form der numerischen Apertur

$$NA_{cl/co} = \sin(\alpha_{cl/co}). \quad (2.2)$$

Der Pumpkern typischer *Double-Clad*-Fasern besitzt eine numerische Apertur NA_{cl} , die um einen Faktor 2,5 bis 7 höher ist als entsprechende Werte NA_{co} des Signalkerns der Faser [35, 36, 37]. Durch die deutlich größere Querschnittsfläche des Pumpkerns im Vergleich zum Signalkern der Faser, wie auch die signifikant höhere numerische Apertur, sinken die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumplichtquelle im Vergleich zu einer direkten Einstrahlung des Pumplichts in den Signalkern. Pumplicht geringer Strahlqualität kann in den Pumpkern der *Double-Clad*-Faser eingestrahlt und in Signalstrahlung hoher Strahlqualität konvertiert werden. Hierin begründet sich der maßgebliche Vorteil einer *Double-Clad*-Faser gegenüber *Single-Clad*-Fasern.

2.1.1 Transversale Wellenleitermoden

Die Lichtführungseigenschaften des Pump- und Signalkerns werden mit Hilfe der Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 \vec{E} = k_0^2 n^2(\omega) \vec{E}, \quad (2.3)$$

beschrieben. \vec{E} ist der Vektor der elektrischen Feldstärke, k_0 die Vakuumwellenzahl des Lichts und n der Brechungsindex der jeweiligen Faserschicht gemäß Abb. 2.1. Eine zu Gl. (2.3) analoge Gleichung ist für die magnetische Feldstärke \vec{H} gegeben. Zwei der insgesamt sechs Feldkomponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärke sind linear unabhängig voneinander. Die Feldkomponenten entlang der Propagationsrichtung der Strahlung (positive

2.1 Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern

z-Richtung) können demnach unabhängig voneinander betrachtet werden. Für Gl. (2.3) wird der Lösungsansatz

$$\vec{E}_z(\omega, \vec{r}) = U(r) \cdot e^{-i \cdot \phi l} \cdot e^{-i \cdot \beta z} \quad (2.4)$$

mit der Radialkomponente des elektrischen Feldes $U(r)$, der Winkelkomponente ϕ mit $l \in \mathbb{Z}$ und der Propagationskonstante β gewählt. Durch Einsetzen der Radialkomponente des elektrischen Feldes in Gl. (2.3) folgt

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) U(r) = 0. \quad (2.5)$$

Im Bereich des Pumpkerns $r < \frac{d_{cl}}{2}$ (bzw. des Signalkerns $r < \frac{d_{co}}{2}$) sind die Lösungen der Gl. (2.5) Besselfunktionen erster Gattung und l-ter Ordnung. Die radiale Feldverteilung $U(r)$ oszilliert mit sinkender Amplitude bei zunehmendem Radius r . Im Bereich des äußeren Mantels $r > \frac{d_{cl}}{2}$ (bzw. des inneren Mantels $r > \frac{d_{co}}{2}$) sind die Lösungsfunktionen Hankelfunktionen l-ter Ordnung. Anders als die Besselfunktionen erster Gattung, ergibt sich durch diese keine Oszillation des Radialfeldes $U(r)$, sondern ein rein exponentieller Abfall der Feldamplitude. Durch die Forderung der Übereinstimmung der Besselfunktion $J_l(u)$ und der Hankelfunktion $K_l(w)$ an der Grenzfläche des Pumpkerns (bzw. des Signalkerns) ergeben sich die Eigenwertgleichungen

$$w J_l(u) \frac{dK_l(w)}{dw} - u \frac{dJ_l(u)}{du} K_l(w) = 0 \quad (2.6)$$

mit den normierten radialen Ausbreitungskonstanten

$$u = \frac{d_{cl/co}}{2} \sqrt{n_{cl/co}^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2.7)$$

für den Pumpkern (bzw. den Signalkern) und

$$w = \frac{d_{cl/co}}{2} \sqrt{\beta^2 - n_{ocl/cl}^2 k^2} \quad (2.8)$$

für den äußeren Mantel (bzw. inneren Mantel) der Faser. Die Lösungen des Eigenwertproblems Gl. (2.6) sind durch die Propagationskonstante β_{lm} gegeben. Für jede Ordnung l gibt es mehrere Lösungen. Diese sind mit dem Index m gekennzeichnet. Der Index l beschreibt die azimutale Feldverteilung, der Index m die meridionale Feldverteilung der Mode LP_{lm} .

In Abb. 2.2 sind exemplarisch die Intensitätsverteilungen transversaler Moden des Pumpkerns einer *Double-Clad*-Faser dargestellt. Die Oszillation der radialen Intensitätsverteilung innerhalb des inneren Mantels, wie auch die exponentielle Abnahme der Intensität der Pumpstrahlungsmoden außerhalb des inneren Mantels sind deutlich zu erkennen. Je nach Modenordnung befindet sich ein Maximum (Mode LP_{01} , bzw. LP_{02}) oder ein Minimum (Mode LP_{21} , bzw. LP_{32}) der Pumpstrahlungsintensität im Bereich des Faserkerns. Eine effiziente Anregung der laseraktiven Ionen des seltenerd-dotierten Signalkerns der Faser kann nur erfolgen, wenn ein hoher räumlicher Überlapp der Pumpstrahlung mit dem Signalkern

2 Grundlagen

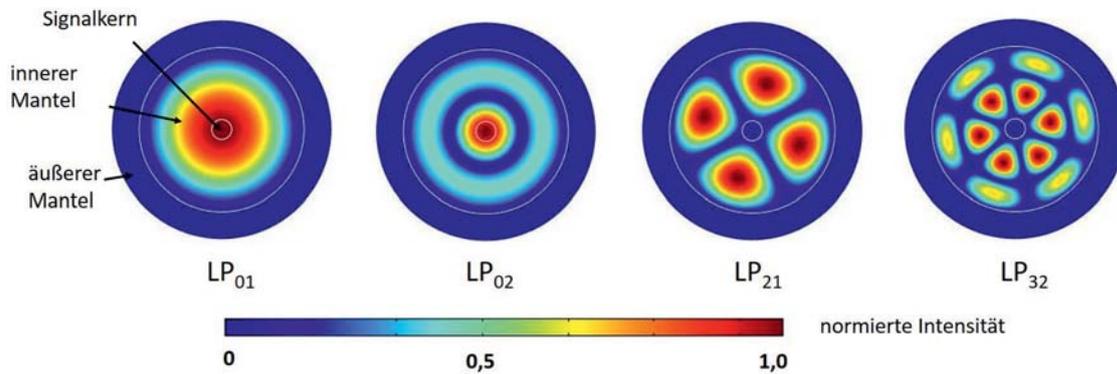


Abbildung 2.2: Transversale Pumplichtmoden innerhalb des Pumpkerns einer *Double-Clad*-Faser

vorhanden ist. Um einen möglichst großen Anteil der Pumpstrahlung zur optischen Anregung des Signalkerns nutzen zu können, müssen Helix-Moden, wie die Moden LP_{21} und LP_{32} unterdrückt bzw. Randstrahlen in Richtung des Signalkerns reflektiert werden [10]. Durch den Bruch der Radialsymmetrie des inneren Mantels der *Double-Clad*-Faser, lässt sich dieses Problem technologisch adressieren [38, 39, 40]. Entsprechende Ausführungsformen von *Double-Clad*- Fasern sind in Abb. 2.3 exemplarisch dargestellt. Den Abflachungen (*flats*) des

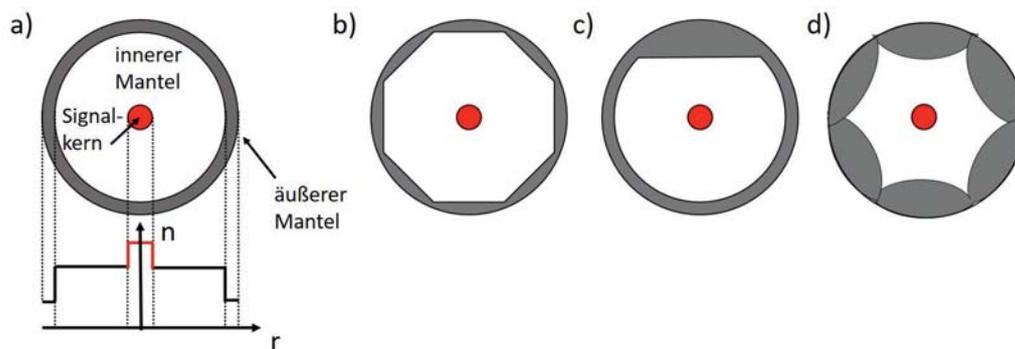


Abbildung 2.3: Übergang vom rotationssymmetrischen Querschnitt des inneren Mantels einer DCF zu gebrochenen Rotationssymmetrien.

inneren Mantels gemäß der Ausführungsform a) der Abb. 2.3, kommt im Rahmen dieser Arbeit eine besondere Bedeutung zu. Auf sie wird im Rahmen des Abschnitts 2.2.4 näher eingegangen.

Die Entstehung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen innerhalb des Signalkerns beeinflusst maßgeblich die Qualität erzeugter Signalstrahlung. Die normierte Frequenz, auch V-Parameter genannt, stellt in diesem Zusammenhang eine wichtige Kenngröße dar. Mit Hilfe der normierten Frequenz lässt sich eine Aussage darüber treffen, wie viele transversale Moden innerhalb des Signalkerns der Faser ausbreitungsfähig sind. Sie ist durch die Beziehung

2.1 Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern

$$V_{co} = \frac{\pi}{\lambda_s} d_{co} \cdot NA_{co}, \quad (2.9)$$

gegeben, wobei λ_s die Wellenlänge der Signalstrahlung ist. Gilt für die normierte Frequenz $V < 2,405$, kann sich ausschließlich die transversale Grundmode der geführten Lichtwelle im Signalkern der Glasfaser ausbilden. Fasern, die lediglich die Ausbildung der Grundmode gestatten werden als *Single-Mode*-Fasern bezeichnet. Für Werte $V > 2,405$ sind ebenfalls transversale Moden höherer Ordnung ausbreitungsfähig. Es handelt sich bei der entsprechenden Faser um eine *Multi-Mode*-Faser. Die Anzahl ausbreitungsfähiger Wellenleitermoden ist durch

$$N = \frac{V^2}{2} \quad (2.10)$$

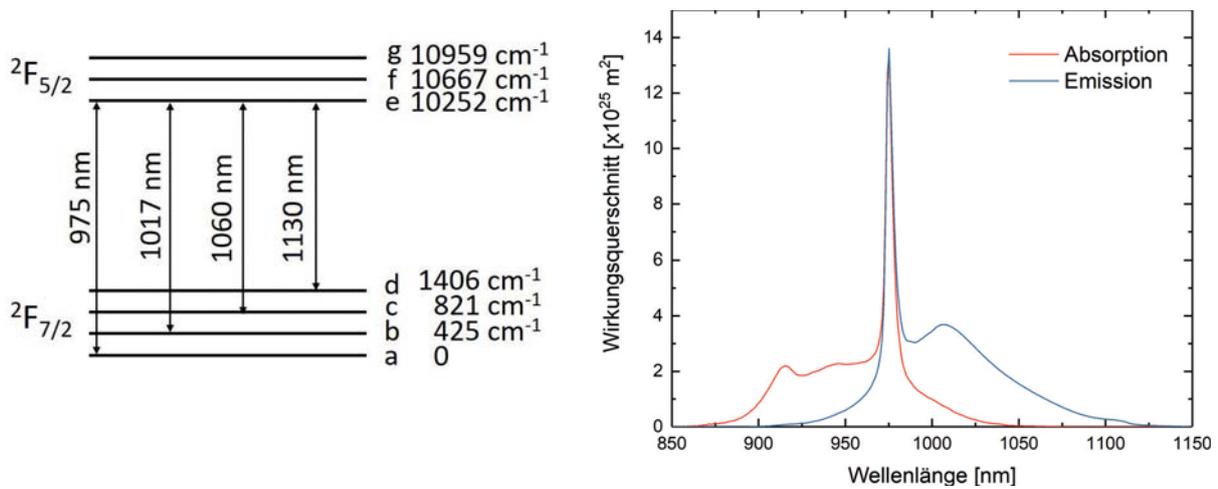
gegeben. Unter der Annahme einer Gleichverteilung der Signalleistung über die ausbreitungsfähigen Modenordnungen, lässt sich die Beugungsmaßzahl M^2 der Faserlaseremission näherungsweise durch die Beziehung

$$M^2 \approx \frac{V}{2}, \quad (2.11)$$

ermitteln [41]. Die Anzahl transversaler Moden, die genügend Verstärkung erfahren, um über die Laserschwelle zu gelangen, ist jedoch aufgrund des räumlichen Verstärkungsprofils bzw. erhöhter resonatorinterner Verluste für Moden höherer Ordnungszahlen oftmals geringer als der durch Gl. (2.10) errechnete Wert. Zur Erhöhung der Strahlqualität des Faserlasers und zur Reduzierung etwaiger Modeninstabilitäten, die durch einen Leistungsaustausch zwischen transversalen Moden verschiedener Ordnungen entstehen, können transversale Moden höherer Ordnung gezielt diskriminiert werden [42]. Derartige Maßnahmen können bereits durch das Faserdesign erfolgen. Eine Reduzierung des Signalkerndurchmessers resultiert in einer Abnahme der normierten Frequenz und gemäß Gl. (2.11) ebenfalls in einer Reduzierung der Beugungsmaßzahl. Eine Faser mit geringem Signalkerndurchmesser ist jedoch nicht immer von Vorteil, da durch das Auftreten höherer Leistungsdichten innerhalb des Signalkerns die Schwellleistung für das Auftreten einer thermischen Linse, wie auch nichtlinearer optischer Effekte, wie der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) oder der stimulierten Raman-Streuung (SRS), gesenkt wird [43]. Der Eintritt solcher Effekte stellt Limits für die erzielbare Ausgangsleistung eines Faserlasers dar [44]. Eine weitere Möglichkeit ergibt sich durch die Reduzierung der numerischen Apertur NA_{co} des Signalkerns, die maßgeblich durch dessen Dotierungskonzentration bestimmt ist. Bei besonders hoch dotierten Kernen wird die, in Abb. 2.1 schematisch dargestellte Sockelschicht als zusätzliche Schicht in die Faser eingebracht. Die Sockelschicht ist häufig mit Germanium dotiert, wodurch der Brechungsindex gegenüber dem undotierten Quarzglas des inneren Fasermantels angehoben wird. Dies führt zu einer Verringerung des Brechungsindexkontrastes des Signalkerns, gegenüber der, ihn umgebenden Faserschicht. Eine gezielte Reduzierung der numerischen Apertur NA_{co} kann somit erreicht und gemäß den Gl. (2.9) und (2.11) die Beugungsmaßzahl emittierter Signalstrahlung reduziert werden.

2.1.2 Das laseraktive Medium

Die Auswahl der Dotanden des Signalkerns richtete sich neben der angestrebten Emissionswellenlänge des Faserlasers, vor allem nach der Effizienz des optischen-zu-optischen Leistungsübertrags der Pumplichtquelle und der Verfügbarkeit hoher Pumpleistungen im spektralen Absorptionsbereich. Gegenüber anderen seltenen Erden, wie bspw. Neodymium (Nd), zeichnet sich Ytterbium (Yb) besonders durch die lange Lebensdauer des oberen Laser-niveaus von 1,35 ms, den geringen Quantendefekt von typischer Weise $< 10\%$, sowie das Nichtvorhandensein einer Reabsorption der Pump-, oder Signalstrahlung durch bereits angeregte Zustände (*excited state absorption*) bzw. Verluste durch *Upconversion*-Prozesse aus [11, 45, 46]. Hohe optisch-zu-optische Effizienzen von weit über 80% und mittlere Leistungen bis in den Multikilowatt-Bereich lassen sich erzielen, weshalb Ytterbium das bevorzugte Dotierungsmaterial zur Herstellung von Hochleistungsfaserlasern ist [46, 47]. Die energetischen Niveaus des Ytterbium-dotierten Signalkerns sind durch den Grundzustand $^2F_{7/2}$ und den deutlich vom Grundzustand separierten, metastabilen Zustand $^2F_{5/2}$ gegeben. Das Energieniveauschema der Yb^{3+} -Ionen innerhalb eines Phosphosilikatglases, wie es im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, ist in Abb. 2.4(a) dargestellt. Infolge des elektrischen Feldes der Elektronenverteilung des Wirtsglases, findet eine Stark-Aufspaltung des Grundzustandes und des anregbaren Zustandes statt [48]. Der Grundzustand $^2F_{7/2}$ besitzt durch die



(a) Energieniveauschema des Yb-dotierten Phosphosilikatglases [49] (b) spektrale Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte [50]

Abbildung 2.4: Spektrale Charakteristik des Yb-dotierten Signalkerns einer Phosphosilikatfaser

Stark-Aufspaltung vier Subniveaus, der energetisch höhere Zustand $^2F_{5/2}$ besitzt drei. Durch die Stark-Aufspaltung können strahlende Übergänge zwischen verschiedenen Kombinationen der Subniveaus der beiden Zustände erfolgen. Die Subniveaus sind in Abb. 2.4(a) mit den Buchstaben *a* bis *g* und den zugehörigen Wellenzahlen gekennzeichnet. Die energetische Dis-

kretisierung möglicher Übergänge wird durch homogene und inhomogene Verbreiterung der energetischen Zustände des dotierten Faserkerns bei Raumtemperatur aufgehoben [51]. Die Pump- und Emissionswellenlänge des Ytterbium-Faserlasers kann über einen weiten spektralen Bereich gewählt werden. Dies ist anhand der Absorptions- und Emissionsquerschnitte der Abb. 2.4(b) dargestellt. Das breite Absorptionsband wird im kurzwelligen Spektralbereich durch Übergänge zwischen den Subniveaus a und f , bzw. a und g hervorgerufen. Der prominente Peak der Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte bei einer Wellenlänge $\lambda = 975$ nm entspricht dem Übergang zwischen den untersten Starkniveaus a und e . Durch die hohe thermische Besetzungsdichte des Subniveaus a , erfolgt bei dieser Wellenlänge die stärkste Absorption des Pumplichts. Umgekehrt, ist bei einer Anregung des Zustands ${}^2F_{5/2}$ die Besetzungsdichte des Subniveaus e am höchsten, wodurch Strahlungsübergänge fast ausschließlich aus diesem Niveau erfolgen. Der langwellige Ausläufer des Absorptionsmaximums begründet sich auf Übergängen aus dem thermisch schwach besetzten Subniveau b . Dieser bedingt eine Reabsorption im langwelligen Spektralbereich, wodurch sich ein starker Einfluss auf die Pumpschwelleistung des Faserlasers ergibt. Findet die Strahlungsemission unter Beteiligung des untersten Stark-Niveaus a des Zustands ${}^2F_{7/2}$ statt, wird der Laserbetrieb vollständig durch ein 3-Niveau-System beschrieben. Dies ist für Emissionswellenlängen $\lambda < 1020$ nm der Fall. Eine Emission innerhalb des langwelligeren Emissionsbandes mit $\lambda > 1020$ nm bedingt Strahlungsübergänge in die thermisch gering besetzten Niveaus b , c und d . Der Laserbetrieb innerhalb dieses Spektralbereichs kann mit zunehmender Emissionswellenlänge durch ein Quasi-3-Niveau-System, bzw. durch ein 4-Niveau-System bei verschwindender Reabsorption beschrieben werden. Die Verstärkung wird zunehmend proportional zur Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus [51].

2.1.3 Signalstrahlungsrückkopplung

Der Laserbetrieb kann durch unterschiedliche Möglichkeiten der Signalstrahlungsrückkopplung erzielt werden. Die Rückkopplung der Strahlung kann durch faserexterne Spiegel, durch Fresnel-Reflexion an der Faserstirnfläche, oder durch Faser-Bragg-Gitter (FBG) erfolgen. Ersterer Fall ist vor allem für Laboraufbauten geeignet, da sich der Resonator durch den vergleichsweise unkomplizierten Wechsel der Spiegel schnell anpassen und adaptieren lässt. Nachteile faserexterner Resonatorspiegel entstehen durch die Notwendigkeit des mehrfachen Durchstrahlens der Glasfaserstirnflächen und den erhöhten Justageaufwand. Die Stirnflächen bilden einen Schwachpunkt jedes Faserlasers, da sie einerseits hohen Leistungsdichten ausgesetzt sind und andererseits durch äußere Umwelteinflüsse bzw. den Konfektionierungsprozess der Glasfaser einer Kontamination unterliegen können. Das mehrfache Durchstrahlen der Faserstirnfläche kann sich in erhöhten resonatorinternen Verlusten und somit in der Effizienz des Lasers deutlich bemerkbar machen. Durch eine Integration der Resonatorspiegel in die Glasfaser, können die resonatorinternen Verluste, wie auch die Anfälligkeit des Lasers gegenüber einer Dejustage minimiert werden. Die Nutzung der Fresnel-Reflexion der Glasfaserstirnfläche ermöglicht den Verzicht auf einen faserexternen Auskoppelspiegel. Die Anwendungsmöglichkeit ist jedoch durch den vorgegebenen Reflexionswert der Stirnfläche von $R = 3,4\%$ beschränkt und richtet sich zur Erzielung einer maximalen Signalleistung

2 Grundlagen

des Faserlasers nach den resonatorinternen Verlusten und der erzielbaren Verstärkung [13]. Eine weitere Möglichkeit der Faserintegration der Resonatorspiegel ist durch die Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern gegeben. Diese können gezielt bzgl. ihres Reflexionsgrades, der Reflexionswellenlänge und der spektralen Breite ausgelegt und hergestellt werden. Neben der Erzeugung und dem spezifischen Design eines faserintegrierten Auskoppelspiegels kann ebenfalls die Integration des Endspiegels in die Glasfaser erfolgen. Faser-Bragg-Gitter können je nach Aufbau und chemischer Zusammensetzung der laseraktiven Faser, entweder direkt innerhalb dieser erzeugt oder in einer speziell photosensitvierten Faser hergestellt werden. In letzterem Fall kann die photosensitive Faser an die laseraktive Faser angespleißt werden. Typische Dämpfungen einer Spleißverbindung betragen 0,02 dB, wodurch ein solches Vorgehen durchaus praktikabel ist [52]. Durch den monolithischen Aufbau, muss die Faserstirnfläche lediglich einmal durchstrahlt werden und resonatorinterne Verluste lassen sich auf ein Minimum reduzieren.

2.2 Konzepte der Pumplichtzufuhr

Für die optische Anregung des Ytterbium dotierten Signalkerns der *Double-Clad*-Faser werden typischer Weise Laserdioden eingesetzt. Im Wellenlängenbereich zwischen 915 nm und 975 nm besitzen diese Pumplichtquellen einen hohen Gesamtwirkungsgrad (*wall-plug efficiency*) von $> 60\%$ und liefern je nach Ausführungsform optische Leistungen von mehreren hundert Watt [11]. Ihre hohen Standzeiten von 20.000 Std. in Kombination mit der hohen Ausfallsicherheit und ihrem kompakten Aufbau, sind weitere technische Vorzüge, die sie für den Einsatz als Pumplichtquellen auszeichnen [53]. Diodenlaser werden als Breitstreifenemitter, sowie als Barren und Stapel hergestellt. Ein Laserdiodenbarren besteht aus mehreren Breitstreifenemittern, die auf einem Chip nebeneinander in einem bestimmten Abstand angeordnet sind. Ein Stapel ist aus mehreren übereinander angeordneten Laserdiodenbarren aufgebaut. Während mit einzelnen Emittlern Leistungen von bis zu 15 W erreicht werden, können Barren optische Leistungen von mehreren hundert Watt liefern [54]. Die Leistung eines Laserdiodenstapels ist abhängig von der Anzahl vertikal angeordneter Barren. Aufgrund der Asymmetrie emittierter Strahlung, ergeben sich jedoch Nachteile bzgl. der Möglichkeit der Einstrahlung des Pumplichts in eine Glasfaser. Komplexe Strahlformungsoptiken werden eingesetzt, um die Strahlung der Emitter neu zu gruppieren [55]. Die Strahlformung verursacht mehr als 50 % der Gesamtkosten der Diodenlaser und wird mit steigender Komplexität zunehmend ineffizient [53]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges Konzept der Pumplichtzufuhr auf Basis von Diodenlaserbarren entwickelt, welches den Verzicht auf komplexe und teure Strahlformungstechniken ermöglicht. Hierdurch werden wesentliche Probleme der Pumplichtzufuhr eines Faserlasers gelöst. Der neuartige Ansatz mündete in der Patentschrift US 20160218479.

2.2.1 Der Laserdiodenbarren

In Abb. 2.5 ist ein Laserdiodenbarren schematisch dargestellt. Der Barren besteht aus N Breitstreifenemittern in linearer Anordnung. Die Höhe eines solchen Emitters beträgt typi-

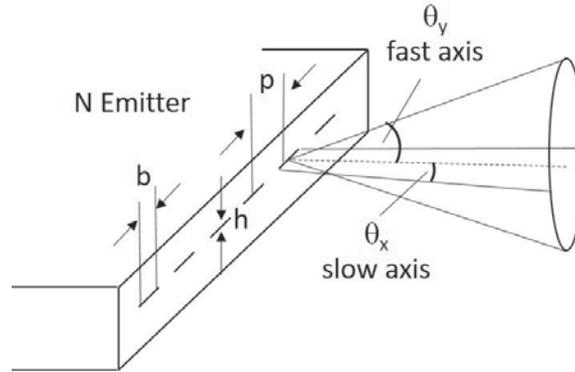


Abbildung 2.5: Emissionscharakteristik eines Laserdiodenbarrens

scher Weise $h = 1 \mu\text{m}$, bei einer Breite von $b = 50 - 200 \mu\text{m}$. Aufgrund seiner stark unterschiedlichen Abmessungen, weist der Emitter verschiedene Abstrahlcharakteristika entlang der vertikalen und der horizontalen Raumrichtung auf. Durch Beugung ist die Winkeldivergenz in vertikaler Raumrichtung höher als in horizontaler Raumrichtung. Die Raumrichtung höherer Winkeldivergenz wird als *fast axis* bezeichnet, die Raumrichtung geringerer Winkeldivergenz als *slow axis*. Typische Fernfeld-Divergenzwinkel der Strahlung entlang der *fast axis* liegen im Bereich $\theta_{fast} = 20 - 45^\circ$, entlang der *slow axis* beträgt die Winkeldivergenz im Fernfeld gemeinhin $\theta_{slow} = 5 - 20^\circ$ [55]. Genaue Werte sind abhängig von der technischen Ausführungsform der Emittter. Die Strahlung ist entlang der *fast axis* üblicherweise beugungsbegrenzt. In Richtung der *slow axis* können transversale Moden höherer Ordnung entstehen. Die Winkeldivergenz ist abhängig von der Ordnungszahl transversaler Moden und der relativen Leistungsverteilung innerhalb der Modenordnungen.

Durch das Strahlparameterprodukt (*beam parameter product*, kurz: *BPP*) lässt sich die Strahlqualität des Laserdiodenbarrens bzgl. der Fokussierbarkeit quantifizieren. Entlang der *fast axis* ist dieses durch die Abstrahlcharakteristik der einzelnen Emittter bestimmt und durch

$$BPP_{fast} = \omega_{fast} \cdot \theta_{fast} \quad (2.12)$$

gegeben. ω_{fast} beschreibt hierbei den minimalen Radius der Strahlung in Richtung der *fast axis*. Entlang der *slow axis* tragen alle N Emittter des Laserdiodenbarrens mit ihrem jeweiligen Strahlparameterprodukt

$$BPP_{slow,E} = \omega_{slow} \cdot \theta_{slow} \quad (2.13)$$

zum Strahlparameterprodukt

$$BPP_{slow} \cong BPP_{slow,E} \cdot N \cdot \frac{1,14}{F}. \quad (2.14)$$

2 Grundlagen

des gesamten Laserdiodenbarrens bei [56]. ω_{slow} ist analog zu Gl. (2.12) der minimale Radius der Emission entlang der *slow axis*. Da sich aufgrund der möglichen Ausbildung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen innerhalb der Emitter eine Filamentierung des Strahlprofils abzeichnen kann, erfolgt die Definition der Strahlradien auf Basis des Momentes zweiter Ordnung ihrer Intensitätsverteilung [57]. Der Füllfaktor $F = b/p$ der Gl. (2.14) ist durch das Verhältnis der Breite b der einzelnen Emitter des Laserdiodenbarrens zu ihrem Abstand (*pitch*) p gegeben. Die unterschiedlichen Abstrahlcharakteristika der Breitstreifenemitter entlang der *fast axis* und der *slow axis*, wie auch die lineare Anordnung der Emitter innerhalb des Laserdiodenbarrens, resultieren in einer starken Asymmetrie der Strahlparameterprodukte BPP_{fast} und BPP_{slow} . Dies ist schematisch in Abb. 2.6 dargestellt. Für typische Laserdiodenbarren beträgt das Verhältnis etwa 1 : 500 [56]. Die Strahlparameterprodukte $BPP_{slow,E}$

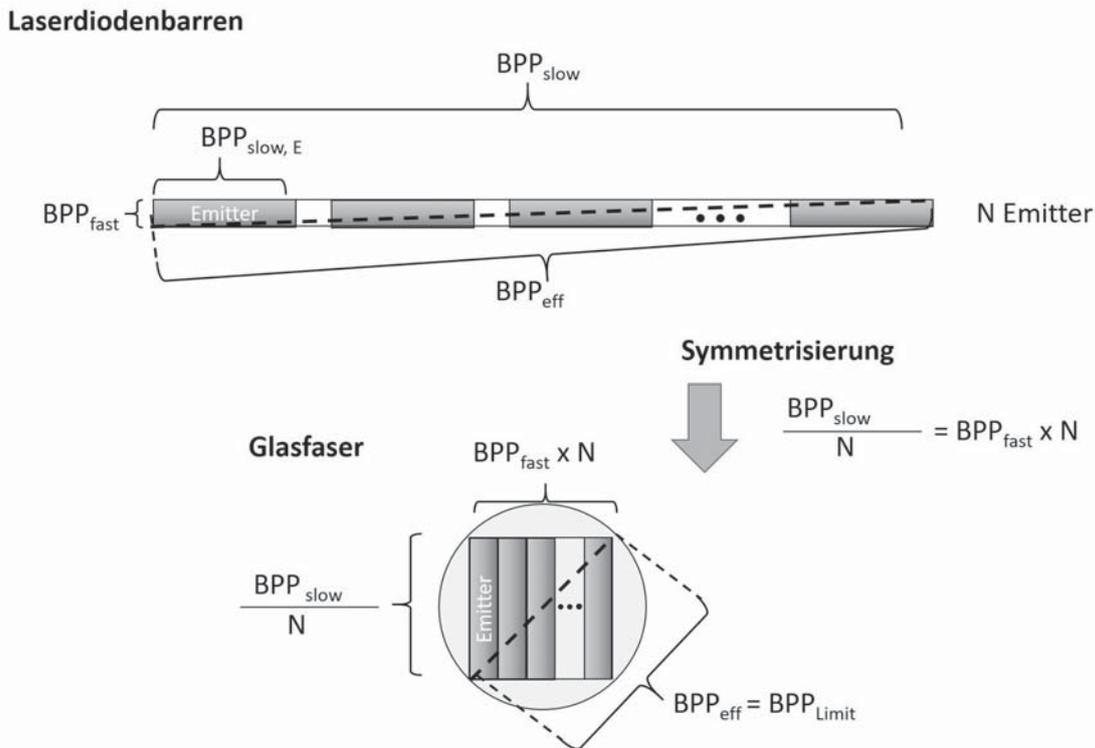


Abbildung 2.6: Grundlegendes Prinzip der Symmetrisierung der Strahlparameterprodukte eines Laserdiodenbarrens zur Einkopplung der Strahlung in eine Lichtleitfaser [56, 58]

und BPP_{fast} der einzelnen Emitter eines Laserdiodenbarrens sind innerhalb der Abb. 2.6 anhand der Kantenlänge der grau hinterlegten Rechtecke verbildlicht. Aus dem Füllfaktor $F < 1$, der durch die Abstände zwischen den Rechtecken dargestellt ist, resultiert gemäß Gl. (2.14) eine Erhöhung von BPP_{slow} gegenüber der Summe der Strahlparameterprodukte $BPP_{slow,E}$ der N einzelnen Emitter. Durch Bildung des quadratischen Mittels kann ein Effektivwert

$$BPP_{eff} = \sqrt{BPP_{fast}^2 + BPP_{slow}^2} \quad (2.15)$$

der Strahlqualität des Laserdiodenbarrens aus den Strahlparameterprodukten BPP_{fast} und BPP_{slow} bestimmt werden [56]. BPP_{eff} entspricht gemäß der Abb. 2.6 der Diagonale des Rechtecks mit den Kantenlängen BPP_{fast} und BPP_{slow} und ist demnach abhängig von dem Verhältnis der beiden Strahlparameterprodukte zueinander. Um die Strahlung des Laserdiodenbarrens in den Pumpkern einer *Double-Clad*-Faser einkoppeln zu können, darf die räumliche Ausdehnung des Lichtstrahls nicht größer als der innere Mantel der Faser sein und der Divergenzwinkel den, durch Gl. (2.1) bestimmten maximalen Öffnungswinkel α_{cl} nicht überschreiten. Mit der numerischen Apertur NA_{cl} und dem Durchmesser d_{cl} des inneren Fasermantels, lässt sich mit dem effektiven Strahlparameterprodukt eines Laserdiodenbarrens die Akzeptanzbedingung

$$BPP_{eff} < BPP_{Limit} = NA_{cl} \cdot \frac{d_{cl}}{2}. \quad (2.16)$$

für die Einstrahlung des Pumplichts in eine *Double-Clad*-Faser formulieren. BPP_{Limit} stellt hierbei den Grenzwert des Strahlparameterprodukts der Pumplichtquelle dar und bezeichnet den Durchmesser, des innerhalb der Abb. 2.6 dargestellten Kreises. Durch die lineare Anordnung der Emittter des Laserdiodenbarrens, lässt sich die Akzeptanzbedingung Gl. (2.16) der Glasfaser zunächst nicht erfüllen. Eine Symmetrisierung der Strahlparameterprodukte BPP_{fast} und BPP_{slow} muss erfolgen, um das effektive Strahlparameterprodukt BPP_{eff} zu minimieren. Durch Strahlformungstechniken lässt sich die Teilstrahlung einzelner Emittter des Laserdiodenbarrens derart räumlich umsordieren, dass die Strahlparameterprodukte BPP_{fast} und BPP_{slow} aneinander angeglichen werden können. Eine solche Symmetrisierung kann durch die Rotation der Strahlung jedes einzelnen Emittters erfolgen. Die räumliche Orientierung der *fast axis* und der *slow axis* wird um 90° verändert, wodurch die *fast axis* mit dem Strahlparameterprodukt BPP_{fast} entlang der ehemaligen *slow axis* orientiert ist und umgekehrt. Das Strahlparameterprodukt BPP_{slow} wird um den Teilungsfaktor N vermindert, während das Strahlparameterprodukt BPP_{fast} um den Faktor N erhöht wird. Mit Hilfe eines Teleskops werden die Teilstrahlen der einzelnen Emittter räumlich verdichtet und dadurch der Füllfaktors F des Laserdiodenbarrens einem Wert $F = 1$ angenähert. Durch die Symmetrisierung der Strahlung gilt

$$BPP_{fast} = BPP_{slow}, \quad (2.17)$$

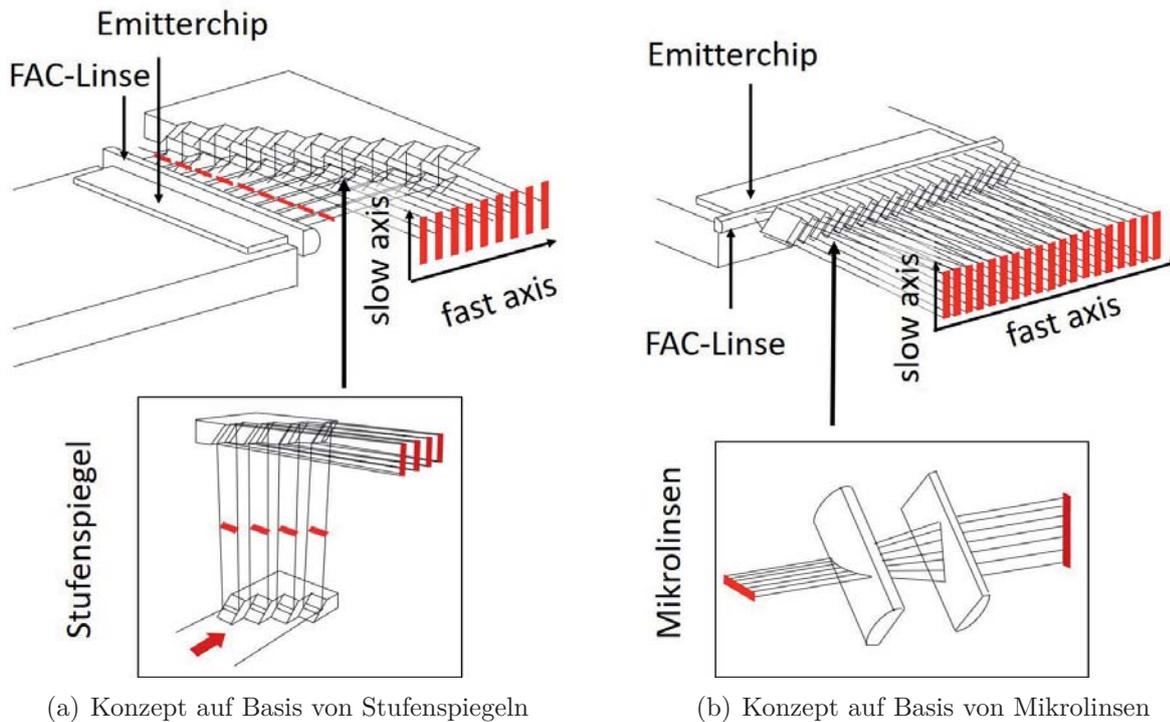
wodurch sich das effektive Strahlparameterprodukt auf ein Minimum

$$BPP_{eff} = \sqrt{2} \cdot BPP_{fast,slow} \quad (2.18)$$

reduzieren lässt und sich die Akzeptanzbedingung Gl. (2.16) der Glasfaser bei geeigneter Faserwahl erfüllen lässt. Techniken zur Durchführung einer solchen Symmetrisierung sind integraler Bestandteil etablierter Faserlaserpumpkonzepte.

2.2.2 Strahlformung

Zur Formung und Neuordnung der Strahlung einzelner Emittter eines Laserdiodenbarrens, finden unterschiedliche Schemata Anwendung [56, 59]. Beispiele sind die Strahlformung auf Basis von Treppenspiegeln gemäß Abb. 2.7(a), sowie die Verwendung von Mikrolinsenarrangierungen gemäß Abb. 2.7(b) [60, 61]. Das Konzept der Strahlformung auf Basis eines Treppenspiegels



(a) Konzept auf Basis von Stufenspiegeln

(b) Konzept auf Basis von Mikrolinsen

Abbildung 2.7: Symmetrisierung der Strahlparameterprodukte eines Laserdiodenbarrens [55, 59, 60, 61]

spiegels sieht zunächst die Kollimation der Strahlung entlang der *fast axis* vor. Diese *fast axis collimation* (kurz: FAC) wird durch eine Zylinderlinse erzielt, die sich im Abstand weniger hundert Mikrometer hinter der Emittteranordnung befindet. Nachfolgend zu der FAC-Linse, befindet sich entlang der Propagationsrichtung der Laserdiodenstrahlung, der Treppenspiegel. Der Treppenspiegel besteht aus einer Anordnung einzelner Mikrospiegel, deren Abmessungen der Breite der Strahlung der einzelnen Emittter entsprechen. Die einzelnen Spiegel sind treppenförmig entlang der Propagationsrichtung der Pumpstrahlung versetzt und gegenüber der Pumpstrahlung um 45° geneigt, wodurch eine vertikale Ablenkung der Strahlung jedes einzelnen Emittters um 90° erfolgt. Die Teilstrahlen treffen auf eine zweite treppenförmige Anordnung von Mikrospiegeln, wodurch eine nochmalige Ablenkung der Strahlung zurück in die horizontale Ebene, sowie eine Kippung der Teilstrahlen um 90° innerhalb der horizontalen Ebene geschieht. Durch die zweifache Ablenkung und die Kippung liegt die *fast axis* der Teilstrahlen hinter den Treppenspiegeln in horizontaler und die *slow axis* in vertikaler Raumrichtung, wodurch sich für die Strahlparameterprodukte eine

Anordnung gemäß Abb. 2.6 ergibt. Neben den Treppenspiegeln können auch Mikrolinsen zur Strahlungsdrehung verwendet werden. Dies ist in Abb. 2.7(b) schematisch dargestellt. Die Strahlung des Laserdiodenbarrens wird durch eine FAC-Linse kollimiert. Hinter der FAC-Linse befindet sich eine Anordnung von Mikrolinsen. Diese Linsen sind paarweise hinter jedem der N Emitter angeordnet. Durch die Drehung jeweils beider Zylinderlinsen um 45° gegenüber der *fast axis* des Laserdiodenbarrens, findet eine Drehung der Strahlung um 90° statt. Der Vorteil dieses Konzeptes gegenüber dem Stufenspiegel liegt darin begründet, dass die Linsenanordnung in einer Ebene parallel zur Facette des Emitterchips angeordnet werden kann. Dies vereinfacht sowohl die Justage, wie auch die Konfektionierung (*packaging*) des Diodenlasers. Aufgrund dieser Vorzüge wird dieses Konzept vielfach eingesetzt [59]. Nachfolgend zur Symmetrisierung der Strahlparameterprodukte gemäß den Abb. 2.7(a) und 2.7(b), erfolgt die Fokussierung der Strahlung in den inneren Mantel der *Double-Clad*-Faser durch eine Teleskop gemäß der Abb. 2.8. Die Strahlung wird entlang der *fast axis* durch eine

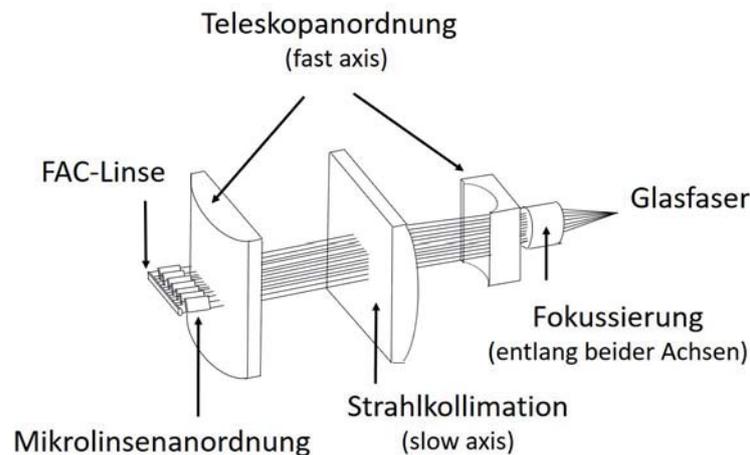


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Teleskops zur Einstrahlung des Pumplichts in eine Glasfaser [55]

plankonvexe und eine plankonkave Zylinderlinse zunächst parallelisiert und nachfolgend aufgeweitet. Zwischen den beiden Linsen ist eine um 90° gedrehte plankonvexe Zylinderlinse zur Kollimation der Strahlung entlang der *slow axis* eingebracht. Durch eine asphärische Linse erfolgt die Fokussierung des nahezu quadratischen Strahlenbündels in die Glasfaser. Bei der verwendeten Glasfaser kann es sich entweder direkt um die laseraktive *Double-Clad*-Faser gemäß der Abb. 2.1 handeln, oder es kann eine passive Transportfaser verwendet werden, über die die Pumpstrahlung bis hin zur laseraktiven Faser geführt wird.

2.2.3 Pumpschemata

Die Vorgehensweise zur Einstrahlung des Pumplichts in die laseraktive *Double-Clad*-Faser - direkt oder mit Hilfe passiver Transportfasern - lässt sich grundsätzlich in zwei Schemata gliedern: *End-Pumping*-Schemata, die die Einstrahlung des Pumplichts über die Stirnflächen

2 Grundlagen

der Glasfaser vorsehen und *Side-Pumping*-Schemata, die Konzepte der Pumplichtzufuhr über die Seitenflächen der Glasfaser beinhalten. In Abb. 2.9 ist ein *End-Pumping*-Schema auf Basis von Freistrah-Laserdiodenbarren schematisch dargestellt. Die Pumplichtzufuhr ist auf

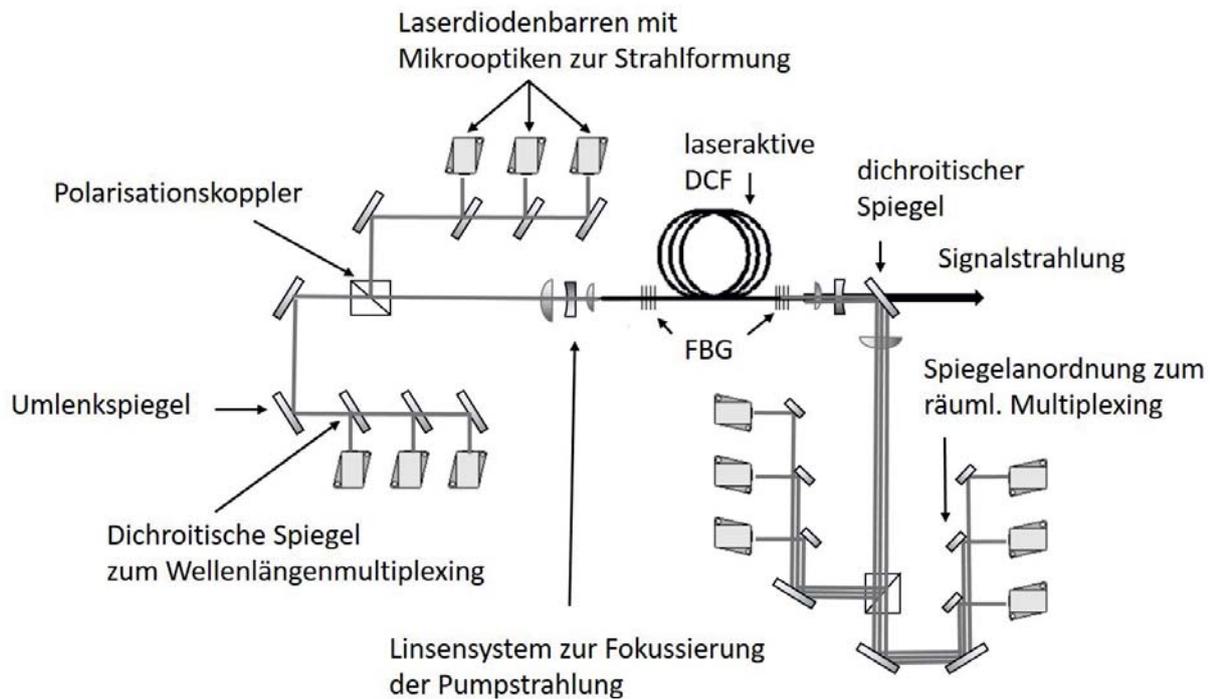


Abbildung 2.9: Exemplarische Darstellung eines *End-pumping*-Schemas

die beiden Stirnflächen der Glasfaser begrenzt. Durch Superposition der Strahlung einzelner Laserdiodenbarren kann eine Skalierung der Pumpleistung erfolgen. Die Überlagerung der Strahlung der Laserdiodenbarren kann durch Polarisations-, Wellenlängen- oder räumliches Multiplexing geschehen [62, 7, 63]. Alle drei Möglichkeiten sind innerhalb der Abb. 2.9 in ihrer einfachsten Form exemplarisch dargestellt. Durch die hohen Pumpleistungsdichten, die durch das Multiplexing der Pumpstrahlung innerhalb der Linsensysteme und auf der Glasfaserstirnfläche auftreten, besteht bei *End-Pumping*-Schemata ein erhöhtes Risiko der Komponentenschädigung [10]. Dieses kann sowohl durch Imperfektionen verwendeter optischer Komponenten, wie auch durch die Kontamination der Komponentenoberflächen, bspw. durch Staubpartikel weiter begünstigt werden [22]. Da die Einstrahlung des Pumplichts gemeinhin über beide Glasfaserstirnflächen erfolgt, muss durch einen dichroitischen Spiegel eine Trennung der Signalstrahlung des Faserlasers von der Pumpstrahlung vorgenommen werden. Die Überlagerung der Signalstrahlung mit dem Pumplicht im Bereich zwischen Glasfaserstirnfläche und dichroitischem Spiegel, führt zu einer deutlichen Erhöhung der auftretenden optischen Leistungsdichten, weshalb vor allem in diesem Bereich eine starke Beanspruchung der Glasfaser und der verwendeten Optiken stattfindet. Die Faserenden werden bei Verwendung von *End-Pumping*-Schemata darüber hinaus thermisch stark belastet [30]. Durch die Pumplichtabsorption innerhalb des seltenerd-dotierten Signalkerns der

Faser, nimmt die Pumpleistung exponentiell ab. Aufgrund des Quantendefektes zwischen Pump- und Signalstrahlung, wird ein Teil der Pumpleistung in Wärme umgewandelt. Da die Pumplichtzufuhr auf lediglich zwei Positionen der Strahlungseinkopplung in die Faser beschränkt ist, werden an diesen Stellen sehr hohe optische Leistungen in die Faser eingebracht. Selbst bei den, für Ytterbium-Faserlaser typischen Quantendefekten von $< 10\%$ (vgl. Abschnitt 2.1) kann sich die Faser stark erhitzen und eine Kühlung der Glasfaser im Bereich der Pumplichteinkopplung erfordern [30].

Side-Pumping-Schemata bieten eine Lösung für vorgenannte Probleme. Die Pumplichtzufuhr kann, wie in Abb. 2.10 dargestellt, bspw. über passive Transportfasern mehrerer Laserdioden realisiert werden. Durch Spleißverbindungen erfolgt die Kontaktierung der passi-

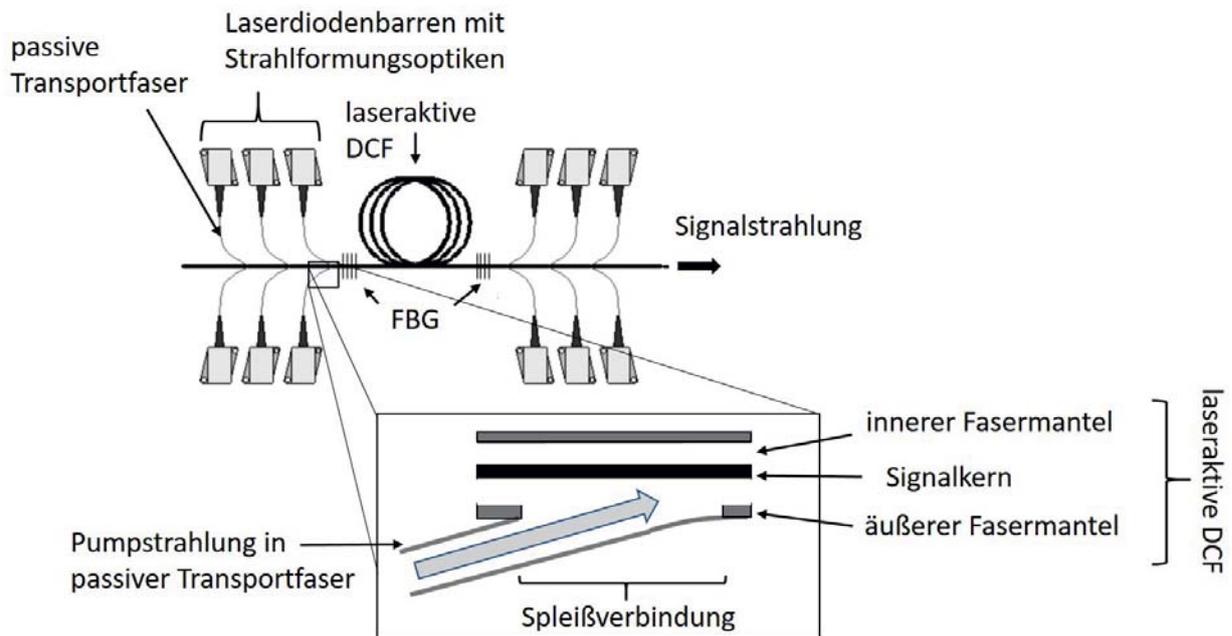


Abbildung 2.10: Exemplarische Darstellung eines *Side-pumping*-Schemas

ven Transportfasern mit dem inneren Mantel der laseraktiven *Double-Clad*-Faser. Die Kontaktierung kann an verschiedenen Positionen entlang der *Double-Clad*-Faser vorgenommen werden, wodurch die Pumpstrahlungseinkopplung nicht auf zwei Bereiche, wie bei *End-Pumping*-Schemata, beschränkt ist. Durch die homogene Verteilung der Pumpleistung, wird die optische Leistungsdichte auf den besonders beanspruchten Faserstirnflächen deutlich reduziert und ebenfalls die thermische Belastung der Faser vermindert [64, 2]. Die Verwendung von Transportfasern zur Pumplichtzufuhr ist etabliert und es wird in diesem Zusammenhang häufig von vollständig faserbasierten Ansätzen (*all-fiber approaches*) gesprochen, die praktisch justagefrei sind [11]. Tatsächlich findet eine Verlagerung der Problematik der Faserkopplung der stark asymmetrischen Pumpstrahlung, hin zu den Laserdiodenherstellern statt. Neben der Kopplung der Pumpstrahlung in die Transportfaser, muss durch komplexe Faserfügetechnologien eine Kontaktierung der Transportfasern mit dem inneren Mantel der laseraktiven *Double-Clad*-Faser erfolgen. Durch den Einsatz einer Vielzahl optischer

2 Grundlagen

Wellenleiteranordnung besteht durch die Oberflächenbeschaffenheit der beiden Komponenten ein Spalt der Dicke s mit Brechungsindex n_{gap} , wobei

$$n_p > n_{gap} \quad (2.19)$$

gilt. Pumplicht, welches auf die Grenzfläche des Prismas trifft wird reflektiert und erzeugt eine stehende Welle innerhalb des Prismas. Transversale Moden mit Propagationskonstanten β_k bilden sich innerhalb des Prismas aus. Ist die optische Weglänge

$$q = n_{gap} \cdot s \quad (2.20)$$

zwischen der Prismengrenzfläche und den Wellenleitern gering genug, um eine räumliche Überlappung des evaneszenten Feldanteils der Prismenmoden und den transversalen Moden der Kantenwellenleiter, wie auch der Glasfaser mit Propagationskonstanten β_m zu gewährleisten, findet für den Fall

$$\beta_k = \beta_m \quad (2.21)$$

eine kohärente Kopplung zwischen den jeweiligen Moden statt und es kann ein Leistungsübertrag erfolgen [65]. Durch geeignete Wahl des Brechungsindex n_p des Prismas und des Einfallwinkels der Pumpstrahlung θ_m lässt sich die Phasenanpassungsbedingung Gl. (2.21) gemäß der Beziehung

$$k_0 n_p \sin \theta_m = \beta_m \quad (2.22)$$

erfüllen. Aus trigonometrischen Betrachtungen und dem Snellius'schen Brechungsgesetz folgt aus θ_m der technische relevantere Einstrahlwinkel

$$\alpha_m = \arcsin n_p \cos \theta_m. \quad (2.23)$$

Eine Änderung des Einstrahlwinkels α_m erlaubt die Kopplung der Pumpstrahlung an unterschiedliche Moden der Wellenleiteranordnung. Mit zunehmender Ordnungszahl k der Prismenmoden nimmt die räumliche Ausdehnung deren evaneszenten Feldanteils zu, wodurch sich der räumliche Überlapp mit den Wellenleitermoden erhöht und der Kopplungskoeffizient $\kappa(\alpha_m, q)$ ebenfalls zunimmt. Ein vollständiger Leistungsübertrag zwischen phasenangepassten Prismen- und Wellenleitermoden erfolgt, wenn die Bedingung

$$\kappa(\alpha_m, q) L_{opt}(\alpha_m) = \frac{\pi}{2} \quad (2.24)$$

erfüllt ist, wobei $L_{opt}(\alpha_m)$ den winkelabhängigen optimalen Durchmesser des Pumplichtstrahls auf der Prismengrenzfläche beschreibt [65, 66]. Gl. (2.24) beinhaltet die Annahme einer uniformen Intensitätsverteilung. Im Falle einer gaußförmigen Intensitätsverteilung, wie sie bei Laserdiodenbarren in Richtung der *fast axis* gemeinhin vorliegt, können Kopplungseffizienzen von maximal 80% erzielt werden [65, 66, 67]. Voraussetzung ist eine Übereinstimmung der Strahlausdehnung entlang der *slow axis* mit der räumlichen Ausdehnung geführter Wellenleitermoden entlang der y-Richtung gemäß Abb. 4.2, die nachfolgend als laterale Ausdehnung bezeichnet wird.

Die Modenführungseigenschaften der Glasfaser und der Kantenwellenleiter können durch die optische Kontaktierung der Glasfaser und der Kantenwellenleiter nicht unabhängig voneinander betrachtet werden. Supermoden beschreiben die Propagation des Pumplichts innerhalb der Wellenleiteranordnung [68]. Zur Realisierung einer effizienten Prismenkopplung muss das Intensitätsprofil des Laserdiodenbarrens folglich einen möglichst hohen räumlichen Überlapp mit dem Intensitätsprofil der Supermoden aufweisen [67]. In Abb. 2.13 ist eine FEM-Simulation der Feldverteilung der ersten drei Supermoden, einer Anordnung aus elf Kantenwellenleitern (grün) und zehn Glasfaserwindungen (gelb), exemplarisch dargestellt. Die Breite der Kantenwellenleiter, wie auch der Durchmesser der Glasfaser beträgt in dem

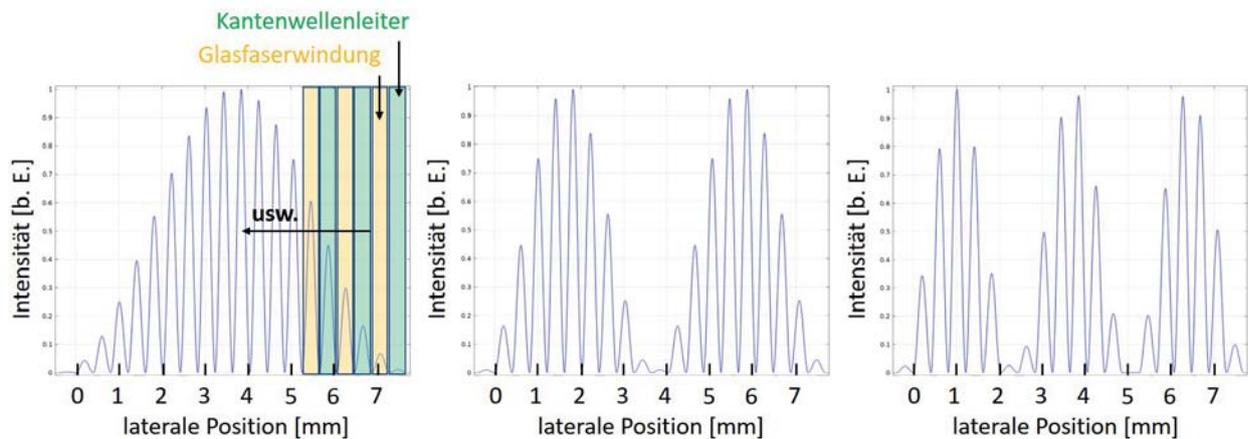


Abbildung 2.13: Intensitätsverteilung der ersten drei Supermoden einer Anordnung aus elf Kantenwellenleitern und zehn Glasfaserwindungen

Beispiel $400 \mu\text{m}$. Zwischen den Kantenwellenleitern und den Glasfaserwindungen wurde eine Spaltbreite von $2 \mu\text{m}$ angenommen, was typischen Fertigungstoleranzen der Wellenleiteranordnung entspricht. Wie anhand der Abb. 2.13 ersichtlich ist, zeigen die Supermoden eine übergeordnete Intensitätsverteilung, die sich über die gesamte Breite der Wellenleiteranordnung erstreckt. Innerhalb dieser übergeordneten Intensitätsverteilung, findet eine Diskretisierung, mit Intensitätsmaxima innerhalb der Kantenwellenleiter und der Glasfaserwindungen, statt. Die Einstrahlung des Pumplichts einzelner Emittoren mit Intensitätsmaximum innerhalb einer der Glasfaserwindungen oder einem der Kantenwellenleiter führt demnach zu einem größt möglichen räumlichen Überlapp mit dem Intensitätsprofil der Supermoden. Alle Supermodenordnungen zeigen diese Art der Diskretisierung ihrer Intensitätsverteilung. Die Anzahl anregbarer Supermoden ist durch das Design der Wellenleiteranordnung bestimmt und kann mehrere hundert Supermoden umfassen.

Die Angabe einer Akzeptanzbedingung der Strahlqualität der Pumplichtquelle analog zu Abb. 2.6 bzw. Gl.(2.16) ist für die Darstellung des Konzeptes nicht sinnvoll, da durch das Strahlparameterprodukt der Pumplichtquelle vor allem Aussagen über die Fokussierbarkeit und die Möglichkeit einer Symmetrisierung der Strahlung getroffen werden. Die Vorteile, des hier dargestellten Konzeptes liegen jedoch gerade in der fehlenden Notwendigkeit ei-

2 Grundlagen

ner Fokussierung und Symmetrisierung der Strahlung des Laserdiodenbarrens. Durch die frei Wahl der Breite der Wellenleiteranordnung, die in ihrer räumlichen Orientierung gemäß Abb. 2.11 der *slow axis* des Laserdiodenbarrens entspricht, ist keine räumliche Beschränkung der Strahlung notwendig. Die Winkelakzeptanz ergibt sich aus dem kritischen Winkel der Totalreflexion $\Psi_{slow} = 43,6^\circ$ an den äußersten Grenzflächen der Quarzglaswellenleiter zu Luft. Bezieht man die Brechung des Pumplichts an der Eintrittsfläche des Kopplungsprismas in die Betrachtungen mit ein, so ergibt sich für den maximalen Öffnungswinkel α_{slow} , des in die Wellenleiteranordnung einstrahlbaren Pumplichts die Bedingung $\alpha_{slow} < 90^\circ$. Die Winkeldivergenz θ_{slow} des Pumplichts entlang der *slow axis* ist somit für die Einstrahlung in die Wellenleiteranordnung unerheblich. Entlang der *fast axis* wird die Kollimation der Strahlung durch eine FAC-Linse vorausgesetzt. Die räumliche Ausdehnung des Lichtstrahls entlang der *fast axis* wird durch die Brennweite der FAC-Linse und die Strahlungsdivergenz θ_{fast} bestimmt. Ein maximaler Leistungsübertrag durch das Kopplungsprisma kann gemäß Gl. (2.24) durch gezielte Wahl des Einstrahlwinkels α_m und der Brennweite der FAC-Linse erfolgen, die in einer Anpassung der räumlichen Ausdehnung $L(\alpha_m)$ der Pumpstrahlung resultiert. Weitere Möglichkeiten zur Erfüllung der Gl. (2.24) bestehen in der Anpassung des Kopplungskoeffizienten $\kappa(\alpha_m, q)$, der, wie zuvor beschrieben, ebenfalls winkelabhängig ist und unabhängig von $L(\alpha_m)$ durch eine geeignete Wahl des Abstandes s der Prismengrenzfläche zur Oberfläche der Wellenleiteranordnung bzw. einer Anpassung des Brechungsindex n_{gap} gemäß Gl. (2.20) beeinflusst werden kann. Letztere Option ist durch die Verwendung eines im Brechungsindex anpassbaren Fluids technisch umsetzbar.

Richtungskopplung

Das in die Wellenleiter und die Glasfaserwindungen eingestrahlte Pumplicht propagiert entlang der Wellenleiteranordnung und pumpt den laseraktiven Signalkern der Faser. Wie in Abb. 2.11 angedeutet, findet durch die optische Kontaktierung der Glasfaser und der Kantenwellenleiter Richtungskopplung statt. In ihrer einfachsten und instruktivsten Form lässt sich diese anhand lediglich einer Glasfaser und eines Kantenwellenleiters beschreiben. Der nachfolgende Ansatz gilt hierbei für parallele dielektrische Wellenleiter, unabhängig von deren Brechungsindexverteilung und geometrischen Querschnitts.

Nach der Theorie gekoppelter Wellenleitermoden (*coupled mode theory*) können zwei Wellenleiter, die sich in unmittelbarer Nähe zueinander befinden nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden. Die Feldverteilung innerhalb einer Wellenleiteranordnung muss anhand von Supermoden beschrieben werden. Die Beschreibung der Richtungskopplung kann durch die Kenntnis der Feldverteilung F , sowie der Propagationskonstanten β der Supermoden erfolgen [68]. Die Feldverteilung F der Supermoden steht hierbei synonym für elektrische und magnetische Feldvektoren. Durch die Superposition der Felder symmetrischer und antisymmetrischer Supermoden F_e und F_o , ergeben sich mit den Expansionskoeffizienten a_i ($i = 1, 2, 3, 4$) die Feldverteilungen G_1 und G_2 innerhalb des Kantenwellenleiters und der Glasfaser:

$$\begin{aligned} G_1 &= a_1 F_e + a_2 F_o \\ G_2 &= a_3 F_e + a_4 F_o \end{aligned} \quad (2.25)$$

Die Feldverteilungen F_e und F_o einer symmetrischen und einer antisymmetrischen Supermode sind anhand einer FEM-Simulation für die z-Komponente des elektrischen Feldes E_z in Abb. 2.14 exemplarisch dargestellt. Die Expansionskoeffizienten a_i sind durch die Orthogo-

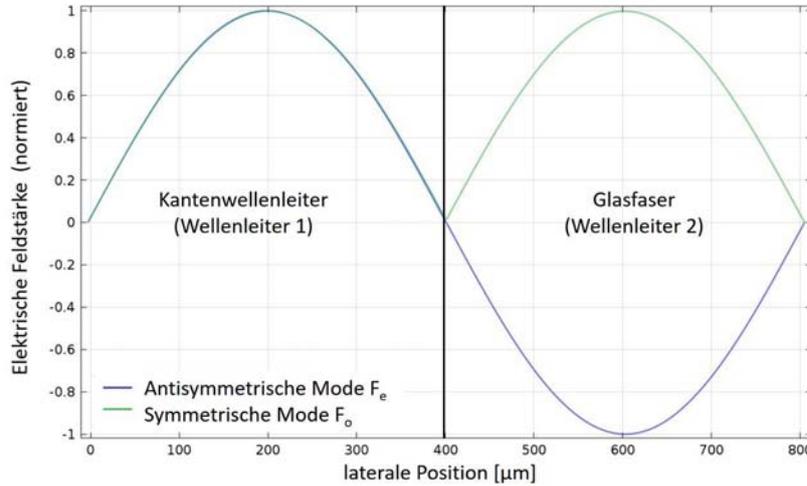


Abbildung 2.14: Feldverteilung einer symmetrischen und einer antisymmetrischen Supermode

nalitätsbedingung

$$\langle F_i F_j \rangle = \delta_{ij} \quad (2.26)$$

der Feldvektoren der Supermoden F_i und F_j gemäß

$$\begin{aligned} \langle G_1 G_1 \rangle &= a_1^2 + a_2^2 = 1 \\ \langle G_2 G_2 \rangle &= a_3^2 + a_4^2 = 1. \end{aligned} \quad (2.27)$$

normalisiert. Die effektiven Felder innerhalb des Kantenwellenleiters G_1 und der Faser G_2 sind nicht notwendiger Weise orthogonal zueinander. Ihr inneres Produkt

$$N = \langle G_1 G_2 \rangle = a_1 a_3 + a_2 a_4 \quad (2.28)$$

entspricht dem Überlappintegral der effektiven Feldverteilungen der Wellenleiter. Die Propagation der Moden entlang der Wellenleiter wird durch z-abhängige Expansionskoeffizient der Felder innerhalb des Kantenwellenleiters $b_1(z)$ und der Glasfaser $b_2(z)$ berücksichtigt. Für alle Positionen entlang der gekoppelten Wellenleiter gilt

$$b_1(z)G_1 + b_2(z)G_2 = c_1 F_e e^{-i\beta_e z} + c_2 F_o e^{-i\beta_o z}, \quad (2.29)$$

mit den Konstanten c_1 und c_2 . Durch Substitution der Gln. (2.25) in Gl. (2.29) und Vergleich der Koeffizienten von F_e und F_o folgt

$$\begin{aligned} a_1 b_1(z) + a_3 b_2(z) &= c_1 e^{-i\beta_e z} \\ a_2 b_1(z) + a_4 b_2(z) &= c_2 e^{-i\beta_o z}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

2 Grundlagen

Durch Bildung des Differenzials der Gl. (2.30), gemäß

$$\begin{aligned} a_1 \frac{db_1}{dz} + a_3 \frac{db_2}{dz} &= -i\beta_e(a_1b_1 + a_3b_2) \\ a_2 \frac{db_1}{dz} + a_4 \frac{db_2}{dz} &= -i\beta_o(a_2b_1 + a_4b_2) \end{aligned} \quad (2.31)$$

und Auflösung nach db_1/dz und db_2/dz , erhält man die gekoppelten Differenzialgleichungen des richtungskoppelnden Kantenwellenleiters und der Glasfaser

$$\begin{aligned} \frac{db_1}{dz} &= -i\beta_1b_1 - i\kappa_{12}b_2 \\ \frac{db_2}{dz} &= -i\beta_2b_2 - i\kappa_{21}b_1. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Die Propagationskonstanten β_1 und β_2 der beiden Wellenleiter stehen durch

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{a_1a_4\beta_e - a_2a_3\beta_o}{a_1a_4 - a_2a_3} \\ \beta_2 &= \frac{a_1a_4\beta_o - a_2a_3\beta_e}{a_1a_4 - a_2a_3}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

in direktem Bezug zu den Propagationskonstanten β_e und β_o der Supermoden und ihrer Expansionskoeffizienten a_i . Die gegenseitige Störung der Propagationskonstanten des Kantenwellenleiters und der Glasfaser ist durch Gl. (2.33) implizit gegeben, da sowohl β_1 , wie auch β_2 vollständig durch die Supermoden beschrieben werden. Für den Fall

$$\beta_1 = \beta_2, \quad (2.34)$$

sind die Strahlungsfelder innerhalb der Faser und des Kantenwellenleiters phasensynchron. Es kann ein vollständiger Leistungsübertrag zwischen den beiden Wellenleitern stattfinden [69]. Die Kopplungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \kappa_{12} &= \frac{a_3a_4}{a_1a_4 - a_2a_3}(\beta_e - \beta_o) \\ \kappa_{21} &= \frac{-a_1a_2}{a_1a_4 - a_2a_3}(\beta_e - \beta_o) \end{aligned} \quad (2.35)$$

sind in diesem Fall ebenfalls gleich [68]. Da sich der Kantenwellenleiter und die Glasfaser bei einer Phasensynchronität gleichermaßen gegenseitig beeinflussen, ist die Störung der Propagationskonstante β der einzelnen, isoliert voneinander betrachteten Wellenleiter gleich. Eine Phasenanpassung der Propagationskonstanten β_1 und β_2 kann folglich durch die Anpassung der Propagationskonstanten β der, voneinander isoliert betrachteten Wellenleiter, vorgenommen werden. Eine solche Anpassung wird innerhalb des Konzeptes durch eine Brechungsindexanpassung des Kantenwellenleiters an den Brechungsindex des inneren Mantels der Glasfaser und eine Angleichung der Kantenlänge an den Abstand der Glasfaserflats vorgenommen. Die Abmessungen der Kantenwellenleiter und der Glasfaser sind durch den

Abstand p der Emitter des Laserdiodenbarrens gemäß Abb. 2.11 gegeben. Da die Faser in die Kanäle eingelegt wird und somit auf dem Substratmaterial der Kantenwellenleiter aufliegt, besitzt die Faser die gleichen Brechungsindexkontraste zu ihrer Umgebung wie die Kantenwellenleiter. Die Lösung der Gl. (2.32) ist durch

$$\begin{aligned} b_1 &= [A_1 \cos \sigma z + A_2 \sin \sigma z] e^{-\frac{i}{2}(\beta_1 + \beta_2)z} \\ b_2 &= \frac{1}{\kappa_{12}} \left[\left[-\frac{1}{2}(\beta_1 - \beta_2)A_1 + i\sigma A_2 \right] \cos \sigma z - \left[i\sigma A_1 + \frac{1}{2}(\beta_1 - \beta_2)A_2 \right] \sin \sigma z \right] e^{-\frac{i}{2}(\beta_1 + \beta_2)z} \end{aligned} \quad (2.36)$$

gegeben, mit

$$\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4\kappa_{12}\kappa_{21}}. \quad (2.37)$$

Gl. (2.37) lässt sich alternativ in der Form

$$\sigma = \frac{1}{2}(\beta_e - \beta_o) \quad (2.38)$$

darstellen [68], woraus ersichtlich wird, dass es sich hierbei um die Raumfrequenz der Einhüllenden der Schwebung der symmetrischen und der antisymmetrischen Supermode handelt. Die Interferenz der Felder F_e und F_o der symmetrischen und der antisymmetrischen Supermode, die sich mit der Phasenverschiebung $(\beta_e - \beta_o)$ entlang der Wellenleiteranordnung ausbreiten, bewirkt einen periodischen Leistungsaustausch zwischen dem Kantenwellenleiter und der Glasfaser. Gl. (2.36) lässt sich durch die Annahme einer Phasensynchronität $\beta_1 = \beta_2$ der Propagationsmoden des Kantenwellenleiters und der Glasfaser, die über Gl. (2.33) in direkter Beziehung mit den Propagationskonstanten β_e und β_o der Supermoden stehen und der Annahme einer Anregung der Supermoden durch Einstrahlung des Pumplicht in den Kantenwellenleiter, woraus $A_2 = 0$ folgt, zu

$$b_1 = A_1 e^{-i\beta_1 z} \cos \kappa_{12} z \quad (2.39)$$

$$b_2 = -iA_1 e^{-i\beta_1 z} \sin \kappa_{12} z. \quad (2.40)$$

vereinfachen. Der Leistungsaustausch zwischen dem Kantenwellenleiter und der Glasfaser wird anhand eines FEM-Modells gemäß der Abb. 2.15 deutlich. Ausgangspunkt des Modells, auf das zu einem späteren Zeitpunkt noch näher eingegangen wird, ist eine *Double-Clad*-Faser mit oktagonalem inneren Fasermantel. Der Durchmesser des inneren Fasermantels beträgt $403 \mu\text{m}$, bezogen auf den Abstand der Abflachungen (*flat-to-flat thickness*). An den inneren Fasermantel grenzt im Abstand von $2 \mu\text{m}$ ein Kantenwellenleiter mit Querschnittsabmessungen von $403 \mu\text{m} \times 403 \mu\text{m}$ an. Die Brechungsindizes der beiden Wellenleiter sind identisch mit $n_{KW/Faser} = 1,45$. Sie sind von Luft umgeben und besitzen substratseitig einen Brechungsindexkontrast von $\Delta n_{Substrat} = 0,02$. Für den Spalt zwischen den Wellenleitern wurde eine Fehlanpassung des Brechungsindex von $\Delta n = 4 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Die Länge der Anordnung ist gestaucht dargestellt. Sie beträgt 10 cm . Der Kantenwellenleiter wurde an der Position $z = 0$ durch Prismenkopplung der Pumpstrahlung angeregt. Über die Länge des

2 Grundlagen

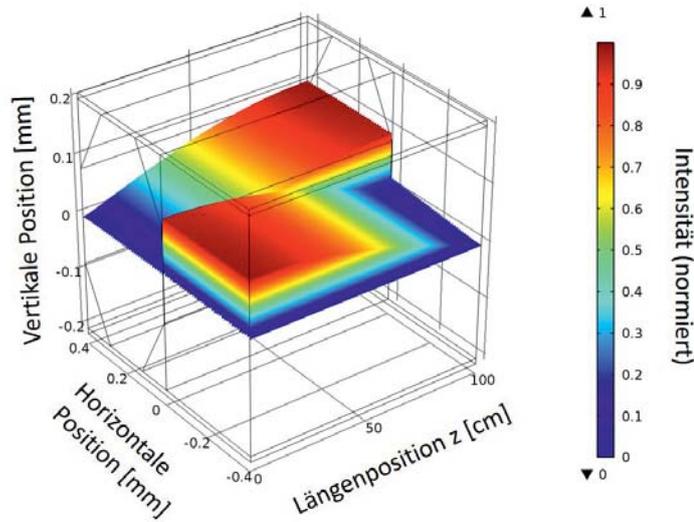


Abbildung 2.15: Exemplarische Darstellung der Richtungskopplung zwischen einem Kantenwellenleiter und dem oktogonalen Pumpkern einer vom äußeren Mantel befreiten *Double-Clad*-Faser

Kantenwellenleiters nimmt der geführte Pumpstrahlungsanteil ab und spricht in die Glasfaser über. Der Leistungsaustausch zwischen den exemplarisch betrachteten Supermoden findet innerhalb der dargestellten Länge der Wellenleiteranordnung von 10 cm genau einmal statt. Am Ende der Anordnung hat die Pumpstrahlung vollständig vom Kantenwellenleiter in die Glasfaser übergesprachen. Wie viele Kopplungsperioden innerhalb einer definierten Wellenleiterlänge vorliegen, hängt von den Kopplungskoeffizienten gemäß der Gl. (2.35) ab. Die Maxima der Pumplichtverteilung innerhalb des Kantenwellenleiters sind periodisch an den Positionen

$$z = \frac{p\pi}{\kappa_{12}}, \quad (2.41)$$

lokalisiert, mit $p = 0, 1, 2, \dots$. Die Maxima innerhalb der Glasfaser befinden sich an den Positionen

$$z = \frac{(p + \frac{1}{2})\pi}{\kappa_{12}}. \quad (2.42)$$

Der instructive Fall zweier Wellenleiter kann durch eine Anpassung der Differenzialgleichungen (2.32) gemäß

$$\frac{db_n}{dz} = \kappa(b_{n-1} + b_{n+1}) - i\beta_n b_n \quad (2.43)$$

auf n äquidistante, phasensynchrone Wellenleiter ausgeweitet werden [69, 70]. κ beschreibt hierbei den Kopplungskoeffizienten zwischen jeweils zwei Wellenleitern. Eine weitreichendere Kopplung der Strahlung zum übernächsten Wellenleiter kann aufgrund der großen lateralen Distanzen in der Größenordnung einiger 100 μm ausgeschlossen werden.

Auf Grundlage der angestellten Betrachtungen können Anforderungen an die technische Realisierung der Wellenleiteranordnung abgeleitet werden. Dies geschieht im Hinblick auf das Übersprechen eines maximalen Pumpleistungsanteils in die laseraktive Faser am Ende der Wellenleiteranordnung. So wird die Faser auf einer Länge, die größer als die Kantenwellenleiteranordnung ist, optisch gepumpt. Die Betrachtung des Einflusses von Fertigungsparametern auf die Effizienz der Strahlungskopplung in die laseraktive *Double-Clad*-Faser, sowie die experimentelle Umsetzung des Konzeptes sind Gegenstand des Kapitels 4. Nachfolgende Skizze einer möglichen technischen Ausführungsform gibt zunächst eine Übersicht über das avisierte Faserlaserkonzept.

Konzeptskizze

Die Grundfläche der Ausführungsform gemäß der Abb. 2.16 entspricht den typischer Weise in der Industrie verwendeten 19"-Rackeinschüben. Die einzelnen Wellenleiteranordnungen,



Abbildung 2.16: Gesamtaufbau

nachfolgend Kantenwellenleitermodule genannt, sind mit ihren Kopplungsprismen quadratisch innerhalb der Grundfläche des Rackeinschubs angeordnet. An den Kanten des Quadrates befinden sich jeweils drei Kantenwellenleitermodule nebeneinander. Laserdiodenbarren des Typs E11.4Y-976.5-150C-SO4.2 (1x1) (Dilas Diodenlaser GmbH) lassen sich bspw. als Pumplichtquellen einsetzen. Sie werden an einer Aufhängung mit Kühlwasseranschluss gehalten und vor den Kopplungsprismen unter einem Neigungswinkel α_m gemäß Gl. (2.24) positioniert. Pumplicht wird über das Kopplungsprisma in die Kantenwellenleitermodule mit der eingebrachten Glasfaser eingestrahlt. Die Strahlung koppelt in die laseraktive *Double-Clad*-Faser über. Zwischen den Kantenwellenleitermodulen befinden sich Faserführungen,



2 Grundlagen

die für eine mechanische Stabilisierung der entmantelten Glasfaser sorgen. Das in die Faser übergekoppelte Pumplicht wird bis zum nachfolgenden Kantenwellenleitermodul durch den Ytterbium dotierten Signalkern der Faser absorbiert. Über die Anzahl verwendeter Kantenwellenleitermodule kann eine Leistungsskalierung des Faserlasers erfolgen. Die Module sind auf Wärmesenken gehalten, wodurch die thermisch beanspruchten Stellen der Pumplichteinstrahlung effizient gekühlt werden können. Durch die Verwendung faserintegrierter Resonatorspiegel lassen sich resonatorinterne Verluste durch Fresnelreflexion, wie auch Streuung und Absorption der Signalstrahlung an der Glasfaserstirnfläche vermeiden. Der monolithische Aufbau des Resonators gewährleistet eine hohe mechanische Stabilität des Lasers. Im Bereich des Faserendes, an dem die Signalstrahlung austritt, wird ein *mode stripper* eingesetzt. Durch diesen wird im Pumpkern geführte Strahlung am Ende der Faser aus dieser entfernt. Der Faserkonnektor kann auf diese Weise vor Überhitzung geschützt werden. In umgekehrter Richtung erfolgt ein intrinsischer Schutz der Laserdiodenbarren vor reflektierter und im Pumpkern der Faser geführter Signalstrahlung. Der *mode stripper* ist ein Kantenwellenleitermodul ohne Pumplichtzufuhr. In dem neuartigen Konzept sind demnach ebenfalls wesentliche Funktionen eines Hochleistungsfaserlaserkonnektors beinhaltet.

3 Der Faserlaser

Vorbereitend zur experimentellen Umsetzung des neuartigen Pumpkonzepts, wurden anhand eines, in seiner Komplexität reduzierten Versuchsträgers, Teilaspekte der Faserlaserherstellung genauer betrachtet. Der Präparation der Stirnflächen, sogenannter *Large-Mode-Area*-Fasern, kam hierbei eine besondere Bedeutung zu. Aufgrund der stark unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften der einzelnen Glasfaserschichten und der großen Querschnittsfläche dieses Fasertyps, ergaben sich besondere Herausforderungen. Eine fehlerhafte Präparation der Glasfaserstirnflächen kann zu Streuung oder Absorption der Laserstrahlung führen, woraus Einbußen in der Lasereffizienz und Limitierungen der Signalleistung resultieren [71]. Aufgrund der hohen optischen Leistungsdichten, mit denen die Glasfaserstirnflächen beaufschlagt werden, führt darüber hinaus eine etwaige Schädigung oder Kontamination der Stirnflächen häufig zur Zerstörung der Glasfaser und demnach zum Ausfall des Faserlasers. Die Entwicklung eines geeigneten Prozesses zur Faserstirnflächenpräparation und die Minimierung, der durch die Faserstirnflächen bedingten Verluste, sind somit entscheidend. Durch die Verwendung von F-SMA-Konnektoren kann die Glasfaser mechanisch stabil innerhalb des Laserresonators gehalten werden. Die thermische Belastung der Glasfaser im Bereich des Konnektors ist jedoch kritisch und kann mitunter zu Faserschädigungen führen. Die Notwendigkeit der Verwendung einer aktiven Kühlung musste daher betrachtet werden. Aufbauend auf den gewonnenen Erkenntnissen, war es das Ziel einen Faserlaser mittlerer Ausgangsleistung zu realisieren und bzgl. seiner Emissionscharakteristika zu untersuchen. Möglichkeiten der Einflussnahme auf die Beugungsmaßzahl wurden einer genaueren Betrachtung unterzogen, da sich hierdurch die Qualität der, durch die *Large-Mode-Area*-Faser erzeugten Laseremission, mitunter steigern ließe. Durch die Erstellung eines Versuchsträgers, konnten unabhängig von den Effizienzbetrachtungen eines neuartigen, und somit zunächst unbekanntem Pumpkonzepts, Techniken zur Faserkonfektionierung entwickelt und Optimierungsmöglichkeiten des Faserlasers abgeleitet werden.

3.1 Faserauswahl

Die Auswahl der laseraktiven Faser richtete sich nach den Anforderungen des angestrebten Konzeptes der transversalen Pumplichtzufuhr. Gemäß Abb. 2.11 bedarf es hierzu einer *Double-Clad*-Faser, deren innerer Mantel mindestens drei *flats* aufweist. Die Anordnung der *flats* muss der Art gegeben sein, dass sie sich entsprechend der Kantenwellenleiterflanken und der Auflagefläche des Kopplungsprismas ausrichten lassen und in der Folge eine flächige optische Kontaktierung des Pumpkerns gewährleisten. Dies bestimmt maßgeblich die Effizienz des Faserlasers. Der Durchmesser des inneren Mantels der Faser (*flat-to-flat thickness*), sollte im besten Falle dem Abstand p der Breitstreifenemitter des verwendeten Pumpaserdioden-

3 Der Faserlaser

barrens entsprechen (vgl. Abb. 2.5). Die Strahlung einzelner Emitter kann somit jeweils vollständig auf die laseraktive Faser oder einen der benachbarten Kantenwellenleiter abgebildet werden. Eine effiziente Anregung transversaler Supermoden, gemäß den Ausführungen des Abschnitts 2.2.4 wird somit möglich. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Auslegung des Pumpkonzeptes auf einen Laserdiodenbarren des Typs E11.4Y-976.5-150C-SO4.2 (Dilas Diodenlaser GmbH), mit einem Emitterabstand $p = 400 \mu\text{m}$. Die *Double-Clad*-Faser des Typs DCF-Yb-50/400P-FA (CorActive High Tech Inc.) stellt zur Umsetzung des angestrebten Konzeptes eine geeignete Wahl dar. Die oktagonale Querschnittsform der Faser entspricht der Ausführungsform a), der in Abb. 2.3 dargestellten *Double-Clad*-Fasern. Der Abstand gegenüberliegender *flats* beträgt $403 \mu\text{m}$. Neben der Erfüllung rein geometrischer Aspekte des transversalen Pumpkonzeptes eignet sich diese Faser in besonderem Maße für die Realisierung und potenzielle Leistungsskalierung des Faserlasers. Die Verwendung von Phosphosilikatglas als Wirtsmaterial ermöglicht Ytterbiumdotierungskonzentrationen von bis zu 26 Gew.-%, während bei dem häufig verwendeten Quarzglas lediglich Dotierungskonzentrationen von 1 bis 2 Gew.-% möglich sind [72]. Durch die resultierende hohe Pumplichtabsorption von 27 dB/m ($\lambda_p = 975 \text{ nm}$) kann die Faserlänge kurz bzw. der Abstand einzelner Kantenwellenleitermodule gering gehalten werden. Die Schwellleistungen unerwünschter optisch nichtlinearer Effekte, wie die stimulierte Raman-Streuung (SRS) oder die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS), steigt aufgrund der kürzeren Faserlänge und eines durch das Phosphosilikatglas bedingten geringeren Wirkungsquerschnitts der Verstärkung dieser Effekte [72, 43]. So ist der Verstärkungskoeffizient der SBS um 50 % geringer als bei einer Quarzglasfaser [73]. Hierdurch ergibt sich die Möglichkeit einer starken Leistungsskalierbarkeit des Faserlasers. Die Erhöhung der Schwellleistung wird durch den $50 \mu\text{m}$ großen Signalkern Durchmesser weiter begünstigt [43]. Das mit einer hohen Ytterbium-Dotierung üblicherweise verbundene Auftreten von *photodarkening* wird durch die Verwendung von Phosphosilikatglas als Wirtsmaterial wirksam unterdrückt, bzw. vermieden [72, 74].

3.2 Faserpräparation

Im Wesentlichen werden zwei Methoden der Glasfaserstirnflächenpräparation unterschieden: Die Faserpolitur und das *cleaven*. Die Politur wird typischer Weise bei Glasfasern eingesetzt, die mit Faserkonnektoren versehen werden. Die Faser wird in diesem gehaltert und der Konnektor innerhalb einer entsprechenden Aufnahme eines Politurpucks befestigt. Der 90 g schwere Puck wird in feinen Kreisbewegungen händig über Politurpapiere gezogen. Durch das Gewicht des Pucks entsteht ein Anpressdruck der Glasfaserstirnfläche auf dem Politurpapier und es erfolgt durch die Kreisbewegungen ein gleichmäßiger Materialabtrag. Die Politur erfolgt schrittweise. Die Glasfaser wird zunächst geläppt, also grob poliert. Hierdurch wird eine ebene Glasfaserstirnfläche erzeugt. Mit jedem Politurschritt wird ein Politurpapier mit feinerer Körnung eingesetzt. Es erfolgt die eigentliche Politur, die mit dem sogenannten *Finish*-Schritt bzw. der *Finish*-Politur endet.

Beim *cleaven* wird die Faser zwischen zwei Klemmböcken geklemmt und mit einer Zugspannung entlang ihrer Längsachse beaufschlagt. Mit einer scharfen Klinge wird die Faser angeschlagen und eine Sollbruchstelle verursacht. Durch die applizierte Zugspannung bricht die

Faser definiert und es entsteht eine optisch glatte Oberfläche. Der *Cleave*-Prozess wird typischer Weise mit *Cleave*-Geräten durchgeführt, da sich mit diesen die Faser querspannungsfrei halten lässt und Zugspannungswerte exakt eingestellt werden können. Beide Parameter sind kritisch hinsichtlich der Erzeugung glatter Oberflächen. Im Vergleich zur Faserpolitur besitzt der *Cleave*-Prozess den Vorteil, dass er einerseits deutlich schneller umzusetzen ist. Andererseits ist die Gefahr einer Kontamination der Faserstirnfläche durch Fremdmaterialeintrag nicht gegeben. Es können jedoch Faserbruchstücke mit Abmessungen im Mikrometerbereich auf die Faserstirnfläche gelangen. Deutliche Nachteile ergeben sich für Glasfasern mit extrem hohen Dotierungskonzentrationen und großen Querschnittsabmessungen, wie der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Faser DCF-Yb-50/400P-FA. Die einzelnen Schichten der *Double-Clad*-Faser besitzen signifikant unterschiedliche mechanische Eigenschaften. Rissbildungen innerhalb des inneren Mantels und/oder des Signalkerns der Glasfaser sind die Folge. Nachfolgend wurde daher die Politur der Faser bevorzugt und näher untersucht.

Die Konfektionierung der Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA erfolgte mit einem Konnektor des Typs F-SMA (*fiber sub-miniature assembly*). Die Verwendung dieses Konnektors ermöglichte die mechanisch stabile und quasi schwingungsfreie Halterung der Glasfaserenden innerhalb des Laserresonators. Der F-SMA-Konnektor zeichnet sich durch seine vollständig metallische Bauweise aus, die eine hohe thermische Beständigkeit und Wärmeleitfähigkeit garantiert. Durch die thermische Kontaktierung des Konnektors mit der thermisch besonders beaufschlagten Glasfaserstirnfläche kann eine effiziente Kühlung sichergestellt werden. Die Glasfaser wurde innerhalb des Konnektors mit dem Epoxidklebstoff Epo-Tek 353 ND (Epoxy Technology Inc.) fixiert. Das Klebemittel besitzt eine hohe Temperaturbeständigkeit, die unter Dauerbelastung bei 250°C liegt [75]. Der Klebstoff wurde in die 550 μm große Ferrulenbohrung des Konnektors gespritzt und die Faser nachfolgend in die Ferrulenbohrung geschoben. Der Durchmesser der Faser betrug inkl. ihres äußeren Fasermantels 546 μm . Der Epoxidklebstoff wurde für 10 min bei 100°C mittels eines Heißluftföhns ausgehärtet. Klebemittel, welches durch das Einschieben der Faser in die Ferrulenbohrung auf die Glasfaserstirnfläche gelangte, wurde durch die Politur der Faserstirnseite abgetragen. Der ausgehärtete Klebstoff umgab die mehrere 100 μm über die Konnektorferrule hervorstehende Faser und trug zur mechanischen Stabilisierung der Faser während des Politurprozesses bei. Der F-SMA-Konnektor wurde in einem Politurpuck mit entsprechender Aufnahme gehalten und die Faser zunächst auf Diamantfolien geläpft. Das Läppen erfolgte unter einem Winkel von 90° zur Flächennormale des Faserquerschnitts. Die Korngröße der verwendeten Diamantfolien wurde sukzessive von 30 μm , über 15 μm auf 3 μm vermindert. Zwischen jedem Läppschritt erfolgte eine Reinigung des Politurpucks mit Isopropanol, um die gröbere Körnung des vorangegangenen Läppschrittes nicht auf das feinere Politurpapier des nachfolgenden Läppschrittes zu übertragen. Der zur Fixierung der Faser notwendige Epoxidklebstoff konnte durch das Läppen der Faser bis auf die Ferrulenoberfläche fast vollständig entfernt werden. Dies verhinderte bei der Justage des Faserlasers ein etwaiges Aufschmelzen und Auseinanderlaufen des Epoxids und schützte in der Folge die Faserstirnfläche vor Zerstörung. Die Faserstirnflächen wurden durch die Läppschritte vollständig vom Klebemittel befreit. Ein vollständiger Abtrag des Epoxids auf der Ferrule des Faserkonnektors war nicht möglich, da hierbei die Ferrule ebenfalls geläpft worden wäre und Metallspäne die Oberflächengüte der

3 Der Faserlaser

Glasfaser massiv herabgesetzt hätten. Im Anschluss an die Läppschritte erfolgte die *Finish*-Politur der Faser mit einer Aluminiumoxidfolie. Die Korngröße der Folie betrug $0,5\ \mu\text{m}$. Das Ergebnis der Politur ist in Abb. 3.1 anhand einer Auflichtmikroskopaufnahme dargestellt. Die Aufnahme zeigt die Stirnfläche einer Konnektorferrule mit der eingebetteten laseraktiven

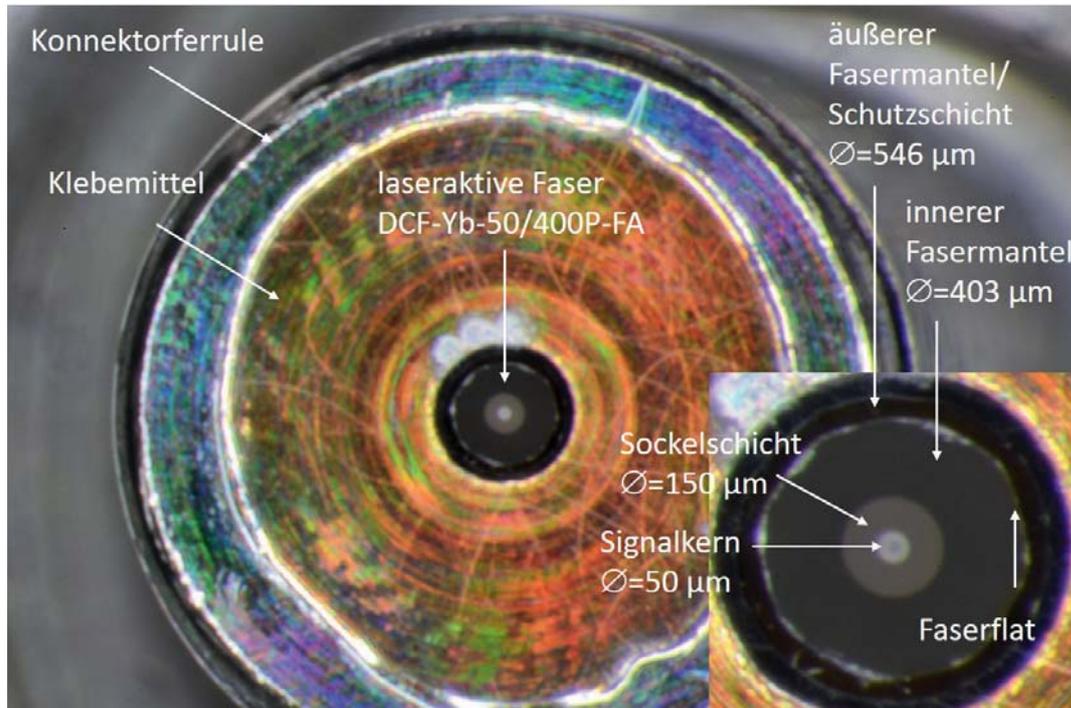


Abbildung 3.1: Auflichtmikroskopaufnahme des Politurergebnis der Faser CorActive DCF-Yb-50/400P-FA

Faser DCF-Yb-50/400P-FA. Auf der Ferrule ist ein dünner Film des Epoxidklebstoffes zu sehen. Die Dicke des Films betrug nur wenige Mikrometer. Sie war ausreichend gering, um den Laserresonator gefahrlos einjustieren zu können. Auf der Stirnfläche der Faser sind deutlich der Signalkern, die ihn umgebende Sockelschicht und der innere Mantel zu erkennen. Dies ist noch einmal in der vergrößerten Aufnahme der Abb. 3.1 herausgestellt. Die klare Herausarbeitung der einzelnen Faserschichten spricht für ein gutes Politurergebnis. Schädigungen der Oberfläche waren nicht erkennbar.

3.2.1 Einfluss von Defekten auf die Laserperformanz

Die Qualität erzeugter Glasfaserstirnflächen wurde im Laserbetrieb überprüft. Ein Versuchsträger auf Basis eines *End-Pumping*-Konzepts geringst möglicher Komplexität wurde erstellt und der Einfluss der Glasfaserstirnflächenpräparation auf die resonatorinternen Verluste ermittelt. Die Untersuchungen beinhalteten Effizienzbetrachtungen des Versuchsträgers, wie auch Aspekte einer Skalierung erzielbarer Signalleistungen. Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb.3.2 dargestellt. Die F-SMA-Konnektoren mit den präparierten Glasfa-

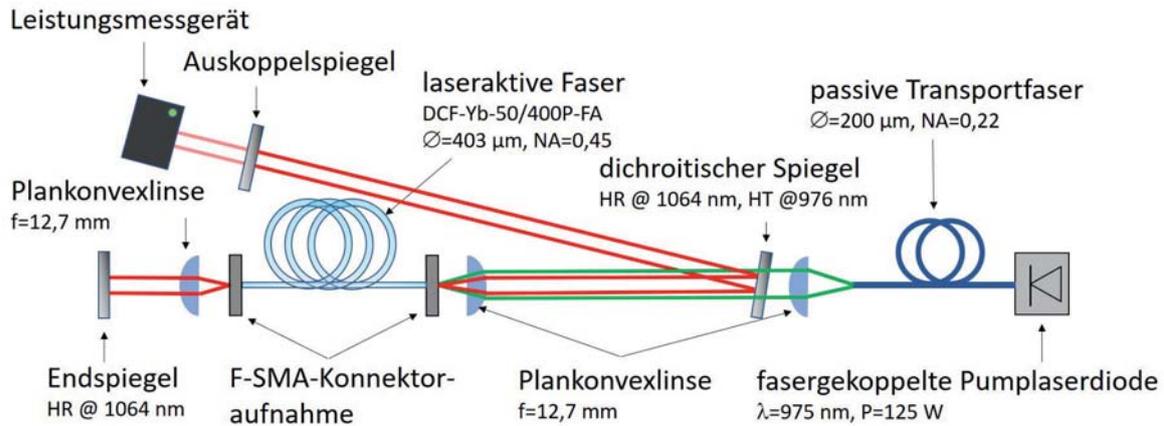


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Versuchsträgers auf Basis eines *End-Pumping*-Konzepts

serenden wurden in *cage plates* mit entsprechender Konnektoraufnahme innerhalb des Resonators gehalten und fixiert. Pumpstrahlung eines fasergekoppelten Diodenlasers des Typs D1F2S22-976.2-135C-IS21.4W (Dilas Diodenlaser GmbH) wurde durch eine der Faserstirnseiten in den Pumpkern der *Double-clad*-Faser eingestrahlt. Die maximale Ausgangsleistung des Pumplasers betrug $P_p = 125 \text{ W}$, mit einer Zentralwellenlänge der Emission $\lambda = 975 \text{ nm}$ und einer spektralen Breite $\Delta\lambda = 3 \text{ nm}$ (FWHM). Die Pumpwellenlänge war somit gemäß Abb. 2.4(b) im Bereich des Absorptionsmaximums des laseraktiven Signalkerns der Faser. Das Pumplicht des Diodenlasers trat aus einer passiven Faser mit einem Signalkerndurchmesser von $200 \mu\text{m}$ und einer numerischen Apertur $NA=0,22$ aus und wurde durch eine antirefektiv beschichtete Plankonvexlinse der Brennweite $f = 12,7 \text{ mm}$ kollimiert. Die Fokussierung in den Pumpkern der laseraktiven Faser erfolgte mit einer gleichen Linse, wodurch sich eine 1:1-Abbildung ergab. Durch den großen Durchmesser des inneren Mantels der *Double-Clad*-Faser von $403 \mu\text{m}$ (*flat-to-flat*) und einer ebenfalls gegenüber der Transportfaser deutlich höheren numerischen Apertur von $NA=0,45$, musste keine gesonderte Strahlformung des Pumplichts vorgenommen werden. Die Justage der Fokusposition gegenüber dem Pumpkern der *Double-Clad*-Faser erfolgte durch ein Mikropositioniersystem, welches sich unterhalb der pumplichtseitigen Faserkonnektoraufnahme befand. Die Glasfaserstirnfläche konnte somit lateral zum Pumplichtspot und entlang des Pumpstrahlfokus präzise verschoben werden. Der Faserlaserresonator wurde durch einen faserexternen Endspiegel, wie auch faserexterne Auskoppelspiegel realisiert. Die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern war Gegenstand von Anschlussuntersuchungen. Auf sie wird in Kapitel 5 näher eingegangen. Der verwendete Endspiegel ist hochreflektierend für Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Durch ihn wurde maßgeblich die Emissionswellenlänge des Faserlasers bestimmt. Die Wahl der Emissionswellenlänge ist exemplarisch und richtete sich nach der hohen Verfügbarkeit optischer Komponenten bei dieser Wellenlänge. Eine Rückkopplung des Pumplichts wurde bei dem Versuchsaufbau nicht realisiert. Mit einer nominellen Pumplichtabsorption der laseraktiven Faser von 27 dB/m , konnte nach einer Gesamtlänge der Faser von 3 m keine Pumpstrahlung

3 Der Faserlaser

mehr gemessen werden. Auf die Leistung der Signalstrahlung P_s wirkt sich ein etwaiger ungepumpter Faserteilabschnitt nur geringfügig aus. Im Bereich nichtvorhandenen Pumplichts, kann die Temperatur der Faser als Raumtemperatur, also $T = 23^\circ\text{C}$ angenommen werden. Aufgrund der geringen Wärmeleitung der Glasfaser werden ungepumpte Faserteilabschnitte von stark gepumpten Faserteilabschnitten thermisch kaum beeinflusst [30]. Gemäß des Energieniveauschemas der Ytterbium dotierten Phosphosilikatfaser der Abb. 2.4(a), ergibt sich für das untere Laserniveau bei 821 cm^{-1} (Subniveau c) eine thermische Besetzung von lediglich 1,75%. Bei einer Signalwellenlänge $\lambda_s = 1064\text{ nm}$ kann das Energieniveauschema also als 4-Niveau-System betrachtet werden. Die Reabsorption der Signalstrahlung ist vernachlässigbar. Die Kollimation aus der Faser austretender Signalstrahlung, sowie deren Refokussierung in die Faser nach Reflexion durch die Resonatorspiegel erfolgte über antireflexionsbeschichtete Plankonvexlinsen mit Brennweiten $f = 12,7\text{ mm}$. Die Linse auf der, der Pumplichtquelle zugewandten Seite, wurde gleichermaßen für die Signalstrahlungsaus- und Rückkopplung, wie auch für die Pumplichteinkopplung genutzt. Die Trennung der Signalstrahlung des Faserlasers von der Strahlung der Pumplichtquelle erfolgte über einen dichroitischen Spiegel, der für das Pumplicht transmittierend und unter einem Winkel von 10° hochreflektierend für die Signalstrahlung war. Die Signalstrahlung wurde durch den dichroitischen Spiegel auf den Auskoppelspiegel gelenkt. Als Auskoppelspiegel wurden nacheinander Spiegel unterschiedlicher Reflexionsgrade im Bereich von $R = 20\%$ bis $R = 85\%$ gewählt. Die Auskoppelspiegel waren alle für eine Signalwellenlänge $\lambda_s = 1064\text{ nm}$ spezifiziert. Die Funktion des Lasers wurde getestet. Es zeigte sich, dass die Qualität erster Konfektionierungsergebnisse der verwendeten Glasfaser den Laserbetrieb erlaubte. Leistungskennlinien wurden aufgenommen. Sie sind für die unterschiedlichen Reflektivitäten der verwendeten Auskoppelspiegel in Abb. 3.3 dargestellt. Die, aus den linearen Anpassungen der Messwerte

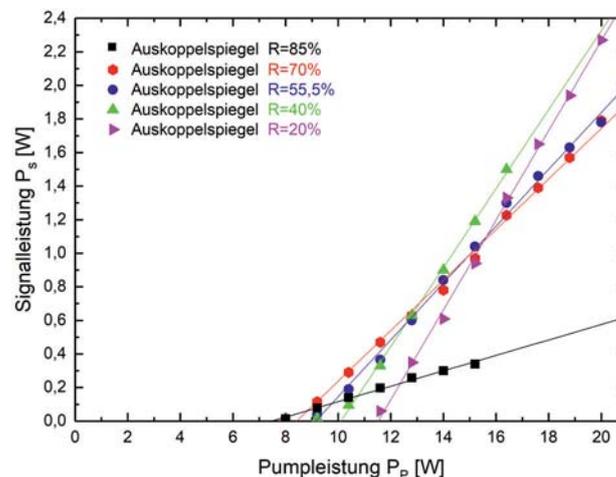


Abbildung 3.3: Leistungskennlinien des longitudinal gepumpten Faserlasers gemäß Abb. 3.2 für unterschiedliche Reflexionsgrade R des Auskoppelspiegels

ermittelten *slope efficiencies* σ_s und Pumpschwelleistungen P_{th} , sowie die zugehörigen Korrelationskoeffizienten der Linearanpassungen sind in Tab. 3.1 angeführt. Es wird deutlich, dass sowohl die *slope efficiency* σ_s , wie auch die Pumpschwelleistung P_{th} mit sinkendem

Tabelle 3.1: *Slope efficiencies* σ_s und Pumpschwelleistungen P_{th} in Abhängigkeit der Reflektivität des Auskoppelspiegels R gemäß den Laserkennlinien der Abb. 3.3.

R [%]	σ_s [%]	P_{th} [W]	Kor. R-Quadrat [%]
85	4,6	7,5	99,1
70	15,1	8,4	99,5
55,5	16,9	9,1	99,5
40	23,5	10,1	99,8
20	26,7	11,5	99,8

Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels zunahmen. Die einstrahlbare Pumpleistung war auf $P_p = 20$ W limitiert. Höhere Pumpleistungen führten zu einer Zerstörung der pumplichtseitigen Glasfaserstirnfläche. Eine maximale Signalleistung wurde bei einem Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels $R = 20\%$ mit $P_{signal} = 2,27$ W erreicht. Wie in Tab. 3.1 angeführt, betrug die Pumpschwelleistung $P_{th} = 11,5$ W, die *slope efficiency* ergab sich zu $\sigma_s = 26,7\%$. Gemäß des, von Findlay und Clay vorgestellten Verfahrens, lassen sich aus den Kennlinien der Abb. 3.3 durch die Beziehung

$$-\ln R = 2KP_{th} - \delta, \quad (3.1)$$

mit

$$K = \eta/AI_S \quad (3.2)$$

die Pumpeffizienz η und die resonatorinternen Verluste δ experimentell bestimmen, wobei A die Querschnittsfläche des Signalkerns der Faser und I_S die Sättigungsintensität ist [76]. Dies gibt Aufschluss über die Qualität der Faserstirnflächenpräparation. Verluste durch Reabsorption wurden durch die starke 4-Niveau-Charakteristik des Lasers bei der untersuchten Wellenlänge als vergleichsweise gering angenommen. Die Faserstirnfläche wurde im Zuge der Faserpräparation gemäß Abschnitt 3.2 unter einem Winkel von 0° zur Flächennormale der Konnektorferrule poliert. Der Politurwinkel war durch den F-SMA-Konnektor vorgegeben. Da die Glasfaser eine, zu den Resonatorspiegeln planparallele Stirnfläche aufwies, entstand ein Fabry-Perot-Resonator zwischen den Faserstirnflächen und dem jeweils gegenüberliegenden Resonatorspiegel. Diesem Umstand wird innerhalb der Gl. (3.1) Rechnung getragen, in dem die Reflektivität R des jeweiligen Resonatorspiegels durch eine effektive Reflektivität

$$R' = \frac{(\sqrt{R_{Fresnel}} + \sqrt{R})^2}{(1 + \sqrt{(R_{Fresnel}R)})^2} \quad (3.3)$$

ersetzt wird [76, 77]. Die Reflektivität $R_{Fresnel}$ beschreibt hierbei die Fresnel-Reflexion der Signalstrahlung an der Glasfaserstirnfläche. Sie ist unter der Voraussetzung ebener Phasensfronten in der Faser geführter Strahlung bzw. auf die Faserstirnfläche refokussierter Strahlung durch

3 Der Faserlaser

$$R_{Fresnel,s} = \left(\frac{n_{co} - n_l}{n_{co} + n_l} \right)^2 \quad (3.4)$$

$$R_{Fresnel,p} = \left(\frac{n_l - n_{co}}{n_l + n_{co}} \right)^2 \quad (3.5)$$

gegeben, wobei $n_l = 1$ der Brechungsindex von Luft ist [78]. Mit einem Einfallswinkel der Strahlung bzgl. der Flächennormale der Glasfaserstirnfläche von 0° und einem Brechungsindex des Signalkerns $n_{co} \approx 1,45$ folgt, sowohl für s-, wie auch für p-polarisierte Anteile der Signalstrahlung

$$R_{Fresnel,s} = R_{Fresnel,p} = 3,4\%. \quad (3.6)$$

Im Gegensatz zur Notwendigkeit einer Korrektur des Reflexionsgrades auf Seiten der Signalstrahlungsauskopplung gemäß Gl. (3.3), ist eine Korrektur der Reflektivität auf Seiten des hochreflektierenden Resonatorendspiegels nicht erforderlich. Die Abweichung beträgt lediglich 0,03%. Sie unterschreitet somit die Genauigkeit der Herstellerangaben des verwendeten Endspiegels. In Abb. 3.4 ist $\ln R'$ gemäß Gl. (3.1) gegen die Pumpschwelleleistungen P_{th} der Tab. 3.1 aufgetragen. Die Messwerte wurden entsprechend der Geradengleichung (3.1) linear angeglichen. Der Korrelationskoeffizient der Linearanpassung beträgt 98,9%. Diese ist somit in guter Übereinstimmung mit den Messwerten. Gemäß Gl. (3.1) lässt sich aus dem Schnitt-

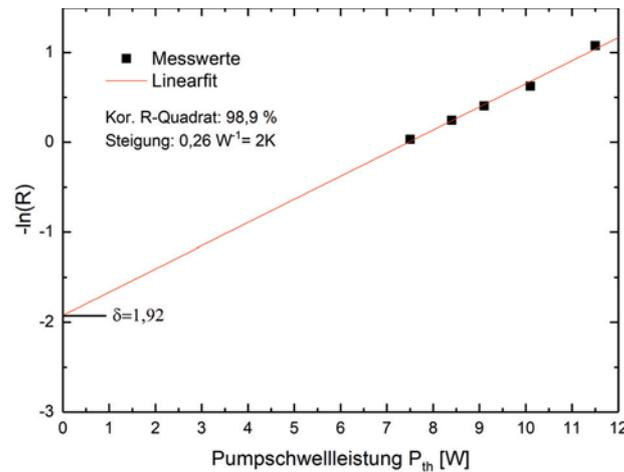


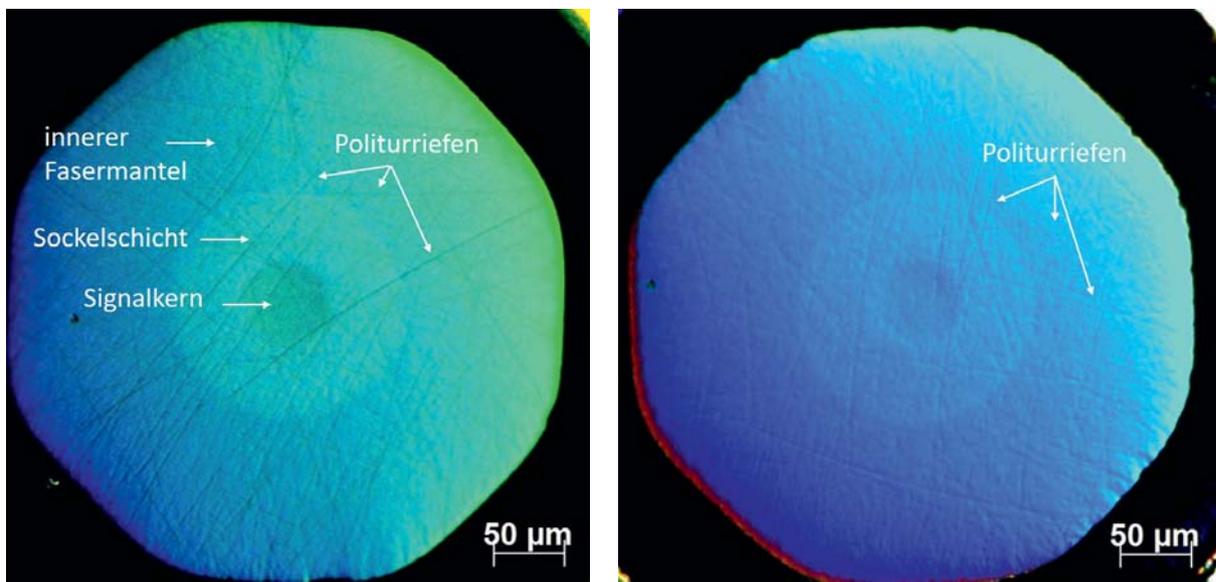
Abbildung 3.4: Bestimmung der resonatorinternen Verluste δ und der Pumpeffizienz η gemäß den Gln. (3.1) und (3.2)

punkt der Linearanpassung der Messwerte mit der Ordinate des Diagramms Abb. 3.4 der Verlustkoeffizient δ der resonatorinternen Verluste bestimmen. Er ergibt sich zu $\delta = 1,92$ bzw. in Dezibel ausgedrückt zu $\delta_{dB} = 8,34$ dB. Aus der Steigung $2K = 0,26 \text{ W}^{-1}$ der linearen Anpassung ergibt sich mit der Querschnittsfläche der Faser $A = 1,96 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ und der Sättigungsintensität $I_S = 1,317 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$ gemäß Gl. (3.2), die Pumpeffizienz zu $\eta = 33\%$. Die hohen resonatorinternen Verluste in Verbindung mit der geringen Pumpeffizienz des longitudinal gepumpten Versuchsträgers legen den Schluss nahe, dass erhebliche Absorptions und/oder Streuverluste im Bereich der Glasfaserstirnfläche zu verzeichnen sind. Diese

Annahme korreliert mit der Beschränkung der einstrahlbaren Pumpleistung auf $P_p = 20$ W und der Zerstörung der Faserstirnfläche beim Überschreiten dieser Grenze.

3.2.2 Kontamination der Glasfaserstirnflächen

Die Resultate der Faserstirnflächenpolitur wurden aufgrund der Erkenntnisse des Abschnitts 3.2.1 einer genaueren Prüfung unterzogen. Wenngleich die Faserstirnflächen gemäß der Hellfeld-Aufnahmen des Auflichtmikroskops (Abb. 3.1) als optisch glatt bewertet werden können, zeigten sich anhand von *Circular-Polarized-Light-Differential-Interference-Contrast*-Aufnahmen (C-DIC) Möglichkeiten der Polituroptimierung. Durch C-DIC können Inhomogenitäten des Brechungsindex transparenter Medien festgestellt und Höhenunterschiede deutlich sichtbar gemacht werden. In Abb. 3.5(a) ist eine C-DIC-Aufnahme einer polierten Faserstirnfläche dargestellt. In der Aufnahme sind von innen nach außen deutlich der Signalkern, die Sockel-



(a) Kontaminierte Glasfaserstirnfläche (schwarze Politurriefen)

(b) Kontaminationsfreie Glasfaserstirnfläche (helle Politurriefen)

Abbildung 3.5: C-DIC-Aufnahmen präparierter Stirnflächen der Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA

schicht und der innere Mantel der laseraktiven Faser DCF-Yb-50/400P-FA zu erkennen. Die gesamte Faserstirnfläche ist von Politurriefen durchzogen. Diese weisen eine Breite von $3 \mu\text{m}$ auf und sind auf den Läppschrift der Faser mit Politurfolie der Korngröße $3 \mu\text{m}$ zurückzuführen. Neben der Tatsache, dass sich auf der betrachteten Faseroberfläche sichtbare Politurriefen abzeichnen, ist deren dunkle Färbung besonders auffällig. Das Mikroskoplicht wurde durch die Riefen gestreut oder innerhalb dieser absorbiert. In der Fachliteratur wird von Einfügedämpfungen $\alpha_{EF,dB} = 0,78$ dB berichtet, die durch Streuung der Laserstrahlung an Riefen in der vorliegenden Größenordnung hervorgerufen werden [71]. Eine Absorption der

3 Der Faserlaser

Strahlung innerhalb der Glasfaserstirnfläche kann auf metallischen Abrieb des Politurpucks oder der Konnektorferrule, wie auch Epoxidklebstoff zurückgeführt werden, der während des Politurprozesses in die Stirnfläche der Glasfaser eingetragen wurde. Typische Einfügedämpfungen, die sich aus solchen Kontaminationen ergeben, betragen $\alpha_{EF,dB} = 1,39$ dB im Falle des Metallabriebs und $\alpha_{EF,dB} = 0,67$ dB im Falle einer Kontamination durch den Epoxidklebstoff [71]. Die erhöhte Absorption im Bereich der Glasfaserstirnfläche führt in den meisten Fällen zur Zerstörung der Glasfaser. Die gemäß Abschnitt 3.2.1 gemessenen resonatorinternen Verluste δ_{dB} und die Schädigung der Faserstirnfläche sind auf Streuung und Absorption der Pump- und Signalstrahlung im Bereich der Faserstirnfläche zurückzuführen. Pro Resonatorumlauf der Signalstrahlung wird jede der beiden Faserstirnflächen zweifach durchstrahlt. Auf Grundlage der Literaturwerte ergäbe sich durch Politurriefen in der vorliegenden Größenordnung und durch eine metallische Kontamination, eine resonatorinterne Dämpfung von $\delta_{dB} = 8,68$ dB. Dieser Wert liegt sehr nahe an der experimentell ermittelten Dämpfung von $\delta_{dB} = 8,34$ dB. Es kann demnach davon ausgegangen werden, dass die vorliegenden resonatorinternen Verluste maßgeblich durch eine zu kurz gewählte Finish-Politur und eine Kontamination der Faserstirnfläche bestimmt wurden. Es ist anzunehmen, dass die Zerstörung der Faserstirnfläche bei Einstrahlung einer Pumpleistung $P_p > 20$ W thermisch induziert war.

Die Breite und Anzahl der Politurriefen konnte in der Folge durch eine länger andauernde *Finish*-Politur mit einer Aluminiumdioxid-Folie der Korngröße $0,5 \mu\text{m}$, gemäß Abschnitt 3.2, deutlich reduziert werden. Ein kompletter Ausschluss von Riefen konnte durch die händische Politur nicht erreicht werden. Die Metallkontamination wurde durch die Verwendung einer Aluminiumdioxid-Flockfolie nachfolgend zur eigentlichen *Finish*-Politur entfernt. Der Einfluss der Nachbehandlung der Faserstirnfläche mit der Flockfolie ist in Abb. 3.5(b) exemplarisch dargestellt. Im direkten Vergleich zu Abb. 3.5(a) ist erkennbar, dass durch die Applikation der Flockfolie, die Politurriefen innerhalb der Faserstirnfläche deutlich heller erscheinen. Die Phasenkontrastaufnahme zeigt zwar noch Riefen innerhalb der Oberfläche gemäß der Abb. 3.5(a), das Mikroskoplicht wurde allerdings durch die Riefen deutlich weniger gestreut bzw. nicht mehr absorbiert.

3.2.3 Thermische Belastung der Glasfaser

Durch den exponentiellen Leistungsabfall der Pumpstrahlung entlang der Längsachse der Faser, sind vor allem die Faserstirnfläche und ein nachfolgender Faserteilabschnitt einer hohen thermischen Belastung ausgesetzt [30]. Die Länge des besonders beanspruchten Faserteilabschnitts ist abhängig von der eingestrahnten Pumpleistung P_p und dem Wirkungsquerschnitt der Absorption der Glasfaser bei der verwendeten Pumpwellenlänge λ_p . Eine absorbierende Kontamination innerhalb der Glasfaserstirnfläche begünstigt die Temperaturerhöhung im Bereich der Pumplichteinkopplung. Die Streuung der Laserstrahlung an Politurriefen kann in einer Überschreitung des Grenzwinkels der Totalreflexion $\Psi_{co/cl}$ des Signal- bzw. Pumpkerns resultieren. Ein Teil der Signal- bzw. Pumpstrahlung wird hierbei in Richtung des äußeren Fasermantels abgelenkt. Dieser besteht häufig, wie auch im Falle der verwendeten Glasfaser, aus einem Polymer. Die Absorption der Strahlung durch das Polymer führt zu einer zusätzlichen

Erhitzung der Faser. Ein Aufheizen des äußeren Fasermantels auf Temperaturen oberhalb von 80 °C hat gegebenenfalls eine Degradation des Polymers zur Folge [79]. Dies bildet den wesentlichen limitierenden Faktor für den Betrieb eines Faserlasers in der Leistungsklasse von $P_s = 100\text{ W}$ [29]. Durch die Degradation des äußeren Fasermantels wird einerseits die Absorption evaneszenter Feldanteile der Pumpstrahlung erhöht. Andererseits ändert sich der Brechungsindexkontrast des inneren Fasermantels, wodurch sich die Propagationseigenschaften der Pumpstrahlungsmoden ebenfalls ändern. Geführte Moden der Pumpstrahlung gehen in Leckmoden über und das Polymer wird mit zunehmender Pumpleistung beaufschlagt [68]. Das Aufheizen des äußeren Fasermantels führt zu einem thermischen Verzug der Faser innerhalb ihrer Aufnahme, wodurch sich die Pumplichteinstrahlung dejustieren und Pumpstrahlung unmittelbar auf die Polymerschicht treffen kann. Die Effekte sind somit selbstverstärkend. Sowohl eine effektive Kühlung des Faserteilabschnitts der Pumplichteinkopplung, sowie die frühzeitige Erkennung einer etwaigen Temperaturerhöhung sind notwendig. Der Versuchsträger der Abb. 3.2.1 wurde daher um einen Thermistor in der Faseraufnahme ergänzt. Der Temperaturfühler wurde innerhalb der Konnektoraufnahme bis unmittelbar an die Faserferrule gebracht und mit Wärmeleitpaste thermisch kontaktiert. Zur Überprüfung der Funktionsweise, wurde die Glasfaser mit einer Pumpleistung bis zu $P_p = 20\text{ W}$ beaufschlagt und die Temperatur unmittelbar nach Einstellung des Pumpleistungswertes aufgezeichnet. Wie in Abb. 3.6 zu sehen ist, fand ein deutlicher Anstieg der Temperatur der Faseraufnahme

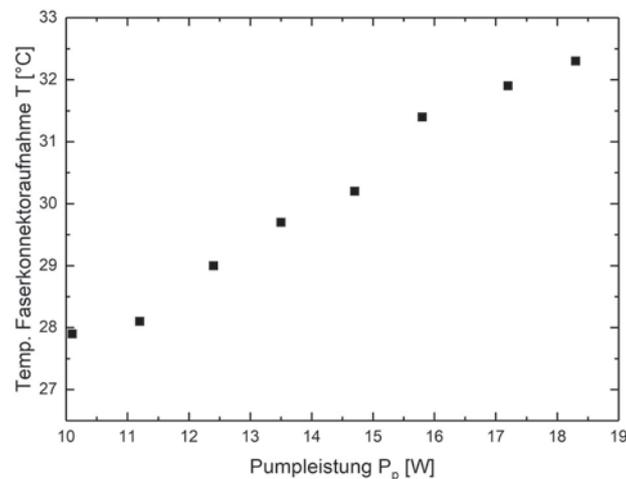


Abbildung 3.6: Temperaturverlauf der Faserkonnektoraufnahme bei Einstrahlung einer Pumpleistung $P_p = 20\text{ W}$

statt. Anhand von Wärmebildaufnahmen der Pumplichteinkopplenseite des Faserlasers gemäß Abb. 3.7 ließ sich ein Hitzestau im Bereich des Faserkonnektors feststellen. Dieser Bereich entspricht der Stelle, an der die Glasfaser aus der Ferrule des F-SMA-Konnektors austrat und innerhalb der Steckerhülse von einem Luftpolster umgeben war. Das Luftpolster stellte einen thermischen Widerstand dar und begünstigte den Temperaturanstieg innerhalb der Faser. Ohne aktive Kühlung im Bereich der Pumplichteinkopplung kam es zur thermisch induzierten Zerstörung des Faserlasers. Eine aktive Kühlung der Faser war essenziell. Eine bewährte Methode ist die Konduktionskühlung. Die Wärmeabfuhr kann durch thermische

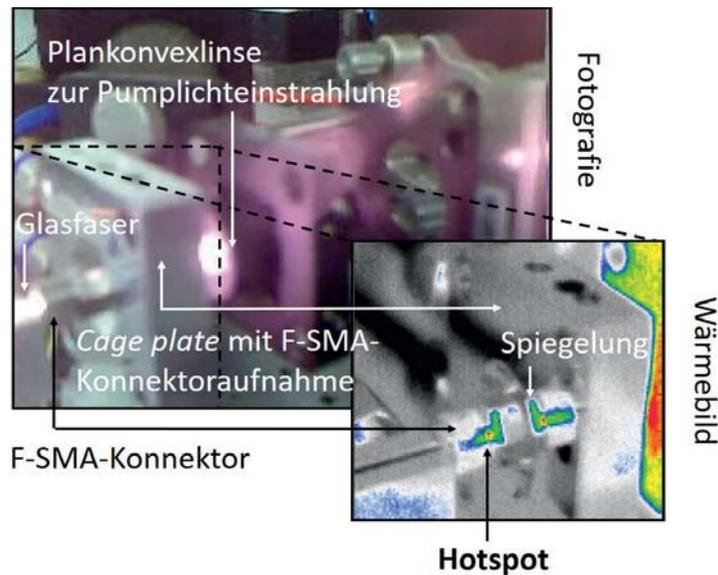


Abbildung 3.7: Fotografie und Wärmebildaufnahme der F-SMA-Konnectoraufnahme auf Seite der Pumplichteinstrahlung

Kontaktierung der Faser mit einer metallischen Wärmesenke erfolgen. Diese Kühlmethode ist in der Regel deutlich effizienter als die freie Konvektionskühlung mit Luft und birgt nicht die Nachteile, die sich aus dem direkten Kontakt der Faser mit einer Flüssigkeit ergeben [80]. Letztere sind vor allem durch die Eindiffusion des Kühlmediums in die Glasfaser bedingt, wodurch sich die optischen und mechanischen Eigenschaften der Faser verschlechtern und die Lebensdauer des Faserlasers herabgesetzt wird [30, 81]. Die Wärmesenke wurde innerhalb des Versuchsaufbaus durch die F-SMA-Konnectoraufnahme und eine, sich hinter der Konnectoraufnahme befindliche, 15 cm lange Kühlplatte realisiert. In die Kühlplatte wurde eine Nut gefräst, in die die Faser eingelegt und über ihre Auflagepunkte mit dieser thermisch kontaktiert werden konnte [29, 30]. Die Faser wurde durch Auflegen von Metallstiften in der Nut fixiert. Beide Aufnahmen beinhalteten einen Kühlwasserkreislauf. Die Kühlkreisläufe wurden mittels eines Laser-Chillers in ihrer Temperatur konstant gehalten. Der F-SMA-Konnectorkopf wurde um seine Hülse gekürzt, so dass die Kühlplatte bis unmittelbar an die Konnectorkopfende gebracht und eine ununterbrochene Kühlung der Faser auf einer Länge von 20 cm in Richtung der Pumplichteinstrahlung gewährleistet werden konnte. Weiter wurde durch eine Absenkung der Temperatur der Pumplaserdiode um $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ von $T = 25^\circ\text{C}$ auf $T = 20^\circ\text{C}$ die Zentralwellenlänge der Pumpstrahlung um $\Delta\lambda = -1$ nm gegenüber dem Maximum des Wirkungsquerschnitts der Absorption der Glasfaser bei $\lambda = 975$ nm verstimmt (vgl. Abb. 2.4(b)), wodurch die nominelle Pumpstrahlungsabsorption der Faser um 1 dB/m auf 26 dB/m sank [33]. Durch dieses Vorgehen konnte die Pumpleistung über eine größere Länge der Glasfaser verteilt und die thermische Belastung an der Pumpeintrittseite gesenkt werden. Trotz der spektralen Verstimmung gegenüber dem Absorptionsmaximum der Faser erfolgte eine vollständige Absorption der Pumpstrahlung innerhalb der 3 m langen Faser. Nachfolgende Temperaturmessungen zeigten, selbst bei Einstrahlung der maximal zur Verfügung

stehenden Pumpleistung $P_p = 125$ W, keinen Anstieg der Temperatur des Faserkonnektors. Auch nachfolgende Thermografien ließen keinen Hitzestau im Bereich des Faserkonnektors mehr erkennen.

3.3 Der Faserlaserresonator

Die Optimierung der Glasfaserstirnflächenpräparation und die Kühlung der Faser im Bereich der Pumplichteinkopplung, ließ eine Reduzierung der resonatorinternen Verluste gegenüber dem experimentell bestimmten Wert des Abschnitts 3.2.1 erwarten. Der ermittelte Verlustwert $\delta_{dB} = 8,34$ dB stellte in der Folge für diese Arbeit einen oberen Grenzwert dar. Die Wahl eines geeigneten Auskoppelspiegels der Reflektivität R hängt in entscheidendem Maße von den resonatorinternen Verlusten und der Verstärkung der Signalstrahlung innerhalb des seltenerd-dotierten Signalkerns der Glasfaser ab. Daher erfolgte ausgehend von dem ermittelten Extremwert der resonatorinternen Verluste, eine Betrachtung der Auswirkung der Reflektivität R des Auskoppelspiegels auf die erzielbare Signalleistung P_s . Die Basis hierfür bildete ein numerisches Modell auf Grundlage der Ratengleichungen [45, 82, 83, 84]. Das für die untersuchte Signalwellenlänge zugrunde zu legende Energieniveauschema fand innerhalb des Modells durch den wellenlängenabhängigen Wirkungsquerschnitte der Absorption $\sigma_a(\lambda)$ gemäß Abb. 2.4(b) Berücksichtigung. Das numerische Modell basiert auf der Annahme, dass die Lebensdauer des oberen Pumpniveaus (Niveau 1) und des unteren Laserniveaus (Niveau 3) sehr kurz sind und die Besetzung dieser Niveaus somit vernachlässigt werden kann. Es gilt

$$N_1 \approx N_3 \approx 0. \quad (3.7)$$

Die Besetzungsdichten des oberen Laserniveaus $N_2(z, t)$ und des Grundniveaus $N_0(z, t)$ sind orts- und zeitabhängig. Es gilt die Erhaltungsbeziehung

$$N_0(z, t) + N_2(z, t) = N, \quad (3.8)$$

mit einer Yb^{3+} -Konzentration des Gesamtsystems N . Die zeitliche Entwicklung der Besetzung des oberen Laserniveaus wird durch die Ratengleichung

$$\begin{aligned} \frac{\delta N_2(z, t)}{\delta t} = & + \frac{\lambda_p \Gamma_p \sigma_a(\lambda_p)}{hcA} (P_p^+(z, t) + P_p^-(z, t))(N - N_2(z, t)) \\ & - \frac{\lambda_p \Gamma_p \sigma_e(\lambda_p)}{hcA} (P_p^+(z, t) + P_p^-(z, t))N_2(z, t) \\ & - \frac{1}{\tau} N_2(z, t) \\ & - \frac{\lambda_s \Gamma_s \sigma_e(\lambda_s)}{hcA} (P_s^+(z, t) + P_s^-(z, t))N_2(z, t) \\ & + \frac{\lambda_s \Gamma_s \sigma_a(\lambda_s)}{hcA} (P_s^+(z, t) + P_s^-(z, t))(N - N_2(z, t)) \\ & - \frac{\Gamma_s}{hcA} N_2(z, t) \int \sigma_e(\lambda) (P^+(z, t, \lambda) - P^-(z, t, \lambda)) \lambda d\lambda \\ & + \frac{\Gamma_s}{hcA} (N - N_2(z, t)) \int \sigma_a(\lambda) (P^+(z, t, \lambda) - P^-(z, t, \lambda)) \lambda d\lambda. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Tabelle 3.2: Parametererläuterung des numerischen Modells

Parameter	Bedeutung
Γ_p, Γ_s	Überlappintegrale der Pump- und Signalstrahlung mit dem Signalkern der DCF
$\sigma_a(\lambda), \sigma_e(\lambda)$	Absorptions- und Emissionsquerschnitt des laseraktiven Mediums bei der Wellenlänge λ
$\alpha(\lambda)$	Streuverluste innerhalb der Faser bei der Wellenlänge λ
λ_p, λ_s	Wellenlänge der Pump- und Signalstrahlung
A	Querschnittsfläche des laseraktiven Signalkerns der Faser
τ	Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus
h	Plancksches Wirkungsquantum
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$P_p^\pm(z, t), P_s^\pm(z, t)$	Leistung der Pump- und Signalstrahlung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung
$P^\pm(z, t, \lambda)$	Spektrale Leistungsdichte des Spektrums verstärkter Spontanemission (ASE)
$N_2(z, t), N_0(z, t)$	Besetzungsdichte des oberen und unteren Laserniveaus
N	Yb^{3+} -Konzentration des Gesamtsystems
$\Delta\lambda_p, \Delta\lambda_s$	Linienbreite der Pump- und Signalstrahlung

beschrieben. Die einzelnen Terme der Gl.(3.9) beschreiben der Reihe nach die Absorption der Pumpstrahlung, die Reemission von Pumpstrahlung, die spontane Emission, die Emission von Signalstrahlung, die Absorption von Signalstrahlung, die verstärkte Spontanemission (ASE) sowie die Absorption der ASE. Die, dem Modell zugrunde liegenden Parameter, sind in Tabelle 3.2 angeführt. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Faser DCF-Yb-50/400P-FA, ergibt sich eine sehr große Anzahl ausbreitungsfähiger transversaler Moden, sowohl innerhalb des Pump-, wie auch innerhalb des Signalkerns. Auf ihre Anzahl wird im Zuge einer experimentellen Betrachtung der Beugungsmaßzahl des Faserlasers in nachfolgenden Abschnitten noch näher eingegangen. Die Superposition der Intensitätsprofile ausbreitungsfähiger Wellenleitermoden innerhalb des Pump- und des Signalkerns der Faser resultiert in *Flat-Top*-Intensitätsprofilen. Somit lässt sich das Überlappintegral der Signalstrahlung mit dem laseraktiven Signalkern der Faser mit $\Gamma_s = 1$ annehmen. Das Überlappintegral der, im Pumpkern der Faser geführten Pumpstrahlung mit dem Signalkern

$$\Gamma_p = \frac{A_{co}}{A_{cl}} \quad (3.10)$$

ist durch das Verhältnis der Querschnittsfläche des Signalkerns A_{co} zur Querschnittsfläche des Pumpkerns A_{cl} gegeben. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der Pumpstrahlung wird durch

$$\begin{aligned}
 \pm dP_p^\pm(z, t) = & + \Gamma_p \sigma_e(\lambda_p) N_2(z, t) P_p^\pm(z, t) \\
 & - \Gamma_p \sigma_a(\lambda_p) (N - N_2(z, t)) P_p^\pm(z, t) \\
 & - \alpha(\lambda_p) P_p^\pm(z, t) \\
 & + \Gamma_p \sigma_e(\lambda_p) N_2(z, t) P_0(\lambda_p) \Delta\lambda_p
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

beschrieben. Die wechselnden Vorzeichen im Superskript des Parameters $P_p^\pm(z, t)$ geben die Laufrichtung der Pumpstrahlung innerhalb des Faserlaserresonators an. Die einzelnen Terme führen der Reihe nach zu einer Zunahme der Pumpstrahlung durch stimulierte Emission, einer Abnahme durch Absorption, einer Abnahme durch Streuverluste innerhalb der Faser und einer Zunahme der Pumpstrahlung durch spontane Emission. Die Größe $P_0(\lambda)$ beschreibt die Äquivalenzleistung der Spontanemission. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der Signalstrahlung wird durch

$$\begin{aligned}
 \pm dP_s^\pm(z, t) = & + \Gamma_p \sigma_e(\lambda_s) N_2(z, t) P_s^\pm(z, t) \\
 & - \Gamma_s \sigma_a(\lambda_s) (N - N_2(z, t)) P_s^\pm(z, t) \\
 & - \alpha(\lambda_s) P_s^\pm(z, t) \\
 & + \Gamma_p \sigma_e(\lambda_s) N_2(z, t) P_0(\lambda_s) \Delta\lambda_s
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

beschrieben. Die ASE-Leistung wird durch

$$\begin{aligned}
 \pm dP^\pm(z, t) = & + \Gamma_s \sigma_e(\lambda) N_2(z, t) P^\pm(z, t, \lambda) \\
 & - \Gamma_s \sigma_a(\lambda) (N - N_2(z, t)) P^\pm(z, t, \lambda) \\
 & - \alpha(\lambda) P^\pm(z, t, \lambda) \\
 & + \Gamma_s \sigma_e(\lambda) N_2(z, t) P_0(\lambda).
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

berücksichtigt. Die numerische Implementierung der Gln. (3.9) bis (3.13) erfolgte unter den Randbedingungen

$$\begin{aligned}
 P_s^+(0, t) &= \alpha_{EF}^2 R_{end}(\lambda_s) P^-(0, t) \\
 P_s^-(L, t) &= \alpha_{EF}^2 R(\lambda_s) P^+(L, t),
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

mit den Verlustkoeffizienten α_{EF} , die die Streu- und Absorptionsverluste der Signalstrahlung beim Durchtritt durch die Faserstirnfläche beschreiben, sowie den wellenlängenabhängigen Reflektivitäten $R_{end}(\lambda_s)$ des Endspiegels des Laserresonators und der Reflektivität $R(\lambda_s)$ des Auskoppelspiegels. Der Parameter L steht stellvertretend für die Resonatorlänge.

Die Optimierungsbetrachtungen des Versuchsträgers wurden anhand experimenteller Randbedingungen, wie der zur Verfügung stehenden Pumpleistung von $P_p = 125$ W, der gegebenen Faserlänge von $L = 3$ m und den, auf eine Signalwellenlänge von $\lambda_s = 1064$ nm ausgelegten Resonatorspiegeln vorgenommen. Als freie Parameter wurden die Reflektivität des Auskoppelspiegels $R(\lambda_s = 1064 \text{ nm})$ und die Streuverluste α_{EF} gewählt. Die Signalleistung wurde in Bezug auf das erzielbare Maximum in Abhängigkeit dieser beiden Parameter untersucht. Dies ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die Auswirkungen der Verluste durch die

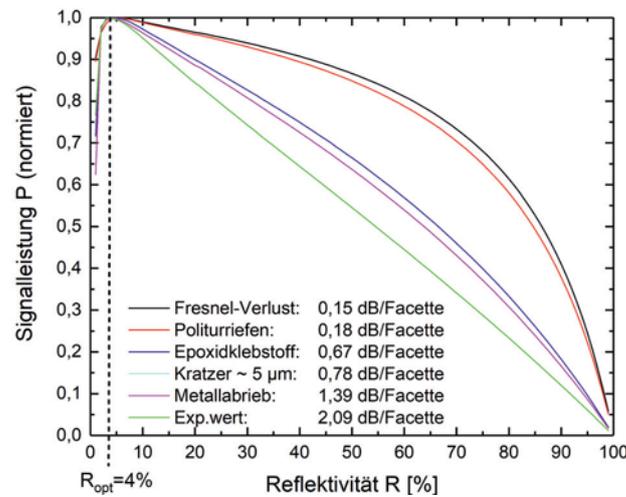


Abbildung 3.8: Einfluss der Reflektivität des Auskoppelspiegels auf die erzielbare Signalleistung in Abhängigkeit der Qualität präparierter Glasfaserstirnflächen (numerisches Modell)

Glasfaserstirnfläche α_{EF} wurden für die Grenzfälle typischer, durch die Fresnel-Reflexion der Faserstirnfläche bedingter Einfügedämpfungen und der experimentell ermittelten Verluste gemäß Abschnitt 3.2.1 betrachtet. Darüber hinaus wurden typische Werte der Signaldämpfung beim Durchtritt von Laserstrahlung durch die Faserstirnflächen herangezogen, die unterschiedliche Politurqualitäten der Faserstirnfläche, wie auch Kontaminationen gemäß Abschnitt 3.2.2 einschließen [71]. Die entsprechenden Signaldämpfungswerte für den Einfachdurchtritt der Signalstrahlung durch die Glasfaserstirnfläche sind in Abb. 3.8 angeführt. Für jede der dargestellten Signaldämpfungen wurde die Reflektivität des Auskoppelspiegels $R(\lambda_s = 1064 \text{ nm})$ im Bereich von 1% bis 99% in Schritten von 1% variiert. Werte von 0% und 100% sind von der Betrachtung ausgeschlossen, da der Resonator somit entweder vollständig geschlossen wäre und keine Signalstrahlung austräte, oder, für den letzteren Fall, kein Resonator vorläge. Erwartungskonform führt die Minderung der Signaldämpfung zu einer Steigerung der absolut zu erzielenden Signalleistung. Um einen besseren Vergleich der einzelnen Kurven bzgl. der optimalen Reflektivität R_{opt} des Auskoppelspiegels zu gewährleisten, wurden die Signalleistungen auf das jeweils erzielbare Maximum normiert. Wie aus Abb. 3.8 hervorgeht, ergibt sich für alle in die Betrachtung einbezogenen Dämpfungswerte ein Maximum der Signalleistung bei einer Reflektivität des Auskoppelspiegels $R_{opt} = 4\%$. Dies bedeutet, dass unabhängig von den getroffenen Maßnahmen zur Verbesserung der Oberflächenqualität polierter Glasfaserstirnflächen, die Wahl eines Auskoppelspiegels mit dieser Reflektivität zu einer weiteren Maximierung der Signalleistung führt. Mit sinkenden Verlusten durch die Glasfaserstirnflächen ist eine zunehmende Abflachung der Kurvenverläufe im Bereich höherer Reflektivitäten zu verzeichnen. Der Einfluss des verwendeten Resonatorspiegels mit einer Reflektivität $R > R_{opt}$ wird durch die Abnahme der Verluste geringer. Auf Seiten geringerer Reflexionsgrade mit $R < R_{opt}$ fallen die Kurven rapide ab. Durch die geringe Strahlungsrückkopplung in diesem Bereich, nehmen die resonatorinternen Ver-

luste deutlich zu, wodurch eine starke Abnahme der Signalleistung bedingt wird. Mit einer Fresnel-Reflexion von $R_{Fresnel} = 3,4\%$ besitzt die Glasfaserstirnfläche eine Reflektivität, die sehr nahe am berechneten Optimum von $R_{opt} = 4\%$ liegt. Gegenüber der optimalen Reflektivität R_{opt} bedingt die, um $\Delta R = 0,6\%$ geringere Reflektivität der Glasfaserstirnfläche, lediglich eine Abnahme der Signalleistung um etwa $\Delta P_s = 1\%$ gegenüber dem ermittelten Maximalwert. Allerdings muss durch den Verzicht auf einen fasereexternen Auskoppelspiegel die Stirnfläche innerhalb des Resonators auch nicht zweifach durchstrahlt werden. In der Folge reduzieren sich die resonatorinternen Verluste um $\alpha_{EF} = 0,15$ dB, also $\alpha_{EF,dB} = 3,4\%$. Vorgenannte geringfügige Leistungseinbußen werden folglich überkompensiert. Weitere Vorteile aus der Verwendung der Glasfaserstirnfläche als Auskoppelspiegel ergeben sich, wie bereits in Abschnitt 2.1.3 angeführt, durch die fehlende Notwendigkeit einer Justage der Strahlungsrückkopplung. Dies trägt zur mechanischen und thermischen Stabilität des Faserlaserresonators bei. In der Konsequenz wurde nachfolgend auf einen fasereexternen Auskoppelspiegel verzichtet und die Glasfaserstirnfläche als Auskoppelspiegel verwendet.

3.4 Laserbetrieb und Charakterisierung

Die Erkenntnisse der Abschnitte 3.2.2 bis 3.3 führten zu einer Anpassung des Versuchsträgers. Der Politurprozess der Faserstirnfläche wurde gemäß Abschnitt 3.2.2 optimiert, wodurch sich in der Folge eine Kontamination der Stirnfläche durch Politurabrieb vermeiden ließ. Die Fortentwicklung des Politurprozesses erlaubte in Verbindung mit dem Kühlkonzept des pumplechtseitigen Faserendes gemäß Abschnitt 3.2.3 die Einstrahlung einer Pumpleistung von $P_p = 125$ W. Dies entsprach der im Rahmen dieser Arbeit maximal zur Verfügung stehenden Pumpleistung. Im Gegensatz zu dem experimentellen Aufbau der Abb. 3.2.1 wurde auf einen externen Auskoppelspiegel verzichtet und gemäß den Ergebnissen des Abschnitts 3.3 die Faserstirnfläche als Auskoppelspiegel genutzt. Eine Leistungskennlinie des optimierten Versuchsträgers wurde aufgenommen und der Faserlaser in Bezug auf seine Temperaturstabilität getestet. Die Leistungskennlinie ist in Abb. 3.9 dargestellt. Die Messwerte wurden linear angeglichen. Der Korrelationskoeffizient beträgt 100 %. Aus der Linearanpassung ergibt sich die *slope efficiency* des optimierten Faserlaserresonators zu $\sigma_s = 67,2\%$. Gegenüber dem Maximalwert der Tab. 3.1 von $\sigma_s = 26,7\%$ entspricht dies einer absoluten Steigerung um $\Delta\sigma_s = 40,5\%$. Die Pumpschwelleistung konnte von $P_{th} = 11,5$ W um $\Delta P_{th} = 1,5$ W auf $P_{th} = 10$ W reduziert werden. Die maximale Ausgangsleistung des Versuchsträgers betrug $P_s = 77$ W bei einer eingestrahelten Pumpleistung $P_p = 125$ W. Temperaturmessungen der Konnektoraufnahme ergaben auch bei maximaler Laserleistung eine konstante Temperatur von 20°C . Anzeichen für eine einsetzende Degradation konnten nicht festgestellt werden. Die Ausgangsleistung des Faserlasers wurde lediglich durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert.

Die Charakteristika der durch den Faserlaser emittierten Signalstrahlung wurden untersucht. Mit einem Spektrumanalysator des Typs AQ6370D (Yokogawa Deutschland GmbH) wurde das Emissionsspektrum des Faserlasers bei dessen maximaler Ausgangsleistung mit einer Auflösung von $\Delta\lambda = 0,02$ nm aufgenommen. Es ist in Abb. 3.10 dargestellt. Das Spek-

3 Der Faserlaser

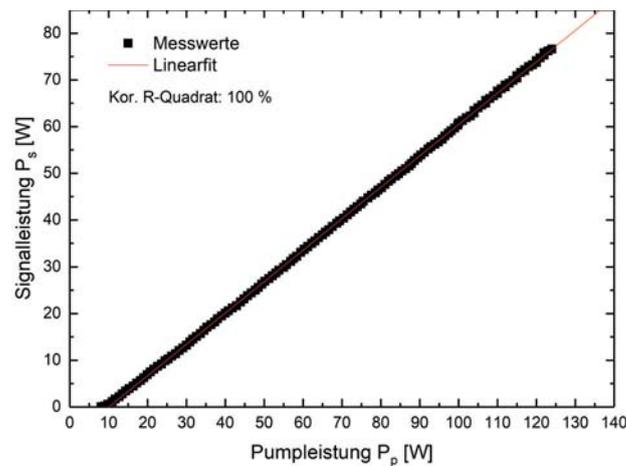


Abbildung 3.9: Leistungskennlinie des, gemäß der Abschnitte 3.2.2 bis 3.3 optimierten Versuchsträgers

trum zeigt mehrere Intensitätsmaxima im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 1063,5 \text{ nm}$ und $\lambda = 1068,5 \text{ nm}$. Die Existenz mehrerer longitudinaler Resonatormoden ist auf ein breites Reflexionsspektrum des verwendeten Endspiegels und die hohe Verstärkungsbandbreite der Ytterbium dotierten Glasfaser gemäß der Abb. 2.4(b) zurückzuführen. Das Emissionsma-

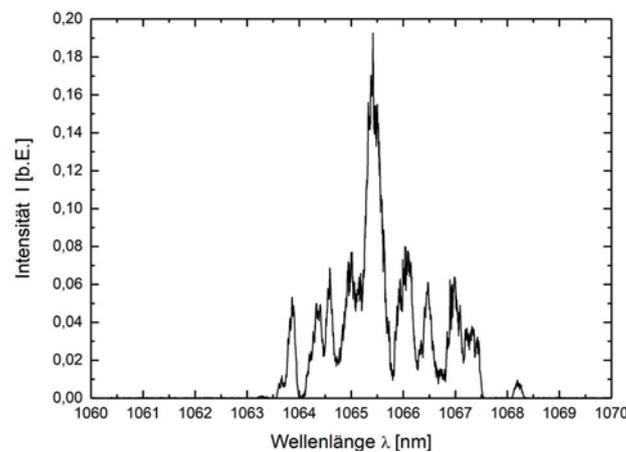


Abbildung 3.10: Emissionsspektrum des Versuchsträgers bei der maximal erzielten Signalleistung $P_s = 77 \text{ W}$

ximum des Faserlaserresonators lag bei einer Wellenlänge $\lambda = 1065,4 \text{ nm}$. Eine Einschränkung der spektralen Breite der Laseremission kann durch die Verwendung eines Faser-Bragg-Gitters als Endspiegel des Laserresonators erfolgen. Die Erzeugung solcher Gitter ist Gegenstand des Kapitels 5.

Anknüpfend an die Untersuchung der spektralen Eigenschaften der Faserlaseremission wurde die Strahlqualität im Sinne der Fokussierbarkeit untersucht. Die Modenführungseigenschaf-

ten der verwendeten *Large-Mode-Area-Faser* DCF-Yb-50/400P-FA sind hierbei von zentraler Bedeutung. Durch den großen Signalkern Durchmesser von $d = 50 \mu\text{m}$ und eine numerische Apertur $NA = 0,142$, sind neben der Fundamentalmode der Signalstrahlung der Wellenlänge λ_s zahlreiche transversale Moden höherer Ordnung ausbreitungsfähig. Ihre Anzahl ist durch die Gln. (2.9) und (2.10) gegeben. Ausgehend von der Peak-Wellenlänge $\lambda = 1065,4 \text{ nm}$ des Emissionsspektrums des Faserlasers, ergibt sich für den Signalkern der verwendete Faser eine normierte Frequenz $V = 20,936$. Gemäß Gl. (2.10) können innerhalb des Signalkerns demnach $N = 219$ transversale Moden höherer Ordnungszahlen propagieren. Mit der Näherung Gl. (2.11) kann daraus resultierend die Beugungsmaßzahl emittierter Signalstrahlung mit $M^2 \approx 10,5$ abgeschätzt werden. Die Beugungsmaßzahl der Signalstrahlung des Faserlasers wurde in der Folge gemessen und mit den rechnerisch ermittelten Werten verglichen. Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 3.11 dargestellt. Wie zuvor beschrieben, wurde

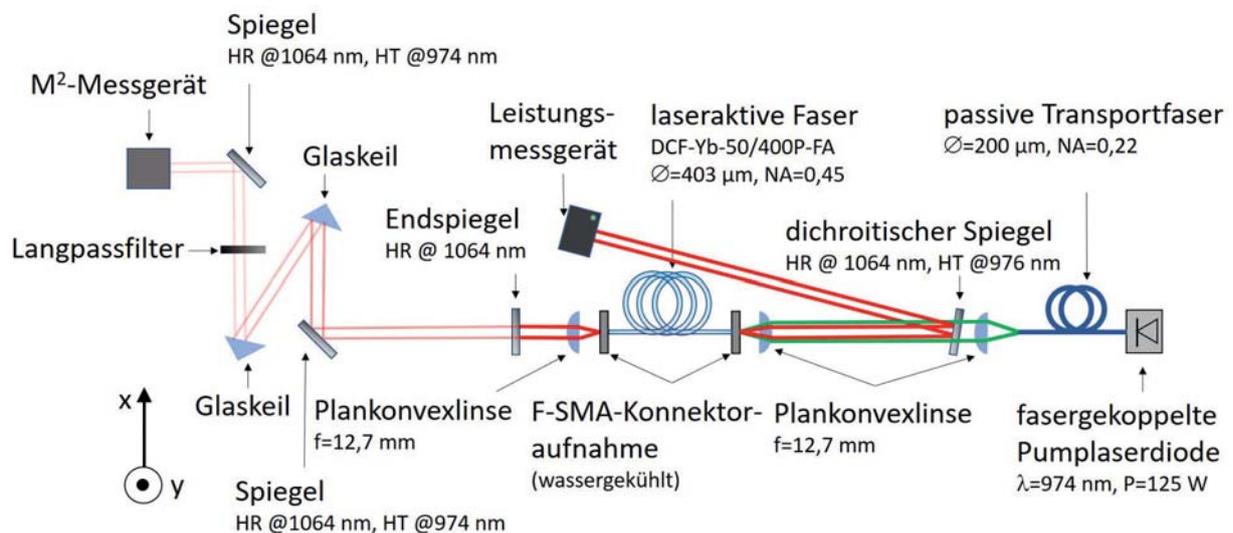


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des experimentellen Versuchsaufbaus zur Messung der Beugungsmaßzahl M^2 der Faserlaseremission

der optimierte Faserlaserresonator mit der Faserstirnfläche als Auskoppelspiegel realisiert. Ein durch den Endspiegel des Laserresonators transmittierter Strahlungsanteil von 0,5% der resonatorinternen Leistung wurde über 90°-Umlenkspiegel in ein Messgerät des Typs M^2 -200 (Ophir Optronics Solutions Ltd.) zur Bestimmung des M^2 -Wertes gelenkt. Zwischen den Umlenkspiegeln erfolgte eine Abschwächung der Strahlung mittels Glaskeilen und eines Graufilters. Durch einen Langpassfilter wurde sicher gestellt, dass keinerlei Pumpstrahlung in das Messgerät gelangte und die Messwerte verfälschte. In Abb. 3.12 sind die Ergebnisse der Messung dargestellt. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen M^2 sind gegen die Signalleistung P_s des Faserlasers aufgetragen. Die Messung der Beugungsmaßzahl erfolgte entlang der horizontalen (x-Richtung) und vertikalen Raumrichtung (y-Richtung) des Laborsystems gemäß Abb. 3.11. Es ist ersichtlich, dass die beiden Achsen unterschiedliche Werte aufweisen. Die Abweichung beträgt im Mittel 4%. Dies ist auf eine induzierte Spannungsdoppelbrechung zurückzuführen. Ein Einfluss der losen Faserwicklung mit Radien $> 15 \text{ cm}$ auf die Messung

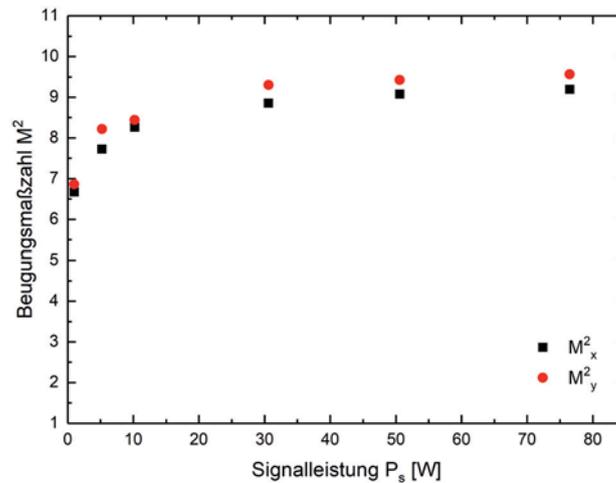


Abbildung 3.12: Messung der Beugungsmaßzahl M^2 in horizontaler (x-) und vertikaler (y-)Richtung in Abhängigkeit der Signalleistung P_s des Faserlasers

konnte nicht beobachtet werden. Es ist allerdings möglich, dass durch die Klebefixierung der Faser innerhalb der F-SMA-Konnektor ferrule eine Querspannung hervorgerufen worden ist, die eine Doppelbrechung bedingte. Die Beugungsmaßzahl nahm entlang beider Achsen mit steigender Signalleistung zu. Dieses Verhalten ist in einer zunehmenden Verstärkung höherer transversaler Moden mit steigender Pumpleistung begründet. Ein Teil der Signalstrahlung, welcher innerhalb der höheren Moden beinhaltet war, kam zunehmend über die Laserschwelle. Der Anstieg der Beugungsmaßzahl erfolgte von $M_x^2 = 6,7$ bzw. $M_y^2 = 6,9$ bei einer Signalleistung $P_s = 1$ W auf $M_x^2 = 9,2$ bzw. $M_y^2 = 9,6$ bei einer Signalleistung $P_s = 77$ W. Mit Zunahme der Signalleistung ist ein Abflachen der Messkurve zu bemerken. Die experimentell ermittelten Höchstwerte der Beugungsmaßzahl sind um $\Delta M_x^2 = 1,3$ bzw. $\Delta M_y^2 = 0,9$ geringer als der auf Basis der Faserparameter gemäß Gl. (2.11) berechneten Näherungswert $M^2 \approx 10,5$. Es ist somit davon auszugehen, dass nicht alle transversale Moden, die sich innerhalb der Faser ausbilden konnten genug Verstärkung erfuhren, um über die Laserschwelle zu gelangen.

3.5 Optimierung der Strahlqualität

Eine Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnungszahl kann zur Reduzierung der Beugungsmaßzahl gezielt eingesetzt werden. Das, aufgrund seiner geringen Komplexität wohl am häufigsten angewandte Verfahren, besteht in der Wicklung der Faser (*fiber coiling*) mit definiertem Radius [85]. Durch die Wicklung der Glasfaser kann Einfluss auf die Brechungsindexkontraste zwischen den einzelnen Faserschichten und somit auf die Modenführungseigenschaften genommen werden. Mit steigender Ordnungszahl erfahren die transversalen Moden eine zunehmende Dämpfung, wodurch sie folglich gegenüber der Grundmode diskriminiert werden können [86]. Für *Large-Mode-Area*- Fasern, wie die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Faser, werden zur effektiven Unterdrückung der Moden höherer Ordnungszahl

Wicklungsradien < 4 cm benötigt [85]. Solch geringe Radien konnten im Experiment nicht erreicht werden, da die Faser brach. Eine Diskriminierung von Moden höherer Ordnungszahl konnte bis zu dem minimal erzielbaren Wicklungsradius von 5 cm nicht festgestellt werden. Das Verfahren ist demnach für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Faser ungeeignet. Dennoch ergibt sich eine Möglichkeit der Verbesserung der Strahlqualität durch eine räumliche Diskriminierung höherer Modenordnungen. Die Strahlung transversaler Moden höherer Ordnung tritt mit wachsender Modenordnungszahl zunehmend divergent aus der Glasfaser aus. Durch das Einbringen einer Lochblende in den Resonator erfährt lediglich Strahlung geringer Divergenz eine Rückkopplung. Durch Justage des Abstands der Blende von der Faserstirnfläche können die Verluste, die Moden höherer Ordnung innerhalb des Faserlasers erfahren, eingestellt und Moden höherer Ordnung effektiv unterdrückt werden. Um die Lochblende zwischen die resonatorinterne Plankonvexlinse und die Faserstirnfläche des Experimentalbaus der Abb. 3.11 bringen zu können, wurde die Linse der Brennweite $f = 12,7$ mm durch eine Plankonvexlinse mit Brennweite $f = 40$ mm getauscht. Die Lochblende konnte in der Folge in einem Abstand von 16 mm bis 30 mm von der Faserstirnfläche positioniert werden. Der Durchmesser der Blende betrug 1 mm. In Abb. 3.13(a) ist der Einfluss der räumlichen Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnung auf die Beugungsmaßzahl der Signalstrahlung dargestellt. Der Einfluss auf die Beugungsmaßzahl

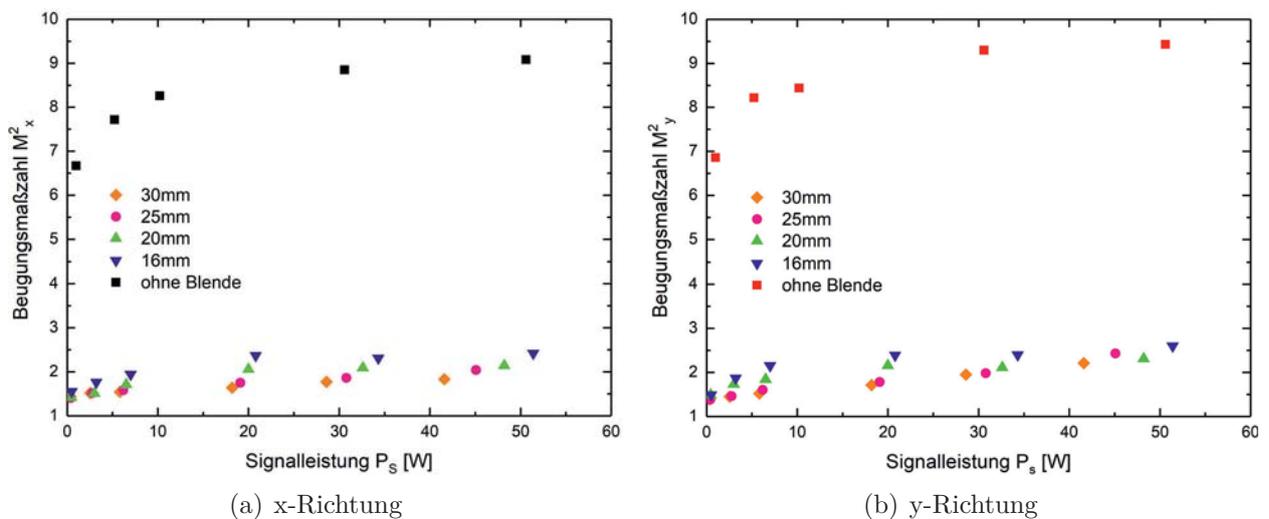


Abbildung 3.13: Messung der Beugungsmaßzahl M^2 in horizontaler (x-) und vertikaler (y-)Richtung in Abhängigkeit der Signalleistung P_s des Faserlasers bei Verwendung einer Lochblende mit unterschiedlichen Abständen zur Faserstirnfläche

entlang der x-Richtung M_x^2 ist anhand der Abb. 3.13(a) ersichtlich, Abb. 3.13(b) zeigt den Einfluss auf die Beugungsmaßzahl M_y^2 entlang der y-Richtung. Die unterschiedliche Farbgebung der einzelnen Messwerte symbolisiert den jeweils gewählten Abstand der Lochblende von der Faserstirnfläche. Zum direkten Vergleich ist die Messung der Beugungsmaßzahlen ohne Lochblende gemäß Abb. 3.12 noch einmal dargestellt. Für jeden der gewählten Abstan-

3 Der Faserlaser

de der Lochblende zur Faserstirnfläche ist eine deutliche Reduzierung der Beugungsmaßzahl ersichtlich. Dies ist umso mehr der Fall, je weiter die Blende von der Faserstirnfläche entfernt ist. So kann die Beugungsmaßzahl von $M_x^2 = 9,2$ um bis zu $\Delta M_x^2 = 7,4$ auf $M_x^2 = 1,8$ im Falle eines Blendenabstandes von 30 mm reduziert werden. Entlang der y-Achse reduziert sich die Beugungsmaßzahl ebenfalls um bis zu $\Delta M_y^2 = 7,4$ von $M_y^2 = 9,6$ auf $M_y^2 = 2,2$. Der Einfluss der Lochblende auf die erzielbare Signalleistung ist in Abb. 3.14 dargestellt. Die Signalleistungen des Faserlasers mit resonatorinterner Blende sind hierbei auf den Leistungswert ohne Einsatz der Blende referenziert. Es ist ersichtlich, dass eine Zunahme des

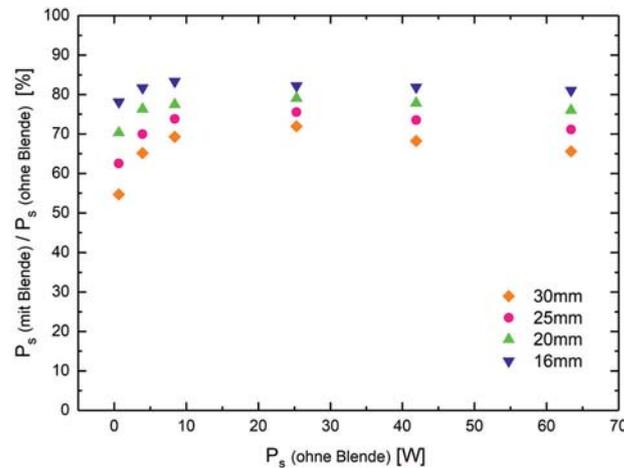


Abbildung 3.14: Messung der relativen Signalleistung des Faserlaser in Abhängigkeit des Abstandes der resonatorinternen Blende von der Faserstirnfläche

Blendenabstands zu einer Abnahme der Signalleistung führt. Durch einen Blendenabstand von 16 mm lässt sich noch eine relative Signalleistung von 81% erzielen. Der übrige Leistungsanteil ist innerhalb transversaler Moden höherer Ordnung beinhaltet. Diese Moden erfahren eine Verstärkung in Form von ASE. Verstärkte Spontanemission, die entlang der Faserlängsachse emittiert wird, wird durch die Lochblende absorbiert. Die Beugungsmaßzahlen der Signalstrahlung für einen Blendenabstand von 16 mm ergeben sich gemäß den Abb. 3.13(a) und 3.13(b) zu $M_x^2 = 2,42$ und $M_y^2 = 2,6$. Sie liegen um $\Delta M_x^2 = 0,62$ bzw. $\Delta M_y^2 = 0,4$ höher als die minimal erzielten Werte bei einem Blendenabstand von 30 mm. Die Vergrößerung des Blendenabstandes auf 30 mm führte zu einer Abnahme der relativen Signalleistung auf 66% des Referenzwertes. Es ergibt sich somit eine Austauschbeziehung zwischen einer Erhöhung der Strahlqualität und der erzielbaren Signalleistung.

In einem vollständig faserintegrierten System, könnte eine räumliche Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnungszahl durch die Erzeugung von geneigten Faser-Bragg-Gittern (TFBGS) innerhalb der Germanium dotierten Sockelschicht der Faser DCF-Yb-50/400P-FA erfolgen. Durch die Neigung des Faser-Bragg-Gitters gegenüber der Längsachse der Glasfaser würde Strahlung der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} unter einem Winkel reflektiert, der den Winkel der Totalreflexion des Signalkerns Ψ_{co} überschreitet. Aufgrund des, mit der Ordnungszahl transversaler Moden zunehmenden evaneszenten Feldanteils und der hierdurch

bedingten steigenden Wechselwirkung von Moden höherer Ordnungszahl mit dem TFBG, erführen diese Moden höhere Verluste als Moden geringerer Ordnungszahlen.

3.6 Fazit

Der Schwerpunkt der Arbeiten dieses Abschnitts lag in der Entwicklung eines geeigneten Prozesses zur Präparation der Stirnflächen der *Double-Clad*-Faser DCF-Yb-50/400P-FA, die nachfolgend zur experimentellen Umsetzung des neuartigen Pumpkonzeptes verwendet wurde. Ein Konfektionierungsprozess auf Basis einer Glasfaserstirnflächenpolitur wurde entwickelt und die Glasfaser mit F-SMA-Konnektoren versehen. Ein Versuchsträger wurde erstellt und die Qualität erzeugter Glasfaserstirnflächen im Laserbetrieb getestet. Eine Kontamination der Glasfaserstirnfläche durch Politurabrieb wurde festgestellt. Diese war maßgeblich für die Leistungsbegrenzung erstellter Faserlaserresonatoren verantwortlich. Optimierungsschritte der Faserpolitur zur Entfernung der Kontaminanten wurden daraufhin entwickelt. Die Notwendigkeit einer Kühlung des verwendeten Glasfaserkonnektors wurde festgestellt, woraufhin die Konnektoraufnahme um ein entsprechendes Kühlkonzept ergänzt wurde. Anhand eines numerischen Modells erfolgte eine Untersuchung bzgl. der geeigneten Wahl der Reflektivität des Auskoppelspiegels in Abhängigkeit zu erwartender Signalstrahlungsdämpfungen an der Glasfaserstirnfläche. Hierbei stellte sich die Verwendung der Glasfaserstirnfläche als Auskoppelspiegel und der Verzicht auf einen faserexternen Auskoppelspiegel als ideal heraus. Unter Einbezug aller Optimierungsschritte konnte ein Faserlaser mit einer *slope efficiency* $\sigma_s = 67,2\%$ erstellt werden. Die maximal erzielte Ausgangsleistung betrug $P_s = 77$ W. Sie war lediglich durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung von $P_p = 125$ W begrenzt. Eine sich anschließende Untersuchung der gezielten Einflussnahme auf die Beugungsmaßzahl M^2 erzeugter Signalstrahlung zeigte, dass das typischer Weise zur Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen eingesetzte *fiber coiling* bei der vorliegenden Glasfaser nicht verwendet werden konnte. Mit Hilfe einer resonatorinternen Blende konnte dennoch eine Modendiskriminierung vorgenommen werden. Die Beugungsmaßzahl entlang der beiden zueinander orthogonalen x- und y-Raumrichtungen ließ sich von $M_x^2 = 9,2$ bzw. $M_y^2 = 9,6$ auf $M_x^2 = 1,8$ und $M_y^2 = 2,2$ reduzieren. Die Signalleistung betrug hierbei noch 66% des Leistungswertes ohne Verwendung der Blende. Beugungsmaßzahlen von $M_x^2 = 2,42$ und $M_y^2 = 2,6$ konnten mit relativen Signalleistungswerten von 81% erzielt werden. Ein Konzept zur Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen auf Basis von geeigneten Faser-Bragg-Gittern (TFBG), die innerhalb der Sockelschicht der verwendeten Glasfaser erzeugt werden können, wurde in Aussicht gestellt. Dies erlaubt die vollständige Faserintegration aller Resonatorkomponenten.



4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

Die experimentelle Umsetzung des, im Rahmen des Kapitels 2.2.4 vorgestellten neuartigen Konzeptes der Pumplichtzufuhr, ist Gegenstand dieses Abschnitts. Nachdem im vorangegangenen Kapitel Aspekte der Konfektionierung einer geeigneten laseraktiven *Double-Clad*-Faser untersucht und auf Basis dieser ein Faserlaser hoher Effizienz und mittlerer Ausgangsleistung realisiert werden konnte, erfolgte der Übergang vom bislang verwendeten *End-Pumping*-Schema zum angestrebten *Side-Pumping*-Konzept. Die Entwicklung und Fertigung der Kantenwellenleitermodule sowie die Untersuchung der, in Kapitel 2.2.4 vorgestellten Kopplungsmechanismen der Pumpstrahlung, bildeten den Kern nachfolgender Forschungsarbeiten. So musste ein geeignetes Schichtsystem erstellt werden, das die Führung des Pumplichts erlaubte. Die präzise Strukturierung von Kantenwellenleitern innerhalb dieses Schichtsystems war vonnöten, um ein formschlüssiges Einlegen der *Double-Clad*-Faser in die Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern gemäß der Abb. 2.11 zu ermöglichen. Die im Rahmen des Kapitels 2.2.4 dargestellte Prismenkopplung der Pumpstrahlung an die Kantenwellenleiter und die Glasfaser musste bzgl. der experimentell erzielbaren Effizienzen untersucht werden. Ebenso stand der Nachweis und die Effizienzbetrachtung einer Richtungskopplung der Pumpstrahlung zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser im Zentrum nachfolgender Arbeiten. Durch ein numerisches Modell sollte der Einfluss von Fertigungsparametern der Kantenwellenleitermodule auf die Richtungskopplung betrachtet und Designkriterien abgeleitet werden.

4.1 Herstellung der Kantenwellenleitermodule

Die Fertigung der Kantenwellenleiter erfolgte auf Basis von Quarzglas. Durch die Brechungsindexangleichung der Kantenwellenleiter mit dem inneren Mantel der *Double-Clad*-Faser DCF-Yb-50/400P-FA (CorActive High-Tech Inc.), wie auch avisierten Querschnittsabmessungen der Kantenwellenleiter von $403\ \mu\text{m} \times 403\ \mu\text{m}$, die dem *Flat*-Abstand des oktogonalen Pumpkerns der Glasfaser entsprachen, wurden ähnliche Modenführungseigenschaften der Kantenwellenleiter und der Glasfaser erzielt. Gemäß Gl. (2.34) resultiert hieraus eine Phasensynchronität geführter transversaler Moden, die entsprechend den Ausführungen des Abschnitts 2.2.4 die Möglichkeit eines vollständigen Leistungsübertrags zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser innerhalb des Kantenwellenleitermoduls eröffnete. Die Prozesstechnologie zur Herstellung der Kantenwellenleitermodule ist schematisch in Abb. 4.1 dargestellt. Ein Quarzglas- und ein Siliziumwafer mit Durchmesser von jeweils 15,24 cm (6 Zoll) und einer Dicke von $403\ \mu\text{m}$ bzw. $675\ \mu\text{m}$ wurden mit einer Wafersäge in Riegel mit einer Breite von 2,2 cm und einer Länge von 13 cm vereinzelt. Die verwendeten Wafer waren

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

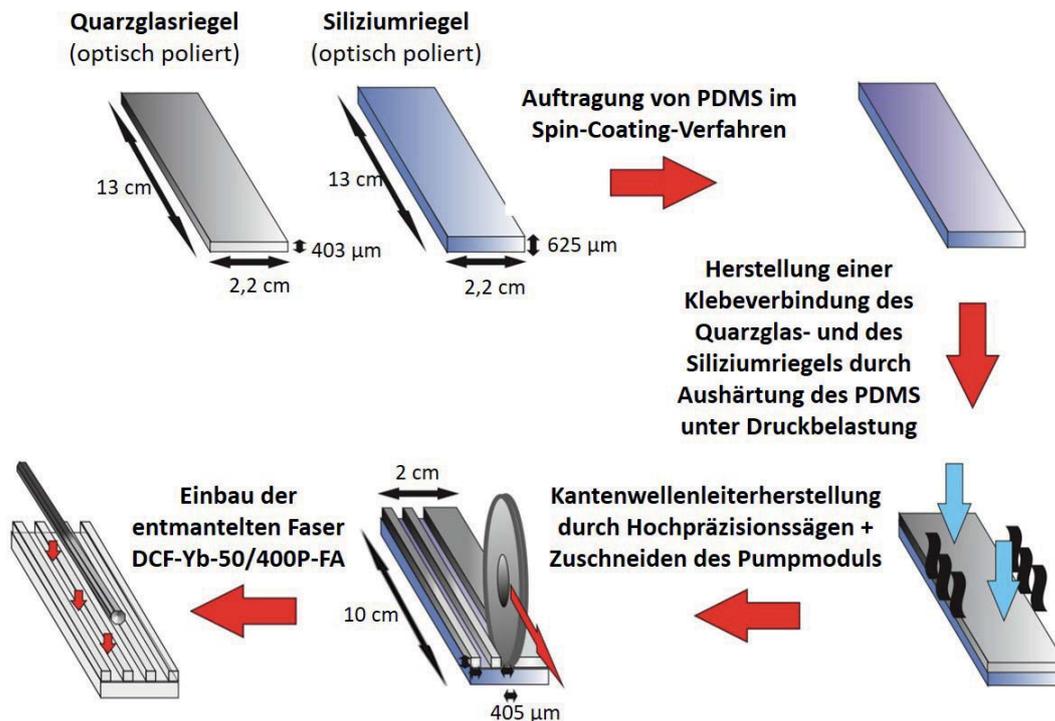


Abbildung 4.1: Prozessschema der Kantenwellenleitermodulherstellung

beidseitig optisch poliert. Um die Ablagerung von Partikeln auf den polierten Oberflächen zu verhindern, wurden die polierten Wafer vorbereitend zum Sägeprozess im *Spin-Coating*-Verfahren mit einem Photoresist des Typs AZ 5214 (Merck KGaA) versehen. Die Wafer wurden auf 100 °C erhitzt, wodurch sich binnen 3 min das Lösungsmittel des Photoresists verflüchtigte und dieser trocknete. Durch den Sägeprozess entstandene Ablagerungen auf den Waferoberflächen konnten im Nachgang durch die Entfernung des Photoresists ebenfalls entfernt werden. Die Lösung des Photoresists erfolgte durch eine Ultraschallbehandlung der Riegel in einem Acetonbad. Die Riegel wurden mit Stickstoff trocken geblasen. Lösungsmittelrückstände des Acetons wurden durch eine nachfolgende Ultraschallbehandlung der Riegel in einem Isopropanolbad entfernt. Die anschließende Trocknung erfolgte ebenfalls durch das Abblasen mit Stickstoff. Der Reinigungszustand der Oberflächen wurde mittels eines Auflichtmikroskops kontrolliert und vorgenannte Reinigungsschritte ggf. wiederholt. Letzte mikro- und nanoskopische Lösungsmittelrückstände und Partikel wurden durch einen Plasmaverascher des Typs Pico-UHP (Diener electronic GmbH + Co. KG) entfernt. Die Prozesszeit der Sauerstoffplasmabehandlung betrug 3 min bei einer Generatorleistung von 50 W und einem Druck von 0,25 mbar. Der Siliziumriegel diente als Trägersubstrat und hatte ausschließlich die Funktion einer mechanischen Stabilisierung nachfolgend zu erzeugender Kantenwellenleiter. Der substratseitige Brechungsindexkontrast, der die Führung der Supermoden innerhalb des Kantenwellenleitermoduls garantierte, wurde durch eine Zwischenschicht aus Polydimethylsiloxan (PDMS) mit Brechungsindex $n_{PDMS} = 1,43 < n_{Glas} = 1,45$ reali-

4.1 Herstellung der Kantenwellenleitermodule

siert. Das Silicon Elastomer, welches unter dem Markennamen Sylgard 184 (Dow Corning Corp.) erhältlich ist, wurde im Gewichtsverhältnis von 10:1 mit einem *Curing Agent* gemischt. Luftblasen, die während des Mischprozesses entstanden, konnten mit Hilfe einer Vakuumkammer entfernt werden. Das PDMS wurde im *Spin-Coating* Verfahren auf eine Seite des gereinigten Siliziumriegels aufgebracht. Um eine gute Befestigung des relativ schmalen Riegels durch die Unterdruckspannvorrichtung des Substrattellers des Rotationsbeschichters Delta 80BM Gyrset (Süss Microtec AG) zu erzielen, wurde der Siliziumriegel auf eine thermisch aktivierbare Haftfolie geklebt. Durch die, im Vergleich zum Siliziumriegel größere Fläche der Folie, konnte ausreichend Unterdruck erzielt werden, um den Beschichtungsprozess zu starten. Der Riegel wurde mit 500 rps^2 auf 500 rpm beschleunigt, wodurch sich das PDMS in einer zunächst noch relativ dicken Schicht über die Riegeloberfläche verteilte. Die Geschwindigkeit wurde für 5 s gehalten. Danach erfolgte eine Beschleunigung von 1000 rps^2 auf 1000 rpm . Die Rotationsgeschwindigkeit von 1000 rpm wurde für 30 s gehalten. Die erhöhte Rotationsgeschwindigkeit resultierte in einer Reduzierung der PDMS-Schichtdicke. Bei der Beschichtung wurde ein Gyrset verwendet. Dieses bewirkte während des Schleudervorgangs ein langsames Verdampfen des, im PDMS beinhalteten Lösungsmittels, wodurch sich eine homogene Schichtdicke über die gesamte Riegeloberfläche erzielen ließ. Die Rotation wurde nachfolgend innerhalb von 10 s gestoppt und das Gyrset entfernt. Der Riegel wurde im nachfolgenden Prozessschritt mit einer Beschleunigung von 2230 rps^2 auf 5000 rpm beschleunigt. Die Umdrehungszahl wurde für 3 s gehalten. Durch diesen letzten Prozessschritt konnten Randwälle des PDMS an den Kanten des Siliziumriegels gemindert und die Homogenität der PDMS-Oberfläche noch einmal gesteigert werden. Die Rotation des Substrattellers wurde gestoppt und die Haftfolie mit dem aufgeklebten Siliziumriegel aus dem Beschichter genommen. Die Klebefolie wurde auf eine Heizplatte mit einer Temperatur von $100 \text{ }^\circ\text{C}$ gelegt. Durch die Temperaturbehandlung schäumte die Klebefolie auf und der Siliziumriegel ließ sich rückstandsfrei abnehmen. Die Dauer der thermischen Aktivierung der Klebefolie wurde hierbei so kurz wie möglich gewählt, um ein vollständiges Aushärten des PDMS zu vermeiden. Typische Zeiten betragen ca. 10 bis 15 s . Der beschichtete Siliziumriegel wurde in einen Substratbinder des Typs 501 (EV Group) eingebracht und der Quarzglasriegel formschlüssig auf diesen aufgelegt. Der Stempel des Substratbinders, der zur Erzeugung eines Anpressdrucks diente, besaß einen Durchmesser von $7,62 \text{ cm}$. Er war somit kleiner als die Riegel. Um einen homogenen Anpressdruck über die gesamte Länge der Riegel zu erreichen, wurden diese zwischen zwei Siliziumwafer mit Durchmesser $15,24 \text{ cm}$ gelegt. Eine Verkipfung der Wafer wurde verhindert, in dem Randstücke der Wafer, aus denen die Riegel gesägt wurden, ebenfalls zwischen den beiden Siliziumwafern platziert wurden. Der Luftdruck innerhalb der Substratkammer wurde auf $5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ reduziert und durch einen anschließenden *Pump-Purge*-Prozess mit Stickstoff die Luftfeuchtigkeit entfernt. Anschließend wurde der Luftdruck auf $1 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ abgesenkt. Der Stempel des Substratbinders wurde auf den Siliziumwafer abgesenkt und eine Anpresskraft von 200 N appliziert. Die Riegel wurden auf $120 \text{ }^\circ\text{C}$ geheizt. Druck und Temperatur wurden über einen Zeitraum von 90 min konstant gehalten. Das PDMS heizte aus und der Quarzglasriegel wurde in der Folge mit dem Siliziumriegel verklebt. Nach der Zeitdauer wurde kein weiterer Anpressdruck erzeugt und der Riegel über 4 Std. langsam abgekühlt. Die Substratkammer wurde belüftet

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

und die Riegel aus dem Substratbinder ausgebaut. Überschüssiges PDMS wurde mit Aceton und Isopropanol von der Oberfläche der verklebten Riegel entfernt. Durch eine Sichtprüfung auf Interferenzstrukturen konnte der Riegel bzgl. seiner vollständigen und homogenen Verklebung kontrolliert werden. In Abb.4.2 ist ein hergestellter Riegel abgebildet. Anhand der

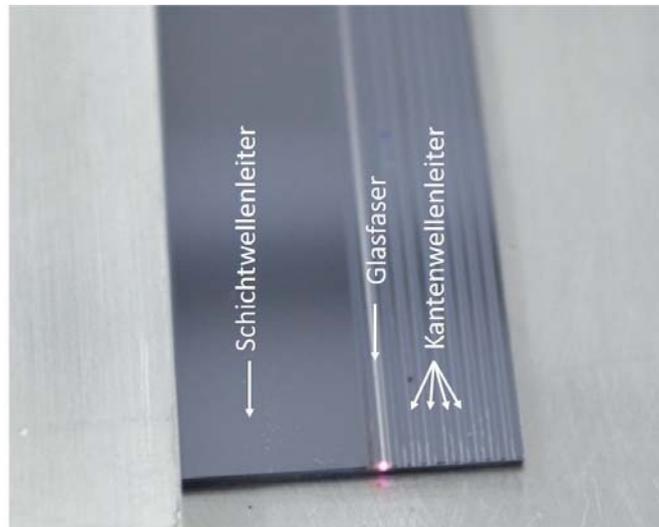


Abbildung 4.2: Fotografie eines hergestellten Kantenwellenleitermodulriegels

noch unstrukturierten linken Seite des Riegels erkennt man die saubere Verklebung. Es sind keine Interferenzen zwischen der Glas- und der Siliziumschicht sichtbar. Die Herstellung der Kompositstruktur aus PDMS und Quarzglas ermöglichte bereits die Führung einer Lichtwelle. Bei dem noch unstrukturierten Riegel handelte es sich um einen Schichtwellenleiter (*slab waveguide*). Zur Erzeugung von Kantenwellenleitern gemäß der Konzeptskizze der Abb. 2.11, musste die Quarzglasschicht diskret unterteilt werden. Eine solche Unterteilung erfolgte auf der rechten Seite des Riegels. Wie in der Abb. 4.2 dargestellt, konnte die entmantelte Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA in die Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern eingebracht werden.

Die Erzeugung der Kantenwellenleiter erfolgte mit einer Wafersäge des Typs DAD 321 (Disco Hi-Tec Europe GmbH) durch das Nano Structuring Center der TU Kaiserslautern. Zur Durchtrennung der Quarzglasschicht wurde ein Sägeblatt des Typs P1A843 SD400R10MB01 56x0.407x40 (Disco Hi-Tec Europe GmbH) ausgewählt und verwendet. Dieses Sägeblatt war speziell für die Strukturierung und das Trennen von brüchigen Materialien wie Quarzglas ausgelegt. Durch seine giebelförmige Basisform ließen sich annähernd 90° steile Wellenleiterflanken und planare Böden erzielen, wie anhand der Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der Abb. 4.3 ersichtlich ist. Die Dicke des verwendeten Sägeblatttyps betrug laut Spezifikation des Herstellers $407 \mu\text{m} \pm 3 \mu\text{m}$. Für die dargestellten Arbeiten wurden Sägeblätter einer Charge verwendet, die eine Breite von $405 \mu\text{m}$ aufwiesen. Die erzeugten Schnittkanäle besaßen eine Breite von $407 \mu\text{m}$. Durch die Erzeugung nahezu senkrechter Schnittkanalflanken war es möglich die, vom äußeren Fasermantel befreite Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA in die Kanäle einzubringen und die *flats* des oktogonalen Pumpkerns der Faser parallel zu

4.1 Herstellung der Kantenwellenleitermodule

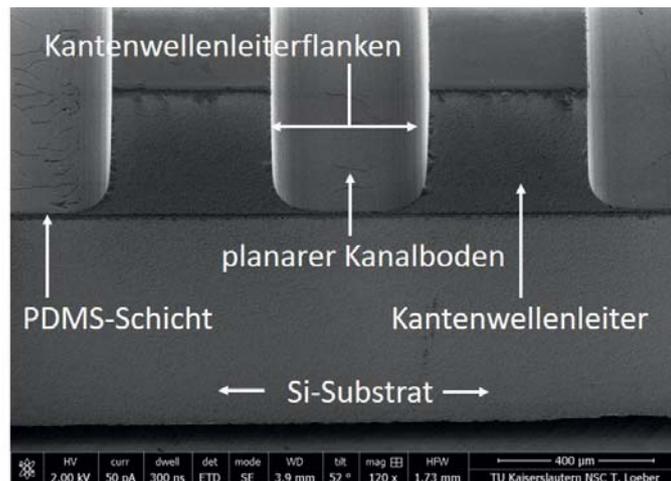


Abbildung 4.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme hergestellter Kantenwellenleiter

den erzeugten Flanken auszurichten. Dies ist in Abb. 4.4 dargestellt und innerhalb der Auflichtmikroskopaufnahme durch die grünen Rechtecke markiert. Der Abstand der Faserflats zu den Flanken gefertigter Kantenwellenleiter betrug auf jeder Seite des Kanals $2\ \mu\text{m}$. Die Kantenlänge der Faserflats war mit $166\ \mu\text{m}$ spezifiziert. Durch die Abflachung der Schneidkante des Sägeblattes wurde ein ebener Kanalboden erzeugt. Die Quarzglasschicht wurde vollständig durchtrennt, wodurch einzelne, zunächst voneinander optisch isolierte Kantenwellenleiter entstanden. Die $403\ \mu\text{m}$ hohe oktagonale Glasfaser konnte formschlüssig in die ebenfalls $403\ \mu\text{m}$ hohen erzeugten Kanäle eingelegt werden.

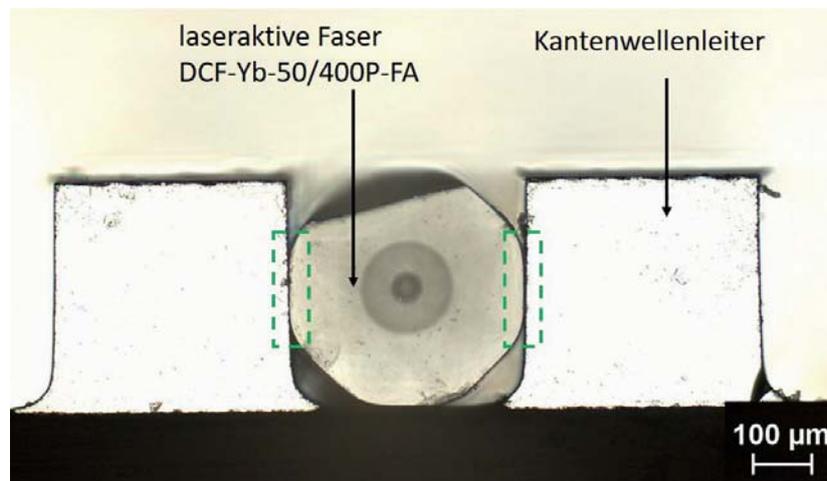


Abbildung 4.4: Auflichtmikroskopaufnahme der entmantelten Faser DCF-Yb-50/400P-FA innerhalb des Kanals zwischen zwei gefertigten Kantenwellenleitern

Bei der Kantenwellenleiterherstellung erwiesen sich die Rotationsgeschwindigkeit des Sägeblattes wie auch dessen Vorschub als kritische Parameter. Es musste eine präzise Anpassung

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

dieser Parameter vorgenommen werden, um ein Aufschwingen eines bereits einseitig freigestellten Wellenleiters auf dem Elastomer (PDMS) zu verhindern. Einsetzende Schwingungen des Kantenwellenleiters führten ausnahmslos zu dessen Zerstörung. Eine Strukturierung mit einer Rotationsgeschwindigkeit des Sägeblattes von 30 000 U/min und einem Vorschub von 3 mm/s erwies sich als optimal, um ein solches Aufschwingen der Kantenwellenleiter zu verhindern. Durch das Verkleben des Quarzglasriegels mit dem Siliziumriegel konnten je nach relativer Orientierung des *Bow* und *Warp* der Riegel starke Eigenspannungen entstehen, die zum Abplatzen der Kantenwellenleiter während des Sägeprozesses führten. Beide Größen hingen von der Politurqualität der, für die Herstellung der Riegel verwendeten Wafer ab. Die Spezifikationen der verwendeten Wafer sind in Tab. 4.1 angeführt. Beide Wafer wie-

Tabelle 4.1: Spezifikationen verwendeter Quarzglas- und Siliziumwafer

	Quarzglaswafer	Siliziumwafer
Bow [μm]	< 25	< 14
Warp [μm]	< 30	< 32
TTV [μm]	< $2 \cdot 10^{-3}$	< 5

sen *Bow*- und *Warp*-Werte im zweistelligen Mikrometerbereich auf, wodurch es teilweise zu vorgenannten Problemen bei der Kantenwellenleitermodulfertigung kam. Die totale Dickenvariation TTV der Quarzglaswafer ist mit $2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}$ so gering, dass sie keinerlei Einfluss auf die Entstehung etwaiger Spannungen zwischen den Riegeln hatte. Die TTV des Siliziumriegels fiel mit $5 \mu\text{m}$ ebenfalls nicht ins Gewicht. Das PDMS füllte die Zwischenräume zwischen den Oberflächenerhebungen und glich etwaige geringfügige Höhenunterschiede vollständig aus.

Neben der Politurqualität verwendeter Wafer, musste ein besonderes Augenmerk auf die Vermeidung des Einschusses von Partikeln während der Modulherstellung gelegt werden. Aufgrund eines unerwünschten Partikeleintrags während des Klebeprozesses, konnten erhebliche Spannungen innerhalb der Grenzfläche der beiden Riegel auftreten. Diese Spannungen resultierten ebenfalls in Schädigungen erzeugter Kantenwellenleiterstrukturen. Sie äußerten sich gleichfalls in einer Ablösung der Kantenwellenleiterstrukturen vom Trägersubstrat während des Sägeprozesses und erschwerten in Folge die Herstellung der Kantenwellenleitermodule. Darüber hinaus bedingte ein Partikeleintrag die Absorption des Pumplichts innerhalb des Moduls, wodurch dieses im Betrieb geschädigt werden konnte. Dem Präparationsprozess der Riegel kam somit ein besonderer Stellenwert innerhalb der Prozesstechnologie zu.

Nachfolgend zur Erzeugung der Kantenwellenleiter wurden die äußeren Ränder des Kantenwellenleitermoduls durch vorgenannten Hochpräzisionssägeprozess nachgearbeitet. Die Flanken der äußersten Wellenleiter wurden hierdurch geglättet und überschüssiges PDMS entfernt. Die Länge des Moduls richtete sich nach etwaigen Fehlern der Verklebung, die aus dem *Warp* bzw. *Bow* der verwendeten Wafer entstanden. Dies stellte kein prinzipielles Limit der Modulherstellung dar, sondern richtete sich nach der Qualität verwendeter Wafer. Die Länge

des Moduls wurde der Art gewählt, dass das Modul keine Fehlstellen beinhaltet. Typischer Weise ließen sich fehlerfreie Module mit einer Länge von bis zu 10 cm fertigen.

4.2 Prismenkopplung

Nachfolgend zur Entwicklung eines Herstellungsprozesses der Kantenwellenleitermodule wurde die Möglichkeit der Einstrahlung des Pumplichts in die Glasfaser und die Kantenwellenleiter durch Prismenkopplung untersucht. Um eine effiziente Kopplung des Pumplichts an ausbreitungsfähige transversale Wellenleitermoden zu erreichen, musste Gl. (2.21) erfüllt werden. Der Einstrahlwinkel α des Pumplichts ist hierbei ein zentraler Parameter, da durch ihn gemäß den Gln. (2.22) und (2.23) die geforderte Phasen Anpassung sich ausbildender Prismenmoden an die Glasfaser- bzw. Kantenwellenleitermoden erfolgen kann. Eine gezielte Anregung einzelner Wellenleitermoden konnte durch die Verwendung eines Laserdiodenbarrens als Pumplichtquelle nicht vorgenommen werden. Dies geht aus Abb. 4.5 hervor. In ihr ist die Abhängigkeit der Anzahl ausbreitungsfähiger transversaler Moden eines Kantenwellenleitermoduls vom Einstrahlwinkel α dargestellt. Die Berechnungen, die der Abb. 4.5

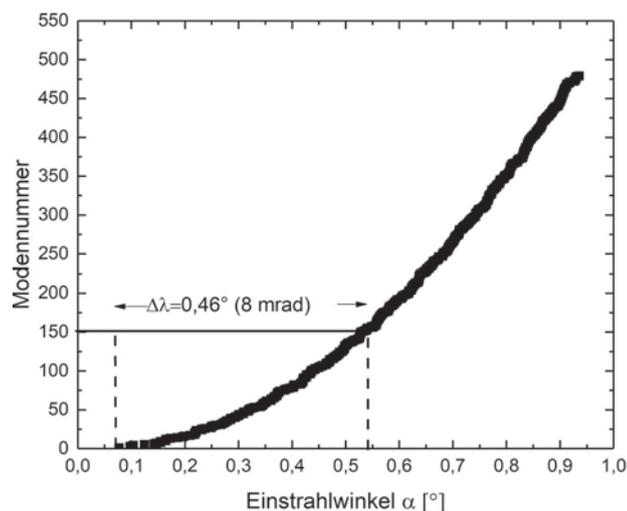


Abbildung 4.5: Anzahl ausbreitungsfähiger transversaler Moden eines Kantenwellenleitermoduls in Abhängigkeit des Einstrahlwinkels α

zugrunde liegen, erfolgten auf Basis eines FEM-Modells, auf das im Rahmen des Abschnitts 4.3.3 noch näher eingegangen wird. Es wurde der einfachste Fall eines Moduls, bestehend aus zwei Kantenwellenleitern und einer Glasfaserwindung betrachtet. Aufgrund des hohen Berechnungsaufwandes ist lediglich ein Winkelausschnitt, ausgehend von der Anregung der transversalen Grundmode, aufgetragen. Wie aus Abb. 4.5 hervorgeht, können basierend auf der Anregung der Grundmode in einem Winkelintervall von lediglich 1° insgesamt 480 transversale Wellenleitermoden angeregt werden. Selbst im Bereich der vergleichsweise geringen Kurvensteigung bei Einstrahlwinkeln nahe $\alpha = 0^\circ$, würde ein typischer Laserdiodenbarren mit FAC-Linse und einer resultierenden Fernfeldwinkeldivergenz emittierter Strahlung von

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

$\theta_{fast} = 8$ mrad, also $\Delta\alpha = 0,46^\circ$, etwa 150 transversale Wellenleitermoden anregen. Die Anzahl, der innerhalb eines Winkelintervalls anregbaren Wellenleitermoden steigt mit zunehmendem Einstrahlwinkel stark an, wie aus dem Verlauf der Kurve ersichtlich wird. Abb. 4.5 ist lediglich als exemplarisch zu verstehen. Sie verdeutlicht jedoch, dass keine exklusive Anregung einzelner transversaler Moden durch einen typischen Laserdiodenbarren erfolgen kann. Das Limit α_c des Einstrahlwinkels, für das keine Kopplung der Strahlung an transversale Moden der Wellenleiteranordnung mehr erfolgt, ist durch den kritischen Winkel der Totalreflexion

$$\begin{aligned}\Psi_c &= \arcsin \frac{n_{Substrat}}{n_{KW/Faser}} \\ &= 9,7^\circ\end{aligned}\quad (4.1)$$

innerhalb der Wellenleiteranordnung bestimmt. Der Brechungsindex des Substratmaterials, also PDMS, betrug $n_{Substrat} = 1,43$. Der Brechungsindex der Kantenwellenleiter bzw. des inneren Mantels der Glasfaser betrug $n_{KW/Faser} = 1,45$. Gl. (4.1) ist gleichermaßen für die Kantenwellenleiter, wie auch für die entmantelte Glasfaser gültig, da der Pumpkern der Faser innerhalb des Kantenwellenleiterkanals ebenfalls auf dem PDMS-Substrat auflag. Für den Einstrahlwinkel α folgt aus trigonometrischen Betrachtungen und der Gl. (4.1) die Bedingung

$$\alpha < \alpha_c = \arcsin \sqrt{n_p^2 - n_{KW}^2 \sin^2 \Psi_c}, \quad (4.2)$$

wobei n_p der Brechungsindex des Kopplungsprismas ist. Durch die Wahl eines möglichst großen Einstrahlwinkels α , der der Bedingung (4.2) genügte, konnte dafür Sorge getragen werden, dass die Ordnungszahlen angeregter Wellenleitermoden sehr hoch waren. Durch die weitreichendere räumliche Ausdehnung evaneszenter Feldanteile der Prismen- und Wellenleitermoden mit zunehmender Modenordnungszahl entstand hierdurch eine steigende räumliche Überlappung der jeweiligen Modenfelder. Gemäß der Theorie gekoppelter Wellenleitermoden (*coupled mode theory*), konnte hierdurch eine Steigerung des Kopplungskoeffizienten $\kappa(\alpha)$ transversaler Moden erfolgen [65, 68].

4.2.1 Versuchsaufbau

Die Effizienz der Prismenkopplung wurde auf Basis eines N-BK7-Prismas und eines Quarzglasprismas untersucht. In ersterem Fall besaß das Prisma einen, im Vergleich zur Wellenleiteranordnung, höheren Brechungsindex von $n_{BK7} = 1,5078$. Für letzteren Fall lag eine Indexanpassung vor. Die Verwendung eines Prismas geringeren Brechungsindex als $n_{KW/Faser} = 1,4507$, war gemäß der Phasen Anpassungsbedingung Gl. (2.21) und Gl. (2.22) nicht möglich. Für die maximal möglichen Einstrahlwinkel α_c folgt aus Gl. (4.2) $\alpha_{c,BK7} = 28,6^\circ$ bei Verwendung des N-BK7-Prismas bzw. $\alpha_{c,QG} = 14,1^\circ$ bei Verwendung des Quarzglasprismas. Das Einlegen der Glasfaser in die Kanäle der Kantenwellenleiter bedingte Höhenunterschiede innerhalb der Wellenleiteranordnung, wodurch Lufteinschlüsse zwischen dem Kopplungsprisma und der Wellenleiteranordnung entstehen konnten. Diese Lufteinschlüsse

waren für eine effiziente Prismenkopplung hinderlich, da sie aufgrund der hohen Brechungsindexdifferenz zu den Kopplungsprismen bzw. der Wellenleiteranordnung eine räumliche Beschränkung transversaler Moden des Prismas und der Wellenleiter begünstigen. Um diesem Umstand zu begegnen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein optisches Gel des Typs OC-431A (Nye Lubricants Inc.), welches im Brechungsindex an die Glaswellenleiter angepasst war, verwendet. Durch das Gel konnte die optische Weglänge zwischen der Prismengrundfläche und der Wellenleiteranordnung verkürzt und demnach die räumliche Beschränkung der Modenfelder reduziert werden. Eine Strahlungskopplung durch die Prismen konnte experimentell erst nach Verwendung des Gels nachgewiesen werden. Der Brechungsindex des Gels betrug $n_{Gel} = 1,4462$ bei einer Temperatur von $T = 25^\circ\text{C}$. Der Brechungsindex ließ sich durch Änderung der Temperatur mit einer Rate $\Delta n = -3,5 \cdot 10^{-4}/^\circ\text{C}$ fein anpassen. Der vom Hersteller für die Feinanpassung spezifizierte Temperaturbereich betrug $T = 25^\circ\text{C}$ bis $T = 60^\circ\text{C}$. Durch die Anpassung des Brechungsindex $n_{gap} = n_{Gel}$ (vgl. Abb. 4.2), konnte gemäß Gl. (2.20) auf eine Anpassung der Spaltbreite s zwischen dem Kopplungsprisma und der Wellenleiteranordnung zur Erhöhung des Kopplungskoeffizienten $\kappa(\alpha_m, q)$ der Gl. (2.24) verzichtet werden. Die Toleranz bzgl. der Breite s des Spaltes erhöhte sich. Das Prismenkopplungsverfahren, welches gemeinhin im Bereich der integrierten Optik eingesetzt wird und typischer Weise Spaltbreiten im Bereich $s = \lambda/4$ ($s \approx 244 \text{ nm}$) erfordert, konnte im Folgenden auch bei den vorliegenden Fertigungstoleranzen des Kantenwellenleitermoduls im einstelligen Mikrometerbereich angewandt werden [66, 87]. Das Gel wurde in einem dünnen Film auf die spätere Auflagefläche des Kopplungsprismas aufgetragen und das Prisma händig auf die Wellenleiteranordnung gepresst. Durch die thixotropischen Eigenschaften des Gels nahm dessen Viskosität beim Aufbringen des Prismas und der Anwendung einer geringen Scherbelastung zunächst geringfügig ab, wodurch eine vollständige Füllung des Spaltes zwischen dem Prisma und der Wellenleiteranordnung sichergestellt werden konnte. Bei Einstellung der Scherbelastung besaß das Gel wieder seine ursprüngliche Viskosität. Das Kopplungsprisma wurde durch das Gel auf die Oberfläche der Wellenleiteranordnung gezogen. Das Gel OC-431A ist im Temperaturbereich zwischen -59°C und 270°C chemisch stabil, wodurch es auch erhöhten thermischen Belastungen durch etwaige Fehljustagen der Pumplichteinkopplung standhalten konnte [88]. Die geringe Absorption von lediglich $0,003\%/ \mu\text{m}$ gewährleistete bei einer angenommenen Filmdicke von wenigen Mikrometern eine quasi vollständige Lichtdurchlässigkeit [89].

Der Versuchsaufbau zur Bestimmung der Prismenkopplungseffizienz ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der Wellenleiterchip mit dem Kopplungsprisma lag auf einer Kühlplatte, deren Temperatur durch einen Wasserkreislauf reguliert werden konnte, auf. Die Temperatur des Wasserkreislaufs ließ sich durch Verwendung eines Laserkühlers im Bereich von 5°C bis 32°C mit einer Genauigkeit von $0,1^\circ\text{C}$ einstellen. Direkt unterhalb des Wellenleiterchips wurde ein Thermistor in die Kühlplatte eingebracht und durch Wärmeleitpaste thermisch mit der Einheit kontaktiert. Zur Adressierung einzelner Wellenleiter wurde anstatt eines Laserdiodenbarrens der bereits in Kapitel 3 verwendete fasergekoppelte Diodenlasers des Typs D1F2S22-976.2-135C-IS21.4W (Dilas Diodenlaser GmbH) eingesetzt. Die passive Transportfaser des Diodenlasers besaß eine numerische Apertur $NA = 0,22$ bei einem Signalkerndurchmesser $d = 200 \mu\text{m}$. Durch zwei Linsen mit einer Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ und $f = 75 \text{ mm}$, so-

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

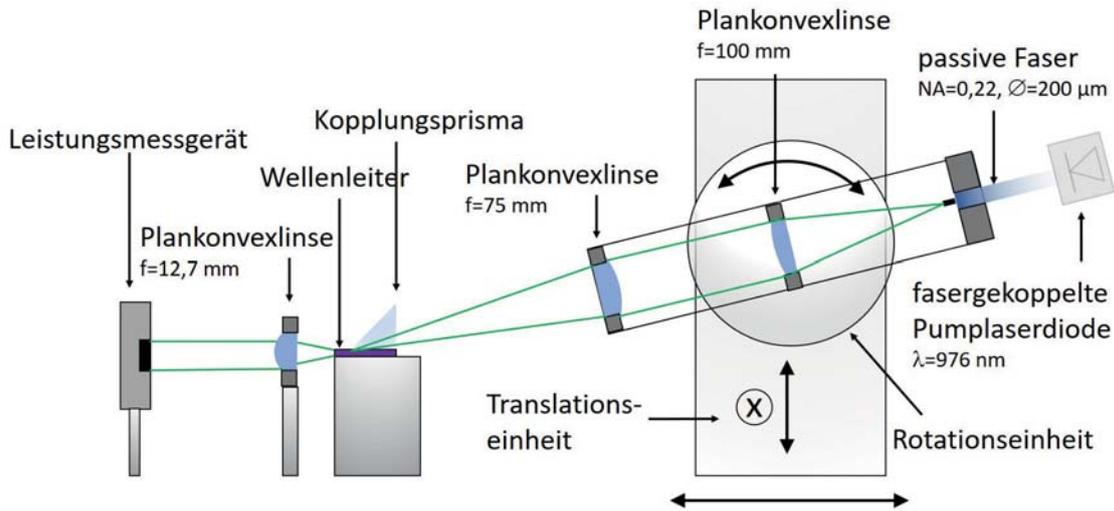


Abbildung 4.6: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Prismenkopplungseffizienz

wie durch die, im Durchmesser 2,54 cm betragende Apertur des verwendeten *Cage*-Systems, wurde die Strahlung auf einen Spot mit einem Durchmesser von $400 \mu\text{m}$ abgebildet. Dies entsprach der Breite eines einzelnen Kantenwellenleiters bzw. dem *Flat*-Abstand des Pumpkerns der Faser DCF-Yb-50/400P-FA. Messungen mit einer Blende dieses Durchmessers ergaben eine Transmission der Strahlung von 98%. Die Divergenz der Strahlung wurde numerisch zu $\theta = 3,1^\circ$ bestimmt. Sie lag demnach sehr nahe an der spezifizierten Divergenz $\theta_{slow} < 3,5^\circ$ der *slow axis* des, für das Konzept in Frage kommenden Laserdiodenbarrens E11.4Y-976.5-150C-SO4.2 (1x1) (Dilas Diodenlaser GmbH). Entlang der Längsachse wies der kreisrunde Spot ebenfalls eine Divergenz von $\theta = 3,1^\circ$ auf. Er stellte somit gegenüber der, in der *fast axis* des Laserdiodenbarrens kollimierten Strahlung mit einer Divergenz $\theta_{fast} < 0,23^\circ$ ein *Worst-Case*-Szenario dar. Durch eine Rotationseinheit konnte der Einstrahlwinkel α des Pumplichts mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5^\circ$ eingestellt werden. Änderung der Fokusposition, die sich durch Änderungen des Einstrahlwinkels ergaben, konnten durch die Verwendung von Translationseinheiten ausgeglichen werden. Die über das Prisma in die Wellenleiter eingekoppelte Strahlung wurde innerhalb der Wellenleiter geführt und trat über deren Stirnfläche aus. Ein Linse der Brennweite $f = 12,7 \text{ mm}$ kollimierte die Strahlung und bildete sie auf ein Leistungsmessgerät ab. Der gemessene Leistungswert wurde auf den Leistungswert der Strahlung vor dem Kopplungsprisma referenziert. Um die Transmissionsverluste innerhalb der Wellenleiteranordnung zu minimieren und somit den Messfehler gering zu halten, wurde die Länge der Wellenleiteranordnung nur 2 mm größer als das 20 mm lange Kopplungsprisma gewählt. Die Linsen besaßen eine Antireflexionsbeschichtung. Die Fresnelreflexion an der Eintrittsfacette des Kopplungsprismas wurde bei den Betrachtungen entsprechend der Wahl des Einstrahlwinkels α berücksichtigt.

4.2.2 Voruntersuchungen

Um den Einfluss einer lateralen Fehljustage durch einen Versatz des Pumplichtspots gegenüber der untersuchten Kantenwellenleiter oder der Glasfaser auszuschließen bzw. die Anforderung an die Justage der Fokalposition etwas zu mindern, wurde zunächst die Einkopplung in einen Schichtwellenleiter untersucht. Durch die vereinfachten Bedingungen der Strahlungseinkopplung sollte ein Maximalwert für die experimentell erzielbare Prismenkopplungseffizienz ermittelt werden. Die Herstellung des Schichtwellenleiters erfolgte wie in Abschnitt 4.1 dargestellt. Es wurde lediglich auf die abschließende Erzeugung der Kantenwellenleiter durch die Sägeschritte verzichtet. Die Temperatur des Schichtwellenleiters und somit des Gels OC-431A wurde zunächst bei 25°C gehalten. Der Brechungsindex des Gels betrug $n_{Gel} = 1,4462$. Die Ergebnisse der winkelabhängigen Effizienzmessung mittels eines N-BK7- und eines Quarzglasprismas sind in Abb. 4.7(a) bzw. Abb. 4.7(b) dargestellt. Unter Ver-

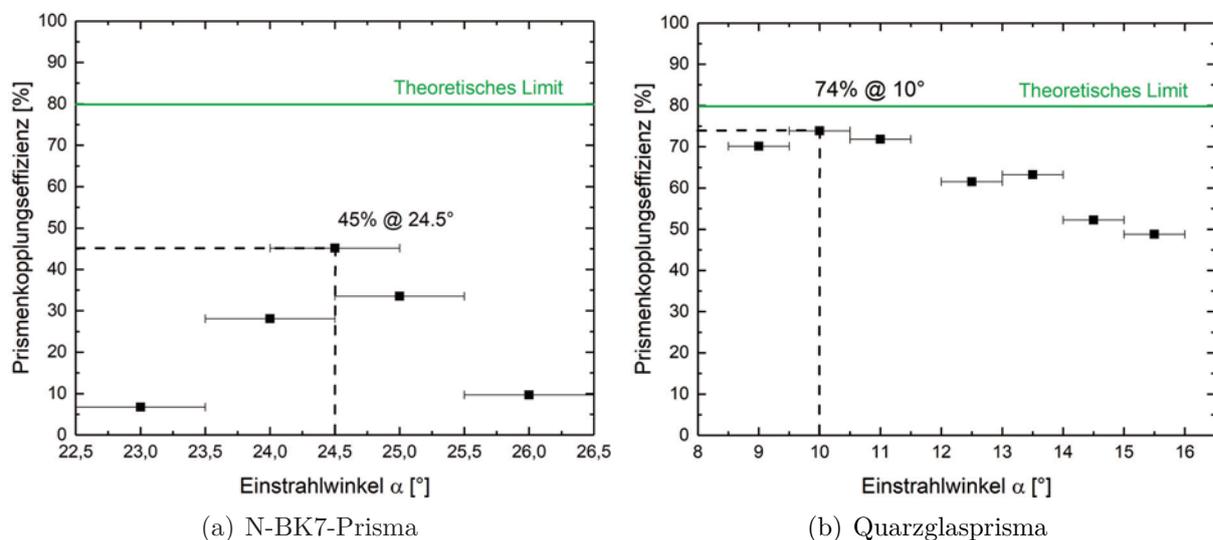


Abbildung 4.7: Winkelabhängige Effizienzmessung der Prismenkopplung an einem Schichtwellenleiter mittels eines N-BK7-Prismas und eines Quarzglasprismas

wendung des N-BK7-Prismas ließ sich eine maximale Prismenkopplungseffizienz von 45% bei einem Einstrahlwinkel $\alpha = 24,5^\circ$ erzielen. Eine Winkelabweichung um $\pm 0,5^\circ$ führte zu einer Reduzierung der Kopplungseffizienz um absolut 17% bei flacheren Einstrahlwinkeln und 11% bei steileren Einstrahlwinkeln. Die Effizienzabnahme bei flacheren Einstrahlwinkeln ist das Resultat einer zunehmenden Reflexion der Strahlung an der Grenzfläche des Prismas zum Gel. Dies wurde durch die Beobachtung eines zunehmenden Leistungsanteils der aus dem Prisma austretenden Strahlung bestätigt. Steilere Einstrahlwinkel führten zu einer Überschreitung des kritischen Winkels der Totalreflexion innerhalb des Schichtwellenleiters, wodurch eine Propagation eingestrahltens Pumplichts innerhalb des Schichtwellenleiters nicht möglich war. Die Abweichung vom berechneten Grenzwinkel $\alpha_{c,BK7} = 28,6^\circ$ rührte von der Winkeldivergenz des Pumplichts mit dem halben Öffnungswinkel $\theta = 3,1^\circ$ her, wo-

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

durch Teilstrahlen, die einen steileren Einstrahlwinkel besaßen, den kritischen Winkel der Totalreflexion überschritten.

Im Falle der Verwendung eines Quarzglasprismas ließ sich eine maximale Prismenkopplungseffizienz von 74% bei einem Einstrahlwinkel $\alpha = 10^\circ$ erzielen. Die Kopplungseffizienz war somit um absolut 29% höher als bei der Verwendung des N-BK7-Prismas und lag sehr nahe an dem, gemäß Abschnitt 2.2.4, theoretisch zu erwartenden Maximalwert von 80%. Die höhere Kopplungseffizienz war das Resultat einer geringeren Brechungsindexdifferenz des Quarzglasprismas zu dem optischen Gel. Der Anteil, an der Auflagefläche des Prismas reflektierter und über das Prisma austretender Strahlung, viel somit deutlich geringer aus. Die Messkurve der Prismenkopplungseffizienz verläuft flacher. Bei einer Winkelabweichung um $\pm 0,5^\circ$ bzgl. des Effizienzmaximums ließ sich lediglich eine Effizienzänderung um 4% bei flacherer Einstrahlung und 2% bei steilerer Einstrahlung verzeichnen. Die Justageempfindlichkeit ist bei der Verwendung des Quarzglasprismas somit deutlich geringer. Die Einfallswinkel wurden mit minimal 9° gemessen, da sich ein zunehmend streifender Einfall auf der Auflagefläche des Prismas ergab und die Einkopplung technisch schwierig zu realisieren wurde. Mit steilerem Einstrahlwinkel nahm auch hier, aufgrund der Überschreitung des kritischen Winkels der Totalreflexion, die Kopplungseffizienz erwartungsgemäß ab.

Da sich der Einsatz eines Quarzglasprismas als zielführend erwies, stützten sich weitere Untersuchungen ausschließlich auf dessen Verwendung. Anhand Abb. 4.8 ist der Einfluss der Temperatur und somit des Brechungsindex des optischen Gels OC-431A auf die Prismenkopplungseffizienz dargestellt. Untersucht wurde ein Temperaturbereich von 9°C bis

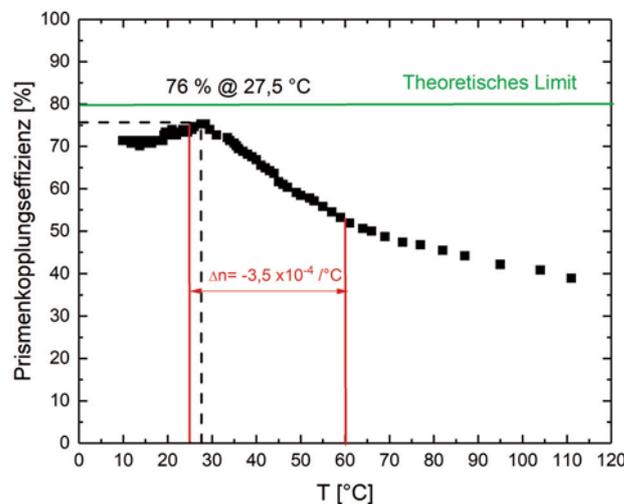


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Prismenkopplungseffizienz von der Temperatur des optischen Gels OC-431A

115°C . Der Bereich bis 32°C konnte durch den Kühlwasserkreislauf und den Laserkühler realisiert werden. Höhere Temperaturbereiche wurden durch eine Erhitzung der Kühlplatte mittels einer externen Wärmequelle erreicht. Für jeden Temperaturwert wurde die Leistung der, aus dem Schichtwellenleiter austretenden Strahlung gemessen und wie zuvor beschrie-

ben die Kopplungseffizienz berechnet. Im Temperaturbereich von 25°C bis 60°C wurde die Brechungsindexänderung des Gels durch den Hersteller mit $\Delta n = -3,5 \cdot 10^{-4}$ angegeben. Außerhalb dieses Bereichs war die Änderung nicht bekannt. Eine maximale Prismenkopplungseffizienz von 76% ließ sich bei einer Temperatur von 27,5°C und einem Brechungsindex des Gels $n_{Gel} = 1,4453$ erzielen. Die geringe Fehlanpassung des Brechungsindex bzgl. der Brechungsindizes des Prismas und der Wellenleiter $n_{pr} = n_{KW/Faser} = 1,4507$, wirkte sich somit positiv auf die Prismenkopplungseffizienz aus. Eine weitere Zunahme der Temperatur und folglich eine weitere Abnahme des Brechungsindex des optischen Gels sollte vermieden werden. Hier ließ sich eine deutliche Abnahme der Prismenkopplungseffizienz verzeichnen. Eine Abkühlung der Wellenleiteranordnung ist hingegen eher unproblematisch. Die Abnahme der Temperatur von 27,5°C um 18,5°C auf 9°C bedingte lediglich eine Effizienzabnahme um absolut 5% auf 71%. Die technische Realisierung einer Temperaturregelung in diesem Temperaturbereich ist unproblematisch.

4.2.3 Kopplung an einen Kantenwellenleiter

Die Untersuchung der Prismenkopplungseffizienz bzgl. eines Kantenwellenleiters erfolgte analog zu den vorangegangenen Betrachtungen. Der experimentelle Versuchsaufbau entsprach dem Aufbau der Abb. 4.6. Die Kantenwellenleiteranordnung besaß ebenfalls 2 mm Überstand, bezogen auf die Kantenlänge des Prismas. Auf das Einlegen der Glasfaser in die Kanäle zwischen den Wellenleitern wurde zunächst verzichtet, um die Kopplungseffizienzen bzgl. der Kantenwellenleiter und der Glasfaser getrennt voneinander untersuchen zu können. Hierbei sollten vor allem Einflüsse eines evtl. durch das Einlegen der Faser bedingten Höhenversatzes und eine damit einhergehende Verkippung bzw. inhomogene optische Kontaktierung des Kopplungsprismas vermieden werden. Bei der Applikation des optischen Gels wurde besonderes Augenmerk darauf gelegt, dass das Gel nicht in die Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern gelangt und die Messwerte durch Auskopplung der Strahlung über die Kantenwellenleiterflanken verfälscht. Vorangegangene Optimierungsschritte bzgl. der Auswahl des Prismas und der Temperatur des Gels wurden in den Untersuchungen berücksichtigt. Die winkelabhängige Prismenkopplungseffizienz der Pumpstrahlung in einen 400 μm breiten Kantenwellenleiter ist in Abb. 4.9 dargestellt. Eine maximale Kopplungseffizienz von 78% wurde bei einem Einstrahlwinkel $\alpha = 10,5^\circ$ gemessen. Dies entsprach innerhalb der Messgenauigkeit von $0,5^\circ$ dem, durch den Schichtwellenleiter ermittelten Optimum. Die gemessene Kopplungseffizienz lag somit lediglich um absolut 2% unter dem theoretisch erzielbaren Maximalwert von 80% (vgl. Abschnitt 2.2.4). Die gemessenen Kopplungseffizienzen lagen etwas höher als bei der Messung gemäß Abb. 4.7(b). Die Prismenkopplungseffizienz betrug für Einstrahlwinkel $\alpha = 9,5^\circ$ bis $\alpha = 13,5^\circ$ durchweg mehr als 72%. Ein großer Unterschied besteht bzgl. den Messwerten der Abb. 4.7(b) bei Einstrahlwinkeln $\alpha = 12,5^\circ$ und $\alpha = 13,5^\circ$. In diesem Winkelbereich wurde eine um absolut 10% höhere Prismenkopplungseffizienz gemessen. Die höheren Effizienzwerte begründen sich aus der optimierten Fokusslage der Pumpstrahlung. Um eine Überstrahlung der 400 μm breiten Kantenwellenleiter zu vermeiden, wurde eine Feinanpassung der Fokusposition der Art vorgenommen, dass der Durchmesser des Pumplichtspots $L(\alpha)$ auf der Auflagefläche des Kopplungsprismas

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

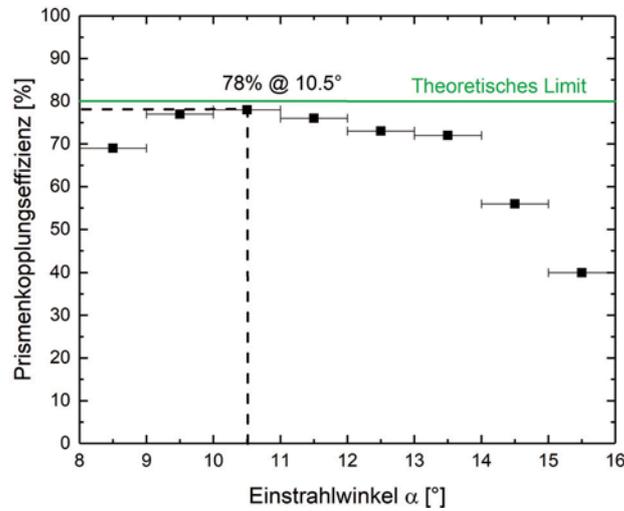


Abbildung 4.9: Winkelabhängige Effizienzmessung der Prismenkopplung an einen Kantenwellenleiter mittels eines Quarzglasprismas

der Breite der Kantenwellenleiter entsprach. Durch die Reduzierung des Strahldurchmessers $L(\alpha)$ wurde über einen größeren Winkelbereich die Bedingung

$$L(\alpha) \approx L_{opt}(\alpha) \quad (4.3)$$

gemäß des Abschnitts 2.2.4 erfüllt. Entsprechend der Gl. (2.24) resultierte hieraus der gesteigerte Leistungsübertrag in die Kantenwellenleiter.

4.2.4 Kopplung an die laseraktive Glasfaser

Die Untersuchung der Prismenkopplungseffizienz bzgl. der laseraktiven Faser war von gesteigerter Komplexität. Die Faser DCF-Yb-50/400P-FA besaß eine Absorption von 27 dB/m bei einer Wellenlänge $\lambda = 975$ nm. Die Absorption musste in den Messungen berücksichtigt werden, da sie das Messergebnis erheblich beeinträchtigen konnte. Durch die Entfernung des äußeren Fasermantels, gemäß der Konzeptskizze des Abschnitts 2.2.4, und das Einlegen der Faser in einen Kanal zwischen zwei Kantenwellenleiter, konnte die Faser nicht mehr separiert von den Kantenwellenleitern betrachtet werden. Der räumliche Überlapp transversaler Moden des Pumplichts mit dem Ytterbium dotierten Signalkern der Faser nahm unbekannte Werte an. Hierdurch ließ sich die, vom Faserhersteller angegebene Pumpstrahlungsdämpfung, nicht direkt in die Betrachtungen einbeziehen. Darüber hinaus bestand, wie im Konzept vorgesehen, die Möglichkeit eines lateralen Übersprechens der Pumpstrahlung, wodurch sich ebenfalls ein maßgeblicher Einfluss auf die Effizienzmessung ergeben konnte. Um diesen Herausforderungen zu begegnen und gleichzeitig das Konzept der transversalen Pumplichtzufuhr zu testen, wurde ein Faserlaser realisiert, der sowohl durch ein *End-Pumping*-Schema gemäß des Kapitels 3, als auch durch ein *Side-Pumping*-Schema analog zu dem Versuchsaufbau der Abb. 4.6, optisch gepumpt werden konnte. Aus der Differenz der Pumpschwelleleistungen, die

sich aus den jeweiligen Pumpkonfigurationen ergaben, ließ sich die Kopplungseffizienz der durch das Prisma zugeführten Pumpstrahlung experimentell ermitteln.

Die Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA musste zunächst vollständig von ihrem äußeren Mantel befreit werden. Eine lokal begrenzte Abnahme auf einer Länge, die der Länge der Kantenwellenleiteranordnung entsprach, war nicht ausreichend. Der Polymermantel der Faser bildete, wie in Kapitel 2.1 angeführt, gleichermaßen die Schutzschicht, wie auch den äußeren Fasermantel. Durch den, gegenüber dem inneren Fasermantel reduzierten Brechungsindex bestimmt das Polymer die numerische Apertur des Pumpkerns der Double-Clad-Faser. Eine lokale Abnahme des Polymers ändert dessen Modenführungseigenschaften. Dies ist ein Problem, wenn Pumplicht von Fasersegmenten mit entferntem Polymermantel in einen Faserabschnitt mit noch vorhandenem Polymermantel übertritt. Geführte Moden des entmantelten Faserteilabschnitts stellen durch die Änderung des Brechungsindexkontrastes im Teilabschnitt mit noch vorhandenem Polymermantel teilweise keine reelle Lösung der Eigenwertgleichungen (2.6) mehr da. Sie werden zu Leck- oder Strahlungsmoden [68]. Die austretende Pumpstrahlung wird vom Polymermantel absorbiert und erhitzt diesen bis zum Flammpunkt. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit eines vollständigen Absetzens der Glasfaser. Die Entfernung der Polymerschicht auf mehreren Metern Länge ist durch konventionelle, mechanische Absetzwerkzeuge kaum zu bewerkstelligen. Aufgrund des großen Durchmessers der Faser von $403\ \mu\text{m}$ (*flat-to-flat*), ist die Faser nur schlecht biegsam und bricht leicht. Hinzu kommt erschwerend die Gefahr der Schädigung des oktogonalen Pumpkerns bei Verwendung von Absetzwerkzeugen mit den üblicherweise kreislochförmigen Klingen. Etwaige Mikrorisse durch zu starke Einwirkung des mechanischen Absetzwerkzeugs bilden Schwachpunkte und können zum Versagen der, durch den Laserbetrieb thermisch beaufschlagten Faser führen. Aus diesem Grund wurde ein chemisches Verfahren zur Entfernung des Polymermantels angestrebt. Eine besondere Herausforderung ergab sich durch die Art des Polymers. Um einen, gegenüber dem inneren Fasermantel verminderten Brechungsindex zu erzielen, wurde bei dieser Faser ein Fluoracrylat eingesetzt. Dieses Material zeichnet sich durch seine hohe chemische Beständigkeit aus, weshalb lediglich der Einsatz einer sehr aggressiven Säure, wie der Chromschwefelsäure zielführend war. Versuche der Entmantelung mit Aceton, Isopropanol, Mesitylen, Salzsäure und Salpetersäure zeigten keinerlei Effekt. Die Faser wurde unter Berücksichtigung des minimalen Biegungsradius von etwa 10 cm, den sie im entmantelten Zustand besitzt, in ein Glasgefäß gewickelt und vollständig mit Chromschwefelsäure bedeckt. Um die Hydrolyse der Säure zu vermeiden wurde das Gefäß mit einem Deckel verschlossen und die Säure auf 150°C geheizt. Die Erhitzung brachte ebenfalls den Vorteil eines beschleunigten Reaktionsverlaufs zur Lösung des Polymermantels. Typische Ätzzeiten bis zur Ab- und Auflösung des Polymers betragen 12 Stunden. Nach dem Ätzprozess wurde die Säure in ein Spezialbehältnis gegossen und letzte, an der Faser anhaftende Säurereste, mit Reinstwasser neutralisiert. Die Faser wurde vorsichtig aus dem Gefäß gewickelt.

Der experimentelle Aufbau zur Untersuchung erzielbarer Effizienzen der Prismenkopplung des Pumplichts in die Glasfaser ist schematisch in Abb. 4.10 dargestellt. Der Kern des Aufbaus bestand, wie in vorherigem Abschnitt, aus einer 22 mm langen Kantenwellenlei-

von der, der transversalen Pumplichteinkopplung gegenüber liegenden Faserseite. Sowohl für das *Side-Pumping*-Konzept, wie auch für das *End-Pumping*-Konzept wurde ein fasergekoppelte Diodenlaser des Typs D1F2S22-976.2-135C-IS21.4W (Dilas Diodenlaser GmbH) verwendet. Durch Umstecken der passiven Transportfaser konnte zwischen *End-Pumping*- und *Side-Pumping*-Konzept gewechselt werden. Die Kollimation der Pumpstrahlung des *End-Pumping*-Konzepts erfolgte durch eine Plankonvexlinse der Brennweite $f = 12,7$ mm. Das Pumplicht durchstrahlte den dichroitischen Endspiegel des Faserlaserresonators und wurde durch eine Plankonvexlinse der Brennweite $f = 12,7$ mm in die laseraktive Faser fokussiert. Diese Linse wurde ebenfalls zur Kollimation und Refokussierung der Signalstrahlung genutzt. Die Realisierung des verwendeten *End-Pumping*-Konzepts erfolgte analog zu den Untersuchungen des Kapitels 3. Das Pumplicht wurde maßgeblich innerhalb des 1,26 m langen Faserteilabschnitts bis zum Anfang der Kantenwellenleiteranordnung absorbiert. Mit dem Beginn der Kantenwellenleiteranordnung koppelte durch Prismen-, bzw. Richtungskopplung das restliche Pumplicht aus der Faser aus. Die Länge des ungepumpten Faserteilabschnitts konnte in Konsequenz für beide Pumpkonzepte mit 4 cm als gleich angenommen werden, wodurch sich im Umkehrschluss die gleiche Länge des laseraktiven Mediums für die jeweiligen Konzepte ergab. Somit wurde für beide Pumpkonzepte eine identische Resonatorkonfiguration gewährleistet und es konnte ein direkter Vergleich erfolgen. Die aus der laseraktiven Faser austretende Signalstrahlung wurde durch eine Plankonvexlinse der Brennweite $f = 15$ mm kollimiert und über einen hochreflektierenden Spiegel auf einen fasereexternen Auskoppelspiegel gelenkt. Direkt hinter dem Auskoppelspiegel befand sich ein Leistungsmessgerät zur Aufnahme der Leistungskennlinien.

Um den Laserresonator zu justieren wurde zunächst ein Auskoppelspiegel geringer Transmission gewählt und das Pumplicht unter Nutzung des *End-Pumping*-Konzepts in die Faser eingestrahlt. Durch die geringe Auskopplung konnte die Pumpschwelleistung gering gehalten und somit die Gefahr einer Schädigung der Faserstirnfläche durch eine noch nicht optimierte Pumplichteinkopplung gemindert werden (vgl. Abschnitt 3.2.1). Nachfolgend wurde die Pumplichteinkopplung in *Side-Pumping*-Konfiguration justiert. Entsprechend den vorangegangenen Betrachtungen wurde der Einstrahlwinkel zu $\alpha = 10,5^\circ$ gewählt. Aufgrund der zum Betrieb des Faserlasers angestrebten Pumpleistung im Bereich mehrerer 10 W und den Erkenntnissen bzgl. der Notwendigkeit einer effizienten Kühlung des Bereichs der Pumplichteinkopplung gemäß des Abschnitts 3.2.3, wurde die Temperatur der Wellenleiteranordnung auf 10°C gesenkt. Eine dadurch bedingte Abnahme der Kopplungseffizienz von ca. 5% gemäß Abb. 4.8 wurde hierbei in Kauf genommen. Um innerhalb des 1,30 m kurzen Faserabschnitts einen möglichst großen Anteil der Pumpstrahlung zu absorbieren, wurde die Emissionswellenlänge der Pumplaserdiode möglichst weit in Richtung des Absorptionsmaximums der Faser bei $\lambda = 975$ nm geschoben (vgl. Abb. 2.4(b)). Hierzu wurde die Temperatur der Pumplaserdiode auf 25°C geregelt. Der Emissionspeak lag bei $\lambda = 974$ nm mit einer spektralen Breite $\Delta\lambda = 3$ nm (FWHM). Die Pumpstrahlung wurde durch das Prisma in die Faser eingestrahlt. Der Laserbetrieb konnte auf Basis der Pumplichtzufuhr durch das Kopplungsprisma realisiert werden. Die Leistungskennlinien sind für verschiedene Reflexionsgrade verwendeter Auskoppelspiegel in Abb. 4.11 dargestellt. Die *slope efficiencies* σ_s , wie auch die Pumpschwelleistungen P_{th} , die sich aus den Linearanpassungen der Abb. 4.11

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

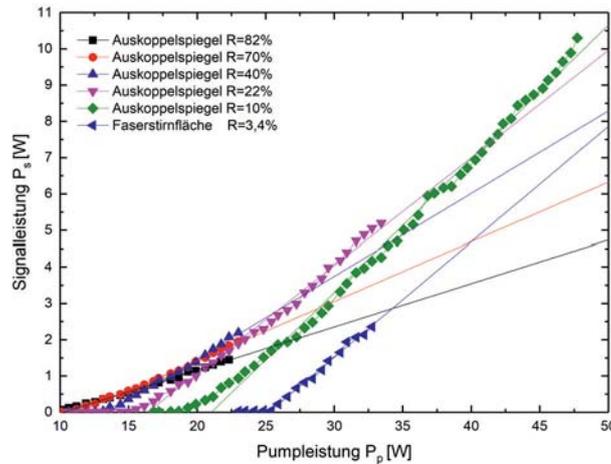


Abbildung 4.11: Kennlinien des Faserlasers in *Side-Pumping*-Konfiguration

ergeben, sind mit den zugehörigen Korrelationskoeffizienten der Fitgeraden in Tab. 4.2 zusammengefasst. Ein Maximum der *slope efficiency* $\sigma_s = 36,8\%$ ließ sich bei einer Reflektivität

Tabelle 4.2: *Slope efficiencies* σ_s und Pumpschwelleleistungen P_{th} in Abhängigkeit der Reflektivität des Auskoppelspiegels R gemäß den Laserkennlinien der Abb. 4.11

R [%]	σ_s [%]	P_{th} [W]	Korrelationskoeff. [%]
82	11,9	10,2	99,6
70	16,4	11,3	99,4
40	22,7	13,5	99,4
22	29,6	16,4	99,1
10	36,8	21,0	99,5
3,4	31,7	25,2	99,3

$R = 10\%$ des Auskoppelspiegels verzeichnen. Die Pumpschwelleleistung betrug $P_{th} = 21,0$ W. Im Gegensatz zu den Untersuchungen des Kapitels 3, bei denen sich die Faserstirnfläche als optimaler Auskoppelspiegel abzeichnete, nahm die *slope efficiency* bei Verwendung der Faserstirnfläche als Auskoppelspiegel auf $\sigma_s = 31,7\%$ ab. Die Pumpschwelleleistung stieg auf $P_{th} = 25,2$ W an. Dieser Sachverhalt ist auf die, um 1,70 m kürzere Faserlänge und die, um etwa 100 W geringere Pumpleistung zurückzuführen, wodurch innerhalb der Faser eine deutlich geringere Verstärkung der Signalstrahlung vorlag. Hierdurch bedingt, musste eine stärkere Rückkopplung der Signalstrahlung durch den Auskoppelspiegel erfolgen. Unter Verwendung des Auskoppelspiegels mit der Reflektivität $R = 10\%$ wurde die Pumpleistung bis zu $P_p = 47,7$ W erhöht. Der Faserlaser lieferte in der *Side-Pumping*-Konfiguration eine Ausgangsleistung $P_s = 10,3$ W. Die, vom Thermistor unterhalb der Wellenleiteranordnung

gemessene Temperatur konnte konstant bei 10°C gehalten werden. Ein Aufheizen der Wellenleiteranordnung durch die Pumplichteinstrahlung wurde nicht beobachtet. Im Rahmen nachfolgender Untersuchungen fiel auf, dass sich die Fokusslage des Pumplichts verschoben hatte. Durch die Neujustage senkte sich die Pumpschwelleistung des Faserlasers um 6,3 W auf $P_{th} = 14,7$ W. Die *slope efficiency* wurde bei einer Reflektivität des Auskoppelspiegels von $R = 10\%$ mit $\sigma_s = 33,8\%$ gemessen. Die Temperatur des Kühlwasserkreislaufs wurde sukzessive bis auf 32° C erhöht und der Einfluss der Brechzahländerung des optischen Gels auf die *slope efficiency* und die Pumpschwelleistung des Faserlasers untersucht. Dies ist in Abb. 4.12 dargestellt. Wie aus den Messkurven hervorgeht, wirkt sich eine Tempera-

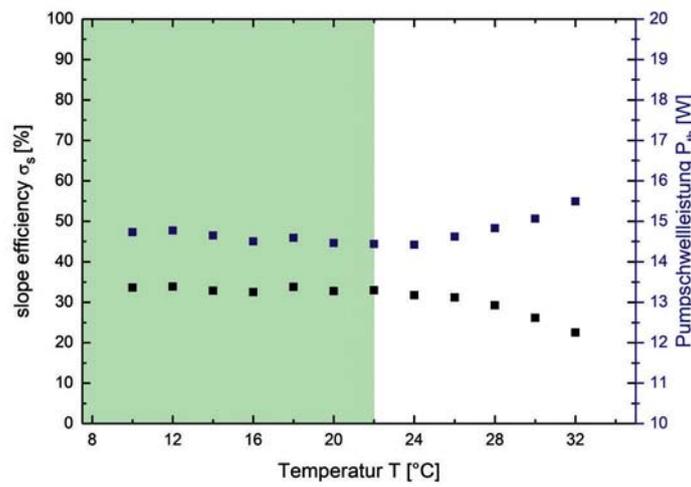


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der *slope efficiency* σ_s und der Pumpschwelleistung P_{th} des Faserlasers in *Side-Pumping*-Konfiguration von der Temperatur T des Kantenwellenleitermoduls

turänderung im Bereich zwischen 10° C und 22° C nicht auf die *slope efficiency* oder die Pumpschwelleistung aus. Eine Steigerung der Temperatur auf 32° C bewirkt eine Abnahme der *slope efficiency* um $\Delta\sigma_s = 11\%$ von $\sigma_s = 33,8\%$ auf $\sigma_s = 22,8\%$ und eine Zunahme der Pumpschwelleistung um $\Delta P_{th} = 0,8$ W von $P_{th} = 14,7$ W auf $P_{th} = 15,5$ W. Ein stabiler und effizienter Laserbetrieb ließ sich im Resultat innerhalb eines Temperaturbereichs von 12° C, zwischen 10° C und 22° C realisieren. Die Anforderungen an die thermische Stabilisierung waren somit wenig restriktiv und ließen sich technisch gut realisieren. Im Vergleich zum Effizienzverlauf der Prismenkopplung gemäß Abb. 4.8, war eine Abnahme der Lasereffizienz und somit der Prismenkopplungseffizienz bei etwa 5° C niedrigeren Temperaturwerten zu verzeichnen. Dies war die Konsequenz, der um etwa 50 W höheren Pumpleistung, wodurch sich ein höherer Temperaturgradient zwischen der Stelle der Pumplichteinkopplung und dem Thermistor einstellte. Die Messwerte der Abb. 4.12 besitzen somit einen Offset von 5°C.

Die passive Faser der Pumpdiode wurde in der Folge an die Konnektoraufnahme für die *End-Pumping*-Konfiguration angeschlossen (vgl. Abb. 4.10). Außer dem Wechsel des Pumplichtanschlusses wurde der Faserlaser unverändert gelassen. Die Kennlinie des Faserlasers wurde erneut aufgenommen. Sie ist in Abb. 4.13 dargestellt und der Kennlinie des Faserlasers mit Pumplichtzufuhr in *Side-Pumping*-Konfiguration gegenübergestellt. Die *slope efficiencies*

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

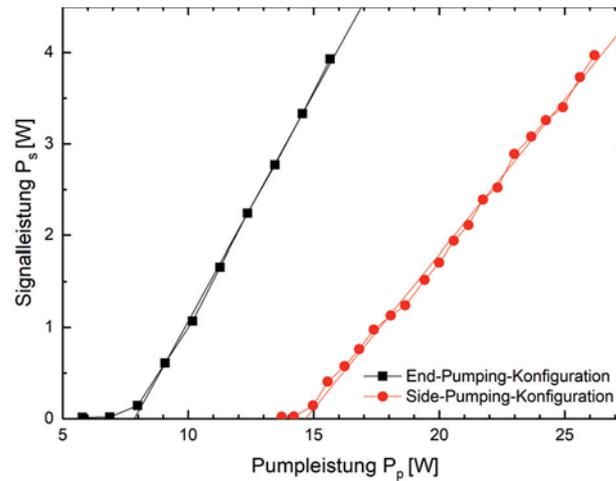


Abbildung 4.13: Vergleich der Kennlinien des Faserlasers mit Pumplichteinstrahlung in *End-* und *Side-Pumping*-Konfiguration

σ_s , wie auch die Pumpschwelleistungen P_{th} , die sich aus den Linearanpassungen der Abb. 4.11 ergeben, sind mit den zugehörigen Korrelationskoeffizienten der Fitgeraden in Tab. 4.3 zusammengefasst. Die *slope efficiency* des Faserlasers in *End-Pumping*-Konfiguration betrug

Tabelle 4.3: *Slope efficiencies* σ_s und Pumpschwelleistungen P_{th} des Faserlasers in Abhängigkeit des verwendeten Konzeptes der Pumplichtzufuhr gemäß den Laserkennlinien der Abb. 4.13

Konfiguration	σ_s [%]	P_{th} [W]	Kor. R-Quadrat [%]
<i>End-Pumping</i>	49,8	7,9	99,8
<i>Side-Pumping</i>	33,8	14,7	99,6

$\sigma_s = 49,8\%$, bei einer Pumpschwelleistung $P_{th} = 7,9$ W. Die thermisch induzierte Rotverschiebung der Emissionswellenlänge der Pumplaserdiode fiel innerhalb des Pumpleistungsbereichs der beiden Laserkennlinien nicht ins Gewicht. Die gemittelte Schwerpunktwellenlänge des Pumplichts im Pumpleistungsbereich von $P = 7,9$ W bis $P = 15,8$ W, der für die *End-Pumping*-Konfiguration verwendet wurde, betrug $\lambda = 972,7$ nm. Im Leistungsbereich $P = 15,0$ W bis $P = 26,0$ W, der für die *Side-Pumping*-Konfiguration genutzt wurde, betrug die Schwerpunktwellenlänge $\lambda = 972,8$ nm. Auf Basis der Daten des Faserherstellers bzgl. der Wirkungsquerschnitte der laseraktiven Faser, ließ sich kein Unterschied in der Absorption der Faser ermitteln. Die Fresnelreflexionen des Pumplichts an der Glasfaserstirnfläche, wie auch an der Stirnfläche des Kopplungsprismas betragen jeweils $R = 3,4\%$. Die gemessenen Pumpschwelleistungen, die sich aus den beiden Pumpkonfigurationen ergaben, sind demnach direkt vergleichbar. Gegenüber der *Side-Pumping*-Konfiguration ergab sich durch die *End-Pumping*-Konfiguration eine, um $\Delta\sigma_s = 16\%$ höhere *slope efficiency* und eine um

$\Delta P_{th} = 6,8$ W geringere Pumpschwelleistung. Mit den Pumpschwelleistungen $P_{th,End}$ und $P_{th,Side}$ der jeweils verwendeten *End-*, bzw. *Side-Pumping*-Konfiguration folgt

$$P_{th,End} = 53,6\% \cdot P_{th,Side}. \quad (4.4)$$

Dies bedeutet, dass durch die Prismenkopplung des Pumplichts 53,6% der eingestrahnten Pumpleistung in die Glasfaser gelangen und diese optisch pumpen. Die Prismenkopplungseffizienz bzgl. der oktogonalen Faser ist demnach um absolut 24,4% niedriger als die gemessene Prismenkopplungseffizienz bzgl. der Kantenwellenleiter (vgl. Abschnitt 4.2.3). Dies ist hauptsächlich durch das lediglich 165 μm breite *flat* des oktogonalen Pumpkerns begründet, wodurch sich eine, um 238 μm geringere Auflagefläche des Kopplungsprismas im Vergleich zu den Kantenwellenleitern ergab. Nimmt man die Intensitätsverteilung des Pumplichtspots als gaußförmig an, so kann man bei bekannter Breite der Gaußverteilung den Anteil des Pumplichts errechnen, der auf die Fläche des Faserflats entfällt. Mit einer im Durchmesser 400 μm betragenden Lochblende, die sich im Fokus der Pumpstrahlung befand, konnte eine Transmission von 98% gemessen werden. Aus dem Transmissionswert kann auf eine 3σ -Breite der Intensitätsverteilung von $\pm 3\sigma = \pm 200$ μm geschlossen werden. Der Leistungsanteil der Pumpstrahlung im Bereich des Faserflats errechnet sich demnach zu 79%. Mit einer Prismenkopplungseffizienz von 71%, die gemäß Abschnitt 4.2.3 aus der Kühlung der Wellenleiteranordnung auf 10°C resultiert, ergibt sich eine Kopplungseffizienz von 56,1%. Dieser Wert liegt lediglich um absolut 2,5% höher als der experimentell ermittelte Wert und bestätigt somit die getroffenen Annahmen. Der Herstellungsprozess der Kantenwellenleiter und der Kanäle ist folglich präzise genug, um eine flächige Kontaktierung des Prismas mit dem *flat* der oktogonalen Glasfaser zu gewährleisten. Eine Optimierung der Kopplungseffizienz ließe sich vornehmen, in dem Fasern mit quadratischem Querschnitt des inneren Fasermantels bezogen werden könnten. Die Herstellung solcher Fasern ist technologisch problemlos möglich. Es sind allerdings Abnahmemengen erforderlich, die den Umfang benötigter Fasermengen der vorliegenden Forschungsarbeit überschreiten.

4.3 Richtungskopplung

Durch vorangegangene Untersuchungen wurde die Möglichkeit der transversalen Einstrahlung des Pumplichts in die Kantenwellenleiter und die laseraktive Faser durch ein Kopplungsprisma festgestellt und Effizienzen nahe am theoretischen Limit gemessen. Im Mittelpunkt nachfolgender Untersuchungen stand der experimentelle Nachweis der Richtungskopplung des, in die Kantenwellenleiter eingestrahnten Pumplichts mit der laseraktiven Faser. Die Richtungskopplung stellt gemäß der Konzeptskizze des Abschnitts 2.2.4 den zweiten grundlegenden Mechanismus des *Side-Pumping*-Konzepts dar. Messaufbauten zu ihrem Nachweis, sowie zur Bestimmung der Kopplungskoeffizienten κ , gemäß den Gln. (2.35) und (2.43) mussten erstellt werden. Durch ein numerisches Modell auf Basis finiter Elemente, erfolgte die Ableitung von Designparametern zur Optimierung der Richtungskopplungseffizienz und zur Bestimmung des relativen Strahlungsanteils, der sich am Ende eines Kantenwellenleitermoduls innerhalb der Glasfaser befindet.

4.3.1 Nachweis der Richtungskopplung

Das Übersprechen des Pumplichts wurde mit dem Experimental Aufbau gemäß Abb. 4.14 auf das grundsätzliche Vorhandensein überprüft. Die entmantelte Glasfaser DCF-Yb-50/400P-

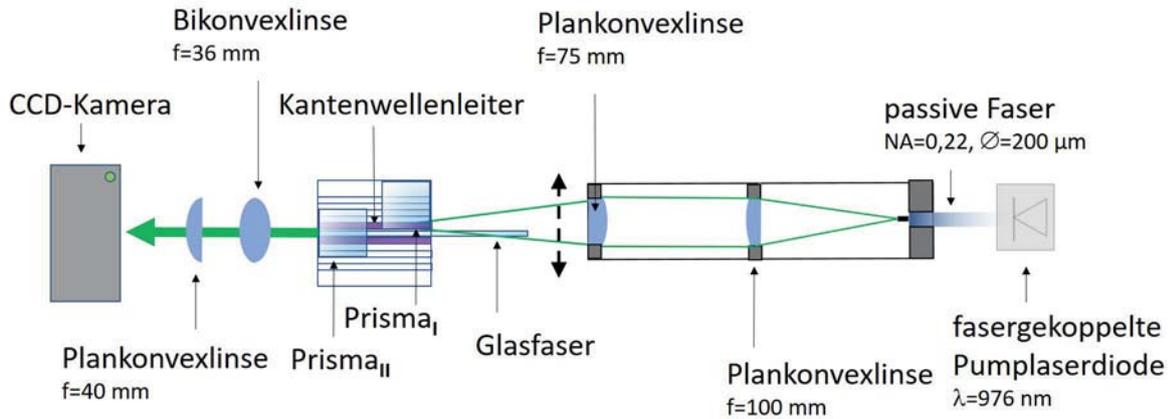


Abbildung 4.14: Versuchsaufbau zum Nachweis der Richtungskopplung

FA wurde mit dem optischen Gel OC-431A bestrichen und in einen Kanal zwischen zwei Kantenwellenleitern eingepresst. Durch die Applikation des Gels auf der Glasfaser sollte, wie bei der Prismenkopplung auch, die optische Kontaktierung verbessert werden. Die $2 \mu\text{m}$ breiten Luftspalte zwischen den Glasfaserflats und den Kantenwellenleiterflanken wurden durch das Gel gefüllt. Die Breite der Spalte wurde vorab durch Auflichtmikroskopaufnahmen der Stirnfläche des Moduls gemäß Abb. 4.4 vermessen. Auf die 22 mm lange Kantenwellenleiteranordnung wurden zwei rechtwinklige Quarzglasprismen der Kantenlänge 10 mm und 5 mm gesetzt und angedrückt. Die optische Kontaktierung der Prismen mit der Wellenleiteranordnung erfolgte, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, ebenfalls mit dem optischen Gel. Das 10 mm lange Prisma *I* wurde so auf die Kantenwellenleiteranordnung gesetzt, dass dessen Grundfläche lediglich auf dem zur Glasfaser benachbarten Kantenwellenleiter auflag und somit ausschließlich diesen optisch kontaktierte. Die genaue Positionierung wurde mit einem Mikroskop überprüft. Die Pumplichteinkopplung erfolgte mit dem Pumpteleskop gemäß der Abb. 4.6. Das Prisma *II* wurde in einem Abstand von 7 mm bündig mit der Kante der Wellenleiteranordnung aufgesetzt. Die Auflagefläche des Prismas war mit den flats der beiden Kantenwellenleiter und der Glasfaser optisch kontaktiert. Pumpstrahlung, die in der Wellenleiteranordnung geführt wurde, wurde über das Prisma ausgekoppelt und über eine Bikonvexlinse der Brennweite $f = 36 \text{ mm}$, sowie eine Plankonvexlinse der Brennweite $f = 40 \text{ mm}$ auf eine CCD-Kamera des Typs WinCamD (DataRay Inc.) abgebildet. Um die Intensitätsverteilung, der über das Prisma *II* ausgekoppelten Strahlung zu referenzieren, wurde das Pumplicht zunächst in einen Kantenwellenleiter ohne benachbarte Glasfaser eingestrahlt. Die Position des Pumplichtspots und die zugehörige Aufnahme der CCD-Kamera sind in Abb. 4.15(a) dargestellt. Die aufgenommene Intensitätsverteilung ist scharf auf einen rechteckigen Bereich begrenzt. Die Beschränkung des transversalen Modenfeldes auf den Kantenwellenleiter ist deutlich sichtbar. In einem nächsten Schritt wurde gemäß Abb. 4.15(b)

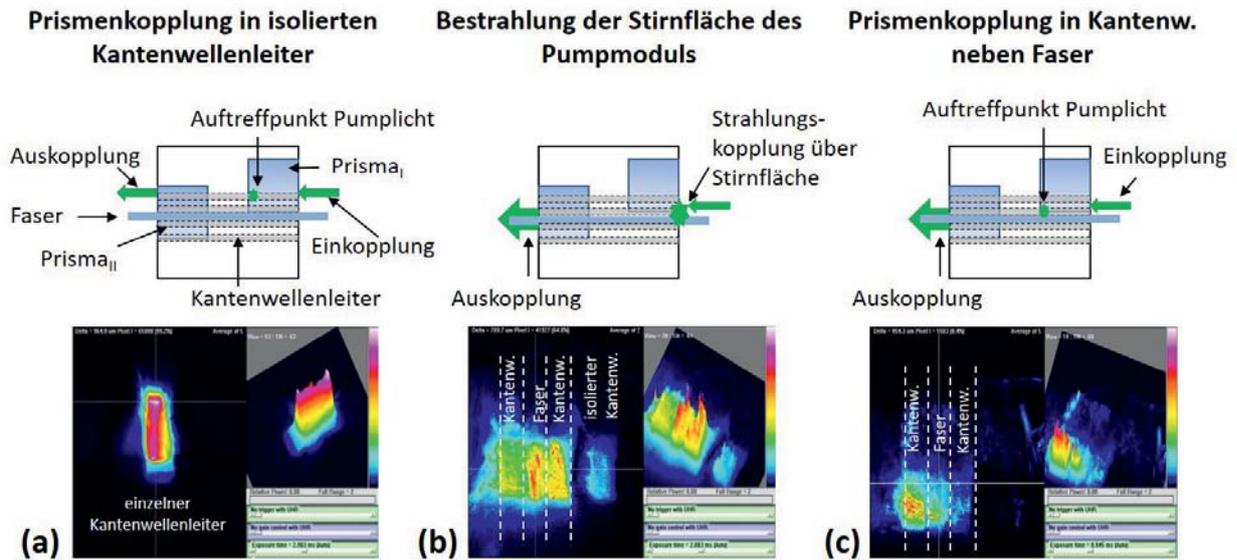


Abbildung 4.15: Intensitätsverteilung über das Prisma_{II} ausgekoppelter Strahlung in Abhängigkeit der Einstrahlungsposition des Pumplichts

das Pumplicht auf die Stirnfläche der Wellenleiteranordnung im Bereich der Glasfaser und ihrer benachbarten Kantenwellenleiter gelenkt. Durch die absichtliche Dejustage der Pumplichteinkopplung entstand Streustrahlung im Bereich der Kante der Wellenleiteranordnung. Durch die Streustrahlung wurden gleichermaßen transversale Moden in den Kantenwellenleitern und der Glasfaser angeregt. Die, über das Prisma am Ende der Wellenleiteranordnung ausgekoppelte Strahlung, ist anhand des zugehörigen CCD-Bildes der Intensitätsverteilung dargestellt. Im Vergleich zu der CCD-Aufnahme der Abb. 4.15(a) ist eine etwa dreimal so breite Intensitätsverteilung erkennbar, die ebenfalls recht scharf umrissen ist. Sie stellt die Intensitätsverteilung, der innerhalb der Glasfaser und ihrer benachbarten Kantenwellenleiter geführten transversalen Moden dar. Die einzelnen Wellenleiter sind entsprechend in der CCD-Aufnahme gekennzeichnet. Rechts neben der Intensitätsverteilung der Glasfaser und ihrer direkt angrenzenden Kantenwellenleiter ist die Intensitätsverteilung des übernächsten, separierten Kantenwellenleiters zu sehen. Beim Auftreten einer Richtungskopplung müsste die gemessene Intensitätsverteilung, bei exklusiver Einstrahlung des Pumplichts in die Glasfaser oder einen der direkt angrenzenden Kantenwellenleiter, sehr ähnlich zu der abgebildeten Intensitätsverteilung der Glasfaser und ihrer benachbarten Kantenwellenleiter sein. Die Zielabbildung ist somit klar, es steht jedoch eine Verifikation durch die exklusive Einstrahlung des Pumplichts in lediglich einen der Wellenleiter aus. Hierzu wurde über Prisma I, welches wie zuvor erwähnt, lediglich den zur Faser benachbarten Kantenwellenleiter kontaktiert, Pumplicht in diesen eingestrahlt. Dies ist schematisch in Abb. 4.15(c) dargestellt. Das zugehörige CCD-Bild zeigt die resultierende Intensitätsverteilung des Pumplichts innerhalb der Wellenleiteranordnung. Es ist deutlich zu sehen, dass die Pumpstrahlung lateral in die Faser und über die Faser in den nächsten, an die Faser direkt angrenzenden Kantenwellenleiter übergesprochen hat. Die Richtungskopplung zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser konnte somit experimentell nachgewiesen werden.

4.3.2 Bestimmung des Kopplungskoeffizienten

Grundlage für die Bestimmung des Kopplungskoeffizienten κ der Gl. (2.35) war ein numerisches Modell. Es basiert auf einer Modifikation der Gl. (3.11), die die Propagation des Pumplichtes innerhalb der Ytterbium-dotierten Glasfaser beschreibt [90]. Die einzelnen Terme der Gl. (3.11) finden Ausdruck in dem Dämpfungskoeffizienten α_2 , der sich experimentell aus Transmissionsmessungen der Glasfaser direkt bestimmen lässt. Für die Transmission des Pumplichts in der Glasfaser gilt somit

$$\frac{\pm dP_p^\pm(z)}{dz} = \alpha_2 P_p^\pm(z). \quad (4.5)$$

Auf die Zeitabhängigkeit gemäß Gl. (3.11) wurde verzichtet, da ausschließlich der Gleichgewichtszustand betrachtet wurde. Da die Glasfaser innerhalb eines Kantenwellenleiterkanals mit jeweils zwei Kantenwellenleitern optisch kontaktiert ist, findet eine Kopplung der Strahlung in die Glasfaser und aus ihr heraus statt. Mit den ortsabhängigen Leistungen $P_1(z)$ und $P_3(z)$ des Pumplichts innerhalb der, an die Faser angrenzenden Kantenwellenleiter 1 und 3 lässt sich die Richtungskopplung durch ein System gekoppelter Differenzialgleichungen beschreiben:

$$\frac{dP_1}{dz} = (-\alpha_1 - \kappa_{12})P_1(z) + \kappa_{21}P_2(z) \quad (4.6)$$

$$\frac{dP_2}{dz} = (-\alpha_2 - \kappa_{21} - \kappa_{23})P_2(z) + \kappa_{12}P_1(z) + \kappa_{32}P_3(z) \quad (4.7)$$

$$\frac{dP_3}{dz} = (-\alpha_3 - \kappa_{32})P_3(z) + \kappa_{23}P_2(z). \quad (4.8)$$

Da keine Rückkopplung der Pumpstrahlung durch Resonatorspiegel vorhanden ist, erfolgt die Betrachtung unidirektional in positiver z -Richtung. Die Richtungskopplung wird innerhalb der Gl. (4.6) bis (4.8) durch die Kopplungskoeffizienten κ_{12} und κ_{32} für den Leistungsübertrag von Kantenwellenleiter 1 bzw. 3 in die Faser und durch κ_{21} bzw. κ_{23} für den umgekehrten Leistungsübertrag aus der Faser berücksichtigt. Wie aus Abb. 4.5 bereits hervorging, kann durch die verwendeten Pumplaserdioden keine gezielte Anregung einzelner transversaler Wellenleitermoden der Propagationskonstante β_m erfolgen. Die Betrachtung eines mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ ist daher sinnvoll. Die Kopplungskoeffizienten der Gln. (4.6) bis (4.8) können aufgrund der symmetrischen Wellenleiteranordnung als gleich groß angenommen werden. Es gilt

$$\bar{\kappa} = \kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa_{23} = \kappa_{32}. \quad (4.9)$$

Die Dämpfungskoeffizienten α_1 und α_3 der Gln. (4.6) und (4.8) beziehen Verluste des Pumplichts durch die Kantenwellenleiter 1 und 3 in die Betrachtung mit ein. Da die Kantenwellenleiter jeweils auf die gleiche Weise gefertigt wurden, können die Verluste, die durch die Kantenwellenleiter bedingt werden als gleich groß angenommen werden und es gilt

$$\alpha_1 = \alpha_3. \quad (4.10)$$

Für die gekoppelten Differenzialgleichungen (4.6) bis (4.8) folgt:

$$\frac{dP_1}{dz} = (-\alpha_1 - \bar{\kappa})P_1(z) + \bar{\kappa}P_2(z) \quad (4.11)$$

$$\frac{dP_2}{dz} = (-\alpha_2 - 2\bar{\kappa})P_2(z) + \bar{\kappa}P_1(z) + \bar{\kappa}P_3(z) \quad (4.12)$$

$$\frac{dP_3}{dz} = (-\alpha_1 - \bar{\kappa})P_3(z) + \bar{\kappa}P_2(z). \quad (4.13)$$

Bestimmt man die Dämpfungskoeffizienten α_1 bis α_3 experimentell, so kann man mit der Randbedingung

$$P_2(0) = P_3(0) = 0 \quad (4.14)$$

die mittlere Dämpfung

$$\bar{D} = 10 \log \left(\frac{P_1(z)}{P_1(0)} \right) \quad (4.15)$$

des Kantenwellenleiters 1 in Abhängigkeit des Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ berechnen. Durch einen Vergleich experimentell ermittelter Werte der Strahlungsdämpfung \bar{D}_{exp} durch den Kantenwellenleiter mit den berechneten Werten, kann der mittlere Kopplungskoeffizient $\bar{\kappa}$ ermittelt werden.

Die Bestimmung der Dämpfungskoeffizienten $\alpha_1 = \alpha_3$ der Kantenwellenleiter kann durch eine Transmissionsmessung von einem der Kantenwellenleiter vor dem Einlegen der Glasfaser erfolgen. Durch die fehlende Kopplung ist $\bar{\kappa} = 0$ und es gilt

$$\frac{dP_1}{dz} = -\alpha_1 P_1(z) \quad (4.16)$$

Aus der exponentiellen Leistungsabnahme

$$P_1(z) = P_1(0)e^{-\alpha_1 z} \quad (4.17)$$

lässt sich der Dämpfungskoeffizient α_1 direkt bestimmen. Der Dämpfungskoeffizient α_2 der Glasfaser ergibt sich analog gemäß Gl. (4.5). Er kann aus Transmissionsdaten des Faserherstellers berechnet werden.

Um die Dämpfungskoeffizienten α_1 und α_3 , sowie die mittlere Dämpfung \bar{D}_{exp} der Pumpleistung unter Berücksichtigung der Richtungskopplung gemäß Gl. (4.11) experimentell zu bestimmen, wurde eine Wellenleiteranordnung mit einer Länge von 102 mm gefertigt. Durch die, im Vergleich zu Abschnitt 4.3.1 erhöhte Länge der Kantenwellenleiteranordnung, kann die Richtungskopplung auch bei Vorliegen eines geringen mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ untersucht werden. Dies geht aus Gl. (2.41) hervor, wonach niedrigere Kopplungskoeffizienten zu einer größeren Periodenlänge der Strahlungskopplung führen. Der Aufbau des Messplatzes ist in Abb. 4.16 dargestellt. Die Transmissionsmessungen erfolgte mittels der 3-Prismen-Methode [91]. Es wurde jeweils ein Prisma am Beginn und am Ende der Wellenleiteranordnung auf den Kantenwellenleiter 1 aufgesetzt. Hierbei wurde darauf geachtet, dass

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

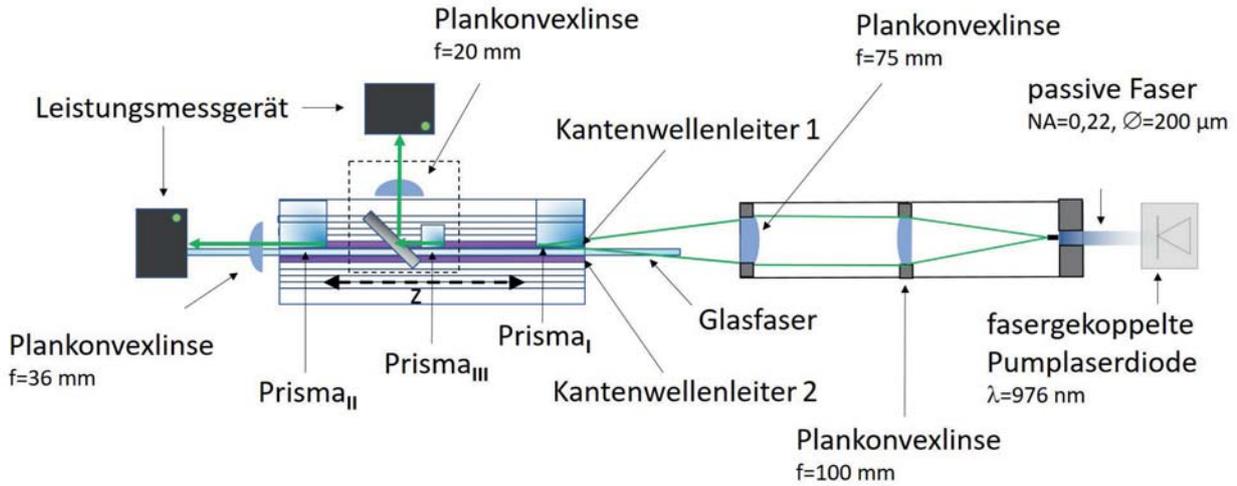


Abbildung 4.16: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Richtungskopplungskoeffizienten

der Kanal neben Kantenwellenleiter 1, in den bei nachfolgenden Untersuchungen die Glasfaser eingelegt wurde, von den Prismen nicht überdeckt wurde. Neben praktischen Aspekten bzgl. der Möglichkeit des Einlegens der Glasfaser, konnte durch dieses Vorgehen die exklusive Einstrahlung des Pumplichts über das Prisma *I* in den Kantenwellenleiter 1 erfolgen und die Randbedingung Gl. (4.14) erfüllt werden. Über Prisma *II* wurde ausschließlich die Pumpstrahlung aus Kantenwellenleiter 1 ausgekoppelt und mit einer Plankonvexlinse der Brennweite $f = 36$ mm auf ein Leistungsmessgerät abgebildet. Zwischen den Prismen *I* und *II* wurde das Prisma *III* auf den Kantenwellenleiter 1 aufgesetzt. Auch hier erfolgte die optische Kontaktierung ausschließlich mit dem Kantenwellenleiter 1. Im Gegensatz zu den Prismen *I* und *II*, mit den fixen Positionen z_I und z_{II} , wurde die Längenposition z_{III} des Prismas *III* schrittweise geändert. Für jede Position z_{III} wurde die, aus Prisma *II* und *III* ausgekoppelte Leistung P_{II} und P_{III} , gemessen. Für die jeweils ausgekoppelte Leistung gilt

$$P_{II} = \gamma_{II}[P_1(z_{III}) - P_{III}]e^{-\alpha_1(z_{II}-z_{III})} \quad (4.18)$$

$$P_{III} = \gamma_{III}P_1(z_{III}), \quad (4.19)$$

mit den Prismenkopplungskoeffizienten γ_{II} und γ_{III} der jeweiligen Prismen. Die Prismenkopplungskoeffizienten waren aufgrund des verwendeten 3-Prismen-Verfahrens für die Transmissionsmessungen unerheblich [91]. Dies ist für die Untersuchungen entscheidend, da das Prisma *III* an jeder der Positionen z_{III} entlang der Wellenleiteranordnung erneut auf die Wellenleiteranordnung aufgebracht werden musste. Etwaige Schwankungen in der Effizienz der Prismenkopplung haben in der Folge keine Auswirkungen auf die Genauigkeit der Transmissionsmessung. Dies ergibt sich wie folgt: Führt man eine Referenzmessung ohne Prisma *III* durch, gilt $\gamma_{III} = 0$. Die über Prisma *II* ausgekoppelte Leistung ist

$$P_{II} = P_{II}^0. \quad (4.20)$$

Kontaktiert man Prisma *III* mit der Wellenleiteranordnung, gilt $\gamma_{III} \neq 0$ und für die, über Prisma *II* ausgekoppelte Leistung folgt

$$P_{II} = P_{II}^0 - \Delta P_{II}. \quad (4.21)$$

Durch Einsetzen der Gl. (4.18) in Gln. (4.20) und (4.21) lässt sich der Kopplungskoeffizient γ_{II} des Prismas *II* eliminieren. Man erhält

$$P_1(z_{III})(P_{II}^0 - \Delta P_{II}) = [P_1(z) - P_{III}]P_{II}^0 \quad (4.22)$$

und somit

$$P_1(z) = \frac{P_{III}P_{II}^0}{\Delta P_{II}}. \quad (4.23)$$

Die Messung der ortsabhängigen Leistung innerhalb des Kantenwellenleiters ist unabhängig von den Prismenkopplungskoeffizienten γ_I bis γ_{III} . Die mittlere Dämpfung \bar{D}_{exp} gemäß Gl. (4.15) wurde in der Folge mit Hilfe des 3-Prismen-Verfahrens auf Basis der Gl. (4.23) bestimmt.

In Abb. 4.17 ist die Transmissionsmessung eines Kantenwellenleiters ohne anliegende Faser dargestellt. Die Pumplichteinkopplung in das Prisma I erfolgte gemäß den Erkenntnis-

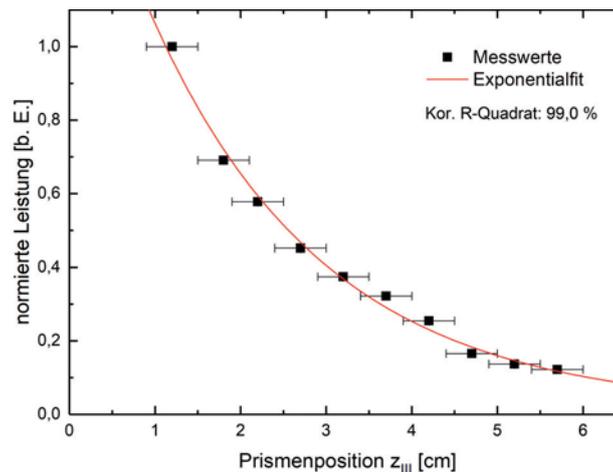


Abbildung 4.17: Relative optische Leistung innerhalb eines Kantenwellenleiters bei einem lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$

sen des Abschnitts 4.2 in vertikaler Richtung unter einem Einstrahlwinkel $\alpha = 10,5^\circ$. Der Einstrahlwinkel α ist für die Untersuchungen zwar nicht ausschlaggebend, dennoch ist der Leistungseintrag in den Kantenwellenleiter maximal und man erhält ein ausreichend starkes Messsignal. Der laterale Einstrahlwinkel wurde zunächst, wie in den zuvor dargestellten Experimenten, zu $\varphi = 0^\circ$ gewählt. Die Fehlerbalken der Position z_{III} des Prismas *III* sind mit $\Delta z_{III} = \pm 3$ mm angegeben, da einerseits nicht bekannt war, in welchem Bereich des 5 mm langen Prismas *III* die Strahlung aus dem Wellenleiter austritt und andererseits die Positioniergenauigkeit des Prismas 1 mm betrug. Die Messwerte wurden exponentiell gefittet. Der Korrelationskoeffizient des Exponentialfits beträgt 99%, wodurch sich auf eine gute

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf der Signaldämpfung schließen lies. Aus dem Exponentialfit ergab sich für den Dämpfungskoeffizienten des Kantenwellenleiters $\alpha_1 = \alpha_3 = 0,49 \text{ cm}^{-1}$. Dies entspricht einer mittleren Dämpfung des Pumplichts von $\bar{D}_{exp} = 2,02 \text{ dB/cm}$. Die relative hohe Dämpfung der Pumpstrahlung innerhalb des Kantenwellenleiters ist auf die Rauheit der gesägten Wellenleiterflanken zurückzuführen [92, 93]. Diese kann eine Störung der Modenfelder bewirken und in der Folge eine Kopplung geführter Moden an sogenannte Strahlungsmoden verursachen [68]. Diese sind extrem verlustbehaftet. Der laterale Einstrahlwinkel ist ausschlaggebend für die Transmissionsverluste, die die Strahlung innerhalb des Kantenwellenleiters erfährt. Mit zunehmendem Einstrahlwinkel werden vermehrt transversale Moden höherer Ordnung bzgl. der lateralen Raumrichtung angeregt. Die Felder dieser Moden besitzen einen zunehmenden räumlichen Überlapp mit der gesägten Kantenwellenleiterflanke, wodurch die Kopplung geführter Wellenleitermoden an Strahlungsmoden begünstigt wird [68]. Befindet sich eine Glasfaser in den Kanälen neben dem Kantenwellenleiter, kann andererseits durch Anregung eben dieser Moden höherer Ordnung die Kopplung des Pumplichtfeldes zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser gesteigert werden. Der räumliche Überlapp der effektiven Modenfelder des Kantenwellenleiters mit der effektiven Modenfeldverteilung der Glasfaser nimmt zu. Dies wird durch die Expansionskoeffizienten a_i gemäß Gl. (2.25) ausgedrückt, die gemäß Gl. (2.35) direkten Einfluss auf die Kopplungskoeffizienten der entsprechenden Supermoden haben. Um den Einfluss des Einstrahlwinkels auf die Kopplungskoeffizienten zu untersuchen, wurden zusätzlich zu den Transmissionsmessungen des Pumplichtes durch den Kantenwellenleiter 1 bei parallelem Pumplichteinfall Messungen bei einem lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$ durchgeführt. Die Ergebnisse der Messung sind in Tab. 4.4 angeführt. Wie aus Tab. 4.4 her-

Tabelle 4.4: Winkelabhängige Transmissionsmessung des isolierten Kantenwellenleiters 1

lat. Einstrahlwinkel φ [°]	0	2,5	4,3
$\alpha_{1,3} [\text{cm}^{-1}]$	0,49	0,80	1,04
Kor. R-Quadrat Exp.fit [%]	99,0	98,4	98,4
$\bar{D}_{exp} [\text{dB/cm}]$	2,02	3,47	4,51

vorgeht, ergab sich eine deutliche Steigerung der mittleren Dämpfung des Pumplichts von $\bar{D}_{exp} = 2,02 \text{ dB/cm}$, im Falle einer parallelen Einstrahlung, zu $\bar{D}_{exp} = 3,47 \text{ dB/cm}$ und $\bar{D}_{exp} = 4,51 \text{ dB/cm}$ für laterale Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$, bzw. $\varphi = 4,3^\circ$.

Nachfolgend zu den Transmissionsmessungen des Kantenwellenleiters wurde die, gemäß Abschnitt 4.2.4 entmantelte Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA in den Kanal direkt neben dem vermessenen Kantenwellenleiter eingelegt und durch das Gel OC-431A mit dem Kantenwellenleiter optisch kontaktiert. Aus den, vom Faserhersteller zur Verfügung gestellten Messdaten ergab sich eine Dämpfung des Pumplichts innerhalb der Glasfaser von $0,168 \text{ dB/cm}$ bei der verwendeten Pumpwellenlänge $\lambda_p = 973 \text{ nm}$. Die Leistung des Pumplichts, mit dem der Kantenwellenleiter im Bereich der Strahlungseinkopplung beaufschlagt wurde, betrug $P_p = 15 \text{ W}$. Gemäß des Abschnitts 2.2 entsprach dies typischen Leistungswerten der Breit-

streifenemitter gängiger Laserdiodenbarren. Aus dem Dämpfungswert der Glasfaser wurde der Dämpfungskoeffizient $\alpha_2 = 0,04 \text{ cm}^{-1}$ berechnet.

Die Transmissionsmessung des Kantenwellenleiters 1 wurde mit der, an den Kantenwellenleiter angrenzenden Glasfaser, wiederholt. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.5 angeführt. Während

Tabelle 4.5: Winkelabhängige Transmissionsmessung des Kantenwellenleiters 1 mit angrenzender Glasfaser CorActive DCF-Yb-50/400P-FA

lat. Einstrahlwinkel φ [°]	0	2,5	4,3
α_1 [cm ⁻¹]	0,49	0,67	0,79
Kor. R-Quadrat Exp.fit [%]	99,0	97,9	96,9
\bar{D}_{exp} [dB/cm]	2,06	2,92	3,42
$\Delta\bar{D}_{exp}$ [dB/cm]	+0,04	-0,55	-0,91

die gemessene mittlere Dämpfung bei paralleler Einstrahlung des Pumplichts zum Kantenwellenleiter gegenüber dem Referenzwert der Tab. 4.4 um $\Delta\bar{D}_{exp} = 0,04 \text{ dB/cm}$ zunahm, ergaben sich um $\Delta\bar{D}_{exp} 0,55 \text{ dB/cm}$ bzw. $\Delta\bar{D}_{exp} 0,91 \text{ dB/cm}$ reduzierte Dämpfungswerte für laterale Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ bzw. $\varphi = 4,3^\circ$. Dies scheint zunächst verwunderlich, wird aber durch das numerische Modell bestätigt: Legt man den Gln. (4.11) bis (4.13) die Messwerte der Dämpfungskonstanten α_1 bis α_3 des isolierten Kantenwellenleiters und der Glasfaser zugrunde und variiert man den Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$, so ergeben sich die, in den Abb. 4.18 bis 4.20 dargestellten Verläufe für die mittlere Dämpfung des Kantenwellenleiters 1. In Abb. 4.18 ist die mittlere Dämpfung des Kantenwellenleiters für einen lateralen Einstrahlwinkel von $\varphi = 0^\circ$ aufgetragen. Für einen Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa} = 0 \text{ cm}^{-1}$, also für den Fall, dass keine Kopplung der in dem Kantenwellenleiter geführten Strahlung zu der Glasfaser stattfindet, ergibt sich ein Dämpfungswert $\bar{D}_{exp} = 2,02 \text{ dB/cm}$. Dies entspricht dem experimentell ermittelten Wert der Transmissionsmessung des isolierten Kantenwellenleiters gemäß Tab. 4.4. Nimmt der Kopplungskoeffizient bis auf einen Wert $\bar{\kappa} = 0,04 \text{ cm}^{-1}$ zu, steigt die mittlere Dämpfung auf $\bar{D}_{exp} = 2,08 \text{ dB/cm}$ an. Dies entspricht dem Fall, dass Richtungskopplung zwischen dem Kantenwellenleiter und der Glasfaser auftritt. Der Kantenwellenleiter ist jedoch nicht lang genug, um eine Rückkopplung der Strahlung mit wesentlichem Leistungsanteil aus der Glasfaser in den Kantenwellenleiter zu erlauben. Die Richtungskopplung fungiert somit über die gesamte Länge des Kantenwellenleiters für diesen als reiner Verlustkanal. Wird der Wert des Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ weiter erhöht, koppelt das Pumplicht in die Faser und von der Faser wieder teilweise in den Kantenwellenleiter zurück. Strahlung wird also über einen Teil der Strecke in der Glasfaser geführt. Da gemäß den Transmissionsmessungen der Glasfaser und des Kantenwellenleiters, die Glasfaser deutlich weniger verlustbehaftet ist als der Kantenwellenleiter, nimmt die mittlere Dämpfung des Kantenwellenleiters 1 ab. Über die gesamte Länge des Kantenwellenleiters betrachtet, ergibt sich eine Art *Bypass*, wodurch trotz der Leistungsumverteilung in die Glasfaser und den Kantenwellenleiter 3 am Ende des Kantenwellenleiters 1 mehr Leistung in diesem vorhanden ist als bei der ausschließlichen Transmission des Pumplichts durch den Kantenwellenleiter 1.

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

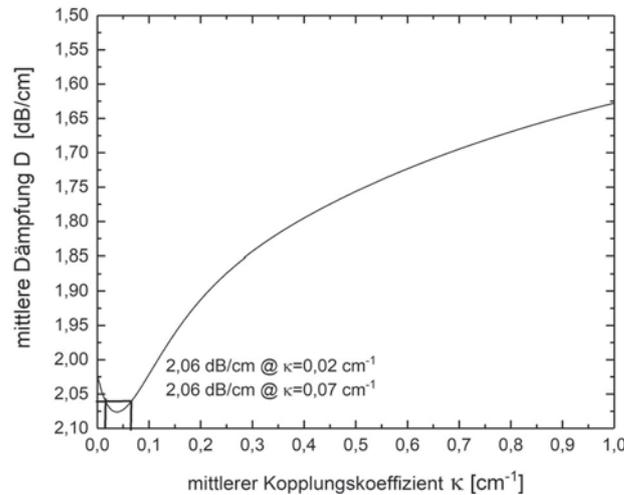


Abbildung 4.18: Berechnung des mittleren Dämpfungswertes \bar{D} , in den Kantenwellenleiter eingestrahlt Pumplichts in Abhängigkeit des Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ der Richtungskopplung für einen lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$

Mit weiterer Zunahme des Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ ist ein Abflachen der Kurve gemäß Abb. 4.18 zu beobachten. Die Leistung ist zunehmend gleich zwischen der Glasfaser und Kantenwellenleiter 1 verteilt. Vergleicht man die, gemäß Abb. 4.18 ermittelten Dämpfungswerte \bar{D} des Kantenwellenleiters 1 mit dem für 0° gemessenen Dämpfungswert \bar{D}_{exp} der Tab. 4.5, so ergeben sich zwei Übereinstimmungspunkte des experimentell ermittelten Werts mit dem berechneten Verlauf bei $\bar{\kappa} = 0,02 \text{ cm}^{-1}$ und $\bar{\kappa} = 0,07 \text{ cm}^{-1}$. Bei konservativer Abschätzung resultiert hieraus ein relativer Leistungsübertrag von $2,0 \text{ \%/cm}$.

In Abb. 4.19 ist der Verlauf der mittleren Dämpfung \bar{D} für einen lateralen Einstrahlwinkel von $\varphi = 2,5^\circ$ dargestellt. Bei nicht vorhandener Richtungskopplung ($\kappa = 0 \text{ cm}^{-1}$) entspricht der Dämpfungswert \bar{D} dem experimentell ermittelten Wert des isolierten Kantenwellenleiters $\bar{D}_{exp} = 3,47 \text{ dB/cm}$ (vgl. Tab. 4.4). Aufgrund der, im Vergleich zur Einstrahlung des Pumplichts unter einem lateralen Winkel von $\varphi = 0^\circ$ um $1,45 \text{ dB/cm}$ höheren Dämpfung, wirkt sich die Führung und teilweise Rückkopplung der Strahlung durch die Glasfaser deutlich stärker aus. Mit Einsetzen der Richtungskopplung nimmt die mittlere Dämpfung \bar{D} der Pumpleistung in Kantenwellenleiter 1 stark ab. Mit steigendem Kopplungskoeffizienten ist auch hier ein Abknicken der Kurve durch die steigende Gleichverteilung der Pumpstrahlung zwischen den einzelnen Wellenleitern zu beobachten. Mit der experimentell ermittelten Dämpfung $\bar{D}_{exp} = 2,92 \text{ dB/cm}$ (vgl. Tab. 4.5) resultiert aus Abb. 4.19 ein Dämpfungskoeffizient von $\bar{\kappa} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$, was einem Leistungsübertrag der Wellenleiter von $13,9\%/cm$ entspricht. Durch eine lateral um $\varphi = 2,5^\circ$ geneigte Pumplichteinkopplung lässt sich demnach der mittlere Kopplungskoeffizient $\bar{\kappa}$ gegenüber der konservativen Abschätzung der Abb. 4.18 um $\Delta\kappa = 0,11 \text{ cm}^{-1}$ steigern. Für den Leistungsübertrag zwischen den Wellenleitern ergibt sich eine Erhöhung um absolut $11,9\%/cm$.

Die numerisch modellierte Dämpfungskurve für einen Einstrahlwinkel von $\varphi = 4,3^\circ$ ist in Abb. 4.20 dargestellt. Auch hier entspricht die mittlere Dämpfung \bar{D} bei nicht vorhande-

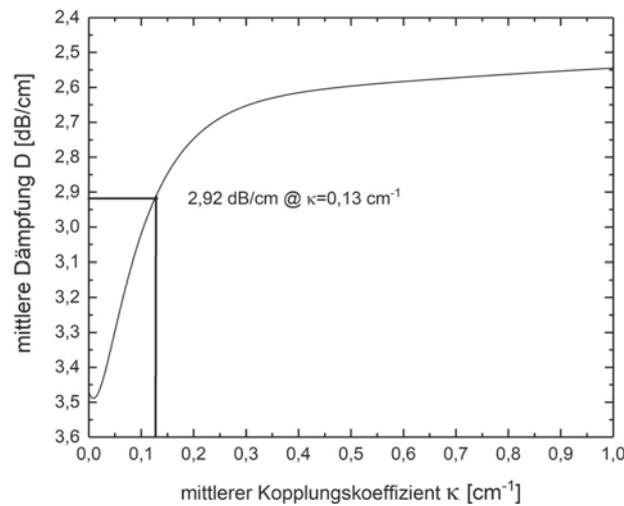


Abbildung 4.19: Berechnung des mittleren Dämpfungswertes \bar{D} , in den Kantenwellenleiter eingestrahlt Pumplichts in Abhängigkeit des Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ der Richtungskopplung für einen lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$

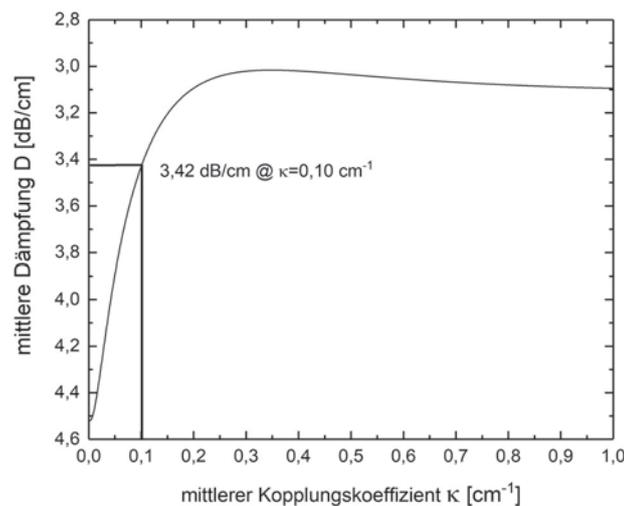


Abbildung 4.20: Berechnung des mittleren Dämpfungswertes \bar{D} , in den Kantenwellenleiter eingestrahlt Pumplichts in Abhängigkeit des Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ der Richtungskopplung für einen lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 4,3^\circ$

ner Richtungskopplung dem Messwert $\bar{D}_{exp} = 4,51$ dB/cm gemäß Tab. 4.4. Ebenso wie in Abb. 4.19, lässt sich eine starke Abnahme der mittleren Dämpfung \bar{D} des Kantenwellenleiters 1 mit zunehmendem mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ verzeichnen. Die mittlere Dämpfung konvergiert gegen $\bar{D} = 3,1$ dB/cm. Gleicht man auch hier den Messwert der mittleren Dämpfung $\bar{D}_{exp} = 3,42$ dB/cm des Kantenwellenleiters 1 gemäß Tab. 4.5 mit dem numerisch modellierten Verlauf der Dämpfungskurve ab, ergibt sich ein zugehöriger mittlerer Kopplungskoeffizient von $\bar{\kappa} = 0,10$ cm^{-1} . Dieser Wert liegt über den Werten der paralle-

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

len Einstrahlung des Pumplichts gemäß Abb. 4.18, jedoch unterhalb des Wertes für einen Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$. Es erfolgt ein Leistungsübertrag zwischen den Wellenleitern von $10,5\%/cm$.

4.3.3 Numerische Modellierung

Nachdem experimentelle Verfahren zur Bestimmung des Kopplungskoeffizienten gefertigter Kantenwellenleitermodule erarbeitet wurden, erfolgten weiterführende Betrachtungen zur Maximierung der Strahlungskopplung. Ausgangspunkt für diese Betrachtungen war ein FEM-Modell, welches unter Nutzung der kommerziellen Software Comsol Multiphysics (Comsol Multiphysics GmbH) erstellt wurde. Wie in Abb. 4.21 dargestellt, entsprach die, dem Modell zugrunde gelegte Geometrie dem Experimentalaufbau des vorangegangenen Abschnitts bzw. der Abb. 4.4. Zwei Kantenwellenleiter mit Kantenlängen von $403 \mu m$ flankieren eine

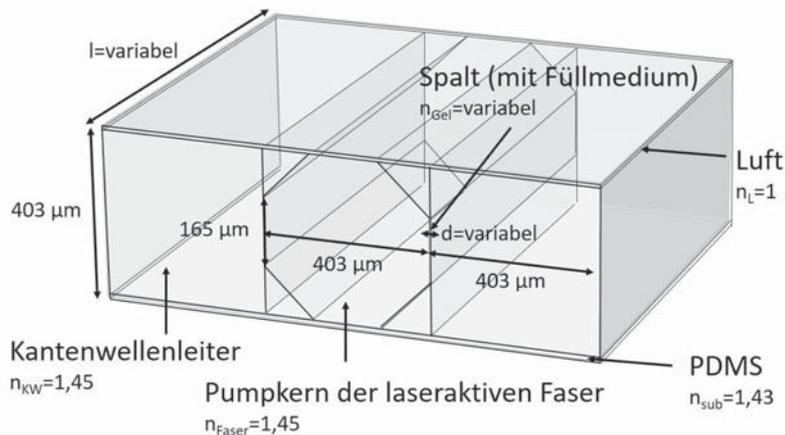


Abbildung 4.21: Modell der Glasfaser und der Kantenwellenleiter, das den numerischen Betrachtungen zugrunde liegt

Glasfaser mit oktagonalem inneren Fasermantel. Der Durchmesser des Fasermantels (*flat-to-flat*) beträgt ebenfalls $403 \mu m$. Die Länge l der Anordnung, die zur Aufnahme möglichst vieler Messpunkte in vorangegangenen Abschnitt zu $l = 10 cm$ gewählt wurde, wird innerhalb des numerischen Modells als variabel betrachtet. Ebenso wird der Abstand d der Faserflats zu den Wellenleiterflanken, wie auch der Brechungsindex n_{Gel} eines Füllmediums, welches sich innerhalb des Spaltes befindet, systematisch verändert. Der Brechungsindex der Kantenwellenleiter und der Glasfaser geht in das Modell mit einem Wert $n_{KW/Faser} = 1,45$ ein. Die Wellenleiter liegen auf einem Substrat (PDMS) mit einem Brechungsindex $n_{Sub} = 1,43$ auf. Die Anordnung ist von Luft, mit dem Brechungsindex $n_L = 1$, umgeben. Unter Verwendung der sogenannten *Boundary-Mode-Analysis*, einem Algorithmus der FEM-Software zur Lösung der Eigenwertgleichung der Wellenleiteranordnung, erfolgte eine Berechnung der Propagationskonstanten β_o und β_e symmetrischer und antisymmetrischer Supermoden [94]. Gemäß

den Betrachtungen des Abschnitts 2.2.4 kann durch diese die Richtungskopplung vollständig beschrieben werden. Durch ein, im Rahmen der vorliegenden Arbeiten erstelltes Skript wurden die, durch die FEM-Software ermittelten Propagationskonstanten ausgelesen und gemäß Gl. (2.38) die Raumfrequenz der Einhüllenden der Schwebung zwischen den symmetrischen und antisymmetrischen Supermodenpaaren berechnet. Unter Einbezug der Phasensynchronität innerhalb der Faser und der Kantenwellenleiter geführter Strahlungsfelder gemäß Gl. (2.34), folgt mit Gl. (2.37) für die Kopplungskoeffizienten

$$\kappa = \frac{1}{2}(\beta_e - \beta_o). \quad (4.24)$$

Gemäß den Gln. (2.39) bis (2.43) ergibt sich aus diesen für jedes Supermodenpaar ein periodischer Leistungsübertrag zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser. Da sich unter Verwendung eines Laserdiodenbarrens keine exklusive Anregung einzelner Supermodenpaare erzielen lässt, muss die Superposition ausbreitungsfähiger Supermoden in die Betrachtung einbezogen werden. Die Periodenlängen, die gemäß den Gln. (2.39) bis (2.43) aus den jeweiligen Kopplungskoeffizienten resultieren, werden demnach überlagert. Aufgrund der winkelabhängigen Intensitätsverteilung des Emissionsprofils eines Laserdiodenbarrens, entfallen des Weiteren unterschiedliche Leistungsanteile des eingestrahnten Pumplichts auf die jeweiligen Supermodenpaare. Die Propagationskonstanten der Supermoden stehen über die Beziehung

$$\beta_{e,o} = n_{KW/Faser} k \cos \delta, \quad (4.25)$$

mit der Wellenzahl k des eingestrahnten Pumplichts und

$$\delta = \arcsin \left(\frac{n_L}{n_{KW/Faser}} \sin \varphi \right) \quad (4.26)$$

in direktem Zusammenhang mit dem lateralen Einstrahlwinkel φ des Pumplichts [68]. Aus dem lateralen Einstrahlwinkel φ kann demnach auf die anregbaren Supermoden zurückgeschlossen werden. Unter Einbezug der Winkeldivergenz θ_{slow} des Laserdiodenbarrens entlang dessen *slow axis* und der winkelabhängigen Intensitätsverteilung erfolgte eine Gewichtung, des, in den jeweiligen Supermoden beinhalteten Leistungsanteils. Im Rahmen der vorliegenden Studie, wurde den Betrachtungen exemplarisch eine gaußsche Normalverteilung des Pumpleistungsanteils, der auf einen Winkelbereich $\varphi \pm \theta_{slow}/2$ entfällt zugrunde gelegt. Der Einbezug anderer Leistungsverteilungen ist durch das numerische Modell ebenfalls möglich. Der Leistungsanteil, der auf den lateralen Einstrahlwinkel φ entfällt, wurde in nachfolgenden Betrachtungen hundertfach gewichtet. Mit zunehmendem Divergenzwinkel der übrigen Teilstrahlen nimmt die Gewichtung entsprechend der Gaußverteilung ab. Grundlage für nachfolgende Betrachtungen war eine Winkeldivergenz $\theta_{slow} = 7^\circ$, innerhalb derer 95% des Gesamtleistungsanteils beinhaltet sind. Dies stellt die spezifizierten Werte eines Laserdiodenbarrens des Typs E11.4Y-976.5-150C-SO4.2 (1x1) (Dilas Diodenlaser GmbH), gemäß der Konzeptskizze Abb. 2.16, dar. Aufgrund des gewichteten Leistungsanteils der Wellenleitermoden und der Superposition ihrer jeweiligen Kopplungsperioden, kann eine Aussage über den, von den Kantenwellenleitern in die Faser übergesprochenen Leistungsanteil getroffen werden. Die

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

Absorption des Pumplichts innerhalb der Faser konnte durch Diskretisierungsprobleme, die durch den *Mode-Solver* der kommerziellen Software gegeben waren, nicht berücksichtigt werden. Dieses Problem konnte auch nach Rücksprache mit dem Hersteller der Software nicht behoben werden. Dies stellt insbesondere ein Problem bzgl. der Betrachtung des Pumpstrahlungsanteils dar, der durch das Kopplungsprisma direkt in die laseraktive Faser eingestrahlt wurde. Grundsätzlich lässt sich allerdings sagen, dass eine hohe Strahlungsabsorption durch den Signalkern der Faser dazu führt, dass ein deutlich geringerer Leistungsanteil aus der Faser in die Kantenwellenleiter überspricht, als dies in umgekehrter Richtung der Fall ist. Da dieser Umstand innerhalb des Modells nicht abgebildet werden konnte, richteten sich nachfolgende Betrachtungen in erster Linie nach Möglichkeiten der Maximierung des Pumpleistungsanteils, der aus den Kantenwellenleitern in die Faser überspricht und über das Kantenwellenleitermodul hinaus in dieser verbleibt.

In Abb. 4.22 ist der Einfluss der Kantenwellenleitermodullänge l auf den, durch Richtungskopplung übergesprochenen Leistungsanteil dargestellt. Die Annahmen, die der Berechnung

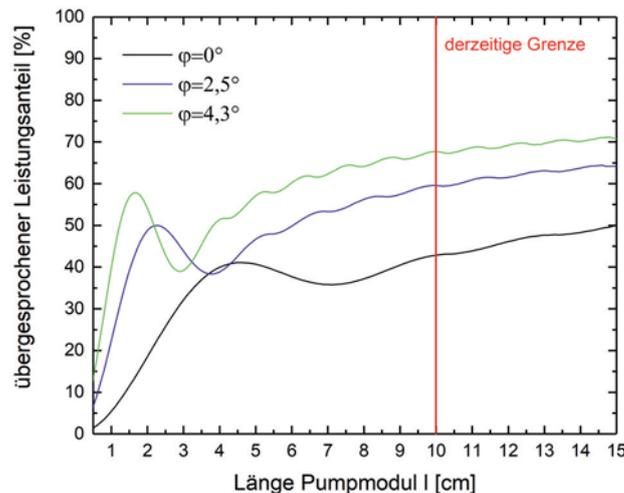


Abbildung 4.22: Abhängigkeit des, aus den Kantenwellenleitern in die Glasfaser übergesprochenen relativen Leistungsanteils von der Länge des Kantenwellenleitermoduls
(numerisches Modell)

zugrunde liegen sind einerseits das Vorhandensein eines Spaltes zwischen der Glasfaser und den Kantenwellenleiterflanken mit einer Breite $d = 2 \mu\text{m}$ und andererseits eine Füllung dieser Spalte mit einem optischen Gel mit Brechungsindex $n_{Gel} = 1,4462$. Erstere Annahme begründet sich aus der experimentellen Umsetzung des Kantenwellenleitermoduls gemäß des Abschnitts 4.1, wonach Spalte entsprechender Breite durch den Herstellungsprozess der Wellenleiteranordnung bedingt sind. Letztere Annahme bezieht den, vom Hersteller des optischen Gels OC-431A spezifizierten Brechungsindex bei einer Temperatur $T = 25^\circ\text{C}$ in die Betrachtung mit ein. Die Möglichkeit einer Fein Anpassung des Brechungsindex und deren Einfluss ist Gegenstand anschließender Untersuchungen. Die Länge des Kantenwellenleitermoduls wurde

zwischen $l = 0,5$ cm und $l = 15$ cm variiert. Die untere Grenze der untersuchten Modullänge ist hierbei durch die Möglichkeit des Aufsetzens eines Kopplungsprismas auf das Kantenwellenleitermodul gemäß des Abschnitts 4.2 und dem Aspekt der Handhabung des Moduls bzgl. des Einlegens der Faser gegeben. Die obere Grenze resultiert aus einer Beschränkung durch die vorhandenen Geräte zur Herstellung der Kantenwellenleitermodule. In das Diagramm ist darüber hinaus die Grenze von $l = 10$ cm derzeitig produzierbarer Module eingezeichnet. Diese resultiert aus Fehlern in der Verklebung und Einschlüssen, die bei der Herstellung längerer Module entstehen (vgl. Abschnitt 4.1). In Anlehnung an die experimentellen Untersuchungen der Richtungskopplung des vorangegangenen Abschnitts wurden auch hier laterale Einstrahlwinkel des Pumplichts $\varphi = 0^\circ$, $2,5^\circ$ und $4,3^\circ$ untersucht. Wie anhand der Abb. 4.22 ersichtlich wird, erfolgt für alle drei Einstrahlwinkel φ zunächst ein sehr starkes Übersprechen der Strahlung im Bereich geringer Modullängen. Ein lokales Maximum ist sichtbar, welches mit zunehmendem Einstrahlwinkel stärker ausgeprägt ist. Dieses Maximum ist auf die Kopplung von Supermodenpaaren höherer Ordnungszahlen zurückzuführen, da diese geringere Periodenlängen der Richtungskopplung besitzen. Im Bereich kurz hinter der Stelle der Pumplichteinstrahlung besitzen diese Supermodenpaare noch eine Phasensynchronität zueinander. Die Maxima der Strahlungskopplung in die Glasfaser entfallen auf dieselbe Position. Durch die Überlagerung findet ein hoher Leistungsübertrag statt. Mit zunehmender Länge des Kantenwellenleitermoduls unterliegen die Supermodenpaare einer Dispersion. Der von den Kantenwellenleitern in die Glasfaser übersprechende Leistungsanteil nimmt zunächst ab. Mit zunehmender Modullänge können jedoch vermehrt Supermoden geringerer Ordnungszahlen, die höhere Kopplungslängen besitzen, zum Leistungsübertrag beitragen. Dies sind die Moden, in denen gemäß der Gaußverteilung des winkelabhängigen Intensitätsprofils der höchste relative Leistungsanteil beinhaltet ist. Die Kurven der Abb. 4.22 steigen wieder an. Mit weiter zunehmender Länge des Kantenwellenleitermoduls nimmt der übergesprochene Pumpleistungsanteils transversaler Moden geringerer Ordnungszahlen zu. Das lokale Maximum im Bereich der Pumplichteinstrahlung wird überstiegen. Bis zu der modellierten Länge des Moduls von $l = 15$ cm kann ein durchweg positiver Effekt auf die Höhe des übergesprochenen Leistungsanteils festgestellt werden. Dieser erreicht ein Maximum von 50% bei einem lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$, 64% für $\varphi = 2,5^\circ$ und 71% für $\varphi = 4,3^\circ$. Für die derzeit maximal herstellbare Länge beträgt der übergekoppelte Leistungsanteil 43% für $\varphi = 0^\circ$, 60% für $\varphi = 2,5^\circ$ und 68% für $\varphi = 4,3^\circ$. Auffällig ist, dass die höchsten Leistungsanteile, die in die Glasfaser übersprechen mit steigenden lateralen Einstrahlwinkeln erzielt werden. Dies ist gemäß den Gln. (4.24) bis (4.26) das Resultat unterschiedlicher mittlerer Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ der Supermodenpaare, die ihrerseits von der Ordnungszahl angeregter Supermoden und somit letztlich vom Einstrahlwinkel φ abhängen. Gemäß Gl. (2.42) ist durch den Kopplungskoeffizienten die Periodenlänge der Kopplung bestimmt. Werden gemäß der winkelabhängigen Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung maßgeblich Supermoden höherer Ordnungszahlen angeregt, kann die Strahlungskopplung innerhalb kürzerer Periodenlängen erfolgen. Dies spiegelt sich in der Verschiebung des lokalen Maximums der Kurvenverläufe der Abb. 4.22 wieder, wonach mit zunehmendem Einstrahlwinkel φ dessen Längenposition abnimmt. Durch geeignete Wahl des Einstrahlwinkels φ kann gewährleistet werden, dass die Periode zum vollständigen Übersprechen des Leistungsanteils angeregter Supermodenpaare

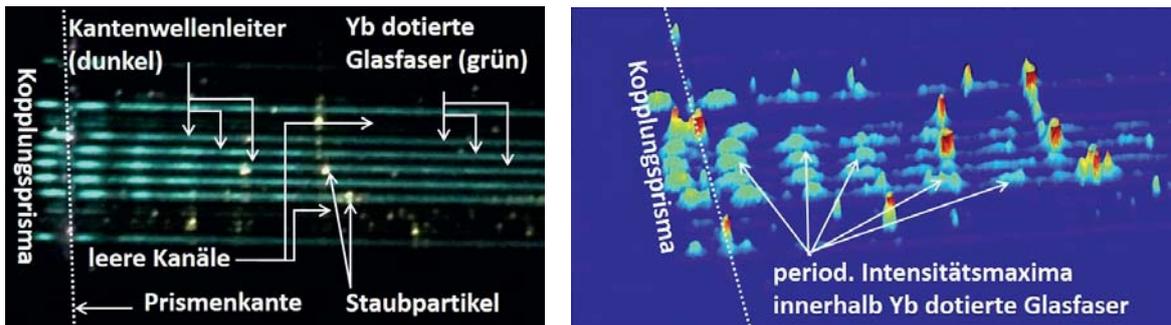
4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

vom Kantenwellenleiter in die Glasfaser innerhalb der zur Verfügung stehenden Länge des Kantenwellenleitermoduls liegt. Bei nahezu paralleler Einstrahlung des Pumplichts verbliebe, aufgrund der größeren Kopplungsperiode angeregter Supermodenpaare, am Ende des Moduls ein höherer Leistungsanteil innerhalb der Kantenwellenleiter. Die Länge des Kantenwellenleitermoduls müsste für das Übersprechen eines höheren Leistungsanteils mitunter deutlich größer ausfallen. Die mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ der Supermodenverteilung, die sich für die jeweiligen Einstrahlwinkel aus dem numerischen Modell ergeben, sind in Tab. 4.6 aufgelistet und den experimentell ermittelten Werten des Abschnitts 4.3.2 gegenübergestellt. Die

Tabelle 4.6: Gegenüberstellung der, durch das numerische Modell ermittelten mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ und der experimentell bestimmten Kopplungskoeffizienten des Abschnitts 4.3.2 für unterschiedliche laterale Einstrahlwinkel φ

lat. Einstrahlwinkel φ [°]	0	2,5	4,3
mittl. Kopplungskoeff. $\bar{\kappa}$ (num. Modell) [cm ⁻¹]	0,06	0,13	0,20
mittl. Kopplungskoeff. $\bar{\kappa}$ (Experiment) [cm ⁻¹]	0,07	0,13	0,10

rechnerisch ermittelten Werte stimmen für die beiden Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 2,5^\circ$ hervorragend mit den experimentell ermittelten Werten $\bar{\kappa} = 0,07 \text{ cm}^{-1}$ und $\bar{\kappa} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$ gemäß den Abb. 4.18 und 4.19 des vorangegangenen Abschnitts überein. Einzig für den Einstrahlwinkel $\varphi = 4,3^\circ$ ergeben sich starke Abweichungen von dem experimentell ermittelten Wert $\bar{\kappa} = 0,10 \text{ cm}^{-1}$. Die Ursache hierfür konnte noch nicht geklärt werden. Gemäß Abb. 4.22 ist für jeden der drei untersuchten Winkel eine Modulation im Bereich der Modullängen sichtbar, die auf das lokale Maximum des übergekoppelten Leistungsanteils folgt. Mit steigendem Einstrahlwinkel φ nimmt die Periodenlänge dieser Modulation ab. Es handelt sich hierbei um eine Strahlungskopplung, die durch Supermodenpaare höherer Ordnungszahlen hervorgerufen wird. Diese werden durch den Pumpleistungsanteil, der sich in der Flanke der Gaußverteilung auf Seiten zunehmender Einstrahlwinkel befindet, angeregt. Aufgrund des geringen Leistungsanteils innerhalb der Flanken äußert sich die Strahlungskopplung, die durch Supermoden höherer Ordnungszahlen bedingt wird, lediglich als Modulation des Kurvenverlaufs. Dieser steigt mit zunehmender Länge des Kantenwellenleitermoduls im Mittel an. Mit zunehmendem Einstrahlwinkel φ verschiebt sich die gesamte Leistungsverteilung um einen durch φ gegebenen *Offset*, wodurch Supermoden höherer Ordnungszahlen angeregt werden. Das Auftreten, damit verbundener kürzerer Periodenlängen der Strahlungskopplung bezieht sich ebenfalls auf die Supermodenpaare, die die Modulation innerhalb des Kurvenverlaufs der Abb. 4.22 bedingen. Die auftretende Periodizität konnte im Experiment gut beobachtet werden. In Abb. 4.23(a) ist eine Fotografie eines Kantenwellenleitermoduls dargestellt, dessen Kanäle mit mehreren Faserwindungen bestückt wurde. Durch ein Kopplungsprisma wurde Pumplicht eines Laserdiodenbarrens des Typs E11.4Y-976.5-150C-SO4.2 (1x1) (Dilas Diodenlaser GmbH) mit einer Wellenlänge $\lambda_p = 975 \text{ nm}$ gleichermaßen in die Kantenwellenleiter und die laseraktive Faser des Kantenwellenleitermoduls eingestrahlt. Aufgrund des Kontrastes der Abb. 4.23(a), lässt sich das Prisma nur schlecht ausmachen. Die Prismen-



(a) Fotografie der kooperativen Lumineszenz der, innerhalb eines Kantenwellenleitermoduls optisch angeregten Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA

(b) Intensitätsplot nebenstehender Fotografie (Farbskala in [b. E.]

Abbildung 4.23: Experimentelle Bestätigung der Richtungskopplung gemäß des numerischen Modells der Abb. 4.22

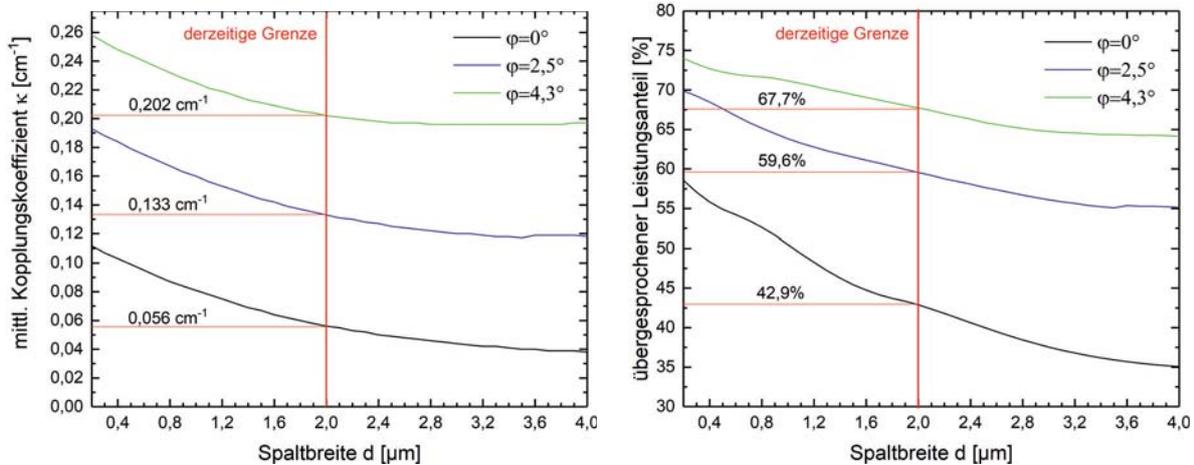
kante ist deshalb schematisch eingezeichnet. Die Glasfaser des Typs DCF-Yb-50/400P-FA (CorActive High-tech Inc.) befand sich in mehreren Windungen in den Kanälen zwischen den Kantenwellenleitern. Aufgrund des Auftretens kooperativer Lumineszenz, die eine Emission der Faser im sichtbaren Spektralbereich bei etwa $\lambda = 500$ nm bedingt und die quadratisch von der eingestrahelten Pumpleistung abhängt, konnten Positionen entlang der Faser mit erhöhter Pumpleistung ausgemacht werden [95, 96, 97, 98]. Die Pumpleistung wurde im Hinblick auf das Erreichen eines maximalen Kontrastes eingestellt. Wie aus der Fotografie der Abb. 4.23(a) ersichtlich wird, ergaben sich periodische Maxima der Lumineszenz entlang der einzelnen Glasfaserwindungen, die an annähernd gleichen Längenpositionen des Kantenwellenleitermoduls auftraten. Zur besseren Übersicht ist in Abb. 4.23(b) noch einmal ein Intensitätsplot der Fotografie der Abb. 4.23(a) dargestellt. Geringe Unterschiede der Längenpositionen auftretender Intensitätsmaxima sind auf Fertigungstoleranzen der Kantenwellenleitermodule zurückzuführen. Während der Kontrast der erzeugten Maxima im Bereich der Pumplichteinkopplung noch recht hoch erscheint, nimmt er mit zunehmender Modullänge ab. So sind vor allem die Intensitätsmaxima, die direkt nach dem Prisma auftreten sehr stark ausgeprägt, was qualitativ dem Verlauf der Kurven der Abb. 4.22 entspricht. Mit der Zunahme, des insgesamt aus den Kantenwellenleitern übersprechenden Leistungsanteils, wird das Verhältnis der Modulationstiefe zum übergesprochenen Gesamtleistungsanteil geringer. Der Kontrast auftretender Intensitätsmaxima zum Untergrund nimmt ab. Die vereinzelt starken Peaks im rechten Bildbereich der Abb. 4.23(b) sind auf Staubpartikel, die eine Streuung der Strahlung verursachen, zurückzuführen. Sie sind in Abb. 4.23(a) gekennzeichnet.

Als Zwischenfazit lässt sich festhalten, dass für alle berechneten Kurven gemäß der Abb. 4.22 im dargestellten Bereich von $l = 0,5$ cm bis $l = 15$ cm mit zunehmender Länge des Kantenwellenleitermoduls ein ebenfalls zunehmender Leistungsübertrag von den Kantenwellenleitern in die Glasfaser erfolgt. Gleichzeitig bedingt ein längeres Kantenwellenleitermodul, dass der Leistungsanteil, der über das Kopplungsprisma direkt in die Glasfaser eingestrahlt

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

wurde, über die Länge des Moduls bereits maßgeblich absorbiert werden kann. Nachfolgende Untersuchungen beziehen sich daher auf die derzeit maximal fertigbare Modullänge von $l = 10$ cm.

In Abb. 4.24 ist der Einfluss der Breite d des Spaltes zwischen den Glasfaserflats und den Flanken der Kantenwellenleiter auf den erzielbaren mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ (Abb. 4.24(a)), sowie den daraus resultierenden übergesprochenen Pumpleistungsanteil (Abb. 4.24(b)) dargestellt. Der Brechungsindex des optischen Gels innerhalb des Spaltes wurde wie zuvor mit $n_{Gel} = 1,446$ angenommen. Die numerische Untersuchung erfolgte ebenfalls



(a) Abhängigkeit des mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ von der Spaltbreite d

(b) Abhängigkeit des, aus den Kantenwellenleitern in die Glasfaser übergesprochenen Leistungsanteils von der Spaltbreite d

Abbildung 4.24: Einfluss der Breite d des Spaltes zwischen den Glasfaserflats und den Kantenwellenleiterflanken auf die Richtungskopplung bei einer Länge des Kantenwellenleitermoduls $l = 10$ cm und einem Brechungsindex des Füllmediums $n_{Gel} = 1,446$ (numerisches Modell)

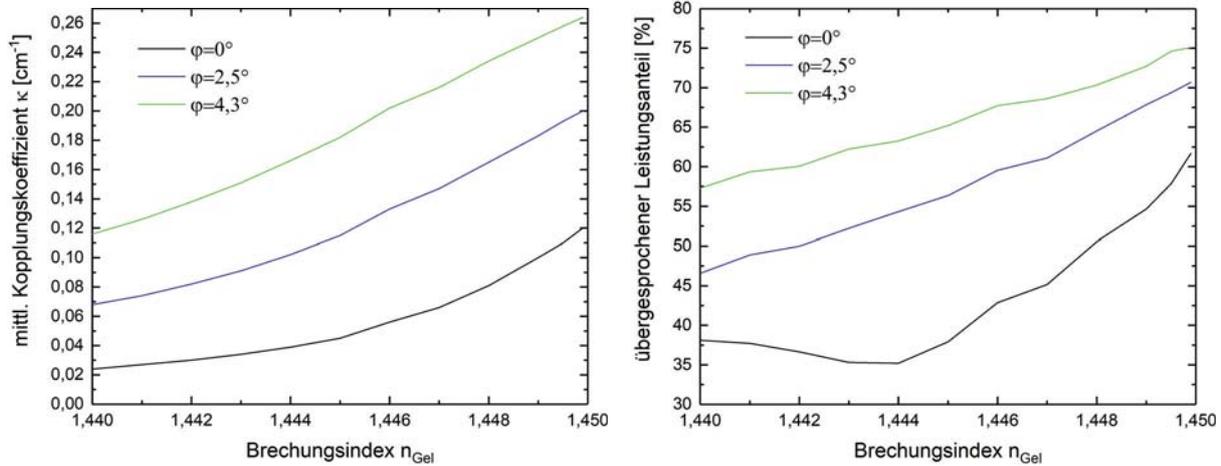
für laterale Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$, $2,5^\circ$ und $4,3^\circ$. Für alle drei Kurvenverläufe lässt sich eine Steigerung des mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ bei abnehmender Spaltbreite feststellen. Die Kurvenverläufe der Abb. 4.24(a) sind hierbei qualitativ gleich und zeigen einen nichtlinearen Verlauf. So nimmt die Kurvensteigung in jedem der drei betrachteten Fälle mit abnehmender Spaltbreite zu. Der experimentell erzielbare Minimalwert der Spaltbreite liegt derzeit bei $d = 2 \mu\text{m}$. Es bestünde zwar die Möglichkeit engere Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern zu fertigen, wodurch sich der Spalt zwischen der eingelegten Glasfaser und den Kantenwellenleitern weiter minimieren ließe, jedoch wird ein Einlegen bzw. Einpressen der Faser in diese Kanäle zunehmend erschwert und schließlich nicht mehr möglich. Einen weitaus größeren Einfluss auf die Höhe erzielbarer Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ kann durch den lateralen Einstrahlwinkel φ genommen werden, wie aus der Abb. 4.24(a) direkt ersichtlich wird. Mit Einstrahlwinkeln $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$ lassen sich demnach höhere mittlere

Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ erzielen, als dies bei einer parallelen Einstrahlung des Pumplichts der Fall ist. Wie bereits in Abschnitt 4.3.2 ausgeführt wurde, ist dies das Resultat eines höheren Überlappintegrals der effektiven Modenfeldverteilung des Kantenwellenleiters und der Glasfaser. Die in Abb. 4.24(a) angegebenen Werte des mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ bei der technisch umsetzbaren minimalen Spaltbreite von $d = 2 \mu\text{m}$ entsprechen den Werten der Tab. 4.6, da hierbei die gleiche Spaltbreite und der gleiche Brechungsindex $n_{\text{Gel}} = 1,446$ des optischen Gels angenommen wurde. Die sich aus den mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ ergebenden Leistungsanteile, die innerhalb der Länge des Kantenwellenleitermoduls von $l = 10 \text{ cm}$ von den Kantenwellenleitern in die Glasfaser übergesprochen haben, sind in Abb. 4.24(b) dargestellt. Auch hier ist eine deutliche Erhöhung erzielbarer Werte mit abnehmender Spaltbreite und steigendem lateralem Einstrahlwinkel φ zu erkennen. Die Kurvenverläufe unterscheiden sich jedoch im Gegensatz zu Abb. 4.24(a) auch qualitativ voneinander. So verlaufen die Kurven für laterale Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$ deutlich flacher als dies bei paralleler Einstrahlung des Pumplichts der Fall ist. Ebenso ist bei parallelem Einfall des Pumplichts eine etwas stärkere Modulation auf dem prinzipiellen Kurvenverlauf zu erkennen. Der Grund hierfür liegt in der Periodizität der Richtungskopplung angeregter Supermoden begründet. Die Moden höherer Ordnungszahlen, die durch größere Winkel φ der Pumplichteinstrahlung angeregt werden, besitzen gemäß der Abb. 4.24(a) einen größeren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$. Hierdurch ist die Periode der Strahlungskopplung deutlich kürzer, als bei einer parallelen Einstrahlung des Pumplichts. Die Superposition dieser kurzen Periodenlängen der Strahlungskopplung führt zunehmend zu einem kontinuierlichen Leistungsaustausch des Kantenwellenleiters mit der Glasfaser. Da quasi alle angeregten Moden eine Kopplungsperiode besitzen, die kleiner als die Länge des Kantenwellenleitermoduls ist, wirkt sich eine weitere Reduzierung der Periodenlänge geringer aus, als dies bei einem Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$ der Fall ist. Hier wird durch die Reduzierung der Periodenlänge erst das Übersprechen von Moden, die einen maßgeblichen Leistungsanteil des Pumplichts beinhalten, möglich. Durch eine Verringerung der Breite des Spaltes zwischen der Glasfaser und den Kantenwellenleitern von $d = 4 \mu\text{m}$ auf $d = 0,2 \mu\text{m}$ lässt sich der Anteil, der vom Kantenwellenleiter in die Glasfaser übergesprochenen Pumpleistung im Falle der parallelen Pumplichteinstrahlung von 35,1% auf 58,6% steigern. Für Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$ kann eine Steigerung von 55,2% zu 69,9% bzw. 64,1% zu 74% erfolgen. Wie in Abb. 4.24(b) dargestellt, betragen die relativen Leistungsanteile, die bei einer Länge des Kantenwellenleitermoduls von $l = 10 \text{ cm}$ und der technisch minimal erzielbaren Spaltbreite von $d = 2 \mu\text{m}$ vom Kantenwellenleiter in die Glasfaser übersprechen 42,9% bei paralleler Einstrahlung und 59,6% bzw. 67,7% bei Einstrahlung des Pumplichts unter einem Winkel von $\varphi = 2,5^\circ$ bzw. $\varphi = 4,3^\circ$.

Eine Möglichkeit das Übersprechen von Pumpleistungsanteilen jenseits der, durch die technisch realisierbare Spaltbreite vorgegebenen Grenzen zu realisieren, liegt in der Feinanpassung des Brechungsindex des optischen Gels begründet. Hierdurch kann gezielt Einfluss auf die Expansionskoeffizienten a_i der effektiven Modenfelder des Kantenwellenleiters und der Glasfaser genommen und somit gemäß des Abschnitts 2.2.4 deren Überlappintegral erhöht werden. Der Einfluss einer Änderung des Brechungsindex des optischen Gels auf die mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ und den übergesprochenen Pumpleistungsanteil bei einer Länge

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

des Kantenwellenleitermoduls von $l = 10$ cm und einer Spaltbreite von $d = 2 \mu\text{m}$ ist anhand der Abb. 4.25 dargestellt. Wie aus Abb. 4.25(a) hervorgeht, hat der Brechungsindex des



(a) Abhängigkeit des mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ von dem Brechungsindex des optischen Gels n_{Gel}

(b) Abhängigkeit des, aus den Kantenwellenleitern in die Glasfaser übergesprungenen Leistungsanteils von dem Brechungsindex des optischen Gels n_{Gel}

Abbildung 4.25: Einfluss des Brechungsindex n_{Gel} des optischen Gels innerhalb des Spaltes der Breite $d = 2 \mu\text{m}$ zwischen den Glasfaserflats und den Kantenwellenleiterflanken auf die Richtungskopplung bei einer Länge des Kantenwellenleitermoduls von $l = 10$ cm (numerisches Modell)

Füllmediums innerhalb des Spaltes einen maßgeblichen Einfluss auf die erzielbaren mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$. So ergibt sich bei paralleler Einstrahlung des Pumplichts eine Erhöhung des mittleren Kopplungskoeffizienten von $\bar{\kappa} = 0,024 \text{ cm}^{-1}$ bei einem Brechungsindex $n_{Gel} = 1,440$ zu $\bar{\kappa} = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ bei einem Brechungsindex $n_{Gel} = 1,4499$. Letzterer Wert entspricht hierbei einer Indexanpassung von $\Delta n = 1 \cdot 10^{-4}$ bzgl. des Brechungsindex der Kantenwellenleiter und der Glasfaser $n_{KW/Faser} = 1,450$. Für die lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ bzw. $\varphi = 4,3^\circ$ ergibt sich eine Erhöhung von $\bar{\kappa} = 0,068 \text{ cm}^{-1}$ zu $\bar{\kappa} = 0,200 \text{ cm}^{-1}$ bzw. von $\bar{\kappa} = 0,116 \text{ cm}^{-1}$ zu $\bar{\kappa} = 0,264 \text{ cm}^{-1}$. Qualitativ ist ein Unterschied des Verlaufs bei paralleler Einstrahlung zu den beiden anderen Kurvenverläufen bei steileren Einstrahlwinkeln festzustellen. So erfolgt der starke Anstieg der Kurve bei paralleler Einstrahlung erst bei etwas höheren Werten des Brechungsindex n_{Gel} . Um ein Übersprechen der Pumpleistung durch transversale Moden niedrigerer Ordnungszahl zu gewährleisten, muss demnach eine feinere Anpassung des Brechungsindex n_{Gel} vorgenommen werden. Der Einfluss des Brechungsindex n_{Gel} auf den Leistungsanteil, der aus den Kantenwellenleitern in die Glasfaser überspricht, ist in Abb. 4.25(b) dargestellt. Wie in den vorherigen Ausführungen bereits beschrieben, ergibt sich durch die größeren Kopplungskoeffizienten und die damit verbundene stärkere Kopplung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen für steilere Einstrahlwinkel φ ein höherer Leistungsübertrag innerhalb der gegebenen Länge des Kantenwellenleitermoduls. Auffällig sind die qualitativ sehr unterschiedlichen Kurvenverläufe, die sich aus dem Modell

für die unterschiedlichen Einstrahlwinkel ergeben. Während für Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$ eine monotone Steigung des übergesprochenen Leistungsanteils von 46,6% zu 70,7% bzw. 57,3% zu 75,1% zu beobachten ist, ergibt sich für $\varphi = 0^\circ$ zunächst eine Abnahme von 38,1% zu 35,2% bei einem Brechungsindex $n_{Gel} = 1,444$. Anschließend steigt der Wert mit dem Brechungsindex deutlich stärker an als bei den Kurven, die sich aus den Einstrahlwinkeln $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$ ergeben. Das Maximum bei paralleler Pumplichteinstrahlung beträgt 61,7%. Die Kurvenverläufe lassen sich mit Hilfe der Abb. 4.22 erklären: Durch eine Abnahme des Brechungsindex n_{Gel} gegenüber dem, für die Abb. 4.22 zugrunde gelegten Wert von $n_{Gel} = 1,446$, erfolgt eine Abnahme des mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$. Durch die Abnahme des mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ und die hierdurch, gemäß den Gln. (2.42) und (2.43) bedingte Zunahme der Kopplungsperioden angeregter Supermodenpaare, verschiebt sich das in Abb. 4.22 dargestellte lokale Minimum des übergesprochenen Pumpleistungsanteils hin zu größeren Längenpositionen. Nimmt der Brechungsindex n_{Gel} soweit ab, dass das lokale Minimum des übergesprochenen Pumpleistungsanteils gemäß Abb. 4.22 auf die Längenposition $l = 10$ cm entfällt, ergibt sich der in Abb. 4.25(b) dargestellte Minimalwert bei $n_{Gel} = 1,444$. Durch eine gezielte Änderung des Brechungsindex n_{Gel} , lassen sich die Kurvenverläufe der Abb. 4.22 strecken oder stauchen. Durch einen geringer werdenden Kontrast der Brechungsindizes $n_{KW/Faser} = 1,450$ der Kantenwellenleiter bzw. der Glasfaser und dem optischen Gel mit $n_{Gel} \rightarrow 1,4499$ findet eine maßgebliche Kopplung einer zunehmenden Anzahl transversaler Moden statt. Moden niedrigerer Ordnungszahlen, die den Hauptanteil der eingestrahlten Pumpleistung beinhalten, können innerhalb der Länge des Kantenwellenleitermoduls zu einem wesentlichen Leistungsübertrag zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser beitragen. Ein zunehmender Leistungsanteil spricht in die Faser über. Der Leistungsübertrag kann demnach durch die Erhöhung des Brechungsindex n_{Gel} maßgeblich gesteigert werden. Durch die Verwendung des optischen Gels OC-431A, auf das in den vorangegangenen Abschnitten bereits häufiger Bezug genommen wurde, kann die Erhöhung des Brechungsindex n_{Gel} durch eine Kühlung des Kantenwellenleitermoduls erfolgen. Dies ist in der technischen Umsetzung des Konzeptes sehr gut vereinbar mit der, für die Prismenkopplung ebenfalls erforderlichen, Kühlung des Moduls, die im Rahmen des Abschnitts 4.2.2 bereits diskutiert wurde. Das grundsätzliche Limit des Brechungsindex n_{Gel} ist durch den Brechungsindex der Kantenwellenleiter, bzw. der Glasfaser mit $n_{KW/Faser} = 1,450$ gegeben. Bei einer vollständigen Indexanpassung würde sich ein sogenannter Schichtwellenleiter (*slab waveguide*) ausbilden. Die Supermoden, die den gezielten Leistungsübertrag zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser bedingen, würden in Moden des Schichtwellenleiters übergehen. Es wäre keine Richtungskopplung mehr vorhanden. Aufgrund der großen Anzahl angeregter Moden ergäbe sich eine nahezu *Top-Hat* förmige Intensitätsverteilung in lateraler Richtung des Schichtwellenleiters. Dies wäre gleichbedeutend mit einer Gleichverteilung der Pumpleistung zwischen den Kantenwellenleitern und der Glasfaser, wodurch sich Einbußen von mehr als 25% gegenüber des, auf Richtungskopplung basierenden Leistungsübertrags ergäben. Eine weitere Erhöhung des Brechungsindex n_{Gel} über $n_{KW/Faser} = 1,450$ hinaus, hätte zur Folge, dass die Strahlungsführung innerhalb der Kantenwellenleiter und der Glasfaser nicht länger möglich ist.

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

Im Resultat der gewonnenen Erkenntnisse, lässt sich festhalten, dass die Möglichkeit einer Fertigung von Kantenwellenleitermodulen großer Längen erstrebenswert ist. Hierdurch lässt sich einerseits der vollständige Leistungsübertrag von den Kantenwellenleitern in die Glasfaser durch angeregte Supermodenpaare geringerer Ordnungszahlen gewährleisten. Andererseits kann Pumplicht, welches direkt in die laseraktive Faser eingestrahlt wurde, innerhalb des Moduls maßgeblich absorbiert werden. Durch eine Minimierung der Spaltbreite auf das technisch erzielbare Minimum von $d = 2 \mu\text{m}$ lässt sich das Überlappintegral der effektiven Modenfeldverteilung des Kantenwellenleiters und der Glasfaser erhöhen, wodurch die mittleren Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa}$ zunehmen und der Leistungsübertrag innerhalb der vorgegebenen Länge des Kantenwellenleitermoduls gesteigert werden kann. Eine weitere Erhöhung der Strahlungskopplung kann durch die Applikation eines optischen Gels mit durchstimmbarem Brechungsindex n_{Gel} erfolgen. Durch die Anpassung des Brechungsindex n_{Gel} auf den Brechungsindex der Kantenwellenleiter bzw. der Glasfaser $n_{KW/Faser}$ kann gezielt Einfluss auf die Expansionskoeffizienten a_i gemäß der Konzeptskizze des Abschnitts 2.2.4 genommen werden. Durch die Zunahme der Expansionskoeffizienten erfolgt ebenfalls eine Erhöhung des räumlichen Überlapps der effektiven Modenfelder und somit der Strahlungskopplung. Unter Einbezug der derzeitigen technischen Limitierungen ergeben sich aus den angestellten numerischen Betrachtungen maximal erzielbare Leistungsüberträge von 61,7% im Falle der parallelen Einstrahlung des Pumplichts und 70,7% sowie 75,1% im Falle der Einstrahlung des Pumplichts unter einem Winkel von $\varphi = 2,5^\circ$ und $\varphi = 4,3^\circ$. Die numerisch ermittelten Werte der Kopplungskoeffizienten stimmen für die beiden Einstrahlwinkel $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 2,5^\circ$ sehr gut mit den experimentell ermittelten Werten des Abschnitts 4.3.2 überein. Da aus dem numerischen Modell vor allem die Einstrahlung des Pumplichts unter steileren Winkeln φ als aussichtsreich erscheint, sollten nachfolgende Untersuchungen auf die Diskrepanz des numerisch ermittelten Kopplungswertes bei einem Einstrahlwinkel von $\varphi = 4,3^\circ$ zu dem experimentell ermittelten Wert abzielen. Dies ist allerdings nicht mehr Gegenstand der vorliegenden Arbeit, deren Fokus auf dem Nachweis der grundsätzlichen Funktionalität des entwickelten Pumpkonzepts lag.

4.3.4 Fazit

Im Mittelpunkt dieses Kapitels stand die Herstellung von Kantenwellenleitermodulen gemäß der Konzeptskizze des Abschnitts 2.2.4, sowie die Untersuchung der Prismen- und der Richtungskopplung, die die beiden grundlegenden Mechanismen des neuartigen *Side-Pumping*-Konzepts bilden. Eine Prozesstechnologie zur hochpräzisen Fertigung von Kantenwellenleiteranordnungen wurde entwickelt. Geeignete Materialien zur Erzielung der erforderlichen Brechungsindexkontraste und den damit verbundenen Modenführungseigenschaften wurden ausgewählt und auf ihrer Grundlage ein Schichtsystem hergestellt. Durch Hochpräzisionsägen wurden Kantenwellenleiter in dem Schichtsystem erzeugt. Die Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern konnten der Art gefertigt werden, dass sich die entmantelte Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA mit den *flats* des oktogonalen Pumpkerns bis auf einen Abstand von $d = 2 \mu\text{m}$ zu den Kantenwellenleiterflanken in die Kanäle einlegen ließ. Durch ein chemisches Verfahren konnte der hochbeständige Fluoracrylat-Mantel der laseraktiven Faser auf einer

Länge von mehreren Metern entfernt werden, ohne das Risiko einer Schädigung des Pumpkerns durch mechanisches Einwirken der typischer Weise verwendeten Absetzwerkzeuge einzugehen. Kantenwellenleitermodule mit einer Länge von $l = 10$ cm konnten reproduzierbar und fehlerfrei gefertigt werden. Im Anschluss an die Entwicklung des Herstellungsprozesses zur Fertigung der Module, wurde die Möglichkeit der Einstrahlung von Pumplicht durch ein Kopplungsprisma untersucht. Ein Versuchsaufbau wurde konzipiert und erstellt. Durch die Verwendung eines optischen Gels zwischen der Grundfläche des Prismas und der Wellenleiteranordnung konnten etwaige Fertigungstoleranzen der Kantenwellenleitermodule im einstelligen Mikrometerbereich ausgeglichen werden. Die typischer Weise im Einsatzfeld der integrierten Optik verwendete Prismenkopplungstechnik, die gemeinhin eine Annäherung der Grundfläche des Prismas mit den Wellenleitern im Bereich von $\lambda/4$ erfordert, ließ sich auf das Konzept anwenden [66, 87]. Die Prismen konnten ohne die Notwendigkeit einer Feinjustageeinheit auf die Wellenleiteranordnung gesetzt werden. Die Prismenkopplung wurde separat für die Einstrahlung des Pumplichts in die Kantenwellenleiter und die Glasfaser untersucht. Dies begründete sich einerseits aus der deutlich geringeren Breite der *flats* der oktogonalen Glasfaser von lediglich $165 \mu\text{m}$ im Vergleich zu den $403 \mu\text{m}$ breiten Kantenwellenleitern, wodurch die Kontaktfläche mit dem Kopplungsprisma für die Glasfaser deutlich geringer ausfiel, und andererseits durch die hohe Absorption der seltenerd-dotierten Faser, wodurch das Messergebnis der Prismenkopplungseffizienz hätte beeinträchtigt werden können. Durch geeignete Wahl des Einstrahlwinkels, wie auch des Brechungsindex des optischen Gels konnten für die Einstrahlung des Pumplichts in die Kantenwellenleiter Kopplungseffizienzen von bis zu 78% erzielt werden, wodurch lediglich eine Abweichung um absolut 2% zu dem theoretisch erzielbaren Maximalwert gemäß des Abschnitts 2.2.4 bestand. Zur Untersuchung der Prismenkopplungseffizienz bzgl. der Strahlungskopplung an die laseraktive Faser wurde ein Faserlaser, aufbauend auf den Erkenntnissen der Glasfaserkonfektionierung des Kapitels 3 realisiert. Die Pumplichtzufuhr konnte bei identischem Faserlaserresonator durch eine *End-Pumping*- oder wahlweise durch eine *Side-Pumping*-Konfiguration erfolgen. Durch einen Vergleich der jeweils erforderlichen Pumpschwellleistungen konnte auf die Effizienz der Pumplichtzufuhr über das Kopplungsprisma zurückgeschlossen werden. Im Zuge der Untersuchungen wurde ein Faserlaser auf Basis der *Side-Pumping*-Konfiguration mit einer Ausgangsleistung von $P_s = 10,3$ W und einer *slope efficiency* $\sigma_s = 36,8\%$ realisiert. Temperaturänderungen, die zu einer Änderung des Brechungsindex des optischen Gels zwischen dem Kopplungsprisma und der Glasfaser führten, zeigten in einem Bereich zwischen 10°C und 22°C keine Auswirkungen auf die Effizienz der Pumplichtzufuhr. Eine thermische Stabilisierung des Kantenwellenleitermoduls in diesem Temperaturbereich ist technisch einfach möglich. Aus den Kennlinien der Faserlaser in *End-Pumping*- und *Side-Pumping*-Konfiguration konnte auf eine Prismenkopplungseffizienz der Einstrahlung des Pumplichts in die Glasfaser von 53,6% geschlossen werden. Die im Vergleich zur Einstrahlung des Pumplichts in die Kantenwellenleiter geringere Effizienz konnte maßgeblich auf die geringere Breite der Kontaktfläche der Glasfaser mit dem Kopplungsprisma zurückgeführt werden. Unter Vorbehalt der geringeren Auflagefläche des Kopplungsprismas, konnte eine gleichermaßen gute Strahlungskopplung in die Kantenwellenleiter wie auch in die Glasfaser realisiert werden. Die Präzision der Kantenwellenleitermodulfertigung erfüllte somit die Anforderungen bzgl. der Möglichkeit

4 Experimentelle Umsetzung des Pumpkonzepts

eines formschlüssigen Einlegens der Glasfaser in die Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern und der damit verbundenen Möglichkeit der Strahlungskopplung in die Kantenwellenleiter und die laseraktive Faser. Nachfolgend zur Untersuchung der Prismenkopplung wurde die Richtungskopplung untersucht und nachgewiesen. Ein Versuchsaufbau basierend auf der 3-Prismen-Methode wurde konzipiert und erstellt [91]. Mit Hilfe eines numerischen Modells konnten, basierend auf Experimentalwerten der Strahlungsdämpfung eines isolierten Kantenwellenleiters und einer erneuten Vermessung desselben Kantenwellenleiters mit anliegender Glasfaser, die mittleren Kopplungskoeffizienten der Richtungskopplung aus dem Experiment bestimmt werden. Die Untersuchung der Kopplung erfolgte für drei unterschiedliche laterale Einstrahlwinkel. Hierdurch wurde die Möglichkeit einer gezielten Einflussnahme auf die Stärke der Kopplung durch die Anregung transversaler Supermoden unterschiedlich hoher Ordnungszahlen betrachtet. Eine maximale Strahlungskopplung wurde im Experiment für einen lateralen Einstrahlwinkel $\varphi = 2,5^\circ$ mit einem Kopplungskoeffizienten $\bar{\kappa} = 0,13 \text{ cm}^{-1}$ erzielt. Nachdem die Möglichkeit einer experimentellen Bestimmung der Stärke der Richtungskopplung geschaffen wurde, erfolgte eine numerische Betrachtung der Richtungskopplung innerhalb der Kantenwellenleitermodule, wodurch auf Möglichkeiten der Maximierung in die Glasfaser übersprechender Pumpleistungsanteile geschlossen werden konnte. Ein FEM-Modell auf Basis kommerzieller Software wurde erstellt und die Propagationskonstanten von symmetrischen und antisymmetrischen Supermoden berechnet. Durch eine im Zuge dieser Arbeit entwickelte Software erfolgte die Berechnung der mittleren Kopplungsperiode und der mittleren Kopplungskoeffizienten der Supermodenpaare. Hierbei wurde die winkelabhängige Intensitätsverteilung des Pumplichts und die damit verbundenen unterschiedlich hohen Leistungsanteile, die auf die einzelnen Moden entfallen, mit einbezogen. Durch das Modell konnten die experimentell ermittelten Kopplungskoeffizienten bei paralleler Einstrahlung des Pumplichts und bei einer Einstrahlung unter einem lateralen Winkel $\varphi = 2,5^\circ$ mit hoher Genauigkeit reproduziert werden. Für den dritten untersuchten Winkel $\varphi = 4,3^\circ$ ergaben sich Abweichungen, die noch nicht geklärt werden konnten. Aus dem Modell ließ sich folgern, dass sich die Möglichkeit der Fertigung längerer Kantenwellenleitermodule als vorteilhaft bzgl. der Höhe des von den Kantenwellenleitern in die laseraktive Glasfaser übersprechenden Leistungsanteils erweist. Weiter führt eine Abnahme des Abstandes zwischen den Kantenwellenleiterflanken und den Glasfaserflats zu einer Erhöhung der Kopplungskoeffizienten und des übersprechenden Pumpleistungsanteils. Da die fertigen Kantenwellenleitermodule derzeit in ihrer Länge auf $l = 10 \text{ cm}$ beschränkt sind und das Einlegen der Glasfaser in die Kanäle bei einer Reduzierung des Abstandes der Glasfaserflats zu den Kantenwellenleiterflanken unterhalb von $d = 2 \mu\text{m}$ nicht möglich ist, wurde die Möglichkeit einer Anpassung des Brechungsindex n_{Gel} eines Füllmediums untersucht. Dieses befindet sich innerhalb des Spaltes zwischen den Glasfaserflats und den Kantenwellenleiterflanken. Den Betrachtungen wurde das optische Gel OC-431A zugrunde gelegt, welches in vorgenannten Experimenten durchweg verwendet wurde. Die Berechnungen zeigten, dass eine Erhöhung des Brechungsindex des optischen Gels von seinem spezifizierten Wert $n_{Gel} = 1,446$ hin zu dem Brechungsindex der Kantenwellenleiter bzw. der Glasfaser $n_{KW/Faser} = 1,450$ eine erhebliche Steigerung der mittleren Kopplungskoeffizienten und des übersprechenden Pumpleistungsanteils ermöglicht. Eine Erhöhung des Brechungsindex des optischen Gels kann durch eine Kühlung des Kan-



4.3 Richtungskopplung

tenwellenleitermoduls erfolgen. Gemäß der derzeitigen Fertigungsparameter lassen sich bei einer Fehlanpassung des Brechungsindex von $\Delta n = 10^{-4}$ maximale mittlere Kopplungskoeffizienten von $\bar{\kappa} = 0,120 \text{ cm}^{-1}$ bei paralleler Pumplichteinstrahlung und $\bar{\kappa} = 0,200 \text{ cm}^{-1}$ sowie $\bar{\kappa} = 0,264 \text{ cm}^{-1}$ bei einer Einstrahlung des Pumplichts unter einem Winkel $\varphi = 2,5^\circ$ bzw. $\varphi = 4,3^\circ$ rechnerisch erzielen. Der aus den Kantenwellenleitern in die Glasfaser übergesprochene maximale Pumpleistungsanteil ergibt sich aus den Berechnungen zu 61,7% bei paralleler Einstrahlung und zu 70,7% sowie 75,1% bei Einstrahlung unter einem Winkel $\varphi = 2,5^\circ$ bzw. $\varphi = 4,3^\circ$.



5 Faser-Bragg-Gitter

Im Rahmen des nachfolgenden Abschnitts wurden die Grundlagen zur Herstellung eines monolithischen Faserlaserresonators erarbeitet. Faser-Bragg-Gitter eröffnen die Möglichkeit, die in den Kapiteln 3 und 4 verwendeten Resonatorspiegel durch faserintegrierte Komponenten zu ersetzen. Durch die Einsparung faserexterner Resonatorspiegel sind die verlustbehafteten Glasfaserstirnflächen nicht länger Teil des Laserresonators. Hierdurch kann die Transmission der Signalstrahlung durch die Stirnflächen auf einen Einfachdurchgang bei der Signalstrahlungsauskopplung reduziert werden. Durch die daraus folgende Minderung der Signalstrahlungsverluste, ist eine Steigerung der Effizienz erstellter Faserlaser zu erwarten. Darüber hinaus bedingt der monolithische Aufbau des Faserlaserresonators den Wegfall bzw. eine deutliche Minderung der Anfälligkeit des Faserlasers bzgl. einer thermisch oder mechanisch herbeigeführten Dejustage. Durch die Abhängigkeit der Reflektivität eines Faser-Bragg-Gitters von der Propagationskonstante β , in der Faser geführter transversaler Moden, sind Faser-Bragg-Gitter nicht nur wellenlängenselektive Resonatorspiegel, sondern sie können potenziell auch zur Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnung beitragen. Im Rahmen eigener Vorarbeiten und der Diplomarbeit von Herrn Alexander Nieborowsky, die in den Kontext dieser Dissertation eingebettet war, wurden experimentelle Aufbauten zur Erzeugung und Charakterisierung von Faser-Bragg-Gittern konzipiert und realisiert [99]. Die Aufbauten wurden bzgl. ihrer Funktionalität validiert und die Ausbildung verschiedener holographischer Faser-Bragg-Gitter-Typen in einer photosensitiven Glasfaser untersucht.

5.1 Grundlagen

Die Funktionsweise von Faser-Bragg-Gittern basiert auf der induzierten periodischen Änderung des Brechungsindex des Faserkerns

$$\Delta n = \Delta n_{DC}(z) + \Delta n_{AC}(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} \cdot \Phi(z)\right) \quad (5.1)$$

entlang der Längsachse (z -Richtung) der Glasfaser. Eine solche Änderung des Brechzahlprofils ist schematisch in Abb. 5.1(a) dargestellt. Δn_{DC} beschreibt die mittlere effektive Brechungsindexänderung, Δn_{AC} die Modulationstiefe des Brechungsindex und Λ die Periode der Modulation. Die Größe $\Phi(z)$ der Gl. (5.1) entspricht einer beliebigen Phasenänderung, die bspw. einen *chirp* der Gitterperiode beschreiben kann. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich streng periodische Faser-Bragg-Gitter erzeugt und untersucht werden, wird auf die weitere Betrachtung des Phasenfaktors im Folgenden verzichtet und es gilt $\Phi(z)=\text{const.}$ Ein homogenes FBG, wie es in Abb. 5.1(a) dargestellt ist, besitzt eine konstante Periode Λ und eine konstante Amplitude der Brechungsindexmodulation. Das

5 Faser-Bragg-Gitter

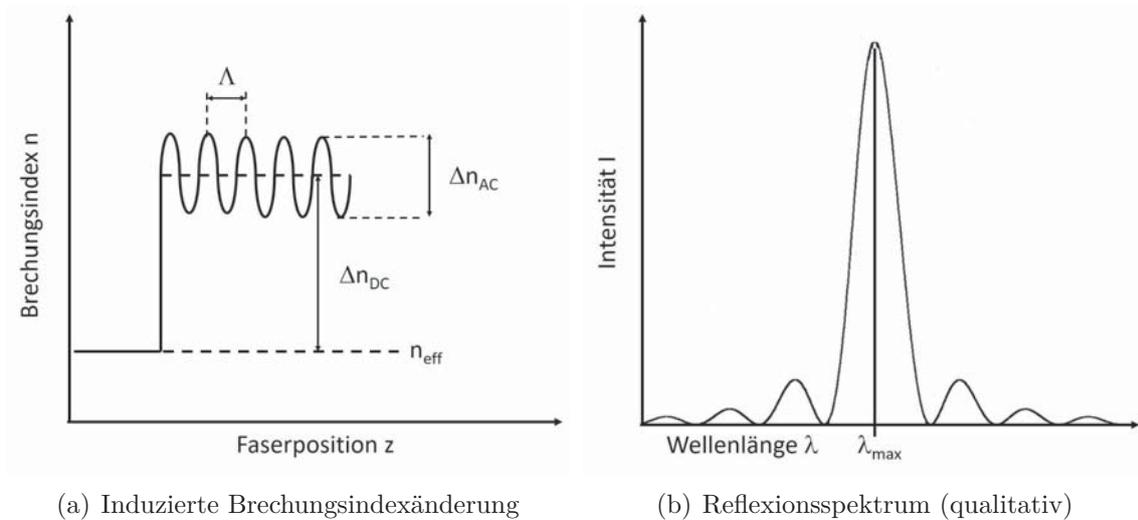


Abbildung 5.1: Faser-Bragg-Gitter konstanter Periode und konstanter Modulationstiefe

durch die induzierte Brechungsindexänderung hervorgerufene Reflexionsspektrum ist in Abb. 5.1(b) abgebildet. Die Reflexion besitzt ein Maximum bei der Wellenlänge λ_{max} . Blau- und rotverschoben zu λ_{max} sind zahlreiche Nebenmaxima abnehmender Amplitude erkennbar. Das Auftreten dieser Nebenmaxima kann die Einsatzmöglichkeiten eines homogenen FBGs als spektral schmalbandigen Resonatorspiegel beschränken. Eine effektive Unterdrückung der Nebenmaxima ist durch eine Gauß-Apodisation des Brechungsindexprofils gemäß der Abb. 5.2(a) erzielbar [100]. Die Amplitude der Brechungsindexmodulation folgt einer Gauß-

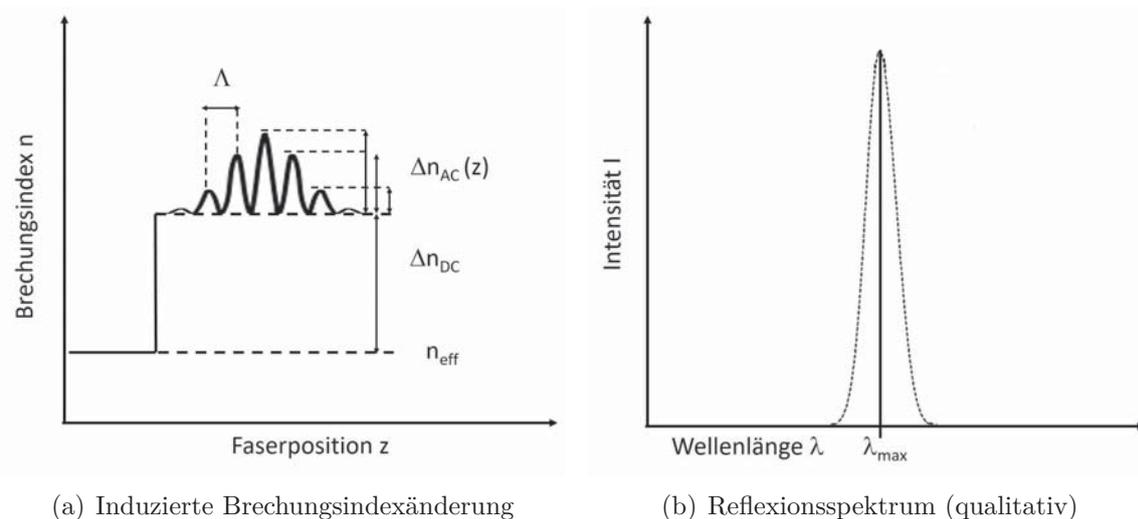


Abbildung 5.2: Gauß-apodisiertes Faser-Bragg-Gitter

Funktion. Die Periode Λ ist konstant. Durch die Apodisation ergibt sich im Reflexionsspektrum der Abb. 5.2(b) ein einzelner Reflexionspeak bei der Designwellenlänge λ_{max} des FBG.

Seine spektrale Breite und seine Reflektivität wird durch die Modulationstiefe Δn_{AC} und die Länge des Faser-Bragg-Gitters bestimmt.

Die mathematische Beschreibung des FBGs erfolgt durch die Theorie gekoppelter Wellenleitermoden [16]. Die induzierte Brechungsindexänderung wirkt sich als Störung \vec{P}_{St} auf die Polarisation \vec{P}_0 des dielektrischen Wellenleiters aus:

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \vec{P}_{St} = \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - 1) \vec{E}_t + \epsilon_0 \Delta\epsilon(z) \vec{E}_t \quad (5.2)$$

\vec{E}_t beschreibt hierbei das elektrische Feld, orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der Wellenleitermode, $\Delta\epsilon$ entspricht der Änderung der Dielektrizitätszahl aufgrund der Störung. Die periodische Änderung des Brechungsindex gemäß Gl. (5.1) lässt sich in komplexer Schreibweise durch

$$\delta n(z) = \Delta n_{DC}(z) + \frac{\Delta n_{AC}(z)}{2} \left(e^{i(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi(z))} + e^{-i(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi(z))} \right) \quad (5.3)$$

ausdrücken. Für die Dielektrizitätszahl gilt

$$\epsilon_r + \Delta\epsilon(z) = (n + \delta n(z))^2, \quad (5.4)$$

wobei δn^2 mindestens drei Größenordnungen kleiner als n ist und vernachlässigt werden kann. Mit $n^2 = \epsilon_r$ folgt

$$\Delta\epsilon(z) \approx 2n\delta n(z) \quad (5.5)$$

und für den Störterm der Gl. (5.2)

$$\vec{P}_{St} = 2n\epsilon_0 \left(\Delta n_{DC}(z) + \frac{\Delta n_{AC}(z)}{2} \left(e^{i(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi(z))} + e^{-i(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi(z))} \right) \right) \vec{E}_t. \quad (5.6)$$

Zur Vereinfachung und Lösung der Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\delta^2 \vec{E}}{\delta t^2} + \mu_0 \frac{\delta^2 \vec{P}}{\delta t^2} \quad (5.7)$$

wird lediglich das transversale elektrische Feld \vec{E}_t einer kopropagierenden Mode der Ordnung m und einer konterpropagierenden Mode der Ordnung n berücksichtigt. Unter dieser Einschränkung wird der Superpositionsansatz

$$\vec{E}_t = A_m(z) e^{-i\beta_m z + i\omega t} \vec{e}_{mt} + B_n(z) e^{i\beta_n z + i\omega t} \vec{e}_{nt}, \quad (5.8)$$

mit den Amplituden der Einhüllenden $A_m(z)$ und $B_n(z)$, sowie den Propagationskonstanten der jeweiligen transversalen Moden β_m und β_n und den normierten und zueinander orthogonalen transversalen Feldvektoren \vec{e}_{mt} und \vec{e}_{nt} gewählt [16]. Für das Überlappintegral der Modenfelder innerhalb des Faserquerschnitts F gilt

$$\frac{\beta_m}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} dF \vec{e}_{mt} \vec{e}_{nt}^* = \delta_{mn}, \quad (5.9)$$

5 Faser-Bragg-Gitter

mit dem konjugiert komplexen transversalen Feldanteil e_{nt}^* . Durch Einsetzen der Gl. (5.8) in die Wellengleichung Gl. (5.7) kann die linke Seite der Wellengleichung, wie auch die Zeitableitung des E-Feldes der rechten Gleichungsseite berechnet werden. Unter der Annahme einer schwachen Kopplung der transversalen Moden, also einer sich lediglich langsam mit der Propagation ändernden Amplitude der Einhüllenden $A_m(z)$, kann die Näherung (*slowly varying envelope approximation*)

$$\frac{\delta^2 A_m}{\delta z^2} \ll \beta_m \frac{\delta A_m}{\delta z} \quad (5.10)$$

verwendet und die Ableitung 2. Ordnung nach der z-Koordinate vernachlässigt werden [16]. Durch Anwendung der Orthogonalitätsbedingung Gl. (5.9) und der Substitution

$$\beta_m^2 = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \omega^2 \quad (5.11)$$

folgt

$$\frac{i}{4\omega} \int dF \frac{\delta^2 \vec{P}_{St}}{\delta t^2} e_{jt}^* = \frac{\delta A_m}{\delta z} e^{i(\omega t - \beta_m z)} \delta_{mj} - \frac{\delta B_n}{\delta z} e^{i(\omega t + \beta_n z)} \delta_{nj}. \quad (5.12)$$

Durch Gl. (5.12) wird die Kopplung transversaler Moden durch die induzierte, periodische Störung der Polarisation beschrieben. Durch Einsetzen der Gl. (5.6) in Gl. (5.12) kann die zeitliche Ableitung auf der linken Seite der Gl. (5.12) gebildet werden. Eine Fallunterscheidung für $j = m$ und $j = n$ führt auf die beiden gekoppelten Differenzialgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dz} &= -i\sigma U - i\kappa_{AC}^* V \\ \frac{dV}{dz} &= i\sigma V + i\kappa_{AC} U \end{aligned} \quad (5.13)$$

mit der kopropagierenden Mode $U(z)$ und der konterpropagierenden Mode $V(z)$ [101]:

$$\begin{aligned} U(z) &= A_m e^{-i(\Delta\beta z - \phi)/2} \\ V(z) &= B_n e^{i(\Delta\beta z - \phi)/2}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Die Phasenbeziehung beider Moden zueinander ist durch

$$\Delta\beta = \beta_m + \beta_n - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (5.15)$$

gegeben. Der Kopplungskoeffizient der AC-Modulation κ_{AC} ist gemäß der Beziehung

$$\kappa_{AC} = \frac{n\omega\epsilon_0}{2} \int dF \frac{\Delta n_{AC}}{2} e_{mt}^* e_{nt}^*, \quad (5.16)$$

von der Modulationstiefe Δn_{AC} und dem Überlappintegral Gl. (5.9) der beiden Modenfelder abhängig. Eine Maximierung der Modenkopplung findet statt, wenn eine möglichst hohe Modulationstiefe erreicht wird und die Felder der ko- und konterpropagierenden transversalen Moden gleiche Intensitätsverteilungen besitzen. Der Selbstkopplungskoeffizient

$$\sigma = \kappa_{DC} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\phi}{dz} \right) \quad (5.17)$$

trägt dem Fall Rechnung, dass die Wellenlänge λ , der in der Faser propagierenden Moden nicht der Designwellenlänge des Faser-Bragg-Gitters λ_{max} entspricht und eine Phasenfehlanpassung $\Delta\beta \neq 0$ vorliegt. Der DC-Kopplungskoeffizient

$$\kappa_{DC} = \frac{n\omega\epsilon_0}{2} \int dF \Delta n_{DC} \vec{e}_m \vec{e}_m^* \quad (5.18)$$

beschreibt den Einfluss der mittleren Brechungsindexänderung auf die Modenpropagation. Absorption, Streuverluste oder Verstärkung können innerhalb des Imaginärteils des DC-Kopplungskoeffizienten berücksichtigt werden. Letzterer Fall ist für die Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern innerhalb der laseraktiven Faser von Interesse. Die Kopplung zwischen co- und konterpropagierender Mode ist maximal, wenn für den Selbstkopplungskoeffizienten $\sigma = 0$ gilt. Die Differenzialgleichungen Gl. (5.13) können durch nochmaliges Ableiten nach der z -Koordinate voneinander entkoppelt und mittels eines Exponentialansatzes gelöst werden. Die Lösungsfunktionen werden durch die Randbedingungen $U(0) = 1$ und $V(L) = 0$ bestimmt. Ersterer Fall entspricht der ungestörten Propagation der Lichtwelle vor dem Auftreffen auf das FBG, letzterer Fall der nicht mehr vorhandenen Rückkopplung der Welle nach durchlaufen des FBGs der Länge L . Die Lösungsfunktionen ergeben sich mit der Substitution $\alpha^2 = |\kappa_{AC}|^2 - \sigma^2$ zu

$$\begin{aligned} U(z) &= \frac{\sigma \sinh(\alpha[L-z]) - i\alpha \cosh(\alpha[L-z])}{\sigma \sinh(\alpha L) - i\alpha \cosh(\alpha L)} \\ V(z) &= \frac{-\kappa_{AC} \sinh(\alpha[L-z])}{\sigma \sinh(\alpha L) - i\alpha \cosh(\alpha L)}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Hieraus folgt der intensitätsbezogene Reflexionskoeffizient

$$R_{FBG} = \frac{V^2(0)}{U^2(0)} = \frac{|\kappa_{AC}|^2 \sinh^2(\alpha L)}{|\kappa_{AC}|^2 \cosh^2(\alpha L) - \sigma^2}. \quad (5.20)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten FBGs konstanter Periodenlänge gilt $\frac{d\phi}{dz} = 0$ und es folgt mit der Bedingung für den Selbstkopplungskoeffizienten $\sigma = 0$ für die Reflektivität

$$R_{FBG} = \tanh^2(\kappa_{AC} L). \quad (5.21)$$

Der Kopplungskoeffizient der AC-Modulation κ_{AC} kann für die Kopplung zweier Moden identischer Intensitätsverteilung auf die maximale Modulationstiefe $\Delta n_{AC,max}$ des erzeugten Gauß-apodisierten Faser-Bragg-Gitters normiert werden. Mit

$$\eta = \frac{\int dF \frac{\Delta n_{AC}}{\Delta n_{AC,max}} e_{mt}^{\vec{}} e_{mt}^{\vec{*}}}{\int dF e_{mt}^{\vec{}} e_{mt}^{\vec{*}}} \quad (5.22)$$

folgt

$$\kappa_{AC} = \frac{\pi \Delta n_{AC,max} \eta}{\lambda}. \quad (5.23)$$

5 Faser-Bragg-Gitter

und für den DC-Kopplungskoeffizienten ergibt sich analog

$$\kappa_{DC} = \frac{2\pi\Delta n_{DC,max}\eta}{\lambda}. \quad (5.24)$$

Durch die Phasenanpassungsbedingung

$$\Delta\beta = 0 \quad (5.25)$$

resultiert mit Gl. (5.15) für Moden gleicher Intensitätsverteilung die Bragg-Wellenlänge

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda. \quad (5.26)$$

Der effektive Brechungsindex n_{eff} einer Propagationsmode ist durch

$$n_{eff} = n_{cl} \left(\frac{w^2}{u^2} \frac{n_{co} - n_{cl}}{n_{cl}} + 1 \right), \quad (5.27)$$

mit den normierten radialen Ausbreitungskonstanten u und w gemäß den Gln. (2.7) und (2.8) gegeben. Aus dem DC-Offset der Brechungsindexänderung Δn_{DC} ergibt sich eine spektrale Verschiebung des Reflexionsmaximums λ_{max} gegenüber der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} . Aus der Bedingung $\sigma = 0$ folgt mit den Gln. (5.15) und (5.18) für den DC-Kopplungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \kappa_{DC}(\lambda = \lambda_{max}) &= \frac{-\Delta\beta}{2} \\ &= \frac{-2\pi n_{eff}}{\lambda_{max}} + \frac{\pi}{\Lambda}. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Durch Umstellung der Gl. (5.28) und Einsetzen in Gl. (5.26) folgt für die Wellenlänge des Reflexionsmaximums

$$\lambda_{max} = \lambda_{Bragg} \left(1 + \frac{\Delta n_{DC}}{n_{eff}} \right). \quad (5.29)$$

Es ergibt sich eine spektrale Verschiebung

$$\Delta\lambda_{Bragg} = \lambda_{max} - \lambda_{Bragg} = \frac{\Delta n_{DC} \lambda_{Bragg}}{n_{eff}} \quad (5.30)$$

gegenüber der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} .

5.2 Herstellung von Faser-Bragg-Gittern

5.2.1 Photosensitivität

Die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern basiert auf der photoinduzierten strukturellen Modifikation von Faserteilabschnitten in einer räumlichen Abfolge gemäß den Abb. 5.1 und 5.2. Die hierdurch erzielbare permanente Änderung des Brechungsindex bestrahlter Bereiche einer photosensitiven Glasfaser wird im Wesentlichen durch zwei Mechanismen hervorgerufen und begünstigt:

1. Ausbildung und Umwandlung von Defekt-/Farbzentren in der Quarzglasmatrix,
2. Änderung mechanischer Spannungszustände innerhalb der Faser durch Kompaktierungs- und Spannungsrelaxationsprozesse.

Die relative Gewichtung beider Anteile ist stark vom Glasfasertyp, also der Dotierung, dem Herstellungsprozess, sowie einer eventuellen Forcierung eines der beiden Anteile durch Vorbehandlungsschritte der Faser, wie einer Wasserstoffbeladung (*hydrogen loading*) oder *photosensitivity locking* abhängig [102, 103]. Die Art und Anzahl der Defektstellen in der Glasmatrix wird stark durch die Dotierung der Faser bestimmt. In laseraktiven Fasern kommen häufig Phosphosilikatgläser als Wirtsmaterialien (*glass hosts*) für die Seltenerd-dotierung zum Einsatz. Wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt, besitzen diese gegenüber reinem Silikatglas bzw. Germanosilikatglas den Vorteil einer höheren Löslichkeit der Ytterbium-Dotanden [104]. Durch die Möglichkeit einer höheren Seltenerd-dotierung der Faser, lässt sich die Kleinsignalverstärkung der Laserfaser pro Einheitslänge deutlich erhöhen [72]. Ein Nachteil des Phosphatglases besteht in dessen überaus geringer Photosensitivität für die typischer Weise zum Einschreiben von FBGs verwendeten Wellenlängen im ultravioletten Spektralbereich $\lambda_{UV} > 200$ nm [105]. Für diesen Wellenlängenbereich gibt es eine Vielzahl kommerzieller UV-Laserstrahlquellen mit exzellentem Strahlprofil, sowie hoher räumlicher und zeitlicher Kohärenz und mittlerer Leistung, was vor allem durch die, in der Telekommunikation eingesetzten Germanium dotierten Fasern und deren Absorptionsbanden in diesem Bereich bedingt ist. Eine Möglichkeit FBGs in dem Signalkern der Phosphor dotierten laseraktiven Faser zu erzeugen, bieten ArF-Laser mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda_{UV} = 193$ nm. Diese Laser weisen hohe mittlere Leistungen, sowie hohe Impulsspitzenleistungen auf [106]. Nachteilig ist die vergleichsweise geringe Kohärenz dieser Strahlquellen und die bei Excimer-Lasern bekannten Fluktuationen der Leistungsdichte innerhalb des Laserstrahls, welche zu Schwankungen des Reflexionsgrades und der Reflexionswellenlänge der FBGs führen können [107]. Durch die Leistungsfluktuationen innerhalb des Strahls können des Weiteren Bereiche erhöhter Leistungsdichte, sogenannte *hot spots* entstehen, die zu einem unerwünschten *chirp* der Gitterperiode und einer Zerstörung des Gitters führen können. Im Reflexionsspektrum des Gitters äußert sich dies anhand einer Feinstruktur bzw. dem Auftreten zusätzlicher Intensitätsmaxima. Eine alternative Möglichkeit der FBG-Erzeugung besteht in der Nutzung der, in Abschnitt 2.1.1 bereits erwähnten, Sockelschicht. Diese besteht aus Germanium dotiertem Silikatglas. Die Dotierung des Silikatglases mit Germanium steigert

5 Faser-Bragg-Gitter

die Photosensitivität der Faser deutlich, wodurch die Erzeugung von FBGs in dieser Faserschicht als praktikabel erscheint [108]. Im Faserkern geführte Strahlung kann über ihr evaneszentes Feld an FBGs koppeln, die innerhalb der Sockelschicht erzeugt wurden. Nachteilig ist hierbei der geringe Überlapp im Signalkern geführter Strahlung mit dem FBG, was vor allem für die transversale Grundmode, mit ihren geringen evaneszenten Feldanteilen problematisch sein kann. Aufgrund der schwachen Kopplung wird die Herstellung sehr langer FBGs erforderlich, die besondere Ansprüche an die Leistungsstabilität der UV-Strahlquelle, sowie an die Stabilität der Strahlage und an die schwingungsfreie Halterung der Glasfaser stellt. Eine Codotierung des Signalkerns mit Germanium zur Steigerung des räumlichen Überlapps transversaler Moden niedriger Ordnungszahlen mit dem FBG, führt zu keiner maßgeblich gesteigerten Photosensitivität der Faser, da durch das Vorhandensein des Phosphor charakteristische Absorptionsbanden des Germanium dotierten Quarzglas fehlen bzw. deutlich geringer ausgeprägt sind. Naheliegend und somit weit verbreitet ist die Erzeugung von FBGs in Fasern mit photosensitivem Signalkern, dessen Durchmesser und numerische Apertur der Art ausgewählt wurde, dass der Modenfelddurchmesser der Propagationsmoden dieser Faser exakt dem Modenfelddurchmesser der Propagationsmoden der laseraktiven Faser entspricht. Eine solche Faser kann konsekutiv zu dem Einschreibprozess des FBG an die laseraktive Faser angespleißt werden. Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 in Aussicht gestellt, wurde aufgrund der Vielzahl von Möglichkeiten, die sich aus der relativ freien Auswahl von Fasern ergibt, dieser Ansatz im Weiteren favorisiert und näher untersucht. Germanium eignet sich hierbei besonders als Dotand, da Germanium dotierte Silikatgläser neben ihrer hohen Photosensitivität im ultravioletten Spektralbereich geringe Transmissionsverluste im nahinfraroten Spektralbereich aufweisen und hohe optische Zerstörschwellen besitzen. Germanium dotierte Silikatglasfasern bilden nachfolgend die Grundlage zur Erzeugung und Untersuchung von Faser-Bragg-Gittern. Die Dotierung der Faser mit diesem Element ändert die tetraedrische Grundstruktur der Quarzglasmatrix, wie sie in Abb. 5.3A dargestellt ist. Germanium(Ge)-Atome ersetzen Silizium(Si)-Atome in der Basis der Grundstruktur und es bilden sich vermehrt Fehlstellen aus. Diese sind in Abb. 5.3B schematisch dargestellt. Die Fehlstellen, genauer als Germanium-Sauerstoff-Fehlstellen (*germanium oxygen deficiency centers*, kurz: *GODC*) bezeichnet, bilden sich bereits bei der Herstellung der Faserpreform aus. Sie sind die Basis für eine Reihe von Defektzentren die von Sub-Oxiden (GeO_x , $x = 1, \dots, 4$) herrühren und sich wie folgt kategorisieren lassen [109]:

- Falschbindungen (*wrong-bonds*), Bindungen zwischen *Ge-Ge*; *Ge-Si* (vgl. Abb. 5.3B a))
- *Ge(1)*-Defekte und *Ge(2)*-Defekte: überschüssige Elektronen, die an einem *Ge*-Atom gebunden sind (vgl. Abb. 5.3B b) und c)).

Durch Applikation hochenergetischer Strahlung ändert sich der Defekttyp und Defekte werden ineinander umgewandelt. So können bspw. *wrong bonds* durch Bestrahlung mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 238$ nm (5,2 eV) aufbrechen und nachfolgend positiv geladene GeE^+ -Zentren bilden [110]. Die bei diesem Prozess frei werdenden Elektronen binden sich an freie Ge-Atome und bilden ihrerseits *Ge(1)*- oder *Ge(2)*-Defekte, deren Anregungsenergien 4,4 eV ($\lambda = 282$ nm) bzw. 5,8 eV ($\lambda = 214$ nm) betragen [110, 111]. Der Abbau eines Defekttyps,

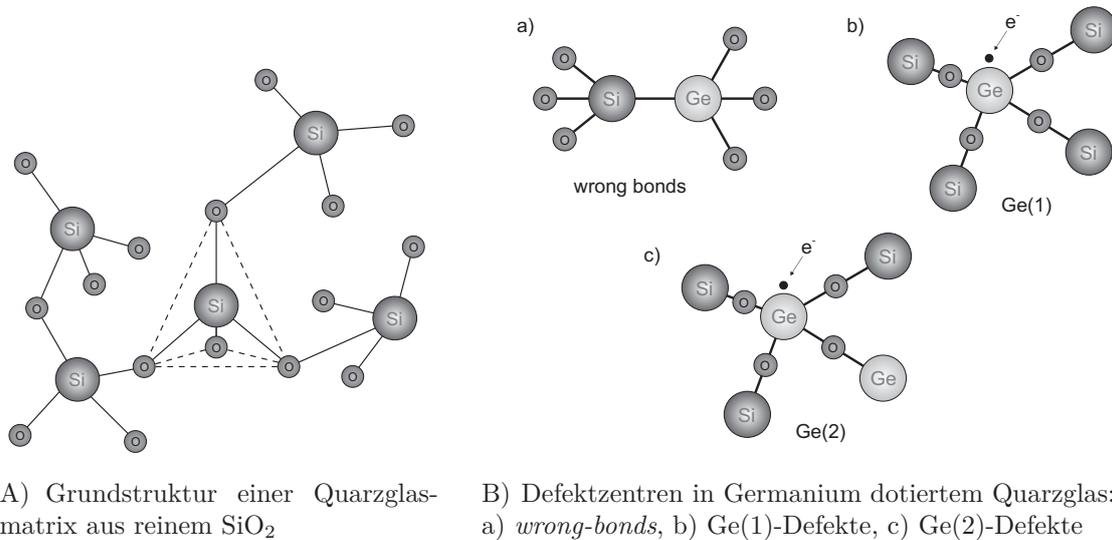


Abbildung 5.3: Einfluss einer Ge-Dotierung auf das strukturelle Gefüge der Quarzglasmatrix

also das Ausbleichen einer Absorptionsbande kann durch Messung des Absorptionsspektrums der Glasfaser vor und nach der Bestrahlung detektiert werden [112]. Eine Änderung des Absorptionsspektrums im ultravioletten Spektralbereich bedingt, gemäß der Kramers-Kronig-Relation, eine Modifikation des Brechungsindex im nahinfraroten Spektralbereich. Der Fortschritt des Ausbleichprozesses einer Absorptionsbande bestimmt somit die Höhe der relativen Brechzahländerung im Bereich der Designwellenlänge des Faser-Bragg-Gitters [110]. Je höher die Konzentration entsprechender Defektzentren ist, umso stärker kann folglich eine Änderung des Brechungsindex im Bereich der Designwellenlänge des Gitters ausfallen. Eine Bestrahlung der Faser mit ultraviolettem Licht wirkt sich überdies auch auf die Spannungszustände der Glasfaser aus und beeinflusst in der Folge ebenfalls den Brechungsindex. Dieser Einfluss lässt sich durch das Spannungsrelaxationsmodell (*stress relief model*) und das Kompaktierungsmodell (*compaction model*) [111, 113, 114, 115] beschreiben. Das Spannungsrelaxationsmodell legt der lichtinduzierten Brechungsindexänderung eine Zugspannungsentlastung durch das Aufbrechen von Fehlbindungen zugrunde. Die erhöhte Zugspannung tritt beim Herstellungsprozess der Faser infolge unterschiedlicher thermischer Eigenschaften des Kern- und Mantelmaterials der Lichtleitfaser auf. Das Kompaktierungsmodell kennzeichnet die lichtinduzierte Verdichtung der Glasmatrix durch Anregung von Sauerstoff-Fehlstellen (*oxygen deficiency centers*, kurz: ODC). Die Brechungsindexänderung ergibt sich aus einer Kombination der Volumenverdichtung der Glasmatrix, welche in einer Zunahme des Brechungsindex resultiert und einer Zugspannungserhöhung, die sich gegenläufig auf den Brechungsindex auswirkt. Die Zunahme des Brechungsindex durch Kompaktierung der Glasmatrix ist hierbei dominant. Die lichtinduzierte Verdichtung von Germanosilikatgläsern, wurde im Speziellen von *Douay et al.* näher untersucht und nachgewiesen [115]. Allgemein sind die im Glasmaterial auftretenden Effekte sehr komplex und können nicht getrennt voneinander betrachtet werden. Somit kann auch keine eindeutige Ursache für die Photosensitivität benannt werden. Sie resultiert aus dem Zusammenspiel verschiedener Effekte.

5.2.2 Gitterklassifizierung

Die Klassifizierung der Faser-Bragg-Gitter erfolgt anhand der physikalischen Prozesse, die der lichtinduzierten Brechungsindexänderung zugrunde liegen. Grundsätzlich lassen sich diese Gitter anhand der eingebrachten Laserleistung und der Vorbehandlung der Glasfaser unterscheiden [116]. Es wird zwischen Leistungseinträgen, die oberhalb der Zerstörschwelle der Glasfaser liegen und Laserleistungen, die diese Schwelle nicht überschreiten, unterschieden. Weiter spielt die Vorbehandlung des Faserkerns bspw. durch Beladung des Signalkerns mit Wasserstoff (*hydrogen loading*) eine Rolle bei der Klassifizierung [117, 118]. Da im Zuge dieser Arbeit ausschließlich mit Laserleistungen weit unterhalb der Zerstörschwelle der Glasmatrix gearbeitet wurde und somit sogenannte *damage gratings* keine Rolle spielen, wie auch keinerlei Vorbehandlungen der Faser bspw. durch eine Wasserstoffbeladung erfolgte, lässt sich die Klassifizierung der Faser-Bragg-Gitter auf die folgenden Gittertypen beschränken [119, 116]:

Typ-1-Gitter

Die Entstehung von Faser-Bragg-Gittern des Typs 1 begründet sich auf der Anregung von Germanium-Sauerstoff-Fehlstellen gemäß Abschnitt 5.2.1. Es entstehen freie Elektronen, die aus den bestrahlten Bereichen diffundieren und an anderer Stelle durch Ge(1)- und Ge(2)-Defektzentren gefangen werden. Die induzierte Zunahme des Brechungsindex ist durch das Aufbrechen von Falschbindungen und die Elektronenumverteilung gemäß Abb. 5.3 bedingt. Die thermische Stabilität dieser Gitter ist bis zu einer Temperatur von etwa 320°C gegeben [116]. Bei höheren Temperaturen werden die Elektronen in das Leistungsband des Germanium dotierten Glases angehoben und es erfolgt eine über die Faser homogene Umverteilung der Ladungsträger. Das Faser-Bragg-Gitter kann in diesem Temperaturbereich annihiliert werden.

Typ-2a-Gitter

Faser-Bragg-Gitter des Typs 2a begründen sich auf mechanischen Spannungen innerhalb des Glasfaserkerns und deren Relaxationen. Das Auftreten dieser Spannungen hängt in besonderem Maße vom Herstellungsprozess der Faser, wie auch der Art der Glasfaserdotanden und deren Konzentration ab [16]. Germanium dotierte Glasfasern mit einer Dotierkonzentration von > 20 Gew.% bzw. Germanium dotierte Glasfasern mit einer Bor-Codotierung sind dafür bekannt, die Ausbildung von Faser-Bragg-Gittern des Typs 2a zu ermöglichen [16, 115]. Die Entstehung des Typ-2a-FBG resultiert im Gegensatz zu der Ausbildung von Typ-1-FBG aus einer lichtinduzierten Abnahme des Brechungsindex. Die Spannungsrelaxation stellt demnach bzgl. der Änderung des Brechungsindex einen Konkurrenzprozess zur Elektronenumverteilung dar. Die akkumulierte Energie, die zur Ausbildung von Typ-2a-FBGs notwendig ist, ist höher als die Energie, die zur Ausbildung des Typ-1-FBG aufgewendet werden muss [120]. So erfolgt bei konstanter Bestrahlung der Glasfaser zunächst die Ausbildung eines Typ-1-FBG. Die Zunahme des Brechungsindex wird bei andauernder Bestrahlung der Glasfaser durch einsetzende Spannungsrelaxationsprozesse verstärkt kompensiert. Die Ausbildung des

Typ-1-FBG geht in Sättigung. Anschließend erfolgt eine Superkompensation der positiven Brechungsindexänderung und das Typ-1-FBG wird vollständig annulliert. Der Brechungsindex nimmt durch vermehrt eintretende Spannungsrelaxationen weiter ab und sinkt unter den Ausgangswert der unbestrahlten Glasfaser. Ein FBG des Typs 2a bildet sich aus. Durch die stärkere lichtinduzierte Änderung des Brechungsindex der Glasfaser, besitzen Typ-2a-FBGs typischer Weise höhere Reflektivitäten als ihr Pendant des Typs 1. Des Weiteren ist die Temperaturbeständigkeit von Typ-2a-Gittern deutlich höher. Sie können ohne Abnahme ihrer Reflektivität bis zu einer Temperatur von 500 °C eingesetzt werden [121].

5.2.3 Faserauswahl

Zur Untersuchung der Möglichkeit der Herstellung von Faser-Bragg-Gittern wurde die hochphotosensitive Glasfaser PS980 (Fibercore Ltd.) verwendet. Die hohe Germanium-Dotandenkonzentration von > 20 Gew.% dieser Faser führt zu einer erhöhten Dichte der in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Defekte. Diese korrelieren direkt mit der Photosensitivität der Glasfaser und folglich mit den erzielbaren lichtinduzierten Brechungsindexkontrasten gemäß Abb. 5.1 und 5.2. Die Codotierung dieser Faser mit Bor führt zu reduzierenden Kollabierungsbedingungen des, zur Faserpreformherstellung verwendeten Glasstabes. Hierdurch wird die Photosensitivität der Faser weiter erhöht [122, 123]. Es treten vermehrt Falschbindungen (*wrong bonds*) innerhalb des Quarzglas auf (vgl. Abb. 5.3). Die Codotierung des Quarzglas mit Bor führt darüber hinaus zu einer Kompensation des Brechungsindexanstieges, der durch die sehr hohe Germaniumkonzentration hervorgerufen wird [16]. Somit kann die Germanium-Konzentration unabhängig von der numerischen Apertur der hergestellten Glasfaser gewählt werden. Aufgrund der hohen Dotandenkonzentration werden im Bereich des Faserkerns mechanische Spannungen induziert, die die Bildung von Typ-2a-Faser-Bragg-Gittern ermöglichen. Hierdurch kann die prinzipielle Möglichkeit der Herstellung holographischer Gitter des Typs 1 und 2a gemäß des Abschnitts 5.2.2 untersucht werden. Die Glasfaser PS980 eignet sich in besonderem Maße zum Test experimenteller Aufbauten, da sie einerseits die Ausbildung unterschiedlicher Gittertypen unterstützt und hochphotosensitiv ist. Andererseits handelt es sich um eine *Single-Mode*-Faser, wodurch sich eine zunächst geringere Komplexität in der Deutung und Auswertung der Messsignale ergibt. Die, durch das Gitter induzierte Strahlungskopplung, findet gemäß der theoretischen Beschreibung des Abschnitts 5.1 lediglich zwischen der co- und der konterpropagierenden Grundmode statt. Die Verwendung dieser Faser stellt somit eine sinnvolle Vorgehensweise zur Evaluation erstellter Aufbauten bzgl. der Möglichkeit der Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern, sowie deren Analyse dar. Durch den geringen Signalkerndurchmesser von lediglich 7 μm kann diese Testfaser jedoch nicht an die laseraktive Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA (CorActive High-Tech Inc.) mit einem Signalkerndurchmesser von 50 μm angespleißt und ein Laserbetrieb analog zu den Abschnitten 3 und 4 mit den erzeugten FBGs hergestellt werden. Dies erfordert konsequente Schritte, die über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus gehen: Durch die erfolgreiche Inbetriebnahme des Testaufbaus könnte, aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit, zunächst die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern in einer nicht speziell pho-

5 Faser-Bragg-Gitter

tosensitivierten *Single-Mode*-Glasfaser untersucht werden. Die, in der Telekommunikation eingesetzte Glasfaser SMF-28 (Corning Inc.) würde sich hierzu bspw. eignen. Die Glasfaser besitzt eine Germanium-Dotandenkonzentration von lediglich 3,5 Gew.%. Die Herstellung holografischer Gitter ist deutlich erschwert und hohe Reflektivitäten lassen sich einzig durch die Bestrahlung relativ langer Faserteilabschnitte realisieren. Der Vorteil dieser Faser liegt in einer ähnlich hohen Germanium-Dotandenkonzentration begründet, wie sie die Glasfaser DCF-UN-50/400-12 (CorActive High-Tech Inc.) aufweist. Diese Faser ist in ihrem Signalkern-durchmesser von $50 \mu\text{m}$ und einer numerischen Apertur des Signalkerns von $NA_{co} = 0,113$ exakt an die laseraktive Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA angepasst. Neben der vergleichsweise geringen Germanium-Dotandenkonzentration ist die Führung höherer transversaler Moden innerhalb dieser Glasfaser möglich. Im Gegensatz zu der alleinigen Kopplung einer copropagierenden mit einer konterpropagierenden Mode gemäß Gl. (5.15), kann in dieser Faser ebenfalls eine Kopplung zwischen transversaler Moden unterschiedlicher Ordnungen und Wellenlängen stattfinden. Die Analyse der Reflexionsspektren, die sich aus der Kopplung dieser Moden ergeben, sowie die Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern, die eine gezielte Kopplung einzelner co- und konterpropagierender Moden bestimmter Wellenlängen ermöglichen, wäre Gegenstand eines nachfolgenden Entwicklungsschritts. Mit der Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern innerhalb dieser Glasfaser könnte, durch Erstellung einer Spleißverbindung mit der laseraktiven Faser DCF-Yb-50/400P-FA, die Faserintegration der Resonatorspiegel erfolgen und ein monolithischer Faserlaserresonator erstellt werden.

5.2.4 Versuchsaufbau

Die zur Erzeugung eines FBG notwendige periodische Intensitätsmodulation des Schreibsignals kann sowohl durch eine longitudinale Einkopplung des Signals in eine Faser, wie auch durch ein transversales Durchleuchten der Faser herbeigeführt werden. Durch ersteren Fall wurden Faser-Bragg-Gitter entdeckt [124]. *Hill et al.* koppelten Strahlung eines Argonionenlasers ($\lambda=488 \text{ nm}$) mit hoher optischer Leistung in eine, mit Germanium dotierte Glasfaser ein. Durch Fresnelreflexionen an den Faserstirnflächen bildete sich eine stehende Welle aus, die aufgrund der periodischen Intensitätsmodulation und Zwei-Photonen-Prozessen in den Wellenbäuchen die Entstehung eines FBG bedingte. Die Bragg-Wellenlänge eines solchen FBG entspricht der, für den Einschreibeprozess verwendeten Strahlung, weshalb man auch von einem selbstinduzierten Verfahren spricht. Nachteilig ist, dass das Verfahren sehr unflexibel bzgl. der Wahl der Bragg-Wellenlänge ist. Hinzu kommt, dass Faserlaser in der Regel im nahinfraroten Spektralbereich operieren, wodurch für die selbstinduzierte Gitterausbildung Multiphotonenprozesse stattfinden müssen, die sehr viel höhere Leistungsdichten erfordern als dies bei *Hill et al.* der Fall war und eine Gitterausbildung deutlich erschweren. Für nicht speziell photosensitivierte Fasern ist eine Gittererzeugung durch infrarote Strahlung im Grunde kaum möglich. Das transversale Einschreiben der Faser-Bragg-Gitter räumt diese Nachteile aus. Das Einschreiben kann effizient mit der Strahlung eines UV-Laser erfolgen und die Bragg-Wellenlänge unter Verwendung einer einzigen UV-Strahlquelle frei eingestellt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde als Strahlquelle der kommerzielle Laser Impress 213 (Xiton Photonics GmbH) verwendet, der eine Emissionswellenlänge $\lambda = 213 \text{ nm}$ be-

5.2 Herstellung von Faser-Bragg-Gittern

sitzt. Aus der Literatur ist bekannt, dass sich mit diesem System auch Faser-Bragg-Gitter in unbehandelten, nicht speziell photosensitvierten Glasfasern, wie der zuvor erwähnten Faser SMF-28 (Corning Inc.) erzeugen lassen [107]. Das Lasersystem liefert Laserimpulse, mit Impulsdauern von 7 ns und erreicht eine maximale mittlere Leistung $P_{avg} = 200$ mW. Die Impulsrepetitionsrate ist zwischen 0,1 kHz und 30 kHz frei wählbar. Im direkten Vergleich mit anderen Lasersystemen, die vielfach zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern eingesetzt werden, wie KrF-Excimer-Laser, wird die Induzierung höherer Brechungsindexmodulationen vermerkt [125, 126]. Die räumliche Kohärenz des Festkörperlasers ist wesentlich größer als die des Excimer-Lasers. Dies resultiert in einem deutlich höheren Kontrast erzeugter Interferenzstrukturen, wodurch die Modulationstiefe Δn_{AC} gemäß Abb. 5.1 und 5.2 zunimmt. Das symmetrische Gaußprofil des Impress 213 mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,6$ eignet sich darüber hinaus in besonderem Maße zur Erzeugung Gauß-apodisierter Brechungsindexmodulationen gemäß Abb. 5.2, die die meist störenden Nebenmaxima im Reflexionsspektrum unterdrücken. Aufgrund des asymmetrischen Strahlprofils eines Excimer-Lasers müsste die Strahlung eines solchen Systems durch diffraktive optische Elemente erst nachgeformt werden [127]. Leistungseinbußen und eine offenkundige Erhöhung der Komplexität des Experimentalaufbaus wären die Folge.

In Abb. 5.4 ist der experimentelle Aufbau zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern schematisch dargestellt. Die vom UV-Laser emittierte Strahlung wurde über zwei hochreflektierende

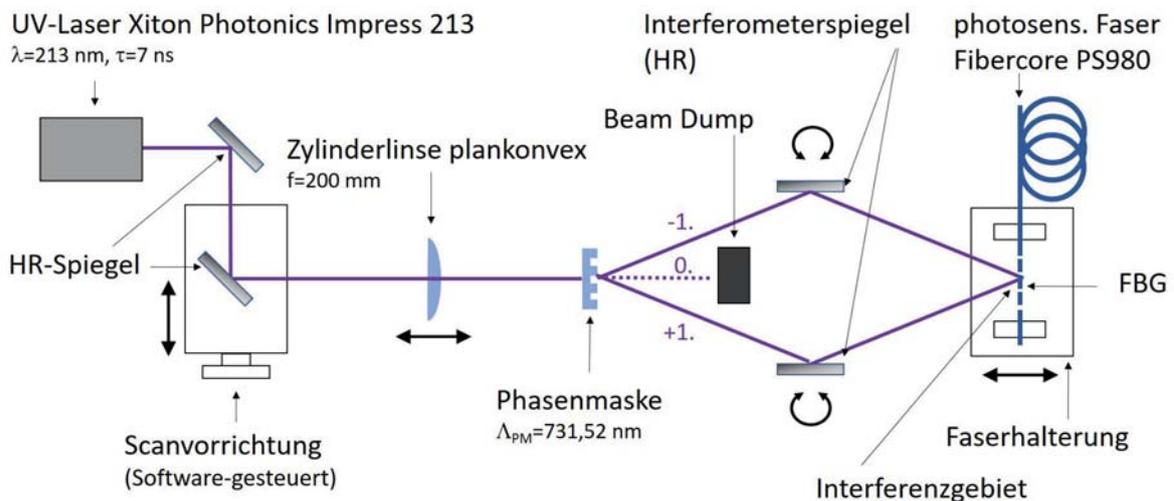


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Experimentalaufbaus zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern

Spiegel auf ein Transmissionsgitter, eine sogenannte Phasenmaske gelenkt. Die Phasenmaske diente als Strahlteiler und Bragg-Wellenlängen definierendes Element. Sie besteht aus einem Quarzglassubstrat (*UV grade*), in welches durch Elektronenstrahlolithographie ein Oberflächen-gitter der Periode

$$\Lambda_{PM} = \frac{m \cdot \lambda_{Bragg}}{n_{eff}} \quad (5.31)$$

5 Faser-Bragg-Gitter

strukturiert wurde [128]. Die Periodenlänge ist gemäß Gl.(5.31) direkt abhängig von Designparametern des zu erzeugenden FBG, wie der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} , der Beugungsmaßzahl m und dem effektiven Brechungsindex

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}, \quad (5.32)$$

der geführten Wellenleitermode mit Propagationskonstante β und Vakuumwellenzahl k_0 . Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Phasenmaske der Periodenlänge $\Lambda_{PM} = 731,52$ nm (Ibsen Photonics A/S) verwendet. Die Periodenlänge wurde gemäß Gl. (5.31) auf Grundlage eines effektiven Brechungsindex $n_{eff} = 1,4545$ der Grundmode der photosensitiven Glasfaser PS980 und einer Bragg-Wellenlänge $\lambda_{Bragg} = 1064$ nm, bei einer Beugungsordnungsanzahl $m = 1$ berechnet. Die Modulation der effektiven Dicke des Quarzglassubstrates führte zu ortsabhängigen Phasenänderungen der transmittierten Lichtwelle. Es entstanden verschiedene Beugungsordnungen der UV-Strahlung im Halbraum hinter der Phasenmaske. Durch das Breitenverhältnis der, innerhalb des Oberflächengitters geätzten Strukturen (*mark-to-space ratio*) von 1:1, erfolgte eine Gleichverteilung der Leistung in die +1. und -1. Beugungsordnung [16]. Brachte man, wie in Abb. 5.4 dargestellt die beiden Beugungsordnungen auf der Faser zur Interferenz, wurde die Faser mit einer Periode

$$\Lambda_g = \frac{\Lambda_{PM}}{2} \quad (5.33)$$

$$= \frac{m \cdot \lambda_{Bragg}}{2n_{eff}} \quad (5.34)$$

belichtet. Durch die nahezu gleichen relativen Leistungsanteile der UV-Strahlung in der +1. und -1. Beugungsordnung ließ sich ein hoher Kontrast der Interferenzstruktur erzielen. Eine periodische Brechungsindexänderung mit Modulationstiefe Δn_{AC} wurde gemäß Abschnitt 5.1 induziert. Um die Interferenz übriger Beugungsordnungen auf der Faser und damit eine Herabsetzung des Kontrastes und der Modulationstiefe Δn_{AC} zu verhindern, wurden gebeugte Teilstrahlen höherer Ordnung geblockt. Die Selektion konnte durch die, mit der Ordnungsanzahl stark zunehmenden Abstrahlwinkel vorgenommen werden. Ebenso wurde die 0. Beugungsordnung daran gehindert die Faser zu belichten. Träfe sie auf das Interferenzgebiet der beiden Teilstrahlen, würde die Faser homogen bestrahlt. Es käme zu einer Erhöhung des mittleren effektiven Brechungsindex Δn_{DC} gemäß Abschnitt 5.1 und es würden auch Faserteilabschnitte, in denen destruktive Interferenz zwischen der +1. und -1. Beugungsordnung vorliegt, belichtet. Mit fortschreitendem Ausbleichen der Defektzentren in den Bereichen hoher Strahlungsintensität des Interferenzgebietes, nähme die Modulationstiefe Δn_{AC} durch den DC-Offset der homogenen Bestrahlung ab. Die Position des Interferenzgebietes auf der Faser, konnte entlang deren Längsachse durch eine Scanvorrichtung verändert werden. Einer der Spiegel, der den Laserstrahl im rechten Winkel auf die Oberfläche der Phasenmaske lenkte, wurde auf einer motorisierten Translationseinheit montiert. Durch die Translation des Spiegels konnte der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Phasenmaske Mikrometer genau gewählt werden. Der Auftreffpunkt der interferierenden Laserstrahlung auf der Glasfaser änderte sich in gleicher Weise, wodurch die Einhüllende des periodischen Intensitätsprofils entlang der Faser verschoben werden konnte. Die motorisierte Translationseinheit ließ

sich durch eine, im Rahmen der vorliegenden Arbeit geschriebene Software ansteuern. Der Laserstrahl konnte in einstellbarer Zyklanzahl mit einer Geschwindigkeit von $0,5 \mu\text{m/s}$ bis $500 \mu\text{m/s}$ über die 1 cm breite Phasenmaske scannen. Durch die Scanvorrichtung ließen sich, entsprechend der Breite der Phasenmaske, FBGs mit einer Gesamtlänge von bis zu 1 cm herstellen. Durch die Wahl der Scangeschwindigkeit und der Zyklanzahl konnte die Belichtungszeit der Glasfaser frei gewählt werden. Zur Erzielung möglichst hoher Leistungsdichten im Interferenzgebiet wurde der UV-Laserstrahl durch eine Zylinderlinse der Brennweite $f = 200 \text{ mm}$ auf die Glasfaser fokussiert. Die Linse wurde vor der Phasenmaske auf einem Lineartisch gehalten. Somit konnte die Fokusposition auf die Lage der Glasfaser und das Interferenzgebiet der beiden Teilstrahlen der $+1.$ und $-1.$ Beugungsordnung justiert werden. Die Strahlhöhe innerhalb der Fokusposition betrug $207 \mu\text{m}$ ($1/e^2$ -Wert). Die beiden Interferometerspiegel, die die beiden Teilstrahlen der $+1.$ und $-1.$ Beugungsordnung zur Interferenz brachten, waren drehbar gelagert. Eine gegensätzliche Drehung der Spiegel erlaubte, die Teilstrahlen unter verschiedenen Einfallswinkeln zur Interferenz zu bringen, wodurch sich die Periode der Interferenzstruktur ändern ließ [129]. Die Abhängigkeit der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} vom Einfallswinkel der Teilstrahlen bzgl. der Glasfaser ϑ_{FBG} steht in der Beziehung

$$\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{\lambda_{\text{UV}} \cdot n_{\text{eff}}}{\sin(\vartheta_{\text{FBG}})}. \quad (5.35)$$

Abweichend von den Gln. (5.33) und (5.34), die den Fall einer zueinander parallelen Orientierung der Interferometerspiegel darstellen, ließ sich somit die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} relativ unabhängig von der Periode der Phasenmaske Λ_g einstellen. Durch Λ_g wird lediglich λ_{Bragg} bei paralleler Stellung der Interferometerspiegel vorgegeben, von der aus die Änderung der Bragg-Wellenlänge $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ bei einer Änderung des Einfallswinkels der Teilstrahlen $\Delta\vartheta_{\text{FBG}}$ erfolgte. Durch eine Drehung der Interferometerspiegel um $\Delta\phi = \pm 1,5^\circ$ ließ sich die Bragg-Wellenlänge in einem Wellenlängenbereich $\lambda_{\text{Bragg}} = 800 \text{ nm}$ bis $\lambda_{\text{Bragg}} = 1600 \text{ nm}$ durchstimmen. Gemäß des Emissionsspektrums einer Ytterbium dotierten Glasfaser Abb. 2.4(b) können mit dem Experimentalaufbau somit grundsätzlich Resonatorspiegel für den gesamten Wellenlängenbereich des Ytterbium-Faserlasers erzeugt werden.

5.3 Analyse der Faser-Bragg-Gitter

5.3.1 Versuchsaufbau

Zur Untersuchung der Reflexionseigenschaften erzeugter Faser-Bragg-Gitter wurde im Rahmen dieser Arbeit der in Abb. 5.5 schematisch dargestellte Experimentalaufbau realisiert. Mit einem Diodenlaser der Emissionswellenlänge $\lambda = 976,2 \text{ nm}$ wurde eine Ytterbium dotierte *Single-Mode-Faser* des Typs Yb198 (CorActive High-Tech Inc.) optisch gepumpt. Die Höhe der Leistung des Diodenlasers wurde der Art gewählt, dass die Anregung der Faser unterhalb der Laserschwelleleistung erfolgte. Durch Nutzung der verstärkten Spontanemission (*amplified spontaneous emission*, kurz: ASE) konnte gemäß des Spektrums der Abb. 2.4(b), eine spektral breitbandige Lichtquelle zur Analyse erzeugter FBGs realisiert werden. Entsprechend der Zielapplikation der Faser-Bragg-Gitter als Resonatorspiegel eines Ytterbium-Faserlasers,

5 Faser-Bragg-Gitter

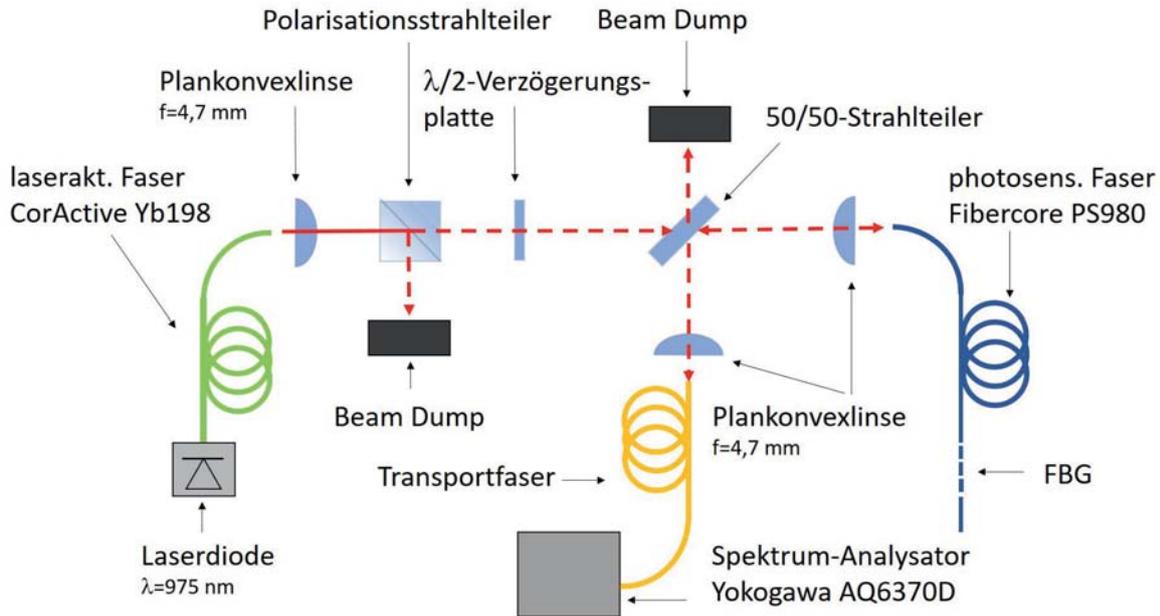


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Experimentalaufbaus zur Analyse erzeugter Faser-Bragg-Gitter

ließ sich durch die ASE-Quelle das vollständige Spektrum etwaiger Designwellenlängen der Resonatorspiegel abbilden. Die Strahlquelle besaß eine konstante spektrale Leistungsdichte, wodurch sich sehr gut auf ihr Signal referenzieren ließ. Die Leistung des Breitbandsignals betrug $P = 1,4 \text{ mW}$. Die von der laseraktiven Faser emittierte ASE-Strahlung wurde mittels einer Plankonvexlinse mit der Brennweite $f = 4,7 \text{ mm}$ kollimiert. Ein nachfolgender polarisierender Strahlteilerwürfel definierte die Polarisationsrichtung der durch ihn transmittierten Strahlung. Somit kann der experimentelle Aufbau um die Möglichkeit der Charakterisierung von FBGs in polarisationserhaltenden Fasern erweitert werden. Durch die Integration einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte in den Strahlengang, konnte die Polarisation der ASE-Strahlung gegenüber der *slow-* bzw. *fast axis* einer polarisationserhaltenden Faser ausgerichtet werden. Die polarisierte ASE-Strahlung wurde durch einen Strahlteilerwürfel mit einem Teilungsverhältnis von 1:1 transmittiert. Durch eine Plankonvexlinse der Brennweite $f = 4,7 \text{ mm}$ erfolgte die Einkopplung der Strahlung in die Faser, in der das FBG gemäß Abb. 5.4 erzeugt wurde. Teile des ASE-Spektrums wurden durch das FBG reflektiert und durchliefen die Faser in umgekehrter Richtung. Die Kollimation der, aus der Faser austretenden Strahlung, erfolgte ebenfalls über vorgenannte Plankonvexlinse. Das reflektierte Signal traf auf den Strahlteilerwürfel und wurde in Richtung des Spektrumanalysators AQ6370D (Yokogawa Deutschland GmbH) gelenkt. Dieser war mit einer passiven Transportfaser verbunden. Die Einkopplung des Messsignals in die Transportfaser erfolgte ebenfalls mit einer Plankonvexlinse der Brennweite $f = 4,7 \text{ mm}$, wodurch sich eine 1:1-Abbildung des Messsignals in die Transportfaser ergab. Die Gitterentstehung konnte durch den Messaufbau in situ beobachtet werden. Gegenüber einer Transmissionsmessung erwies sich die Messung in Reflexion als sensitiver, da

der Kontrast des Messsignals in Reflexion höher war [16]. Dies ist vor allem ein Vorteil für die Charakterisierung von FBGs geringer Reflektivität, da sich das schwache Reflexionssignal deutlich stärker vom Signaluntergrund abhebt. Die Detektion des Reflexionssignals eröffnete die Möglichkeit, die Entstehungsdynamik von Faser-Bragg-Gittern genau zu untersuchen und eine Differenzierung zwischen diversen Gittertypen gemäß des Abschnitts 5.2.2 vorzunehmen.

5.3.2 Auswerteverfahren

Die Charakteristika eines Faser-Bragg-Gitters können vollumfänglich aus der Messung des Reflexionssignals bestimmt werden. Wesentliche Parameter sind die Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} gemäß Gl. (5.29), die Reflektivität R gemäß Gl. (5.21) und die Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$. Die Bestimmung der Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} gestaltete sich hinreichend einfach, da der Spektrumanalysator diesen Werte direkt über eine interne Analysefunktion ausgeben kann. Der Fehler, der sich aus der Messung ergab, ist durch das Auflösungsvermögen des optischen Spektrumanalysators von $\Delta\lambda_{max} = 0,03$ nm bedingt. Die Messung der Reflektivität R musste aufgrund der inhomogenen spektralen Leistungsverteilung der ASE-Quelle anhand eines referenzierten Spektrums erfolgen. Hierzu wurde die Faser, in die das FBG eingeschrieben werden sollte auf der Seite der ASE-Strahlungseinkopplung in einem 8° -Winkel konfektioniert. Die Detektion eines Reflexes von dieser Stirnfläche der Faser wurde somit verhindert. Das andere Ende der Faser wurde unter einem Winkel von 0° gecleaved. ASE-Strahlung wurde vor der Erzeugung des FBG in die Faser eingekoppelt und das, von der, unter 0° konfektionierten Faserstirnfläche reflektierte Signal mit dem Spektrumanalysator detektiert. Dieses Signal bildete mit dem bekannten Wert der Fresnel-Reflexion der Faserstirnfläche die Referenz. Hierbei wurde von einer ebenen Phasenfront der elektromagnetischen Strahlung im Faserkern ausgegangen. Die Reflektivität, der, unter einem Winkel von 0° gecleavten Faserstirnfläche, ist für s- und p-polarisierte Strahlung durch die Gln. (3.4) und (3.5) gegeben. Wie in Abschnitt 3.2.1 bereits betrachtet, gilt

$$R_{Fresnel,s} = R_{Fresnel,p}. \quad (5.36)$$

In Tabelle 5.1 ist der Brechungsindex des Fasermantels n_{cl} und des Faserkerns n_{co} der Faser PS980 für den Wellenlängenbereich von $\lambda = 1020$ nm bis $\lambda = 1100$ nm dargestellt. Diese Bandbreite entspricht der spektralen Breite der verwendeten ASE-Strahlquelle. Der Einfluss der Dispersion auf den Fresnelreflexionskoeffizienten $R_{Fresnel}$ wurde für diese Faser exemplarisch betrachtet, da sie bei den nachfolgenden Experimenten zum Tragen kommt und auch dort Berücksichtigung findet. Aufgrund der fehlenden Angaben zum Brechungsindex des Faserkerns in den Datenblättern, wurde dieser aus der numerischen Apertur des Signalkerns der jeweiligen Faser hergeleitet. Es wurde angenommen, dass der Fasermantel aus reinem Quarzglas besteht. Dies ist für die meisten Fasern der Fall und legitimiert die getroffene Annahme. Der Brechungsindex des Fasermantels n_{cl} wurde der Fachliteratur entnommen[130]. Über die im Datenblatt angegebene numerische Apertur $NA = 0,12$ der Glasfaser ergaben sich gemäß der Beziehung

$$NA = \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (5.37)$$

5 Faser-Bragg-Gitter

Tabelle 5.1: Auswirkung der Dispersion der Faser *PS980 (Fibercore Ltd.)* und Luft bei Raumtemperatur ($T=22^{\circ}\text{C}$) auf den Fresnelreflexionskoeffizienten $R_{Fresnel}$

λ [nm]	Fasermantel n_{cl}	Faserkern n_{co}	Luft n_l	$R_{Fresnel}$ [%]
1020	1,4502	1,4552	1,0003	3,42
1040	1,4499	1,4549	1,0003	3,42
1060	1,4497	1,4547	1,0003	3,43
1080	1,4494	1,4543	1,0003	3,43
1100	1,4492	1,4541	1,0003	3,43

die Brechungsindizes des Faserkerns n_{co} entsprechend der Wellenlängen λ . Weiter wurde der Fresnelreflexionskoeffizient $R_{Fresnel}$ für den Übergang des Brechungsindex vom Faserkern zu Luft unter Verwendung der Gl. (3.4) berechnet. Aus Tab. 5.1 wird ersichtlich, dass sich die Reflektivität $R_{Fresnel}$ der Faserstirnfläche über die spektrale Breite der ASE-Strahlquelle um lediglich 0,01% ändert. Die Auswirkung der Dispersion konnte somit im Hinblick auf die Genauigkeit der experimentellen Reflektivitätsbestimmung vernachlässigt werden. Der Fehler $\Delta R_{Fresnel}$ wurde im Nachfolgenden mit 0,01% berücksichtigt.

Im Anschluss an die Referenzmessung wurde der Schreibvorgang des FBG gestartet. Auf dem, durch die Faserstirnfläche reflektierten ASE-Signal, bildete sich der für das FBG charakteristische Reflexionspeak aus. Dies ist anhand des Spektrums der Abb. 5.6 exemplarisch dargestellt. Die Fresnelreflexion des ASE-Untergrundes wird in Abb. 5.6 durch die rote Kurve verdeutlicht, die zu dem Untergrund addierte Reflexion durch das FBG wird durch die schwarze Kurve dargestellt. Die Punkte *A* und *B* markieren die Wellenlänge des Reflexi-

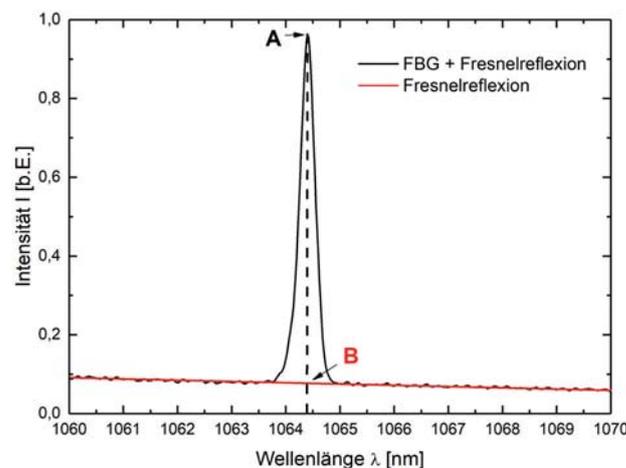


Abbildung 5.6: Überlagerung gemessener Reflexionsspektren, **rote Kurve**: Reflexionssignal vor Erzeugung des FBG, **schwarze Kurve**: Reflexionssignal nach Erzeugung des FBG

5.3 Analyse der Faser-Bragg-Gitter

onsmaximums λ_{max} mit der zugehörigen Intensität I_{Peak} der Reflexion des FBG bzw. der Intensität $I_{Fresnel}$ des ASE-Untergrundes der Fresnel-Reflexion. Die Intensitäten sind auf den Peak A normiert. Mit den Reflektivitäten der Faserstirnfläche $R_{Fresnel}$ und des Faser-Bragg-Gitters R_{FBG} , sowie der Intensität I_0 der ASE-Strahlung an der Stelle des Reflexionsmaximums λ_{max} bei Eintritt in die Faser, ergibt sich

$$I_{Fresnel} = I_0 \cdot R_{Fresnel} \quad (5.38)$$

$$I_{Peak} = I_0 \cdot R_{FBG} + I_0 \cdot (1 - R_{FBG})^2 \cdot R_{Fresnel}. \quad (5.39)$$

Löst man die Gln. (5.38) und (5.39) nach I_0 auf und vergleicht diese miteinander, folgt

$$\frac{I_{Fresnel}}{R_{Fresnel}} = \frac{I_{Peak}}{R_{FBG} + (1 - R_{FBG})^2 \cdot R_{Fresnel}} \quad (5.40)$$

und es resultiert ein Ausdruck für die Reflektivität des Faser-Bragg-Gitters R_{FBG} , der ausschließlich von der experimentell direkt zugänglichen Intensität des Reflexionssignals des FBG I_{peak} und der, durch die Faserstirnfläche reflektierten Intensität $I_{Fresnel}$ gemäß Abb. 5.6, wie auch der Reflektivität der unter 0° geclavten Faserstirnfläche gemäß Gl. (3.4) abhängt:

$$R_{FBG} = - \left(\frac{1}{2R_{Fresnel}} - 1 \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{2R_{Fresnel}} - 1 \right)^2 - \left(1 - \frac{I_{Peak}}{I_{Fresnel}} \right)}. \quad (5.41)$$

Eine Abschätzung des relativen Fehlers der Reflektivität des FBG ΔR_{FBG} erfolgte aus den bekannten Fehlern der Fresnelreflexion $\Delta R_{Fresnel}$, sowie Ablesefehlern der Peakintensität ΔI_{Peak} und der Intensität der Fresnelreflexion $\Delta I_{Fresnel}$ aus den Reflexionsspektren. Diese sind immer unterschiedlich und mussten für jedes Spektrum neu abgeschätzt werden. Aufgrund der Fehlerfortpflanzung gilt:

$$\Delta R_{FBG} = \left| \frac{\partial R_{FBG}}{\partial R_{Fresnel}} \right| \cdot \Delta R_{Fresnel} + \left| \frac{\partial R_{FBG}}{\partial I_{Peak}} \right| \cdot \Delta I_{Peak} + \left| \frac{\partial R_{FBG}}{\partial I_{Fresnel}} \right| \cdot \Delta I_{Fresnel} \quad (5.42)$$

mit

$$\left| \frac{\partial R_{FBG}}{\partial R_{Fresnel}} \right| = \frac{1}{2R_{Fresnel}^2} + \frac{2 \left(\frac{1}{2R_{Fresnel}^2} - \frac{1}{4R_{Fresnel}^3} \right)}{\sqrt{-\frac{(4R_{Fresnel}-1)I_{Fresnel} - 4R_{Fresnel}^2 I_{Peak}}{R_{Fresnel}^2 I_{Fresnel}}}} \quad (5.43)$$

$$\left| \frac{\partial R_{FBG}}{\partial I_{Peak}} \right| = \frac{1}{I_{Fresnel} \sqrt{\frac{1}{R_{Fresnel}^2} - \frac{4}{R_{Fresnel}} + \frac{4I_{Peak}}{I_{Fresnel}}}} \quad (5.44)$$

$$\left| \frac{\partial R_{FBG}}{\partial I_{Fresnel}} \right| = \frac{I_{Peak}}{I_{Fresnel}^2 \sqrt{\frac{1}{R_{Fresnel}^2} - \frac{4}{R_{Fresnel}} + \frac{4I_{Peak}}{I_{Fresnel}}}} \quad (5.45)$$

Die Bestimmung der Halbwertsbreite des Reflexionssignals $\Delta \lambda_{FWHM}$ konnte ebenso wie die Bestimmung der Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} durch eine Analysefunktion des

5 Faser-Bragg-Gitter

Spektrumanalysators erfolgen. Um bei dieser Bestimmung nicht fälschlicherweise den ASE-Untergrund der Fresnel-Reflexion mit einzubeziehen, wurde die, unter 0° konfektionierte Faser erneut unter einem deutlich größeren Winkel geCleaved. Der ASE-Untergrund wurde durch dieses Vorgehen nicht länger reflektiert und aus dem Reflexionsspektrum des FBG konnte die Halbwertsbreite direkt bestimmt werden. Der Fehler der Halbwertsbreite resultierte aus dem Auflösungsvermögen des Spektrumanalysators und betrug

$$\Delta(\Delta\lambda_{FWHM}) = 0,06 \text{ nm.} \quad (5.46)$$

5.3.3 Evaluation des Auswerteverfahrens

Zur Beurteilung der Messgenauigkeit, die sich aus dem Auswerteverfahren des Abschnitts 5.3.2 und der Analyseeinheit Abb. 5.5 ergibt, wurde zunächst ein kommerzielles Faser-Bragg-Gitter bekannter Reflexionscharakteristik analysiert und die Messdaten mit dem Datenblatt des Herstellers abgeglichen. Das Faser-Bragg-Gitter C54661-0140 (Teraxion Inc.) wurde vom Hersteller in einer speziell photosensitivierten *Single-Mode*-Glasfaser des Typs PM980 (Corning Inc.) erzeugt und wies eine gaußförmige Apodisation der induzierten Brechungsindexänderung auf. Es sei hierbei erwähnt, dass die Glasfaser mit dem kommerziellen FBG ausschließlich zur Feststellung der Eignung der erstellten Analyseeinheit verwendet werden konnte. Der Einsatz des kommerziellen FBG zur Faserintegration der Resonatorspiegel, der im Rahmen der Kapitel 3 und 4 erstellten Faserlaser, war nicht möglich. Dies begründet sich aus dem geringen Modenfelddurchmesser der *Single-Mode*-Faser von lediglich $6 \mu\text{m}$, in der das kommerzielle FBG erzeugt wurde. Um eine effiziente Rückkopplung der Signalstrahlung der erstellten Faserlaser zu erzielen, sind Modenfelddurchmesser von etwa $50 \mu\text{m}$ notwendig. Diese Festlegung resultiert aus der Verwendung der laseraktiven *Large-mode-Area*-Faser DCF-Yb-50/400P-FA. Die Faser, in der das kommerzielle FBG erzeugt wurde ist polarisationserhaltend. Über sogenannte *stress rods* wird innerhalb der Glasfaser eine Spannungsdoppelbrechung induziert, woraus sich zwei optische Hauptachsen ergeben, eine *slow* und eine *fast axis*. Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes des Faserkerns $n_{co,slow}$ und $n_{co,fast}$ entlang der beiden optischen Achsen ergeben sich gemäß Gl. (5.27) ebenfalls unterschiedliche effektive Brechungsindizes $n_{eff,slow}$ bzw. $n_{eff,fast}$, wobei

$$n_{eff,fast} < n_{eff,slow} \quad (5.47)$$

gilt. Mit einer, für beide Achsen identischen Periodenlänge Λ des Faser-Bragg-Gitters, führt dies gemäß Gl. (5.26) zu zwei verschiedenen Bragg-Wellenlängen $\lambda_{Bragg,slow}$ und $\lambda_{Bragg,fast}$. Die exakte Ausrichtung der Polarisationsachse der ASE-Strahlung bzgl. der optischen Achsen der Glasfaser konnte anhand des Reflexionsspektrums erfolgen. Die Polarisationsrichtung der ASE-Strahlung wurde durch die $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte des Analyse-Aufbaus gemäß Abb. 5.5 soweit gedreht, bis nur noch ein Reflexionspeak bei der jeweils für die optische Achse charakteristischen Wellenlänge $\lambda_{Bragg,slow}$, bzw. $\lambda_{Bragg,fast}$ vorhanden war. Die Analyse erfolgte ab diesem Zeitpunkt, wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben. Das gemessene Spektrum für eine Strahlungspolarisation der Analyseeinheit entlang der *slow axis*, ist das in Abb. 5.6 dargestellte Spektrum. Außer dem erwähnten Unterschied in der Bragg-Wellenlänge, sieht das

Spektrum entlang der *fast axis* gleich aus. Die gaußförmige Apodisation des Brechungsindex gemäß der Abb. 5.2 ist in den gemessenen Spektren deutlich erkennbar, da Nebenmaxima vollständig unterdrückt sind. Die aus den Spektren gemäß des Abschnitts 5.3.2 extrahierten und berechneten Werte sind in Tab. 5.2 zusammengestellt und den Herstellerangaben gemäß des Datenblatts gegenübergestellt. Es lagen lediglich Herstellerangaben für eine Strahlungspolarisation entlang der *slow axis* vor, weshalb nur bei diesen Werten ein Vergleich möglich ist. Wie aus der Tab. 5.2 hervorgeht, stimmen die experimentell bestimmten Werte innerhalb

Tabelle 5.2: Vergleich der Herstellerangaben und experimentell ermittelter Werte des FBG C54661-0140 (Teraxion Inc.)

	slow-axis		fast-axis
	Datenblatt	Messwerte	Messwerte
λ_{max} [nm]	1064,40 \pm 0,02	1064,40 \pm 0,03	1064,10 \pm 0,03
$\Delta\lambda_{FWHM}$ [nm]	0,32 \pm 0,05	0,35 \pm 0,05	0,35 \pm 0,05
R [%]	41,52 \pm 2,00	42,2 \pm 3,0	42,4 \pm 3,0

der Fehlergrenzen sehr gut mit den Herstellerangaben des untersuchten Faser-Bragg-Gitters überein. Die Fehlertoleranzen der Messwerte entsprechen darüber hinaus fast den vom Hersteller des Faser-Bragg-Gitters angegebenen Toleranzen. Es lässt sich somit feststellen, dass sich die, im Rahmen dieser Arbeit erstellte Analyseeinheit gemäß der Abb. 5.2.4, wie auch das Auswerteverfahren des Abschnitts 5.3.2 zur Untersuchung der Reflexionscharakteristika von Faser-Bragg-Gittern sehr gut eignet. Nachdem die Funktionsfähigkeit der Analyseeinheit somit festgestellt und die Genauigkeit der Messergebnisse überprüft wurde, konnten im Folgenden Untersuchungen bzgl. der Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern angestellt werden.

5.4 Experimentelle Ergebnisse

Um die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern gezielt bzgl. der, für einen Faserlaser maßgeblichen Parameter, wie der Reflektivität R , der Wellenlänge maximaler Reflexion λ_{max} und der spektralen Breite des reflektierten Signals steuern zu können, ist es wichtig ein grundlegendes Verständnis für den Entstehungsprozess des Faser-Bragg-Gitters zu gewinnen. Unter Verwendung der photosensitiven Faser PS980 wurde in einem ersten Schritt die Abhängigkeit der Reflektivität R des entstehenden Gitters von der mittleren Leistung der UV-Strahlung P_{avg} und der Bestrahlungsdauer t untersucht. Es wurden drei verschiedene mittlere Leistungen für die Versuche gewählt. Diese sind in Tabelle 5.3 angegeben: Die Impulsrepetitionsrate des UV-Laser wurde mit $f = 15$ kHz eingestellt. P_{avg} ist die gemessene mittlere Leistung des UV-Strahls bei Austritt aus dem Laser. Die Leistungswerte P_{+1} und P_{-1} sind die Leistungen, die innerhalb der +1., bzw. -1. Beugungsordnung nach Durchtritt des Laserstrahls durch die Phasenmaske gemäß Abb. 5.4 vorhanden waren. Der

Tabelle 5.3: Gegenüberstellung der mittleren Laserleistungen

	Versuch a)	Versuch b)	Versuch c)
P_{avg} [mW]	42,2	60,3	101,2
P_{+1} [mW]	6,6	9,4	15,2
P_{-1} [mW]	7,8	11,2	18,2
P_{Sum} [mW]	14,4	20,6	33,4

Unterschied der beiden Leistungswerte rührt von unterschiedlichen Reflektivitäten der Interferometerspiegel und einer evtl. fortgeschrittenen Degradation ihrer Beschichtung her [99]. Der Leistungswert P_{Sum} ergibt sich aus der Summe der mittleren Leistungen innerhalb der beiden Beugungsordnungen und entspricht dem mittleren Leistungswert innerhalb des Interferenzgebietes der beiden Teilstrahlen. Die Faser-Bragg-Gitter wurden durch punktuelles Einschreiben mit einer Gitterlänge $L = 311 \mu\text{m}$ erzeugt. Die Länge L ergab sich hierbei durch die räumliche Ausdehnung der beiden überlagerten Teilstrahlen des UV-Lasers im Interferenzgebiet. Zur Bestimmung der Reflektivität R des entstehenden Faser-Bragg-Gitters wurde der UV-Strahl jeweils nach einem Zeitintervall Δt geblockt und das Reflexionssignal ausgewertet. Dieses Vorgehen wurde über die gesamte Bestrahlungsdauer t mehrfach wiederholt. In Abb. 5.7 sind die Ergebnisse der Reflexionsmessung für unterschiedliche mittlere Leistungen P_{sum} gemäß Tab. 5.3 dargestellt. Bei allen drei Versuchen ist qualitativ der gleiche

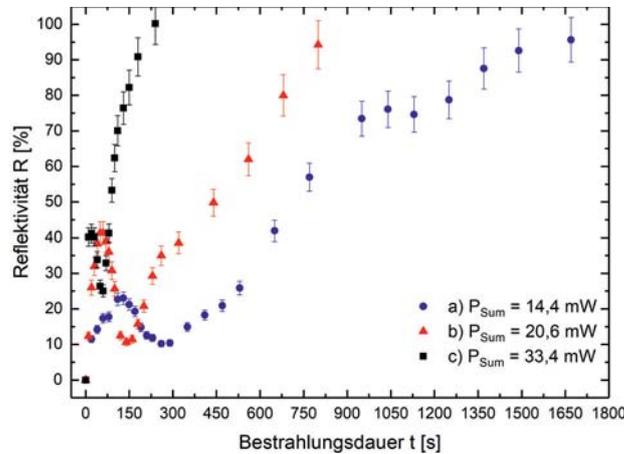


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Reflektivität R erzeugter FBGs von der Bestrahlungsdauer t für mittlere Leistungen P_{Sum} gemäß Tab. 5.3

Verlauf der Messpunkte zu erkennen: Es bildete sich mit zunehmender Bestrahlungsdauer ein lokales Maximum der Reflektivität aus. Bei länger andauernder Bestrahlung nahm diese zunächst stark ab, bis sie wieder anfang zu steigen und über das lokale Maximum hinauswuchs. Mit zunehmender Reflektivität des entstehenden FBG stieg der relative Fehler ΔR_{FBG} der Messungen. Ausschlaggebend hierfür war die partielle Ableitung der Gl. (5.45),

die den, mit der Reflexionsstärke wachsenden Faktor I_{Peak} im Zähler aufweist. Es zeigte sich die Ausbildung unterschiedlicher Gittertypen, wie sie gemäß Abschnitt 5.2.2 klassifiziert wurden. Der Anstieg der Reflektivität beim Start des Einschreibeprozesses beschreibt die Ausbildung eines FBG des Typs 1. Die Zunahme der Reflektivität resultierte aus der Umverteilung von Ladungsträgern aus den bestrahlten Gebieten des Interferenzmusters heraus, wodurch gemäß des elektrooptischen Effekts eine induzierte Änderung des Brechungsindex erfolgte. Der Brechungsindex innerhalb der bestrahlten Gebiete nahm zu. Die Abnahme der Reflektivität R mit fortschreitender Bestrahlungsdauer t ist das Resultat sich ändernder mechanischer Spannungszustände innerhalb bestrahlter Bereiche des Faserkerns. Diese bedingten eine Abnahme des Brechungsindex und kompensierten die Brechungsindexerhöhung, die durch die Ladungsträgerumverteilung bedingt wurde. Mit weiter zunehmender Bestrahlungsdauer erfolgte eine Superkompensation. Das entstandene Faser-Bragg-Gitter ist vom Typ 2a. Hinweise auf die Ausbildung spezifischer Gittertypen ergaben sich aus der spektralen Verschiebung der Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} , durch die sich auf das Vorzeichen der induzierten Brechzahländerung schließen ließ. Während sich durch die Zunahme des Brechungsindex bei der Typ-1-Gitterentstehung eine Rotverschiebung detektieren ließ, beobachtet man durch die Ausbildung des Typ-2a-Gitters eine charakteristische Blauverschiebung. In Abb. 5.8 sind exemplarisch die Messwerte der Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} (schwarze Vierecke) bei einer mittleren Leistung $P_{sum} = 14,4$ mW der UV-Strahlung für eine zunehmende Bestrahlungsdauer t dargestellt. Die zugehörige Messung der Reflektivität (blaue Punkte) gemäß Abb. 5.7 ist zum direkten Vergleich der beiden Messkurven noch einmal mit aufgetragen. Es ist deutlich erkennbar, dass sich die Wellenlänge des

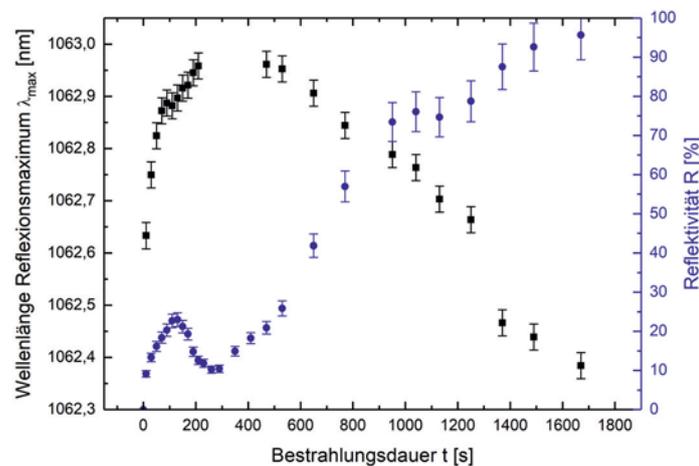


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} und des Reflexionsgrades R von der Bestrahlungsdauer t bei einer mittleren Leistung der UV-Strahlung $P_{sum} = 14,4$ mW

Reflexionsmaximums λ_{max} mit einer bis auf $t = 150$ s zunehmenden Bestrahlungsdauer von anfänglich $\lambda_{max} = 1062,63$ nm, um etwa $\Delta\lambda_{max} = 0,3$ nm zu $\lambda_{max} = 1062,96$ nm verschiebt. Dies entspricht der Bestrahlungsdauer zum Erreichen des lokalen Maximums der Reflektivität. Mit weiter zunehmender Bestrahlungsdauer wird die Rotverschiebung kompensiert

5 Faser-Bragg-Gitter

und das Faser-Bragg-Gitter des Typs 1 annihiliert. Spannungsrelaxationsprozesse setzen ein und das Typ-2a-Gitter bildet sich zunehmend aus. Die Wellenlänge des Reflexionsmaximums λ_{max} erfährt eine Blauverschiebung um $\Delta\lambda_{max} = 0,58$ nm von $\lambda_{max} = 1062,96$ nm zu $\lambda_{max} = 1062,38$ nm. Mit fortschreitender Blauverschiebung nimmt die Reflektivität R des Typ-2a-Gitters zu. Die, gemäß der Abb. 5.7 maximal erzielten Reflektivitäten R_{max} , sowie die zugehörigen Leistungswerte P_{sum} und Bestrahlungsdauern t_{max} , sind in Tab. 5.4 noch einmal zusammengestellt. Wie aus der Tab. 5.4 ersichtlich wird, ließen sich innerhalb der

Tabelle 5.4: Einfluss der Laserleistung im Interferenzgebiet P_{sum} auf die notwendige Bestrahlungsdauer t_{max} zum Erzielen maximaler Reflexionsgrade R_{max}

Versuch	P_{sum} [mW]	t_{max} [s]	R_{max} [%]
a)	14,4	1670	$95,6 \pm \begin{smallmatrix} 4,4 \\ 6,3 \end{smallmatrix}$
b)	20,6	800	$94,3 \pm \begin{smallmatrix} 5,7 \\ 6,8 \end{smallmatrix}$
c)	33,4	240	$100,0 \pm \begin{smallmatrix} 0 \\ 5,7 \end{smallmatrix}$

Fehlergrenzen mit allen drei untersuchten Leistungswerten Faser-Bragg-Gitter erzeugen, die Reflektivitäten von bis zu $R_{max} = 100\%$ aufwiesen. Die benötigte Bestrahlungsdauer betrug bei einer Leistung $P_{sum} = 14,4$ mW $t = 1670$ s. Bei einer Leistung $P_{sum} = 20,6$ mW und $P_{sum} = 33,4$ mW ergaben sich Bestrahlungsdauern von $t = 800$ s bzw. $t = 240$ s. Dies bedeutet, dass unter Verwendung einer mittleren Leistung $P_{sum} = 33,4$ mW gegenüber einer Leistung $P_{sum} = 14,4$ mW die Bestrahlungsdauer um $\Delta t = 86\%$ gesenkt werden kann.

Im Anschluss an die Untersuchungen bzgl. der, zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern unterschiedlicher Typen und Reflektivitäten R notwendigen mittleren Leistung im Interferenzgebiet P_{sum} , sowie der zugehörigen Bestrahlungsdauer t , wurde der Einfluss der Gitterlänge L auf die Reflektivität R und die Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ des reflektierten Signals untersucht. Durch den Einsatz der Scanvorrichtung gemäß Abb. 5.4, wurden Faser-Bragg-Gitter größerer Länge hergestellt. Da sichergestellt werden sollte, dass die Strahlung das erzeugte Faser-Bragg-Gitter auf dessen gesamter Länge durchdringt und eine aussagekräftige Messung der beiden Kenngrößen R und $\Delta\lambda_{FWHM}$ in Abhängigkeit der Gitterlänge L erfolgen kann, wurden die Messungen auf Basis eines FBG geringer Reflektivität R durchgeführt. Somit sollte gewährleistet werden, dass alle Gitterperioden des FBG zur Reflexion des Signals der Analyseeinheit beitragen. Durch die Aufnahme von Messkurven gemäß Abb. 5.7 wurde die Bestrahlungsdauer t ermittelt, für die bei punktuelltem Einschreiben eine vollständige Ausbildung des Typ-1-Gitters erfolgte. Durch die Wahl einer geringen mittleren Leistung $P_{sum} = 17,9$ mW konnte gewährleistet werden, dass sich geringe Abweichungen in der Bestrahlungsdauer nur minimal auf die Reflektivität R auswirkten. Gemäß dem Verlauf der Messkurven der Abb. 5.7, ist dies vor allem im Bereich des Reflexionspeaks des Typ-1-Gitters der Fall. Durch dieses Vorgehen ließ sich der Einfluss einer veränderten Gitterlänge gut von etwaigen Ungenauigkeiten in der Bestrahlungsdauer separieren. Bei Gittern, deren Länge nur unwesentlich größer als die Länge eines Gitters bei punktuelltem Einschreiben war, wurden bestimmte Teilbereiche technisch bedingt länger bestrahlt als andere. Dieser Sachverhalt kam

durch eine teilweise Überlagerung der, vom UV-Strahl an den jeweiligen Endpositionen des Scanweges erfassten Faserbereiche zustande. Des Weiteren musste die Scanvorrichtung innerhalb des Verfahrensweges beschleunigen, weshalb innerhalb der Beschleunigungsstrecken eine längere Bestrahlung der Faser erfolgte. Um die Faser-Bragg-Gitter unterschiedlicher Länge möglichst gut miteinander vergleichen zu können, wurden sie bei gleichem akkumulierten Gesamtenergieeintrag erzeugt. Dies wurde durch Anpassungen der Scangeschwindigkeit erreicht, während die mittlere Leistung mit $P_{Sum} = 17,9 \text{ mW}$, wie auch die Gesamtzeit der Belichtung mit $t = 45 \text{ s}$ konstant gehalten wurden. Die eingebrachte Gesamtenergie betrug für alle erzeugten Gitter $0,81 \text{ J}$. Die Ergebnisse der Versuchsreihe sind in Abb. 5.9 dargestellt. Die maximal erzielbare Gitterlänge belief sich auf $L = 1311 \mu\text{m}$. Sie wurde durch

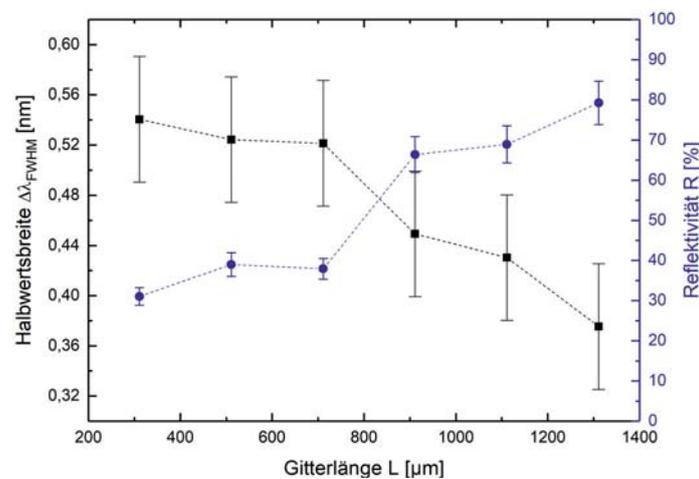


Abbildung 5.9: Halbwidthsbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ und Reflektivität R in Abhängigkeit der Länge L der Faser-Bragg-Gitter

die Breite der zur Verfügung stehenden Interferometerspiegel bestimmt, da sich durch das Scannen der Phasenmaske ebenfalls die Position der beiden Teilstrahlen auf den Interferometerspiegeln änderte. Gemäß Abb. 5.9 ist ein deutlicher Einfluss der Gitterlänge L auf die Halbwidthsbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ (schwarze Kurve) und die Reflektivität R (blaue Kurve) zu erkennen. So nahm die Halbwidthsbreite des Reflexionssignals von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,54 \text{ nm}$ um $0,16 \text{ nm}$ auf $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,38 \text{ nm}$, bei einer Steigerung der Gitterlänge von $L = 311 \mu\text{m}$ um $1000 \mu\text{m}$ auf $L = 1300 \mu\text{m}$ ab. Der relative Fehler der gemessenen Halbwidthsbreite beträgt $\Delta(\Delta\lambda_{FWHM}) = 0,5 \text{ nm}$. Trotz der, im Vergleich zur Abnahme der Halbwidthsbreite relativ großen Fehlertoleranz, ist ein eindeutiger Trend der Abnahme der Halbwidthsbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ mit steigender Gitterlänge L erkennbar. Die Reflektivität des Faser-Bragg-Gitter stieg mit zunehmender Gitterlänge L von $R = 31,1 \%$, bei einer Gitterlänge $L = 311 \mu\text{m}$ um $48,2 \%$ auf $R = 79,3 \%$, bei einer Gitterlänge $L = 1300 \mu\text{m}$ an. Der relative Fehler ist für jeden Messwert spezifisch und entspricht dem eingezeichneten Fehlerbalken. Der zuvor beschriebene Trend ist anhand der angedeuteten Verbindungslinie zwischen den Messwerten gut zu erkennen. Leichte Abweichungen zeigen den starken Einfluss äußerer Parameter wie z.B. Erschütterungen bzw. den Einfluss einer exakten Positionierung der Faser.

5.5 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit und der Diplomarbeit von Herrn Nieborowsky, die von mir maßgeblich begleitet wurde, wurden experimentelle Aufbauten zur Herstellung und Analyse von Faser-Bragg-Gittern konzipiert und realisiert [99]. Die Grundlagen zur Herstellung monolithischer Faserlaserresonatoren wurden entwickelt. Da die Erzeugung und Analyse von FBGs in nicht speziell photosensitiven *Multi-Mode*-Fasern, wie sie in den Kapiteln 3 und 4 zum Einsatz kamen, von gesteigerter Komplexität ist, erfolgten zunächst Voruntersuchungen der Gittererzeugung anhand einer photosensitiven *Single-Mode*-Glasfaser. Faser-Bragg-Gitter des Typs 1 und 2a wurden erzeugt und bzgl. ihrer Reflexionscharakteristika untersucht. Ihre Ausbildung konnte in situ beobachtet und der vorliegende Gittertyp anhand der charakteristischen Rot- bzw. Blauverschiebung der Wellenlänge reflektierter Strahlung nachgewiesen werden. Die Reflektivität erzeugter Typ-2a-Gitter konnte durch Wahl einer geeigneten Bestrahlungsdauer der Faser, bei einer konstanten mittleren Leistung, der zur Gittererzeugung verwendeten UV-Strahlung, frei eingestellt werden. Die Reflektivität erzeugter Gitter des Typs 1 war zunächst auf $R = 41\%$ limitiert. Durch den Einsatz einer computergesteuerten Scanvorrichtung, deren Automatisierung Teil dieser Arbeit war, konnte die Länge herstellbarer Faser-Bragg-Gitter von $L = 311 \mu\text{m}$ auf $L = 1,3 \text{ mm}$ gesteigert werden. Eine Einschränkung der Länge erzeugter Gitter war durch den Durchmesser der verwendeten Interferometerspiegel der Schreibeinheit gegeben, wobei sich hieraus kein prinzipielles Limit ergab. Bei gleicher akkumulierter Gesamtenergie, konnte durch die Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern der maximal möglichen Länge von $L = 1,3 \text{ mm}$ die Reflektivität erzeugter Typ-1-FBGs auf $R = 79\%$ gesteigert werden. Gleichzeitig nahm die spektrale Breite des Reflexionssignals von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,54 \text{ nm}$ auf $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,38 \text{ nm}$ ab. Ausgehend von den dargestellten Forschungsarbeiten der FBG-Herstellung, die die gezielte Einflussnahme auf relevante Größen, wie die Wellenlänge λ_{max} des Reflexionsmaximums, die Reflektivität R und die spektrale Breite $\Delta\lambda_{FWHM}$ des Reflexionssignals umfassten, kann in weiterführenden Entwicklungsarbeiten die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern in zunächst schwach Germanium dotierten *Single-Mode*-Fasern des Typs SMF-28 (Corning Inc.) erfolgen. Im weiteren Verlauf anschließender Untersuchungen ist der Übergang zu einer schwach Germanium dotierten *Multi-Mode*-Faser des Typs DCF-UN-50/400-12 (CorActive High-Tech Inc.) angestrebt. Letztere Faser kann konsekutiv zum Herstellungsprozess eines Faser-Bragg-Gitters an die, in den Kapiteln 3 und 4 verwendete laseraktive Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA (CorActive High-Tech Inc.) angespleißt werden. Dies stellt den finalen Schritt zur Erstellung eines monolithischen Faserlaserresonators dar.

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

Faserstirnflächen und Faserkonnektoren stellen für jeden Faserlaser einen inhärenten Schwachpunkt dar [25]. Die Faserstirnflächen werden mit sehr hohen optischen Leistungsdichten beaufschlagt und müssen zur Vermeidung einer Degradation und damit einhergehender Effizienzverluste oder Ausfällen des Gesamtsystems frei von Verunreinigungen gehalten werden [18, 19, 20, 21]. Wird eine optische Oberfläche geringfügig kontaminiert, nimmt die Absorption auftreffender Laserstrahlung zu und die Temperatur der Faserstirnfläche steigt an. Partikuläre Kontaminanten erzeugen eine ungleichmäßige Absorption, die in lokalen Maxima des Temperaturgradienten der Oberfläche resultiert [22]. Thermisch induzierte Brechungsindexänderungen führen zu Störungen des Intensitätsprofils der Laserstrahlung und es entstehen unerwünschte lokale Intensitätsmaxima im Fokus der Strahlung [24]. Molekulare Kontaminationen bilden in der Regel Filme auf der Oberfläche aus, die die Oberfläche zwar gleichmäßig benetzen, durch die erhöhte Absorption jedoch ein signifikanter Faktor für das Auftreten thermischer Linsen darstellen [22, 23]. Die Strukturierung von Quarzglasoberflächen im Nanometermaßstab bietet eine gute Möglichkeit der Einflussnahme und Optimierung schmutzabweisender Eigenschaften [131]. Derart strukturierte Oberflächen zeigen breite Transmissionsspektren und Winkelakzeptanzbereiche, wie auch gegenüber konventionellen Dünnschicht-Antireflexionsbeschichtungen erhöhte optische Zerstörungsschwellen [132, 133]. So bietet eine solche Oberflächenveredelung weiterführende Einsatzmöglichkeiten, die eine Applikation auf den Kopplungsprismen, die für das neuartige *Side-Pumping*-Konzept zum Einsatz kommen, wie auch auf sogenannten *End-Caps*, die standardmäßig für Hochleistungsfaserlaser eingesetzt werden, einschließen [25, 26, 27]. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Technologie wurde zum internationalen Patent WO 2015185194 angemeldet und fand bereits Eingang in einen industriellen Produktionsprozess zur Veredelung der Stirnflächen von Telekommunikationsglasfasern [134].

6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden

Die Benetzbarkeit von Oberflächen durch Flüssigkeiten jeglicher Art, wird durch die chemische Zusammensetzung der Oberfläche, wie auch durch ihre Mikro- und Nanotopografie bestimmt. Der Winkel eines Tropfens an der Drei-Phasen-Grenzfläche zwischen Festkörperoberfläche, der Gasphase und dem Tropfen wird als Kontaktwinkel θ bezeichnet. Nach Young ist dieser über die Beziehung

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{sv} - \gamma_{sl}}{\gamma_{lv}} \quad (6.1)$$

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

von der Oberflächenenergie der Substratoberfläche γ_{sv} , der Grenzflächenenergie zwischen Flüssigkeit und Substratoberfläche γ_{sl} und der Oberflächenenergie der Flüssigkeit γ_{lv} abhängig [135]. Ist der Kontaktwinkel θ des Tropfens größer als 90° spricht man von Hydro- bzw. Oleophobie, also von Wasser- bzw. Ölabweisung. Beträgt der Kontaktwinkel mehr als 150° ist die Oberfläche superhydro- bzw. superoleophob. Die Oberfläche zeigt eine extrem geringe Benetzbarkeit durch das entsprechende Fluid. Wasser und Öl werden im Folgenden zur Klassifizierung des Abweisungsverhaltens von Oberflächen herangezogen, da sie die Hauptgruppen polarer bzw. unpolarer Stoffe repräsentieren und somit gegensätzliche Bindungscharakteristika aufweisen [136]. Während γ_{lv} eine Eigenschaft des Prüffluids, also der Oberflächenverschmutzung ist und somit nicht direkt beeinflusst werden kann, lassen sich γ_{sv} und γ_{sl} durch Anpassung der chemischen Eigenschaften der Oberfläche gezielt verändern. Eine entsprechende Konditionierung der Oberfläche kann bspw. durch Aufbringen eines Films aus fluororganischen Verbindungen erfolgen. Perfluorkohlenstoffverbindungen gehören zu den unpolarsten Verbindungen und zeigen somit ein ausgeprägtes hydrophobes Verhalten [137]. Eine gleichermaßen oleophobe Konditionierung der Oberfläche ist durch alleinige Änderung der chemischen Eigenschaften nicht möglich. Durch eine spezifische Strukturierung der Oberfläche, kann die angestrebte Amphiphobie allerdings erreicht werden. Die Auswirkungen der Strukturierung einer Festkörperoberfläche auf den Kontaktwinkel eines Fluids ist in Abb. 6.1 graphisch verdeutlicht. Ausgehend von der perfekt planen Oberfläche, die Gl. (6.1) zu-

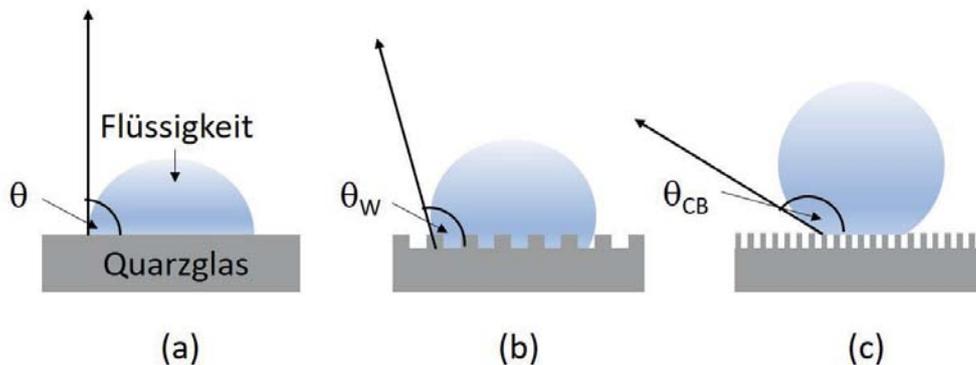


Abbildung 6.1: Auswirkung der Oberflächenstruktur eines Substrats auf den Kontaktwinkel mit einem flüssigen Medium

grunde liegt und in Abb. 6.1(a) graphisch dargestellt ist, unterscheidet man grundsätzlich zwei weitere Arten von Oberflächentopographien, die sich maßgeblich auf die Kontaktwinkel eines Prüfmediums auswirken:

1. Mikroskopisch raue Oberflächen

Reale Oberflächen weichen aufgrund ihrer Rauheit von der perfekt planaren Oberfläche der Abb. 6.1(a) ab. Durch die mikroskopische Rauheit der Oberfläche gemäß Abb. 6.1(b), besitzt die Oberfläche einen größeren Flächeninhalt als ihr planares Pendant. Dies resultiert in einer größeren Kontaktfläche des Fluids mit der Festkörperoberfläche und ändert in Folge den Kontaktwinkel θ_y . Gl. (6.1) muss eine Anpassung um den

6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden

Rauheitsfaktor r erfahren, welcher das Verhältnis dieser Oberflächeninhalte zueinander widerspiegelt. Dies findet in der Gleichung

$$\cos \theta_W = r \cos \theta_y \quad (6.2)$$

nach Wenzel mit dem Kontaktwinkel θ_W Ausdruck [138]. Da für den Rauheitsfaktor immer $r > 1$ gilt, werden Benetzungs- wie auch Abstoßungseigenschaften der Oberfläche durch die Rauheit weiter begünstigt.

2. Nanoskopisch raue Oberflächen

Wird die Oberfläche eines Festkörpers derart spezifisch strukturiert, dass sich Luft einschließen unter dem liegenden Tropfen des Prüfmediums ausbilden können, entsteht eine Art Kompositschicht aus Festkörper und Luft. Dies ist in Abb. 6.1(c) schematisch dargestellt. Gl. (6.1) wird in diesem Fall durch die Gleichung

$$\cos \theta_{CB} = f_{sl} \cos \theta_y - f_{la} \quad (6.3)$$

nach Cassie und Baxter abgelöst [139]. θ_{CB} ist der um die Oberflächenbeschaffenheit modifizierte Kontaktwinkel, f_{sl} , sowie f_{la} sind die relativen Anteile der Grenzfläche zwischen Festkörper und Flüssigkeit, sowie Flüssigkeit und Luft. Im Gegensatz zu den mikroskopisch rauen Oberflächen, für die ein Prüfmedium Kontaktwinkel gemäß Gl. (6.2) aufweist, führen Oberflächen dieser Art immer zu einer Erhöhung des Kontaktwinkels eines flüssigen Mediums mit der Oberfläche. Dies ist unabhängig davon, ob das Fluid polar oder unpolar ist.

Zur Erzeugung und Optimierung schmutzabweisender Eigenschaften von Faserstirnflächen sollte die Quarzglasoberfläche folglich eine spezifische nanoskopische Rauheit aufweisen, mit größt möglicher Flüssigkeit-Luft-Grenzfläche f_{la} . Da der Flüssigkeitstropfen immer Auflagepunkte mit der Quarzglasoberfläche besitzt, bietet darüber hinaus eine chemische Konditionierung der Oberfläche, eine gute Möglichkeit der Optimierung des Kontaktwinkels θ_{CB} . So lässt sich durch eine Herabsetzung der Oberflächenenergie γ_{sv} des Festkörpers gemäß den Gln. (6.1) und (6.3) der Kontaktwinkel θ_{CB} eines Flüssigkeitstropfens mit der Glasoberfläche weiter steigern.

Die chemische Konditionierung der Glasoberfläche wird nachfolgend als erstes betrachtet. Untersuchungen zur Kombination mit einer spezifischen Nanostrukturierung der Quarzglasoberfläche schließen daran an.

Kontaktwinkelmessung

Zur Bestimmung des Kontaktwinkels wurden mit einer Pipette jeweils 5 μl einer polaren und einer unpolaren Flüssigkeit auf die Oberflächen behandelter Proben, sowie unbehalteter Referenzproben aufgebracht. Als Prüfmedien dienten destilliertes Wasser und ein Silikonöl des Typs Xiameter PMX-200 Silicone fluid 1000 CS (Dow Corning GmbH). Wasser wurde als Prüfmedium verwendet, da es praktisch überall vorkommt und als Kondensat oder Niederschlag auf die Quarzglasoberflächen gelangen kann. Das Silikonöl stellt durch seine

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

sehr geringe Oberflächenspannung von $21,2 \cdot 10^{-3}$ N/m ein Worst-Case-Szenario für das Abweisungsverhalten unpolarer Stoffe durch eine Oberfläche dar. Der liegende Tropfen wurde von der Seite mit einem Auflichtmikroskop aufgenommen. Anhand der Mikroskopaufnahme erfolgte mit Hilfe der frei erhältlichen Software ImageJ die Bestimmung des Kontaktwinkels θ [140]. Das Auswerteverfahren ist exemplarisch in Abb. 6.2 dargestellt: Für die Auswertung

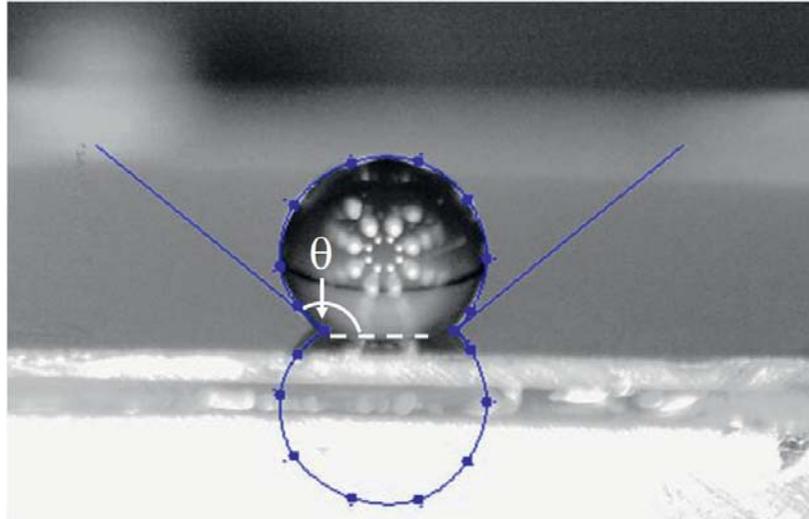


Abbildung 6.2: Auswerteverfahren des Kontaktwinkels am Beispiel eines Wassertropfens auf prozessierter Probenoberfläche

wurde die Kreislinie der Grenzfläche des Tropfens (blaue Linie der Abb. 6.2) anhand mehrerer Punkte definiert. Der untere Kreis ist der automatisch erstellte Fit der Projektion des Tropfens an der Oberfläche. Das ImageJ-Plugin "Drop Snake" berechnete aus den Fits den Kontaktwinkel mit der Oberfläche. Abweichungen durch den Betrachtungswinkel wurden durch die Auswertesoftware berücksichtigt. Der durch das Messverfahren bedingte Fehler wurde anhand mehrerer Versuchsreihen zu $\pm 5^\circ$ ermittelt. Er resultierte aus der Festlegung der Grenzlinie (blaue Linie) des Tropfens, deren Bestimmung maßgeblich durch den erzielten Kontrast der Mikroskopaufnahme bestimmt wurde. Der empirisch ermittelte Messfehler wurde in den nachfolgenden Diagrammen und Betrachtungen entsprechend berücksichtigt. Die Kontaktwinkel der beiden Prüfmedien mit unbehandeltem Quarzglas betragen $\theta = 35^\circ \pm 5^\circ$ im Falle von Wasser und $\theta = 20^\circ \pm 5^\circ$ im Falle des Silikonöls.

6.1.1 Chemische Konditionierung

Proben- und Anlagenpräparation

Zur chemischen Konditionierung von Quarzglasoberflächen wurde die gasförmige fluororganische Verbindung C_4F_8 (Octafluorocyclobutan) verwendet und in einem Plasmapolymersationsprozess auf Quarzglassubstraten abgeschieden [141]. Die Auswahl des Prozessgases richtete sich hierbei nach der Kenntnis der stark hydrophoben Wirkung der Plasmapolymersationsprodukte des C_4F_8 , die sich auf der geringen Oberflächenenergie γ_{sv} eben dieser

6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden

begründet [142, 143]. Die Entwicklung des Plasmaprozesses erfolgte unter Verwendung von $10 \times 10 \times 0,5 \text{ mm}^3$ großen Teilstücken eines 6“ großen Quarzglas-Wafers, welcher doppelseitig auf einen Mittenrauwert $Ra < 1 \text{ nm}$ mit einer Gesamtdickenvariation $TTV < 10 \text{ }\mu\text{m}$ poliert wurde. Zum Schutz der Wafer vor der Anlagerung von Mikropartikeln, welche beim Sägeprozess entstehen, wurden diese mit einem Fotoresist des Typs AZ 5214E (Merck KGaA) im Spin-Coating-Verfahren beschichtet. Bei einer konstanten Temperatur von 120°C härtete der Lack innerhalb von 1 min aus. Nach Abkühlung der Wafer auf Raumtemperatur erfolgte, mittels einer Wafersäge des Typs DAD321 (Disco Hi-Tec Europe GmbH), die Zerkleinerung in vorgenannte Teilstücke. Der Schutzlack wurde von den Teilstücken durch Ultraschallbehandlung in einem Acetonbad entfernt. Durch das Aceton verursachte Lösungsmittelrückstände, konnten durch Spülen der Proben mit Isopropanol bzw. Reinstwasser entfernt werden. Zwischen jedem Reinigungsschritt wurden die Proben mit N_2 -Druckluft getrocknet. Die Entfernung letzter Schutzlackrückstände bzw. Mikropartikel geschah mit Hilfe des Plasma-Veraschers PICO-UHP (Diener electronic GmbH & Co. KG) bei einer Leistung von 50 W und einem Prozessdruck von 0,25 mbar in einem Sauerstoffplasma. Die Prozesszeit betrug 1 min. Alle Proben wurden vor und nach dem Plasmareinigungsschritt mittels Auflichtmikroskop auf ihren Reinigungszustand kontrolliert. Bis auf das Sägen erfolgte die Probenpräparation in einem Reinraum der ISO-Klasse 5.

Prozessparameter und Ergebnisse

Zur Beschichtung der Quarzglassubstrate wurde die ursprünglich für Ätzungen konzipierte Reaktive-Ionen-Ätzanlage des Typs MicroSys 350 (Roth & Rau AG) verwendet. Die Beschichtung der Quarzglassubstrate erfolgte auf Grundlage eines Plasmapolymerisationsprozesses mit C_4F_8 -Präkursoren. Ein Basisprozess zur Polymerbildung aus dem gasförmigen C_4F_8 lag am Nano Structuring Center der Technischen Universität Kaiserslautern bereits vor und wurde weitergehend genutzt [144]. Die Parameter dieses Prozesses wurden im Hinblick auf eine Maximierung des Kontaktwinkels θ von Wasser und Silikonöl mit der abgeschiedenen Polymerschicht optimiert. Die Ausgangsparameter des Beschichtungsprozesses sind in Tab. 6.1 zusammengefasst. Zur Vermeidung von *Memory*-Effekten, also Auswirkungen von Rück-

Tabelle 6.1: Ausgangsparameter des Prozesses zur Plasmapolymerisation von C_4F_8 -Präkursoren [144]

Leistung Mikrowellengenerator	$P_{MW} = 550 \text{ W}$
Leistung Hochfrequenzgenerator	$P_{HF} = 200 \text{ W}$
Bias-Spannung	$U = 20 \text{ V}$
Temperatur Substratteller	$T = 5^\circ\text{C}$
Prozessdruck	$p = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$
C_4F_8 -Gasfluss	$Q_{C_4F_8} = 15 \text{ sccm}$
Prozesszeit	$t = 3 \text{ min}$

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

ständen in der Reaktionskammer auf den Polymerisationsprozess, wurde die Kammer vor jedem Beschichtungsschritt mit einem Sauerstoffplasma von mindestens $t = 15$ min Dauer gereinigt und nachfolgend auf $p = 10^{-5}$ mbar evakuiert. Der Reinigungsprozess erfolgte entsprechend der Parameter der Tab. 6.2. Der Kontaktwinkel der beiden Prüfmedien mit dem

Tabelle 6.2: Parameter des Plasmaprozesses zur Reinigung der Reaktorkammer

Leistung Mikrowellengenerator	$P_{MW} = 800$ W
Leistung Hochfrequenzgenerator	$P_{HF} = 200$ W
Bias-Spannung	$U = 1000$ V
Prozessdruck	$p = 4,5 \cdot 10^{-2}$ mbar
O_2 -Gasdurchfluss	$Q_{O_2} = 50$ sccm
Prozesszeit	$t = 3$ min

abgeschiedenen Polymer wurde zunächst in Abhängigkeit der Bias-Spannung des Polymerisationsprozesses untersucht. Durch die elektrische Spannung wurden im Plasma entstehende positiv geladene Ionen in Richtung der Substratoberfläche beschleunigt. Die Bias-Spannung bestimmte die Höhe der kinetischen Energie, mit der die Ionen auf die Substratoberfläche auftrafen. Sie ist ein wichtiger Parameter für die Ad- bzw. Absorption der Ionen und folglich für die Möglichkeit der Polymerbildung auf dem Quarzglassubstrat. Die, in den Basisparametern ausgewiesene Bias-Spannung von $U = 20$ V ist der kleinste Spannungswert, für den sich ein stabiles Plasma realisieren ließ. Von diesem Wert ausgehend, wurde die Bias-Spannung bis $U = 150$ V erhöht. Die Ergebnisse der Kontaktwinkelmessung sind in Abb. 6.3 dargestellt. Die beiden vertikalen Linien markieren zum Vergleich die Kontaktwinkel des jeweiligen Prüfmediums mit einer unbeschichteten Referenzprobe. Der Kontaktwinkel des

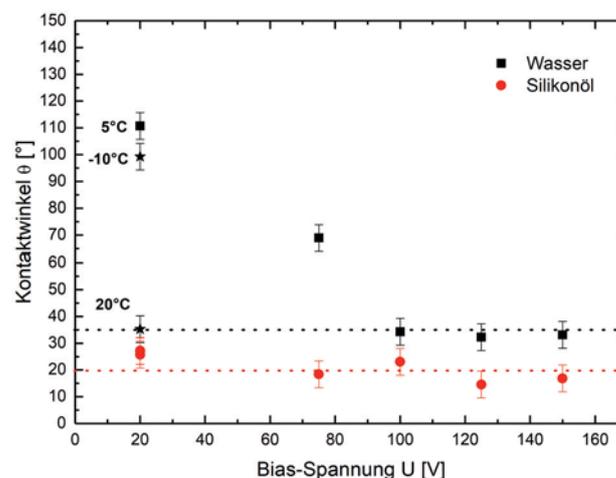


Abbildung 6.3: Auswirkungen der Bias-Spannung und der Substrattemperatur auf den Kontaktwinkel von Wasser und Silikonöl mit der erzeugten Polymeroberfläche

6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden

Wassers zeigt eine starke Abnahme mit zunehmender Bias-Spannung von $\theta = 111^\circ$ bei einer Bias-Spannung $U = 20$ V auf $\theta = 35^\circ$ bei Bias-Spannungen $U > 100$ V, wobei letzterer Messwert dem Kontaktwinkel der unbeschichteten Referenzprobe entsprach. Durch den Anstieg der elektrischen Spannung nahm die kinetische Energie der Ionen zu und an Stelle eines reinen Abscheidungsprozesses trat ein Ätzprozess. Die Polymerschichtausbildung wurde zunehmend inhomogen bis keinerlei Schichtabscheidung mehr stattfand. Ab einer Bias-Spannung von $U = 100$ V, lag ein reiner Ätzprozess vor. Innerhalb der Fehlertoleranzen konnte für Silikonöl keine Änderung des Kontaktwinkels im Vergleich zu einer unbeschichteten Quarzglasoberfläche beobachtet werden. Bzgl. des Kontaktwinkels von Wasser, erwies sich gemäß Abb. 6.3 eine Bias-Spannung von $U = 20$ V als bester Wert. Ausgehend von diesem Spannungswert wurde nachfolgend der Einfluss einer Abkühlung bzw. Erwärmung der Probe um $\Delta T = \pm 15^\circ\text{C}$ untersucht (schwarze Sterne der Abb. 6.3), wobei $T = -10^\circ\text{C}$ den durch die Anlage bedingten Minimalwert darstellte. Die jeweiligen Temperaturen wurden während des Beschichtungsprozesses durch aktive Temperaturregelung konstant gehalten. Da sich der Temperatursensor im Substratteller der Plasmaanlage befand und eine Kühlung ebenfalls über den Substratteller erfolgte, bezog sich die Regulierung auf die Temperatur der Probenrückseite. Eine Kühlung des Substrates während des Abscheidungsprozesses verminderte die Desorption auftretender Ionen und führte zu dichteren Schichten. Der Einfluss auftretender Desorption auf das Schichtwachstum ist deutlich durch den Vergleich der beiden Kontaktwinkelmesswerte bei den Temperaturen $T = 5^\circ\text{C}$ und $T = 20^\circ\text{C}$ zu sehen. Der gemessene Kontaktwinkel des Wassers nahm von $\theta = 111^\circ$ bei einer Temperatur der Probe $T = 5^\circ\text{C}$ während des Abscheidungsprozesses um $\Delta\theta = 76^\circ$ auf den Wert einer gänzlich unbeschichteten Quarzglasprobe von $\theta = 35^\circ$ ab. Eine zu starke Kühlung hingegen, bewirkte eine geringere Mobilität der Ionen an der Substratoberfläche, wodurch der Polymerisationsprozess negativ beeinflusst wurde. Im Falle einer Kühlung der Probe während des Beschichtungsprozesses auf $T = -10^\circ\text{C}$, nahm der Kontaktwinkel im Vergleich zur Referenz bei $T = 5^\circ\text{C}$ um $\Delta\theta = 12^\circ$ auf $\theta = 99^\circ$ ab.

Durch Erhöhung des Prozessdrucks p und der damit erhöhten Anzahl möglicher Reaktionspartner, verringerte sich die mittlere freie Weglänge der Prozessspezies im Plasma. Dies hatte eine Änderung des Ionisationsgrades freier Radikale und somit der Zusammensetzung des Plasmas zur Folge. Darüber hinaus verringerte sich die kinetische Energie der Ionen, was eine Adsorption am Substrat begünstigte. Der Einfluss des Prozessdrucks p auf die Kontaktwinkel θ der Prüfmedien mit der Polymerschicht ist in Abb. 6.4 dargestellt. Der Kontaktwinkel des Wassers mit der Probenoberfläche blieb im Rahmen der Fehlerungenauigkeit im Druckbereich zwischen $p = 0,1 \cdot 10^{-2}$ mbar und $p = 4,5 \cdot 10^{-2}$ mbar weitestgehend unverändert zwischen $\theta = 100^\circ$ und $\theta = 110^\circ$. Lediglich für einen Prozessdruck von $p = 0,05 \cdot 10^{-2}$ mbar nahm der Kontaktwinkel auf $\theta = 90^\circ$ ab. Der Einfluss des Prozessdruckes auf den Kontaktwinkel des Silikonöls mit der Probenoberfläche war indes weitaus deutlicher ausgeprägt: So zeigte sich eine Steigerung des Kontaktwinkels von ursprünglich $\theta = 24^\circ$ um $\Delta\theta = 26^\circ$ zu $\theta = 50^\circ$, bei Verwendung eines Prozessdruckbereichs von $p = 2,0 \cdot 10^{-2}$ mbar bis $p = 3,0 \cdot 10^{-2}$ mbar. Gegenüber der unbeschichteten Quarzglasprobe (rote Referenzlinie), ergab sich eine Zunahme des Kontaktwinkels um bis zu $\Delta\theta = 30^\circ$. Nachfolgende Abscheidungsprozesse wurden folglich in diesem Prozessdruckbereich durchgeführt.

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

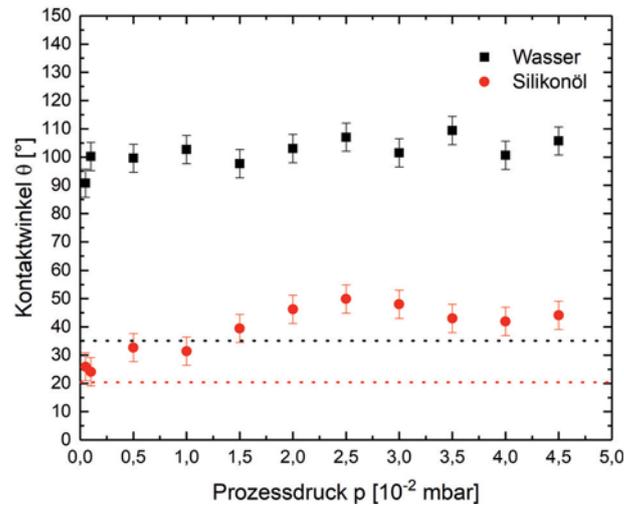


Abbildung 6.4: Auswirkung des Prozessdrucks auf den Kontaktwinkel von Wasser und Silikonöl

Um die chemische Konditionierung der Oberfläche mit der nachfolgend beschriebenen physikalischen Konditionierung gemäß Abb. 6.1 c) kombinieren zu können, war es wichtig die Schichtfunktionalität in Abhängigkeit ihrer Dicke d zu untersuchen. Durch das Auftragen einer Polymerschicht minimaler Schichtdicke, sollte ein Überdecken erzeugter Nanostrukturen ausgeschlossen werden. Die Abhängigkeit des Kontaktwinkels θ der beiden Prüfmedien von der Dicke d erzeugter Polymerschichten ist in Abb. 6.5 dargestellt. Statt des Silikonöls, wur-

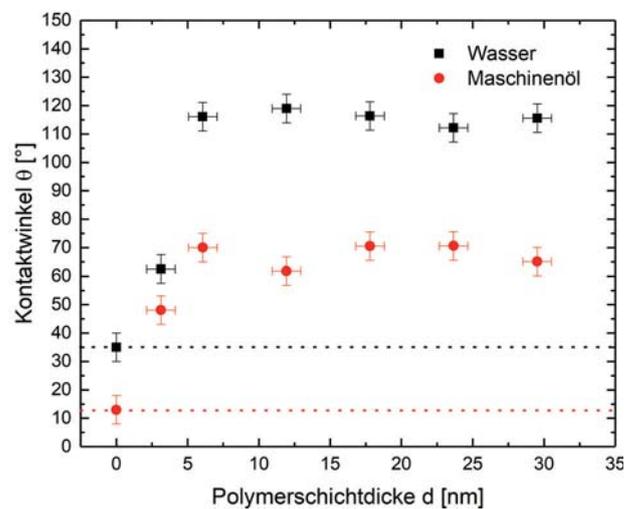


Abbildung 6.5: C_4F_8 -Schichtfunktionalität in Abhängigkeit der Beschichtungsdicke

de für diese und nachfolgende Untersuchungen das Maschinenöl Renolin B10VG32 (Fuchs Schmierstoffe GmbH) als Prüfmedium verwendet. Der Kontaktwinkel des Maschinenöls mit einer unbeschichteten Referenzprobe wurde mit $\theta = 13^\circ \pm 5^\circ$ gemessen. Er lag somit innerhalb der Fehlergenauigkeit im Bereich des Kontaktwinkels des Silikonöls. Bereits ab einer Dicke

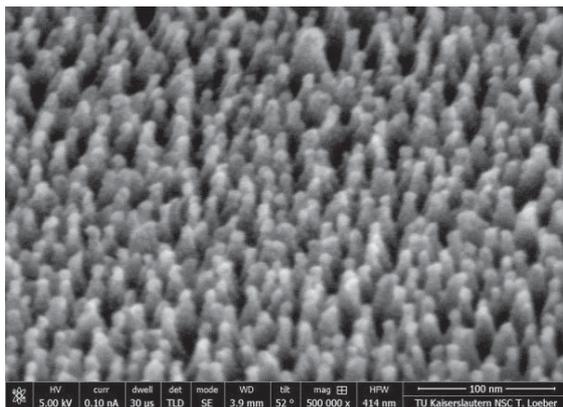
6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden

$d = 3 \pm 1$ nm der Polymerschicht war ein deutlicher Einfluss der Beschichtung erkennbar: Der Kontaktwinkel von Wasser mit der Oberfläche stieg um $\Delta\theta = 28^\circ$ auf $\theta = 63^\circ$ an. Im Falle des Maschinenöls ergab sich eine Zunahme um $\Delta\theta = 35^\circ$ auf $\theta = 48^\circ$. Ab einer Schichtdicke $d = 6 \pm 1$ nm besaß die Beschichtung eine vollständige Funktionalität: Der Kontaktwinkel von Wasser mit der Oberfläche stieg im Vergleich zur unbeschichteten Referenzprobe um $\Delta\theta = 81^\circ$ auf $\theta = 116^\circ$ an, der Kontaktwinkel des Maschinenöls um $\Delta\theta = 57^\circ$ auf $\theta = 70^\circ$.

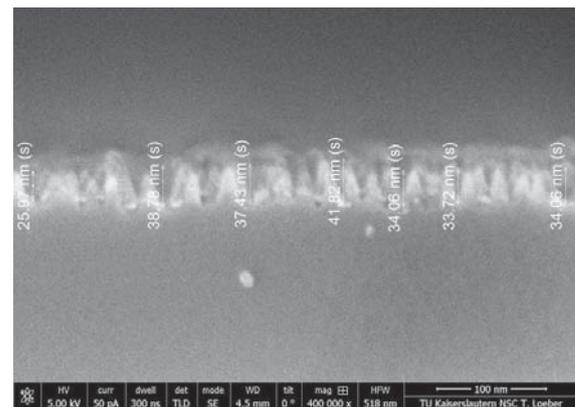
6.1.2 Physikalische Konditionierung

Um eine Oberfläche gemäß Abb. 6.1 herzustellen und den Kontaktwinkel eines Fluids auf der Quarzglasoberfläche gemäß den Betrachtungen von Cassie und Baxter zu erhöhen [139], bedarf es der Nanostrukturierung der Quarzglasoberfläche. Die Oberfläche muss eine derartige Struktur besitzen, dass Tropfen möglichst wenige Auflagepunkte mit dem Festkörper haben. Dennoch müssen diese Auflagepunkte dicht genug auf der Oberfläche verteilt sein, um einerseits die Luft unterhalb des Tropfens einschließen zu können und somit ein Luftpolster zu bilden, andererseits muss der Tropfen die Abstände zwischen den Auflagepunkten überspannen können. Das Aspektverhältnis erzeugter Oberflächenstrukturen, sowie deren Dichte und Topographie sind somit kritisch und es besteht eine entscheidende Abhängigkeit von der Oberflächenspannung des Tropfens [145].

Eine Möglichkeit solche Strukturen herzustellen, bietet die Trockenätzung auf Basis von Selbstmaskierungseffekten [146]. Anders als bei komplexen lithographischen Verfahren, die über eine fest vorgegebene Maskierung der Probe streng definierte Strukturen produzieren, werden durch das Ausnutzen der Selbstmaskierung statistisch verteilte Nanostrukturen auf der Probe erzeugt. Solche, im Rahmen dieser Arbeit erzeugte Strukturen, sind anhand der Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der Abb. 6.6(a) dargestellt. Grundlage des Prozesses ist die lokale und statistisch verteilte Desorption nanoskopischer Teile der Oberfläche und



(a) Statistisch verteilte Nanostrukturen



(b) Querschnittsaufnahme der Nanostrukturen

Abbildung 6.6: REM-Aufnahmen einer durch einen selbstmaskierenden Trockenätzprozess erzeugten Nanostruktur in Quarzglas

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

die darauffolgende Wiederanlagerung eben dieser an anderer Position. Die Wiederanlagerung der Nanopartikel führt dazu, dass die Probenoberfläche lokal eine Maskierung erfährt, wodurch die Ätzrate an dieser Stelle sinkt [147]. Die Selbstmaskierung führt folglich zu lokal unterschiedlichen Abtragsraten der Probenoberfläche. Ausgehend von der Stelle, an der die Selbstmaskierung erfolgte, können durch einen andauernden Ätzprozess kegel- bzw. nadelförmige Nanostrukturen in der Oberfläche erzeugt werden. Dies wird anhand der Querschnittsaufnahme der erzeugten Probenoberfläche gemäß Abb. 6.6(b) deutlich. Aufgrund der Form der Nanostruktur spricht man in der Fachliteratur auch von Ätzgras. Die Ausbildung dieser Strukturen ist abhängig von dem Prozessgleichgewicht des Materialabtrags und der gleichzeitig erfolgenden partiellen Wiederanlagerung von Nanoclustern an der Oberfläche. Durch Anpassung der Prozessparameter, kann die Dichte, Form und Höhe des Ätzgrases gezielt verändert werden und somit Einfluss auf die Größe der Grenzfläche von Festkörper zu Flüssigkeit f_{sl} , bzw. Flüssigkeit zu Luft f_{la} gemäß Gl. (6.3) genommen werden. Die Entwicklung des Prozesses erfolgte zunächst ausschließlich im Hinblick auf die grundsätzliche Ausbildung der statistisch verteilten Nanostrukturen. Eine Optimierung bzgl. der Kontaktwinkel θ der Prüfmedien mit der Oberfläche schloss sich daran an. Sie wird nachfolgend dargestellt. Die Präparation der Quarzglasproben erfolgte wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben.

Prozessparameter und Ergebnisse

Die Ätzung der Quarzglasproben wurde mit einem Gasgemisch aus Schwefelhexafluorid (SF_6) und Sauerstoff (O_2) vorgenommen und erfolgte in der, bereits für die Entwicklung des Beschichtungsprozesses verwendeten Reaktiven-Ionen-Ätzanlage des Typs MicroSys 350 (Roth & Rau AG). Die Verwendung von SF_6 in Kombination mit Sauerstoff führte zu einer Neubildung von SiO_2 -Molekülen als Reaktionsprodukt der Ätzung [147]. Ihre lokale Redeposition auf der Quarzglasoberfläche resultierte in der Selbstmaskierung der Probe. Die Regulierung des Ätzanteils des Plasmas gegenüber dem Redepositionsprozess war kritisch bzgl. der Erzeugung von Ätzgras. Hierbei hatte das Mischungsverhältnis von O_2 zu SF_6 einen großen Einfluss, denn die Zugabe von Sauerstoff in den Reaktionsprozess führt nicht nur zur Selbstmaskierung. Sauerstoff bedingt ebenfalls eine Zunahme freier Fluorradikale, da es mit Fluorschwefelradikalen Verbindungen eingeht und dadurch eine Rekombination des Fluors zu SF_6 verhindert [148]. Die steigende Anzahl reaktiven Fluors hatte eine relative Zunahme des Ätzanteils innerhalb des Prozesses zur Folge. Der Einfluss des Gasflussverhältnisses von O_2 zu SF_6 wurde auf Grundlage der Prozessparameter der Tab. 6.3 untersucht, die zu einer Ausbildung von Ätzgras auf der Quarzglasoberfläche führten. Der Sauerstoffgasfluss wurde schrittweise erhöht, während alle übrigen Prozessparameter konstant gehalten wurden. Alle geätzten Proben wurden mit einer Polymerschicht der Dicke $d = 6$ nm gemäß Abschnitt 6.1.1 versehen. Der Nachweis der Ätzgrasausbildung erfolgte durch Rasterelektronenmikroskopie. Die Kontaktwinkel der Prüfmedien mit der geätzten und polymerbeschichteten Quarzglasoberfläche sind in Abb. 6.7 in Abhängigkeit des Gasflussverhältnisses von O_2 zu SF_6 dargestellt. Für beide Prüfmedien ergaben sich über den gesamten untersuchten Bereich hinweg durchweg höhere Kontaktwinkel, als sie bei den beschichteten, aber unstrukturierten Oberflächen gemäß Abb. 6.5 zu messen waren. Da sich der Effekt bzgl. einer Zu-

6.1 Oberflächenkonditionierung zur Abweisung von Fluiden

Tabelle 6.3: Parameter des Plasmaprozesses zur Erzeugung von Ätzgras auf Quarzglasoberflächen

Leistung Mikrowellengenerator	$P_{MW} = 800 \text{ W}$
Leistung Hochfrequenzgenerator	$P_{HF} = 200 \text{ W}$
Bias-Spannung	$U = 70 \text{ V}$
Temperatur Substratteller	$T = 5^\circ\text{C}$
Prozessdruck	$p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$
O_2 -Gasdurchfluss	$Q_{O_2} = 20 \text{ sccm}$
SF_6 -Gasdurchfluss	$Q_{SF_6} = 52 \text{ sccm}$
Prozesszeit	$t = 5 \text{ min}$

nahme des Kontaktwinkels auf beide Prüfmedien auswirkte, ist davon auszugehen, dass eine Oberflächenstruktur, gemäß des Cassie-Baxter-Regimes der Abb. 6.1(c) erzeugt wurde. Für

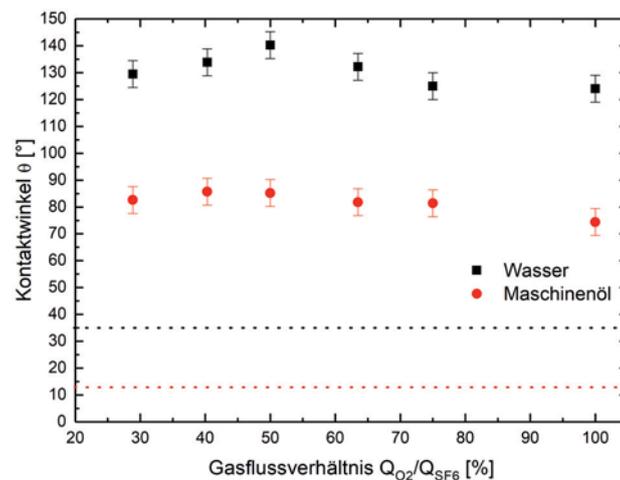


Abbildung 6.7: Kontaktwinkel von Wasser und Maschinenöl in Abhängigkeit des Gasflussverhältnisses von O_2 und SF_6 des Nanostrukturierungsprozesses

Wasser stellte sich ein maximaler Kontaktwinkel $\theta = 140^\circ$ bei einem Gasflussverhältnis von $Q_{O_2}/Q_{SF_6} = 50\%$ ein. Der Kontaktwinkel war somit gegenüber der beschichteten, unstrukturierten Probenoberfläche um $\Delta\theta = 24^\circ$ erhöht. Gegenüber der vollständig unprozessierten Quarzglasprobe ließ sich eine Zunahme des Kontaktwinkel um $\Delta\theta = 105^\circ$ verzeichnen. Für das Maschinenöl ergaben sich maximale Kontaktwinkel von $\theta = 86^\circ$ bei einem Gasflussverhältnis von $Q_{O_2}/Q_{SF_6} = 50\%$ bzw. 40% . Der Kontaktwinkel lag somit um $\Delta\theta = 16^\circ$ höher als bei der beschichteten, unstrukturierten Probe gemäß Abb. 6.5. Bzgl. der unbehandelten Quarzglasprobe ergab sich eine Zunahme des Kontaktwinkels um $\Delta\theta = 73^\circ$. Der O_2 -Gasfluss wurde im Folgenden zu $Q_{O_2} = 26 \text{ sccm}$ gewählt, was einem Gasdurchflussverhältnis von $Q_{O_2}/Q_{SF_6} = 50\%$ entsprach.

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

Wie in Abschnitt 6.1.1 bereits erläutert wurde, lässt sich über die Bias-Spannung U maßgeblich der relative Ätzanteil am Gesamtprozess einstellen. Der Einfluss der Bias-Spannung des Ätzprozesses auf die Kontaktwinkel der Prüfmedien mit den erzeugten und polymerbeschichteten Quarzglasoberflächen ist in Abb. 6.8 dargestellt. Für den Kontaktwinkel des

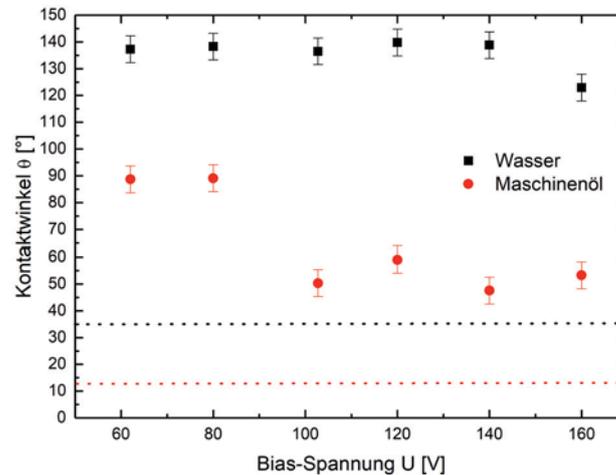


Abbildung 6.8: Kontaktwinkel von Wasser und Maschinenöl in Abhängigkeit der Bias-Spannung des Nanostrukturierungsprozesses

Wassers mit der Probenoberfläche zeigte sich bis zu einem Bias-Spannungswert der Ätzung $U = 140$ V ein, im Rahmen der Messgenauigkeit, konstanter Kontaktwinkel von $\theta = 138^\circ$. Erst bei einer Spannung $U = 160$ V nahm der Kontaktwinkel um $\Delta\theta = 15^\circ$ auf $\theta = 123^\circ$ ab. Der Kontaktwinkel des Maschinenöls betrug für geringe Bias-Spannungen von $U = 60$ V und $U = 80$ V des Ätzprozesses $\theta = 89^\circ$. Im Rahmen der Messgenauigkeit des Kontaktwinkels von $\pm 5^\circ$ war die Oberfläche somit oleophob. In Verbindung mit dem gleichsam vorhandenen hohen Kontaktwinkel des Wassers mit der prozessierten Quarzglasoberfläche von $\theta = 138^\circ$, stellte sich sogar eine Amphiphobie ein. Auffällig ist der starke Abfall des Kontaktwinkels von Maschinenöl für Bias-Spannungswerte $U > 100$ V. In diesem Bereich lag der Kontaktwinkel um $\Delta\theta = 10^\circ - 20^\circ$ unterhalb der gemessenen Kontaktwinkel der unstrukturierten, beschichteten Quarzglasprobe gemäß der Abb. 6.5. Es ist davon auszugehen, dass das Ätzgras in diesem Bereich nicht mit hinreichender Dichte erzeugt wurde bzw., dass der Abstand zwischen den einzelnen Nanostrukturen nicht gering genug war, um vom Maschinenöl überspannt zu werden. Es erfolgte ein Übergang vom Cassie-Baxter- zum Wenzel-Regime, gemäß den Abb. 6.1(c) und (b). Da die beschichtete Probe ohne Nanostruktur gemäß Abb. 6.5 noch keine Oleophobie aufwies, wurde durch die Rauheit r gemäß Gl. (6.2), die chemische Eigenschaft der Probenoberfläche durch die effektive Vergrößerung der Auflagefläche des Öltropfens begünstigt. Der Kontaktwinkel θ des unpolaren Fluids nahm in der Folge ab. Um einen gleichsam hohen Kontaktwinkel für beide Prüfmedien zu garantieren und eine hohe Prozessstabilität zu gewährleisten, wurden zur Strukturierung aller im Folgenden betrachteten Oberflächen Bias-Spannungen von $U = 60$ V gewählt.

Im Ergebnis lässt sich festhalten, dass durch die chemische und physikalische Konditionierung von Quarzglassubstraten, Kontaktwinkel des destillierten Wassers und des Maschinenöls B10VG32 (Fuchs Schmierstoffe GmbH) mit der Probenoberfläche von $\theta = 140^\circ$ bzw. $\theta = 89^\circ$ realisiert werden konnten. Im Rahmen der Messgenauigkeit von $\pm 5^\circ$ war die Quarzglasoberfläche amphiphob und besaß ein deutliches Abweisungsverhalten gegenüber Wasser, wie auch Öl. Die deutliche Modifikation der Benetzungseigenschaften ist anhand der Fotografien der Abb. 6.9 noch einmal dargestellt. Es wurden jeweils auf eine nanostrukturierte und

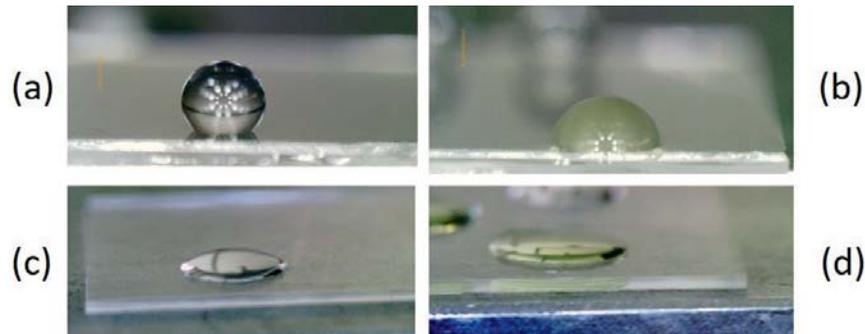


Abbildung 6.9: Fotografien eines Wasser- und Öltropfens auf nanostrukturiertem und beschichtetem Quarzglas ((a) und (b)) und unbeschichtetem Quarzglas ((c) und (d))

beschichtete Quarzglasprobe (Abb. 6.9(a) und (b)) und eine unbeschichtete Quarzglasprobe (Abb. 6.9(c) und (d)) 5 μl destilliertes Wasser und Maschinenöl pipettiert.

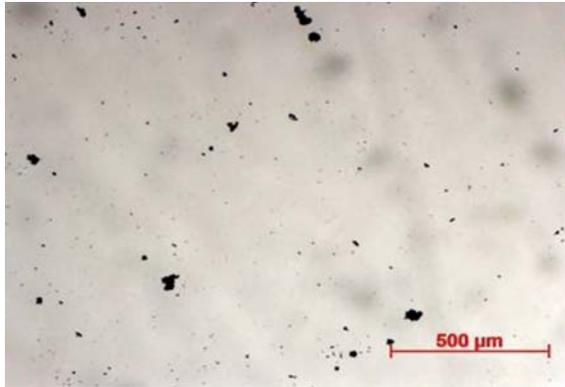
6.2 Abweisung partikulärer Kontaminanten

Die Herabsetzung der Oberflächenenergie γ_{sv} durch eine Beschichtung der Quarzglassubstrate, sowie die Erzeugung von Luftporen in der Oberfläche aufgrund der Nanostrukturierung wirkt sich nicht nur auf das Benetzungsverhalten von Flüssigkeiten aus. Aufgrund der Passivierung der Oberfläche ist ebenfalls eine geringere Adhäsion von Festkörpern, und somit von partikulären Kontaminanten zu erwarten [149]. Um die Auswirkungen der Oberflächenbehandlung der Quarzglassubstrate auf ihre Abweisungseigenschaften bzgl. Staubpartikeln, sowie das Reinigungsverhalten zu untersuchen, wurden nanostrukturierte und beschichtete Quarzglasproben mit einem normierten Teststaub, sowie mit Kohlestaub kontaminiert. Bei ersterem handelte es sich um sogenannten Arizona-Staub, der sich zu 39 Gew.-% aus Partikeln in der Größenordnung $< 5 \mu\text{m}$ zusammensetzte [150]. Aufgrund der großen Anzahl extrem feiner Partikel, die in der Größenordnung der nahinfraroten Laserwellenlänge lagen und die sich großflächig über die Stirnfläche einer Glasfaser verteilen konnten, war es der ideale Prüfstaub. Kohlestaub wurde als weiteres Prüfmedium herangezogen, da er sich elektrostatisch auflud und bei ggf. vorhandenen Oberflächenladungen des prozessierten Quarzglases stark an diesem angehaftet hätte.

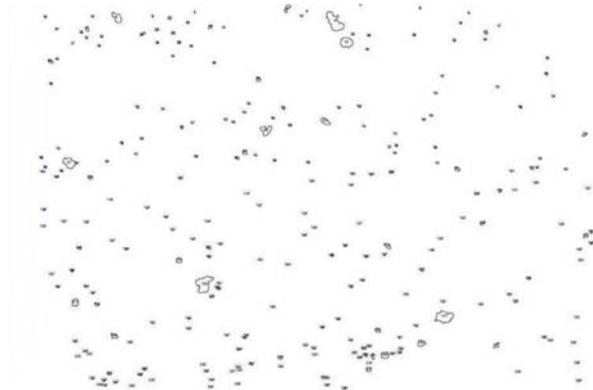
Quarzglasproben, die gemäß des Abschnitts 6.1.2 prozessiert wurden, wie auch unprozessierte Referenzproben wurden in Behältnisse mit den Stäuben gelegt und darin geschüttelt. Im

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

Anschluss wurden Lichtmikroskopaufnahmen der Probenoberflächen gemacht, wie in Abb. 6.10(a) exemplarisch dargestellt. Die Proben wurden mit einem Blasebalg und Druckluft aus



(a) Auflichtmikroskopaufnahme der Glasoberfläche nach Staubkontamination



(b) Softwareseitige Nachbearbeitung der Mikroskopaufnahme zur Partikelerfassung

Abbildung 6.10: Darstellung des Auswerteverfahrens zur Statistikbildung bzgl. der Anzahl und Größenverteilung an den Glasoberflächen anhaftender Staubpartikel

einer Druckluftdose abgeblasen und nach jedem der beiden Reinigungsschritte erneut eine Aufnahme der Oberfläche erstellt. Eine quantitative Auswertung der Lichtmikroskopaufnahmen erfolgte mittels des "Cell Counter Plugin", der Software ImageJ [140]. Das Plugin wurde ursprünglich für den Einsatz in der Biologie konzipiert und dient der numerischen Erfassung der Anzahl und Größenverteilung von Zellen. Die Anwendung auf die quantitative Erfassung und Statistikbildung der Staubpartikel auf der Quarzglasoberfläche ist naheliegend. Die Mikroskopaufnahmen wurden in Graustufenbilder umgewandelt und die Anzahl der Partikel durch die Software erfasst. Dies ist anhand der Abb. 6.10(b) dargestellt. Die Pixelanzahl der Abb. 6.10(b) wurde auf die Länge des Maßstabsbalkens der zugehörigen Lichtmikroskopaufnahme der Abb. 6.10(a) referenziert, wodurch die Software die Größe der einzelnen Partikel erfassen konnte. Es handelt sich hierbei um die Projektionsfläche der Partikel und somit um den Flächeninhalt der Glasfaserstirnseite bzw. des Glassubstrates, der von den Partikeln bedeckt wurde. Durch die Software wurde eine Statistik bzgl. der Anzahl und Größenverteilung der Partikel auf den Glasoberflächen erstellt. Die Partikelanzahl in Abhängigkeit ihrer Größe ist bis zu einem Grenzwert von $100 \mu\text{m}^2$ in den Balkendiagrammen der Abb. 6.11 für Arizona-Staub und Abb. 6.12 für Kohlestaub aufgetragen. Wie aus den Abb. 6.11 und 6.12 hervorgeht, ist für das prozessierte Quarzglas eine deutliche Abnahme der Partikelanzahl mit jedem Reinigungsschritt zu verzeichnen. Besonders nach dem Abpusten mit dem Blasebalg zeigten sich deutliche Unterschiede zur unbehandelten Probe. Im Falle einer Kontamination mit Arizona-Staub wurden gemäß der Abb. 6.11 durch das Pusten größere Partikel in kleinere zerteilt. Die Partikelanzahl stieg um 150% an und die Partikel setzen sich auf der Oberfläche fest. Sie ließen sich auch durch Druckluft kaum entfernen. Die behandelte Probe zeigte hingegen bereits nach dem Abpusten mit dem Blasebalg einen Rückgang der Partikelanzahl

6.2 Abweisung partikulärer Kontaminanten

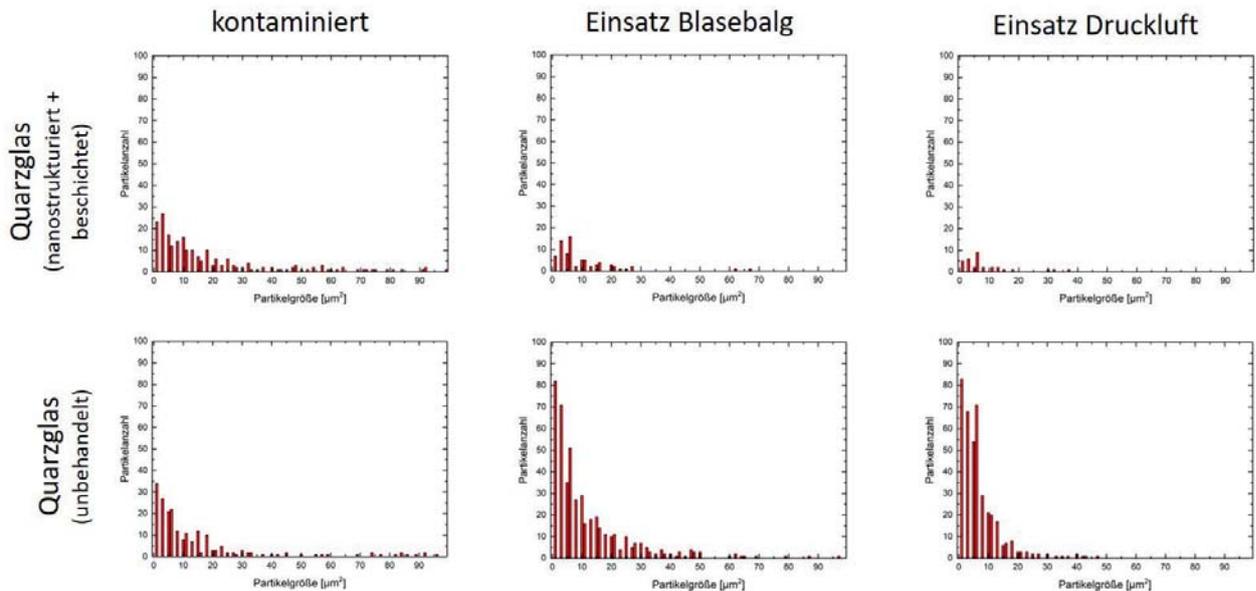


Abbildung 6.11: Partikelstatistik mit Arizona-Staub kontaminierter Quarzglasoberflächen

um 65%. Der Einsatz von Druckluft führte zu einer weiteren Reduzierung der Partikelanzahl um insgesamt 85%. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine Reinigung der Probenoberfläche nur bei den prozessierten Proben möglich war und die entwickelte Prozesstechnologie einen positiven Effekt auf das Reinigungsverhalten der Probenoberflächen hatte.

In Abb. 6.12 ist das Reinigungsverhalten, der mit Kohlestaub kontaminierten Probenoberflächen dargestellt. Bei der Referenzprobe konnten mittels des Blasebalgs 36% der Partikel entfernt werden. Mit Hilfe von Druckluft waren es 81%. Die Adhäsion der elektrostatisch aufgeladenen Partikel konnte durch die Prozessierung der Quarzglasoberflächen signifikant reduziert werden. So ließen sich durch die Verwendung eines Blasebalgs 98% aller Kohlestaubpartikel entfernen, wodurch die Oberfläche bereits fast vollständig gereinigt werden konnte. Der Einsatz von Druckluft resultierte in der Beseitigung von 99% aller Kohlestaubpartikel auf der Probenoberfläche. Selbst unter Verwendung der Druckluft wurden bei der Referenzprobe keine ähnlich guten Ergebnisse erzielt. Eine vollständige Reinigung der Oberfläche erfolgte auch hier nur bei den prozessierten Proben.

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

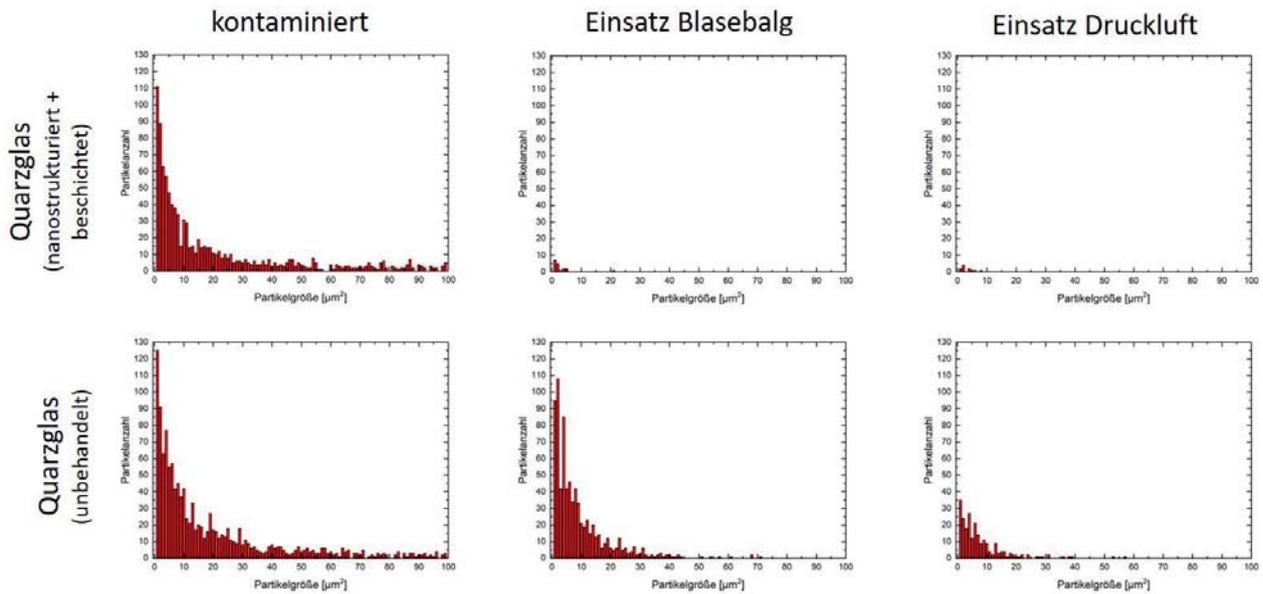


Abbildung 6.12: Partikelstatistik mit Kohlestaub kontaminierter Quarzglasoberflächen

6.3 Transmissionseigenschaften erzeugter Oberflächen

Die Möglichkeit des Einsatzes der entwickelten Prozesstechnologie auf Glasfaserstirnflächen bzw. den Kopplungsprismen oder *End-Caps* des Faserlasers erfordert, dass sich deren Transmissionseigenschaften nicht zum Nachteil verändern. So muss eine, durch den Beschichtungs- und Nanostrukturierungsprozess erhöhte Absorption der Laserstrahlung durch die Quarzglasoberflächen bzw. eine ungewollte Steigerung der Reflektivität ausgeschlossen werden. Zu diesem Zwecke wurden mit Hilfe eines spektroskopischen Ellipsometer des Typs UVISEL-NIR (Horiba Jobin Yvon GmbH) Transmissionsmessungen sowohl an prozessierten Quarzglasproben, wie auch an unprozessierten Referenzproben durchgeführt. Die Dicke der Proben betrug jeweils $500 \mu\text{m}$. Die Prozessierung erfolgte an jeweils beiden Probenoberflächen. Statistisch verteiltes Ätzgras wurde analog zu den Abb. 6.6 a) und 6.6 b) erzeugt und die Nanostrukturen, wie zuvor, mit einer 6 nm dünnen Schicht aus plasmapolymersiertem Octafluorocyclobutan belegt. Die Höhe erzeugter Nanostrukturen wurde zu 40 nm gewählt, was den Strukturen entsprach, die in den vorangegangenen Abschnitten untersucht wurden. Zusätzlich wurden auf einer weiteren Probe Nanostrukturen mit einer Höhe von 230 nm erzeugt, was das erzielbare Maximum der Strukturhöhe darstellte. Die Gründe hierfür lagen in der erforderlichen Dauer des Nanostrukturierungsprozesses, der zur Erzeugung eines Ätzgrases mit 230 nm Höhe 40 min betrug. Durch die lange Prozessdauer kamen innerhalb des Nanostrukturierungsprozesses zunehmend thermische Effekte zum Tragen, die eine Abnahme der Resorption geätzten Quarzglases bedingten. Dies störte das Prozessgleichgewicht zwischen der Ätzung der Probe und ihrer Selbstmaskierung. Die Störung dieses Gleichgewichts äußerte sich in einer Zunahme des Ätzanteils, wodurch erzeugte Nanostrukturen bei einem länger andauernden Prozess wieder abgetragen wurden. Die Transmissionsmessung erfolg-

6.3 Transmissionseigenschaften erzeugter Oberflächen

te unter lotrechtem Einfall der Signalstrahlung. Der gemessene spektrale Bereich erstreckte sich von $\lambda = 900$ nm bis $\lambda = 1800$ nm. Der Emissionsbereich der laseraktiven Faser, wie auch der spektrale Bereich des Pumplichts ist gemäß Abb. 2.4(b) somit in dem gemessenen Spektrum vollständig enthalten. Die Transmissionsmessung ist in Abb. 6.13 dargestellt. Die deutlich ersichtlichen Schwankungen der Messwerte waren durch das Messverfahren be-

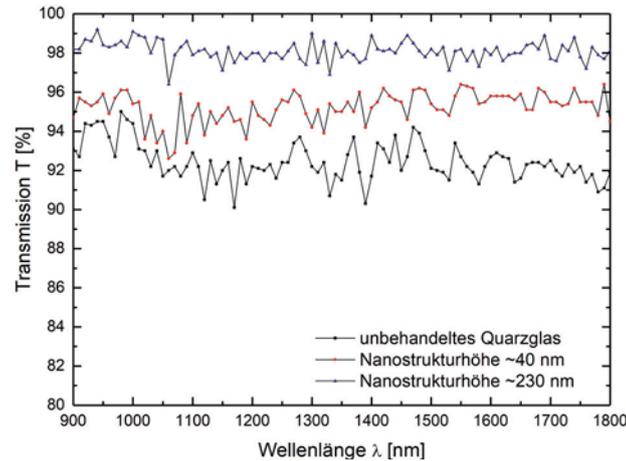


Abbildung 6.13: Transmissionsmessung beidseitig beschichteter und nanostrukturierter Quarzglasproben im Vergleich zu einer unbehandelten Referenzprobe

dingt. Nichts desto trotz lässt sich ein Trend des Einflusses der Oberflächenprozessierung ableiten. Im Vergleich zu unbehandeltem Quarzglas nahm die Transmission der Probe durch erwähnte Prozessschritte deutlich zu. Dieser Effekt erfolgte spektral breitbandig über den gesamten gemessenen Wellenlängenbereich. Die Steigerung der Nanostrukturhöhe von 40 nm auf 230 nm wirkte sich weiter erhöhend auf die Transmission aus. Zum besseren Vergleich und aufgrund der relativ starken Schwankungen des Messsignals wurden mittlere Transmissionswerte der jeweiligen Messkurven über den gesamten spektralen Bereich gebildet. Legt man diese Mittelwerte zugrunde, ergibt sich eine Zunahme der Transmission um $\Delta T = 3,4\%$ von $T = 91,4\%$ im Falle der unbehandelten Quarzglasprobe auf $T = 94,8\%$ im Falle der prozessierten Quarzglasprobe mit einer Nanostruktur der Höhe 40 nm. Die Probe mit einer 240 nm hohen Nanostruktur zeigte eine Zunahme der Transmission um $\Delta T = 6,1\%$ gegenüber der unbehandelten Quarzglasprobe auf $T = 97,5\%$. Es lässt sich somit neben den schmutzabweisenden Eigenschaften prozessierter Probenoberflächen ein ebenfalls merklich positiver Einfluss auf die optischen Eigenschaften der Quarzglasoberflächen feststellen. Die deutliche Zunahme der Transmission durch die Prozessierungsschritte begründet sich durch die Erzeugung nanoskopischer Kegel gemäß Abb. 6.6(b). Das lediglich 6 nm dünne Polymer ist zwei bis drei Größenordnungen kleiner als die untersuchten optischen Wellenlängen und hat somit keinen Einfluss auf die Transmission. Durch die Entstehung der Nanokegel findet ein gradueller Übergang des Brechungsindex $n_{QG} = 1,45$ der Quarzglasoberfläche zu Luft mit $n_l = 1$ statt, wodurch Reflexionen wirksam unterdrückt wurden [151]. Der zugrunde liegende Effekt unterscheidet sich fundamental von der destruktiven Interferenz, die die Grundlage von etablierten Dünnschicht-Antireflexionsschichten bildet. Durch den graduellen

6 Schmutzabweisende Glasfaserstirnflächen

Brechungsindexübergang entstehen keine Restriktion bzgl. der Erfüllung von Phasenanpassungsbedingungen zwischen Teilschichten, wie dies bei konventionellen Dünnschichtbeschichtungen der Fall ist. Dies eröffnet grundsätzlich die Möglichkeit, Entspiegelungswirkungen über große spektrale Bandbreiten und Akzeptanzwinkelbereiche zu erzielen. Entsprechende Untersuchungen bzgl. der Winkelakzeptanz wie auch der Vergleich optischer, mechanischer und thermischer Zerstörungsschwellen erzeugter Oberflächen mit kommerziell erhältlichen Antireflexionsbeschichtungen ist Gegenstand aktueller Entwicklungsarbeiten. Darüber hinaus ist es das Ziel, durch eine Optimierung des Nanostrukturierungsprozesses, Strukturhöhen von mehreren hundert Nanometern zu erreichen und somit die Entspiegelungseigenschaften in den Bereich konventioneller Dünnschichtbeschichtungen zu bringen. Etwaige Lösungsansätze begründen sich auf zyklischen Strukturierungsprozessen, die Abkühlungsperioden beinhalten, sowie die gezielte Verwendung der Plasmapolymersation von Octafluorocyclobutan zur Passivierung der Seitenwände erzeugter Nanostrukturen, dem sogenannten Bosch-Prozess.

6.4 Fazit

Es wurde eine Prozesstechnologie zur Erzeugung gleichsam annähernd superhydrophober, wie auch oleophober Quarzglasoberflächen auf Basis von Selbstordnungsprozessen in reaktiven Plasmen entwickelt. Für destilliertes Wasser und das Maschinenöl B10VG32 wurden Kontaktwinkel mit den prozessierten Oberflächen von $\theta = 140^\circ \pm 5^\circ$ bzw. $\theta = 89^\circ \pm 5^\circ$ erzielt. Die Oberflächen zeigten eine herausragende, berührungslose Reinigungsfähigkeit gegenüber partikulären Kontaminanten, wie dem sehr feinkörnigen Arizona-Staub und dem sich elektrostatisch aufladenden Kohlestaub. Eine Reinigung verschmutzter Oberflächen war in beiden Fällen nur für prozessierte Glassubstrate möglich. Durch die Prozessierung der Quarzglasoberflächen ließ sich eine spektral breitbandige Entspiegelungswirkung im nahinfraroten Wellenlängenbereich erzielen, die sich über einen Messbereich von mehr als 900 nm erstreckte. Die über den gemessenen Spektralbereich gemittelte Transmission konnte gegenüber unbehandeltem Quarzglas um $\Delta T = 6,1 \%$ auf $T = 97,5 \%$ gesteigert werden. Eine Erhöhung der Transmission zu $T > 99,8 \%$ ist Gegenstand weiterer Forschung. Sie ist ein notwendiges Kriterium, um mit etablierten Dünnschicht-Antireflexionsschichten in direkte Konkurrenz zu treten.

7 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein innovatives Faserlaserkonzept zu entwickeln, welches den Verzicht auf komplexe und hochpreisige Optiken zur Formung der stark asymmetrischen Strahlung von Pumpaserdioden ermöglicht. Die experimentelle Umsetzung erforderte zunächst vorbereitende Schritte, durch die systematische Fehler bei der Realisierung des Faserlasers frühzeitig behoben werden sollten. So wurden anhand eines Versuchsträgers Möglichkeiten der Konfektionierung einer laseraktiven *Large-Mode-Area*-Faser untersucht und die Qualität präparierter Glasfaserstirnflächen vorab im Laserbetrieb getestet. Mit Hilfe der Methodik von Findlay und Clay wurden aus den Kennlinien des Versuchsträgers dessen resonatorinterne Verluste bestimmt. Da zunächst faserexterne Resonatorspiegel verwendet wurden und sich die Faserstirnflächen folglich innerhalb des Laserresonators befanden, konnte durch die Höhe der Verluste auf die Qualität präparierter Glasfaserstirnflächen zurückgeschlossen werden. Eine Kontamination der Glasfaserstirnfläche durch Politurabrieb erwies sich hierbei als maßgeblicher Verlustfaktor. Eine Optimierung des Faserpräparationsprozesses unter Einsatz spezieller Politurfolien erfolgte, wodurch sich die Kontamination beseitigen ließ. Im Bereich der Pumplichteinkopplung konnte eine erhöhte thermische Belastung der laseraktiven Faser festgestellt werden, die abseits etwaiger Kontaminationen der Glasfaserstirnflächen auf die hohe Ytterbium-Dotierung des Signalkerns der verwendeten laseraktiven Faser zurückgeführt werden konnte. Ein Hitzestau wurde innerhalb des Faserkonnektors detektiert, der eine Ergänzung der Faseraufnahme um ein Kühlkonzept, sowie eine Verstimmung der Wellenlänge des Pumplichts gegenüber dem Absorptionsmaximum der Glasfaser erforderte. Auf Basis der durch die Faserstirnflächen bedingten Strahlungsdämpfung erfolgte mittels eines numerischen Modells die Betrachtung geeigneter Reflektivitäten des Auskoppelspiegels zur Erzielung einer Leistungsskalierung des Versuchsträgers. Die gezielte Nutzung der Fresnel-Reflexion der Faserstirnfläche erwies sich hierbei als zielführend, da sie einerseits nahe am rechnerisch ermittelten Optimum von $R = 4\%$ lag und andererseits lediglich einen Einfachdurchgang der Signalstrahlung durch die verlustbehaftete Glasfaserstirnfläche erforderte. Der Einbezug aller vorgenannten Optimierungsschritte des Versuchsträgers resultierte in einem Faserlaser mit einer *slope efficiency* von $\sigma_s = 67,2\%$, wodurch er im Effizienzbereich kommerzieller Systeme lag. Die maximal erzielte Ausgangsleistung betrug $P_s = 77$ W. Sie war lediglich durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung von $P_p = 125$ W begrenzt. Eine sich anschließende Untersuchung der gezielten Einflussnahme auf die Qualität erzeugter Signalstrahlung zeigte, dass das typischer Weise zur Diskriminierung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen eingesetzte *fiber coiling* bei der vorliegenden *Large-Mode-Area*-Faser nicht verwendet werden konnte. Mit Hilfe einer resonatorinternen Blende konnte dennoch eine Modendiskriminierung vorgenommen werden. Dabei wurde die Beugungsmaßzahl entlang der beiden zueinander orthogonalen x- und y-Raumrichtungen von $M_x^2 = 9,2$

7 Zusammenfassung

bzw. $M_y^2 = 9,6$ auf $M_x^2 = 1,8$ und $M_y^2 = 2,2$ reduziert.

Nachdem die Grundlagen zur Erstellung eines Faserlasers durch die Voruntersuchungen geschaffen wurden, erfolgte die experimentelle Umsetzung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten innovativen Konzeptes der Pumplichtzufuhr. Eine Prozesstechnologie zur Fertigung einer linearen Anordnung von Kantenwellenleitern wurde entwickelt. Geeignete Materialien zur Erzielung der erforderlichen Brechungsindexkontraste der Kantenwellenleiter und den damit verbundenen Modenführungseigenschaften wurden ausgewählt. Auf Grundlage eines mechanisch stabilisierenden Trägersubstrates aus Silizium wurde ein Schichtsystem aus Polydimethylsiloxan (PDMS) und Quarzglas erstellt. Durch einen Hochpräzisionssägeprozess wurden innerhalb des Schichtsystems Quarzglaskantenwellenleiter gefertigt, in deren Kanäle die *Large-Mode-Area*-Faser formschlüssig eingebracht werden konnte. Durch die Verwendung eines optischen Gels konnten Fertigungstoleranzen der Kantenwellenleitermodule ausgeglichen und die Faser mit den Kantenwellenleitern optisch kontaktiert werden. Die Möglichkeit der Pumplichteinstrahlung über ein Kopplungsprisma, wie sie innerhalb des Konzeptes vorgesehen ist, wurde untersucht. Durch eine gezielte Anwendung des optischen Gels zwischen der Prismengrundfläche und den Wellenleitern, konnte auf die typischer Weise verwendeten Feinjustageeinheiten zur Regulierung des Abstandes des Prismas zu den Wellenleitern bzw. auf Anpressvorrichtungen des Prismas verzichtet werden. Es erfolgte eine für die Kantenwellenleiter und die laseraktive Glasfaser separate Untersuchung der Prismenkopplungseffizienz. Durch geeignete Wahl des Einstrahlwinkels, wie auch des Brechungsindex des optischen Gels, konnten für die Einstrahlung des Pumplichts in die Kantenwellenleiter Kopplungseffizienzen von 78% erzielt werden, die bis auf absolut 2% dem theoretisch möglichen Maximalwert entsprachen. Zur Untersuchung der Prismenkopplungseffizienz bzgl. der Strahlungskopplung an die laseraktive Faser, wurde ein Faserlaser, aufbauend auf den Erkenntnissen vorgenannten Versuchsträgers erstellt. Die Pumplichtzufuhr konnte bei identischem Faserlaserresonator durch eine *End-Pumping*- oder wahlweise durch eine *Side-Pumping*-Konfiguration erfolgen. Durch einen Vergleich der für die jeweilige Konfiguration der Pumplichteinstrahlung erforderlichen Pumpschwellleistungen, konnte auf die relative Effizienz der Pumpstrahlungskopplung über das Kopplungsprisma zurückgeschlossen werden. Im Zuge der Untersuchungen wurde ein Faserlaser auf Basis der *Side-Pumping*-Konfiguration mit einer Ausgangsleistung von $P_s = 10,3$ W und einer *slope efficiency* $\sigma_s = 36,8\%$ realisiert. Aus den Kennlinien der Faserlaser mit entsprechenden Konfigurationen der Pumplichteinkopplung wurde auf eine Prismenkopplungseffizienz von 53,6% bzgl. der Einstrahlung des Pumplichts in die Glasfaser geschlossen. Die im Vergleich zur Einstrahlung des Pumplichts in die Kantenwellenleiter geringere Effizienz konnte maßgeblich auf die geringere Breite der Kontaktfläche der Glasfaser mit dem Kopplungsprisma zurückgeführt werden. Unter Vorbehalt der geringeren Auflagefläche des Kopplungsprismas, konnte eine gleichermaßen gute Strahlungskopplung in die Kantenwellenleiter wie auch in die Glasfaser realisiert werden. Die Präzision der Kantenwellenleitermodulfertigung erfüllte somit die Anforderungen bzgl. der Möglichkeit eines formschlüssigen Einlegens der Glasfaser in die Kanäle zwischen den Kantenwellenleitern und der damit verbundenen Möglichkeit der Strahlungskopplung in die Kantenwellenleiter und die laseraktive Faser. Mit Hilfe eines numerischen Modells konnten, basierend auf experimentell ermittelten Werten der Strahlungsdämpfung eines isolierten Kantenwellenleiters und einer

erneuten Vermessung desselben Kantenwellenleiters mit anliegender Glasfaser, die mittleren Kopplungskoeffizienten der Richtungskopplung bestimmt werden. Die Untersuchung der Kopplung erfolgte für drei unterschiedliche laterale Einstrahlwinkel des Pumplichts bzgl. des Kopplungsprismas. Hierdurch wurde die Möglichkeit einer gezielten Einflussnahme auf die Stärke der Kopplung durch die Anregung transversaler Supermoden unterschiedlich hoher Ordnungszahlen untersucht. Durch ein FEM-Modell auf Basis kommerzieller Software, erfolgte die Berechnung der Propagationskonstanten symmetrischer und antisymmetrischer Supermoden. Durch eine im Zuge dieser Arbeit erstellte Software, wurde aus den Supermodenpaaren die mittlere Kopplungsperiode und der mittlere Kopplungskoeffizient berechnet. Hierbei wurde die winkelabhängige Intensitätsverteilung des gaußförmigen Pumplichtstrahls und die damit verbundenen unterschiedlich hohen Leistungsanteile, die auf die einzelnen Moden entfallen, mit einbezogen. Durch das Modell konnten die experimentell ermittelten mittleren Kopplungskoeffizienten mit hoher Genauigkeit reproduziert werden. Aus den Berechnungen ließ sich folgern, dass sich die Möglichkeit der Fertigung längerer Kantenwellenleitermodule als vorteilhaft bzgl. der Höhe des von den Kantenwellenleitern in die laseraktive Glasfaser übersprechenden Leistungsanteils erweist. Weiter führt eine Abnahme des Abstandes zwischen den Kantenwellenleiterflanken und den Glasfaserflats zu einer Erhöhung der Kopplungskoeffizienten und des übersprechenden Pumpleistungsanteils. Da eine direkte Anpassung dieser Parameter nicht möglich war, wurde die Möglichkeit einer Anpassung des Brechungsindex des optischen Gels untersucht. Die Berechnungen zeigten, dass eine solche Anpassung eine erhebliche Steigerung der mittleren Kopplungskoeffizienten und des übersprechenden Pumpleistungsanteils ermöglicht. Sowohl durch die experimentell ermittelten Daten, wie auch durch das numerische Modell konnte somit die grundsätzliche Funktionalität des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzeptes der Pumplichtzufuhr durch die Seitenflächen der laseraktiven Faser nachgewiesen werden. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept der Pumplichtzufuhr mündete in der US-Patentschrift US 20160218479 und der internationalen Patentanmeldung WO 2015028146.

Aufgrund der Herausforderungen, die sich im Rahmen der Voruntersuchungen durch das mehrfache Durchstrahlen der besonders anfälligen und mitunter verlustbehafteten Glasfaserstirnflächen ergaben, wurde die Möglichkeit des Verzichts auf faserexterne Resonatorspiegel untersucht und die Realisierung eines monolithischen, also vollständig faserintegrierten, Faserlaserresonators angestrebt. Experimente zur Herstellung holografischer Faser-Bragg-Gitter wurden durchgeführt. Da die Erzeugung und Analyse von Faser-Bragg-Gittern in nicht speziell photosensitvierten *Large-Mode-Area*-Fasern von gesteigerter Komplexität ist, erfolgten zunächst Voruntersuchungen der Gittererzeugung anhand einer photosensitiven *Single-Mode*-Glasfaser. Faser-Bragg-Gitter des Typs 1 und 2a wurden erzeugt und bzgl. ihrer Reflexionscharakteristika analysiert. Ihre Ausbildung konnte in situ beobachtet und der vorliegende Gittertyp anhand der charakteristischen Rot- bzw. Blauverschiebung der Wellenlänge reflektierter Strahlung nachgewiesen werden. Die Reflektivität erzeugter Typ-2a-Gitter konnte durch Wahl einer geeigneten Bestrahlungsdauer der Faser, bei einer konstanten mittleren Leistung, der zur Gitterzeugung verwendeten UVStrahlung, frei eingestellt werden. Die anfänglich limitierte Reflektivität erzeugter Gitter des Typs 1 konnte um absolut 38% auf $R = 79\%$ gesteigert werden. Hierzu wurde eine computergesteuerte und im

7 Zusammenfassung

Zuge dieser Arbeit automatisierte Scanvorrichtung verwendet, mit welcher es möglich war die Länge herstellbarer Faser-Bragg-Gitter von $L = 311 \mu\text{m}$ auf $L = 1,3 \text{ mm}$ zu erhöhen. Durch die Steigerung der Gitterlänge konnte zudem die spektrale Breite des Reflexionssignals von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,54 \text{ nm}$ auf $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,38 \text{ nm}$ verringert werden. Ausgehend von den gewonnen Erkenntnissen der FBG-Herstellung, die die gezielte Einflussnahme auf relevante Größen, wie die Wellenlänge λ_{max} des Reflexionsmaximums, die Reflektivität R und die spektrale Breite $\Delta\lambda_{FWHM}$ des Reflexionssignals umfassen, kann im Anschluss zu dieser Arbeit die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern in zunächst schwach Germanium dotierten *Single-Mode*-Fasern des Typs SMF-28 (Corning Inc.) untersucht werden. Im weiteren Verlauf der Entwicklungsarbeiten sollte der Übergang zu einer schwach Germanium dotierten *Multi-Mode*-Faser des Typs DCF-UN-50/400-12 (CorActive High-Tech Inc.) erfolgen. Letztere Faser kann konsekutiv zum Herstellungsprozess eines Faser-Bragg-Gitters an die laseraktive Glasfaser DCF-Yb-50/400P-FA angespleißt werden, was den finalen Schritt zur Erstellung eines monolithischen Faserlaserresonators darstellt.

Wenngleich die Realisierung eines monolithischen Faserlaserresonators die Fehleranfälligkeit des Faserlasers senkt, so stellt die Auskopplung der Signalstrahlung durch die Glasfaserstirnfläche dennoch einen inhärenten Schwachpunkt eines jeden Faserlasers dar. Aufgrund der hohen optischen Leistungsdichten, die an der Stirnfläche vorliegen, können bereits geringfügige Kontaminationen zur Schädigung der Faser führen. Um diesem Problem zu begegnen, wurde eine Prozesstechnologie zur Erzeugung schmutzabweisender Quarzglasoberflächen entwickelt. Durch die gezielte Nutzung von Selbstmaskierungseffekten der Glasoberflächen innerhalb eines reaktiven Plasmas konnten gleichsam annähernd superhydrophobe und oleophobe Oberflächen erzeugt werden. Für destilliertes Wasser und Maschinenöl wurden Kontaktwinkel mit den prozessierten Oberflächen von $\theta = 140^\circ \pm 5^\circ$ bzw. $\theta = 89^\circ \pm 5^\circ$ erzielt. Die Oberflächen zeigten eine herausragende, berührungslöse Reinigungsfähigkeit gegenüber partikulären Kontaminanten, wie dem sehr feinkörnigen Arizona-Staub und dem sich elektrostatisch aufladenden Kohlestaub. Im direkten Vergleich zu unbehandelten Oberflächen zeigte sich die Möglichkeit einer vollständigen Reinigung ausschließlich für prozessierte Glassubstrate. Durch die Prozessierung der Quarzglasoberflächen ließ sich in Abhängigkeit erzeugter Strukturhöhen eine spektral breitbandige Entspiegelungswirkung erzielen. Die über den gemessenen Spektralbereich von 900 bis 1800 nm gemittelte Transmission prozessierter Glasoberflächen konnte gegenüber unbehandeltem Quarzglas um 6,1% auf $T = 97,5\%$ gesteigert werden. Durch die Möglichkeit der Entspiegelung von Glasoberflächen bieten sich für die entwickelte Technologie weiterführende Einsatzmöglichkeiten, wodurch sie grundsätzlich in Konkurrenz mit etablierten Dünnschichtreflexbeschichtungen treten kann. Die entwickelte Technologie wurde zum internationalen Patent WO 2015185194 angemeldet und fand bereits Eingang in einen industriellen Produktionsprozess zur Veredelung der Stirnflächen von Telekommunikationsglasfasern.

Literaturverzeichnis

- [1] Q. Fang et al. 2.5kW monolithic continuous wave (CW) near diffraction-limited fiber laser at 1080nm. *Laser Phys. Lett.*, 11(10):105102, 2014.
- [2] M. N. Zervas und C. A. Codemard. High power fiber lasers: a review. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, (5), 2014.
- [3] Technavio. Global fiber laser market 2017-2021. <https://www.technavio.com/report/global-fiber-laser-market>, Jul 2017.
- [4] Optech Consulting. Fiber laser report 2015. <http://www.optech-consulting.com/html/fiberlaserreport.html>, Oct 2015.
- [5] A. Tünemann et al. *Group VIII, Volume 1: Laser Physics and Applications. Subvolume B: Laser Systems. Part 2*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [6] A. Braglia et al. Architectures and components for high power CW fiber lasers. *Int. J. Mod. Phys. B*, 28:1442001–1 – 1442001–14, 2014.
- [7] T. Y. Fan. Efficient coupling of multiple diode laser arrays to an optical fiber by geometric multiplexing. *Appl. Opt.*, 30(6):630–632, 1991.
- [8] C.-H. Liu et al. 810 w continous-wave and single-transverse-mode fibre laser using 20 μm core yb-doped double-clad fibre. *Electron. Lett.*, 40(23):1471–1472, 2004.
- [9] Y. Xiao et al. 1-kilowatt CW all-fiber laser oscillator pumped with wavelength-beam-combined diode stacks. *Opt. Express*, 20(3):3296–3301, 2012.
- [10] M. N. Zervas. High power ytterbium-doped fiber lasers -fundamentals and applications. *Int. J. Mod. Phys. B*, 28(12):1442009–1 – 1442009–35, 2009.
- [11] V. Ter-Mikirtychev. *Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers*, volume 181 of *Springer series in optical sciences*. Springer International Publishing Switzerland, 2014.
- [12] W. Mohammed und X. Gu. Fiber Bragg grating in large-mode-area fiber for high-power fiber laser applications. *Appl. Opt.*, 49(28):5297–5301, 2010.
- [13] M. J. F. Digonnet. *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded*. CRC press, 2002.



Literaturverzeichnis

- [14] F. Gonthier et al. High-power all-fiber components: The missing link for high power fiber lasers. *Proceedings of the SPIE 5335, Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications*, pages 5335-1 – 5335-11, 2004.
- [15] C.-H. Liu et al. High-power single-polarization and single-transverse-mode fiber laser with an all-fiber cavity and fiber-grating stabilized spectrum. *Opt. Lett.*, 31(1):17-19, 2006.
- [16] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic press, 2010.
- [17] B. Malo et al. Photosensitivity in phosphorus-doped silica glass and optical waveguides. *Applied physics letters*, 65(4):394-396, 1994.
- [18] S. Campbell et al. Comparison of small fibre connectors for high-power transmission. *Proceedings of the SPIE 7578, Solid State Lasers XIX: Technology and Devices*, page 75781R, 2010.
- [19] A. Kratky et al. Processing with kw fibre lasers: advantages and limits. *Proceedings of the SPIE 7131, XVII International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers*, pages 71311X-1 – 71311X-12, 2008.
- [20] H. Zhang et al. High energy and high peak power nanosecond pulses generated by fiber amplifier. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 26(22):2295-2298, 2014.
- [21] B. Wedel. Schweißen und Schneiden mit hoher Strahlqualität. laf 2010, 7. Laseranwenderforum Bremen, 2010.
- [22] O. Blomster et al. Optics performance at high-power levels. *Proceedings of the SPIE 6871, Solid State Lasers XVII: Technology and Devices*, pages 68712B-1 – 68712B-10, 2008.
- [23] C. A. Klein et al. Figures of merit for high-energy laser-window materials: Thermal lensing and thermal stresses. *Proceedings of the SPIE 6403, Laser-Induced Damage in Optical Materials*, pages 6403-1 – 6403-16, 2007.
- [24] F. Abt et al. Focusing of high power single mode laser beams. *Proceedings of the International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics 26*, pages 77-82, 2007.
- [25] L. Dong und B. Samson. *Fiber Lasers: Basics, Technology, and Applications*. CRC Press, 1 edition, 2017.
- [26] HIGHYAG Lasertechnologie GmbH. Optical Perfection - HIGHYAG Beam Delivery Products. http://www.highyag.com/resources/pdf/160127_BR_LLK_screen.pdf, 2017.
- [27] Optoskand AB. Fiber Technology. <http://www.optoskand.se/technology/basic-fiber-technology/>, 2017.

- [28] J. Limpert et al. High-power ultrafast fiber laser systems. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 12(2):233 – 244, 2006.
- [29] M.-A. Lapointe et al. Thermal effects in high-power cw fiber lasers. *Proceedings of the SPIE 7195, Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications*, pages 71951U–1 – 71951U–11, 2009.
- [30] B. Zintzen. *Untersuchung zur thermischen Gestaltung von Hochleistungsfaserlasern*. Dissertation, Rheinisch-Westfälisch technische Hochschule Aachen, 2008.
- [31] C. Jauregui et al. High-power fibre lasers. *Nat. Photonics*, 7:861–867, 2013.
- [32] D. J. Richardson et al. High power fiber lasers: current status and future perspectives. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 27(11):B63 – B92, 2010.
- [33] CorActive High-Tech Inc. Certificate of compliance, Fiber DCF-YB-50/400P-FA, 2014.
- [34] R. Paschotta. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley-VCH, 1 edition, 2008.
- [35] CorActive High-Tech Inc. Yb fibers. <http://coractive.com/products/active-fibers/yb-fibers/index.html>, Aug 2017.
- [36] Thorlabs GmbH. Ytterbium doped optical fiber. https://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=336, Aug 2017.
- [37] Nufern Inc. Optical fibers. http://www.nufern.com/pam/optical_fibers, Aug 2017.
- [38] V. Doya et al. Optimized absorption in a chaotic double-clad amplifier. *Opt. Lett.*, 26(12):872–874, 2001.
- [39] D. Kouznetsov und J. Moloney. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers - Part I: Fiber with circular symmetry. *J. Opt. Soc. Amer. B.*, 18(6):743–749, 2001.
- [40] D. Kouznetsov und J. Moloney. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers - Part II: Broken circular symmetry. *J. Opt. Soc. Amer. B.*, 19(6):1259–1263, 2002.
- [41] R. Paschotta. Rp photonics encyclopedia - fiber-coupled diode lasers. https://www.rp-photonics.com/fiber_coupled_diode_lasers.html, Jul 2017.
- [42] C. Jauregui et al. Physical origin of mode instabilities in highpower fiber laser systems. *Opt. Express*, 20(12):12912–12925, 2012.
- [43] J. W. Dawson et al. Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power. *Opt. Express*, 16(17):13240–13266, 2008.



Literaturverzeichnis

- [44] J. Limpert et al. Fiber based high power laser systems. <https://www.rp-photonics.com/highpowerfiberlasers.html>, Jan 2005.
- [45] R. Paschotta et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33(7):1049–1056, 1997.
- [46] A. Tünnermann et al. The renaissance and bright future of fibre lasers. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 38(9):681–693, 2005.
- [47] *100 kW CW fiber laser for industrial applications*, 2014.
- [48] K. Lu and N. K. Dutta. Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass. *J. Appl. Phys.*, 91(2):576–581, 2002.
- [49] S. Suzuki et al. Highly Ytterbium-doped silica fibers with low photodarkening. *Opt. Express*, 17(12):9924–9932, 2009.
- [50] CorActive High-Tech Inc. Yb doped phosphosilicateglass of type P-FA. technisches Datenblatt, 2015.
- [51] R. Paschotta et al. Yb-doped fiber amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33(7):1049–1056, 1997.
- [52] Fujikura Ltd. Specialty fusion splicing systems. https://www.fusionsplicer.fujikura.com/catalog/Total_Brochure.pdf, Jun 2017.
- [53] M. Haag et al. Novel high-brightness fiber coupled diode laser device. *Proceedings of the SPIE 6456, High-Power Diode Laser Technology and Applications V*, 2007.
- [54] J. Wolf und E. Werner. Grundlagen der Faserkopplung von Diodenlasern. *Laser Tech. J.*, 5(4):48–50, 2008.
- [55] P. Schreiber et al. High-brightness fiber-coupling schemes for diode laser bars. *Proceedings of the SPIE 5876, Laser Beam Shaping VI*, pages 587602–1 – 587602–10, 2005.
- [56] F. Bachmann et al. *High power diode lasers - technology and applications.*. Springer Science and Business Media LLC, 2007.
- [57] DIN EN ISO 11146-1:2005, Laser und Laseranlagen- Prüfverfahren für Laserstrahlabbmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen- Teil 1: Stigmatische und einfach astigmatische Strahlen, April 2005.
- [58] N. Trela. *Spatial and Spectral Brightness Improvement of Single-Mode Laser Diode Arrays*. PhD thesis, Heriot-Watt University, Mai 2012.
- [59] H. Injeyan. *High Power Laser Handbook*. McGraw Hill Professional, 2011.
- [60] B. Ehlers et al. Beam shaping and fibre coupling of high-power diode laser arrays. *Proceedings of the SPIE 3097, Lasers in Material Processing*, pages 639–644, 1997.

- [61] V. Lissotschenko und A. Mikhailov. Anordnung und Vorrichtung zur optischen Strahltransformation. Europäisches Patent EP 1 006 382, Okt 1999.
- [62] J. Nilsson et al. High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers. *Opt. Fiber Technol.*, 1(1):5–30, 2004.
- [63] H. Schlüter et al. Dense spatial multiplexing enables high brightness multi-kW diode laser systems. *Proceedings of the SPIE 6104, High-Power Diode Laser Technology and Applications IV*, pages 61040M–1 – 61040M–8, 2006.
- [64] Y. Wang. Heat dissipation in kilowatt fiber power amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 40(6):731–740, 2004.
- [65] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics - Theory and Technology*. Springer Science+Business Media, LLC, 2009.
- [66] A. Boudrioua. *Photonic Waveguides - Theory and Applications*. ISTE Ltd. und John Wiley and Sons Inc., 2006.
- [67] W. A. Pasmooij et al. Prism-coupling of light into narrow planar optical waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 7(1):175–180, 1989.
- [68] D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. Quantum electronics - principles and applications. Academic Press Inc., 1991.
- [69] A. Yariv und H. F. Taylor. Guided wave optics. *Proceedings of the IEEE*, 62(8):1044–1060, 1974.
- [70] S. Somekh et al. Channel optical waveguide directional couplers. *Appl. Phys. Lett.*, 22(2):46–47, 1973.
- [71] Koji Seo et al. Evaluation of high-power endurance in optical fiber links. *Furukawa Review*, 24(24):17–22, 2003.
- [72] Y.-W. Lee et al. High-Power Yb³⁺-Doped Phosphate Fiber Amplifier. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(1):93–102, 2009.
- [73] Y.-W. Lee et al. Measurement of the stimulated brioullin scattering gain coefficient of a phosphate fiber. *Proceedings of the SPIE 6469, Optical Components and Materials IV*, 2007.
- [74] E. Mura. *Phosphate optical fibers for IR fiber lasers*. PhD thesis, Politecnico di Torino, 2014.
- [75] Epoxy Technology Inc. *Technisches Datenblatt Epoxidklebstoff EPO-TEK 353 ND*, 2014.
- [76] D. Findlay und R.A. Clay. The measurement of internal losses in 4-level lasers. *Phys. Lett.*, 20(3):277–278, 1966.



Literaturverzeichnis

- [77] M. Born und E. Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon Press, 1959.
- [78] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik. 3 - Elektrodynamik*. Springer, 2013.
- [79] A. Carter et al. Damage mechanisms in components for fibre lasers and amplifiers. *Proceedings of the SPIE 5647, Laser-Induced Damage in Optical Materials*, pages 561–571, 2004.
- [80] P. Yan et al. Numerical analysis of temperature distributions in Yb-doped double-clad fiber lasers with consideration of radiative heat transfer. *Opt. Eng.*, 45(12):124201–124205, 2006.
- [81] H. H. Yuce. Aging behaviour of optical fibers. International Wire and Cable Symposium, 1992.
- [82] K. Schorstein. Design und Aufbau eines Faserverstärkers. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2004.
- [83] A. Hardy und R. Oron. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33(3):307–313, 1997.
- [84] M. Eichhorn. *Untersuchung eines diodengepumpten Faserverstärkers mit Emission bei 2µm*. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Br., 2005.
- [85] J. P. Koplow. Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 25(7):442–444, 2000.
- [86] D. Marcuse. Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, 66(4):311–320, 1976.
- [87] R. Ulrich and R. Torge. Measurement of thin film parameters with a prism coupler. *Appl. Opt.*, 12(12):2901–2908, 1973.
- [88] J. F. Braza und J. C. Brooks III. Index matching gel and mechanical fiber splice technology for last mile FTTH. Whitepaper, Nye Lubricants Inc.
- [89] Nye Lubricants Inc. Index Matching Gel OC-431A. Technisches Datenblatt.
- [90] Z. Huang et al. Comparison of fiber lasers based on distributed side-coupled cladding-pumped fibers and double-cladding fibers. *Appl. Opt.*, 53(10):2187–2195, 2014.
- [91] Y. H. Won et al. Three-prism loss measurements of optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 37(3):269–271, 1980.
- [92] B. Weigand. Modellierung, Herstellung und Charakterisierung von Kantenwellenleitern in Lithiumniobat $LiNbO_3$. Diplomarbeit, Technische Universität Kaiserslautern, 2011.

- [93] M. Stolze. *Ultrakurzpuls-Lasermikropolitur bei Ferroelektrika für die Herstellung von Kantenwellenleitern in Lithiumniobat*. Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern, 2017.
- [94] Comsol Inc. Wave Optics Module, User's Guide Version 4.3b. <http://people.ee.ethz.ch/fieldcom/pps-comsol/documents/User2013>.
- [95] A. V. Kiryanov et al. Cooperative luminescence and absorption in ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at $\lambda = 980$ nm with a regard to the ytterbium ion-pairs effect. *Opt. Express*, 14(9):3981–3992, 2006.
- [96] R. Paschotta und A. C. Tropper. Cooperative luminescence and absorption in ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at $\lambda = 980$ nm with a regard to the ytterbium ion-pairs effect: Comment. *Opt. Express*, 14(15):6981–6982, 2006.
- [97] A. V. Kiryanov et al. Cooperative luminescence and absorption in ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at $\lambda = 980$ nm with a regard to the ytterbium ion-pairs effect: Reply. *Opt. Express*, 14(15):6983–6985, 2006.
- [98] B. Schaudel et al. Cooperative luminescence as a probe of clustering in yb^{3+} doped glasses. *J. Alloys Compd.*, 300-301:443–449, 2000.
- [99] A. J. Nieborowsky. Experimentelle Realisierung eines hochpräzisen Verfahrens zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern fuer Sensorapplikationen mittels kurzer Laserimpulse bei 213 nm. Diplomarbeit, Technische Universität Kaiserslautern, 2015.
- [100] A. Othonos. Fiber bragg gratings. *Rev. Sci. Instrum.*, 68(12):4309–4341, 1997.
- [101] H. Kogelnik. Coupled wave theory of thick holograms. *Bell Syst. Tech. J.*, 48(9):2909–2947, 1969.
- [102] P. J. Lemaire. Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long-term loss increases. *Opt. Eng.*, 30(6):780–789, 1991.
- [103] J. Albert et al. Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silica optical fibers exposed to intense arf excimer laser pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 67(24):3529–3531, 1995.
- [104] A. Mendez und T.F. Morse. *Optical Fibers Handbook*. Elsevier Inc., 2007.
- [105] B. Malo et al. Photosensitivity in phosphorous-doped silica glass and optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 65(4):394–396, 1994.
- [106] J.-L. Archambault et al. 100% reflectivity bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses. *Electron. Lett.*, 29(5):453–455, 1993.



Literaturverzeichnis

- [107] M. Gagné und R. Kashyap. New nanosecond Q-switched $Nd : VO_4$ laser fifth harmonic for fast hydrogen-free fiber Bragg gratings fabrication. *Opt. Commun.*, 283(24):5028–5032, 2010.
- [108] J. Stone. Photorefractivity in GeO_2 -doped silica fibers. *J. Appl. Phys.*, 62(11):4371–4374, 1987.
- [109] P. S. Russell et al. Frequency doubling, absorption, and grating formation in glass fibers: effective defects or defective effects? *Proceedings of the SPIE Microelectronic Interconnect and Integrated Processing Symposium 1373, Fiber Laser Sources and Amplifiers II*, pages 126–139, 1991.
- [110] D. P. Hand et al. Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers. *Opt. Lett.*, 15(2):102–104, 1990.
- [111] M. G. Sceats et al. Photolytic index changes in optical fibers. *Annu. Rev. Mater. Sci.*, 23(1):381–410, 1993.
- [112] R. M. Atkins und V. Mizrahi. Observations of changes in uv absorption bands of singlemode germanosilicate core optical fibres on writing and thermally erasing refractive index gratings. *Electron. Lett.*, 28(18):1743–1744, 1992.
- [113] D. Wong et al. Stress-birefringence reduction in elliptical-core fibers under ultraviolet irradiation. *Opt. Lett.*, 17(24):1773–1775, 1992.
- [114] P. Y. Fonjallaz et al. Tension increase correlated to refractive-index change in fibers containing UV-written Bragg gratings. *Opt. Lett.*, 20(11):1346–1348, 1995.
- [115] M. Douay et al. Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers. *J. Lightwave Technol*, 15(8):1329–1342, 1997.
- [116] J. Canning. Fibre gratings and devices for sensors and lasers. *Laser Photonics Rev.*, 2(4):275–289, 2008.
- [117] P. J. Lemaire et al. High pressure H_2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO_2 doped optical fibres. *Electron. Lett.*, 29(13):1191–1193, 1993.
- [118] R. M. Atkins et al. Mechanisms of enhanced uv photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses. *Electron. Lett.*, 29(14):1234–1235, 1993.
- [119] A. Martinez et al. Direct writing of fibre bragg gratings by femtosecond laser. *Electron. Lett.*, 40(19):1170–1172, 2004.
- [120] W. X. Xie et al. Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of bragg gratings within germanosilicate fibres. *Opt. Commun.*, 104(1-3):185–195, 1993.

- [121] L. Dong et al. Negative-index gratings formed by a 193-nm excimer laser. *Opt. Lett.*, 21(24):2032–2034, 1996.
- [122] E. Lindner. *Erzeugung und Eigenschaften hoch-temperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2012.
- [123] D. L. Williams et al. Enhanced uv photosensitivity in borone codoped germanosilicate fibres. *Electron. Lett.*, 29(10):45–47, 1993.
- [124] K. O. Hill et al. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 32(10):647–649, 1978.
- [125] B. Berrang et al. FBG inscription in non-hydrogenated SMF28 fiber with a ns Q-switched Nd:VO4 laser at 213 nm. *International Society for Optics and Photonics, Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, pages 87941Z–87941Z, 2013.
- [126] M. Gagné und R. Kashyap. New nanosecond Q-switched 213 and 224nm lasers for fiber Bragg grating inscription in hydrogen-free fibers. *Proceedings of the SPIE 8243, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII*, pages 824314–824314, 2012.
- [127] R. Paetzell. Comparison excimer laser-solid state laser. Whitepaper, Lambda Physik AG, 2015.
- [128] R. C. Enger und S. K. Case. Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations. *Appl. Opt.*, 22(20):3220–3228, 1983.
- [129] G. Meltz et al. Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Opt. Lett.*, 14(15):823–825, 1989.
- [130] I. H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *JOSA*, 55(10):1205–1208, 1965.
- [131] J. P. Nole. Nanotextured optical surfaces advance laser power and reliability. *Laser Focus World*, 6(50):38–43, 2014.
- [132] L. E. Busse et al. Antireflective surface structures on optics for high energy lasers. *Proceedings of the SPIE 8959, Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices*, pages 8959L1 – 8959L6, 2014.
- [133] L. E. Busse et al. Anti-reflective surface structures for spinel ceramics and fused silica windows, lenses and optical fibers. *Opt. Mater. Expr.*, 4(12):2504–2515, 2014.
- [134] Rosenberger-OSI GmbH & Co. OHG. Pressemitteilung, Gewinner des Deutschen Rechenzentrumspreises 2017 für die Entwicklung von Lichtwellenleitersteckverbindern mit Lotus-Effekt. <http://www.rosenberger-osi.com/de/main/aktuelles/news/pressemeldungen/drzp-2017.html>, 2017.



Literaturverzeichnis

- [135] T. Young. An essay on the cohesion of fluids. *Philos. Trans. R. Soc. London*, 95:65–87, 1805.
- [136] Z. Tang et al. Fabrication of oleophobic paper with tunable hydrophilicity by treatment with non-fluorinated chemicals. *J. Mater. Chem., A*, 3:14651–14660, 2015.
- [137] P. Kirsch. *Modern fluoroorganic chemistry: synthesis, reactivity, applications*. Wiley-VCH Verlag GmbH und Co. KGaA, Weinheim, 2005.
- [138] R. N. Wenzel. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Ind. Eng. Chem.*, 28(8):988–994, 1936.
- [139] A. B. D. Cassie und S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Trans. Faraday Soc.*, 40:546–551, 1944.
- [140] National Institutes of Health, USA. ImageJ, Image Processing and Analysis in Java. <https://imagej.nih.gov/ij/disclaimer.html>, 2004.
- [141] W. W. Stoffels et al. Polymerization of fluorocarbons in reactive ion etching plasmas. *J. Vac. Sci. Technol., A*, 16(1):87–95, 1998.
- [142] H. Andersson et al. Hydrophobic valves of plasma deposited octafluorocyclobutane in DRIE channels. *Sens. Actuators, B*, 75(1-2):136–141, 2001.
- [143] A. Nakajima et al. Recent Studies on Super-Hydrophobic Films. *Monatshefte für Chemie*, 132:31–41, 2001.
- [144] P. Schneider. *Zelldifferenzierung auf Mikrostrukturen*. Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern, 2009.
- [145] K.-C. Park. Nanotextured silica surfaces with robust superhydrophobicity and omnidirectional broadband supertransmissivity. *ACS Nano*, 6(5):3789–3799, 2012.
- [146] K. Lilienthal et al. Self-organized nanostructures in silicon and glass for MEMS, MOEMS and BioMEMS. *Mater. Sci. Eng., B*, 169(1-3):78–84, 2010.
- [147] A. J. Watts et al. SiO₂ deposition as a byproduct of SF₆ plasma in an electron cyclotron resonance reactor. *Thin Solid Films*, 220(1):55–58, 1992.
- [148] R. d’Agostino und D. L. Flamm. Plasma etching of Si and SiO₂ in SF₆-O₂ mixtures. *J. Appl. Phys.*, 52(1):162–167, 1992.
- [149] J. Han et al. Micro-fabricated membrane gas valves with a non-stiction coating deposited by C₄F₈/Ar plasma. *J. Micromech. Microeng.*, 18(9):095015, 2008.
- [150] KSL Staubtechnik GmbH. Arizona-Staub gemäß der Vorgabe der SAE J726 REV. JUN93 Table 4. Produktinformationsblatt.
- [151] H. K. Raut. Anti-reflective coatings: a critical, in-depth review. *Energy Environ. Sci.*, 10(4):3779–3804, 2011.

Danksagung

Ich danke Herrn **Dr. habil. Johannes L’huillier** für die Betreuung dieser Arbeit, die ständige Diskussionsbereitschaft, den mir gewährten großen Freiraum bei der Planung und Durchführung dieser Arbeit, sowie das mir entgegengebrachte große Vertrauen.

Herrn **Prof. Dr. René Beigang** danke ich für die Bereitschaft zur Erstellung des Zweitgutachtens und das besondere Interesse an den Faser-Bragg-Gittern.

Herrn **Dr. Michael Wollitzer** und Herrn **Dr. Clemens Wurster** von der Firma Rosenberger danke ich für die Eröffnung einer solch interessanten Aufgabenstellung, die ausgezeichnete Zusammenarbeit und das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Für die kritische Durchsicht des vorliegenden Textes, die fachliche Betreuung während der ersten Jahre meiner Promotion, sowie die entstandene Freundschaft die über das Arbeitsverhältnis bei Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V. hinausging, möchte ich mich bei **Dr. Christian Theobald** bedanken.

Dr. Jürgen Bartschke und der Firma Xiton Photonics GmbH gilt mein Dank dafür, dass sie die UV-Laserstrahlquelle zur Erzeugung der Faser-Bragg-Gitter zur Verfügung gestellt haben, mir einen Forschungsaufenthalt in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Kashyap ermöglichten, mit dringend benötigten Komponenten zur Erstellung einiger der Experimentalaufbauten aushalfen und immer für kritische Diskussionen zur Verfügung standen.

Dr. Sandra Wolff, **Dr. Thomas Löber** und **Christian Dautermann** vom Nano Structuring Center der TU Kaiserslautern gilt ein ganz herzlicher Dank für die fachlichen Diskussionen und den Ideenaustausch, sowie die Möglichkeit der Nutzung der Labore und die Entwicklung des Hochpräzisionssägeprozesses zur Herstellung der Kantenwellenleiter.

Für die ständige Diskussionsbereitschaft, das tolle Arbeitsklima und den freundschaftlichen Umgang bzw. die entstandenen Freundschaften möchte ich mich bei all meinen Kolleginnen und Kollegen des Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V., sowie der GWU-Lasertechnik bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern **Elke** und **Wolfgang Weigand** für ihre großartige Unterstützung während all der Studienjahre, sowie meiner Freundin **Jaccy Altensell**, die mir immer den Rücken stärkte und mich insbesondere im intensiven letzten Abschnitt meiner Promotion begleitete.





Lebenslauf

PERSÖNLICHE DATEN

Name	Benjamin Weigand
Geburtsdatum	03. September 1984
Geburtsort	Kaiserslautern
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

SCHULBILDUNG

08/1991 - 07/1995	Geschwister-Scholl-Grundschule Kaiserslautern
08/1995 - 03/2004	Burggymnasium Kaiserslautern Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

HOCHSCHULBILDUNG

04/2005 - 06/2011	Studium der Physik Technische Universität Kaiserslautern Abschluss: Diplom-Physiker
-------------------	---

BERUFLICHE TÄTIGKEITEN

04/2004 - 12/2004	Grundwehrdienst Stab und Versorgungszug der Bundeswehr III./Luftwaffenausbildungsregiment 3
02/2005 - 03/2005	Technisches Praktikum Abteilung Instandhaltung Wipotec Wiege und Positioniersysteme GmbH
02/2008 - 01/2010	studentische Nebentätigkeit Abteilung Laserapplikation Lumera Laser GmbH



05/2009 - 08/2009	Praxissemester Abteilung Entwicklungsprojekte Neuro/HNO/Office Carl Zeiss Meditec AG
05/2010 - 07/2011	Anfertigung der Diplomarbeit AG Quantenoptik (Prof. Dr. C. Becher) Universität des Saarlandes
02/2010 - 10/2011	studentische Nebentätigkeit Abteilung Nichtlineare Optik Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V.
07/2011 - 01/2012	Wissenschaftlicher Mitarbeiter AG Quantenoptik (Prof. Dr. C. Becher) Universität des Saarlandes
02/2012 - 12/2017	Wissenschaftlicher Mitarbeiter (Doktorand) Abteilung Laserentwicklung Photonik-Zentrum Kaiserslautern e.V.
11/2012 - 12/2012	Forschungsaufenthalt Department of Engineering Physics (Prof. Dr. R. Kashyap) École Polytechnique de Montréal (Montréal, Kanada)



