

Simulation, Herstellung und Evaluation folienintegrierbarer optischer Dehnungssensoren

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Christian Kelb

2018

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Ludger Overmeyer
Erstprüfer: Prof. Dr.-Ing. Eduard Reithmeier
Zweitprüfer: Prof. Dr. Claas Müller
Tag der Promotion: 08. November 2017 *)

*) Tag der mündlichen Doktorprüfung

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Sonderforschungsbereich „PlanOS“	9
1.2	Motivation & Zielsetzung	11
2	Grundlagen und Stand der Technik	13
2.1	Licht und Wellenleiter	13
2.1.1	Geometrische Beschreibung	13
2.1.2	Wellenoptische Beschreibung	14
2.2	Radiometrische und photometrische Größen	25
2.3	Optische Kunststoffe	28
2.4	Optische Verschiebungs- und Dehnungssensoren	30
2.4.1	Intensitätsbasierte Sensoren	31
2.4.2	Chromatische Sensoren	33
2.4.3	Laufzeitmessung und Rückstreumethoden	35
2.4.4	Kommerziell erhältliche Sensoren	36
2.5	Mikrobearbeitung	37
2.5.1	Skalierung des Fräsprozesses	38
2.5.2	Werkstoffe	39
2.6	Herstellungsverfahren	39
2.6.1	Heißprägen	40
2.6.2	Laminieren	41
3	Theoretische Vorbetrachtungen und Vorrichtungsbau	43
3.1	Strahlenoptische Simulation planarer Systeme	43
3.1.1	Geometrische Vorauslegung	43
3.1.2	Strahlenoptische Simulation in Vorwärtsrichtung	44
3.1.3	Strahlenoptische Simulation in Rückwärtsrichtung	47
3.1.4	Erweiterung der Methode auf optische Gitter	53
3.2	Vorrichtungen zur Produktion und zur Charakterisierung polymeroptischer Systeme	55
3.2.1	Zugprüfmaschine	55
3.2.2	Hot-Blade Cleaver zum Trennen von Kunststofffasern und -substraten	58
4	Intensitätsbasierter Sensor	63
4.1	Herstellungsverfahren	64
4.1.1	Manuelle Herstellung	64
4.1.2	Heißrollenlamination	65

Inhaltsverzeichnis

4.2	Prototyp	77
4.2.1	Lichtquellen	77
4.2.2	Photodioden und Transimpedanzverstärker	78
4.2.3	Auswertungsalgorithmus	80
4.2.4	Kalibrierung	82
4.2.5	Übersprechen	83
4.2.6	Bearbeitungsfehler	84
4.2.7	Dehnung und Verkippung	86
4.3	Fazit	89
5	Chromatischer Sensor	91
5.1	fs-Laserbearbeitung	91
5.2	Gitterherstellung durch fs-Laserschreiben	93
5.2.1	Charakterisierung der hergestellten Gitter	98
5.3	Messung an einem gedehnten Gitter	107
5.4	Fazit	109
6	Räumlich aufgelöste Dehnungsmessung	111
6.1	Herstellung	111
6.2	Mechanische-Optische Simulation	113
6.3	Machbarkeitsnachweis	117
6.4	Fazit	120
7	Zusammenfassung und Ausblick	121
7.1	Resümee	121
7.2	Zukünftige Arbeiten	122
7.3	Potential der Technik	123

Kurzfassung

Diese Dissertationsschrift befasst sich mit der Auslegung, Herstellung und dem Test zweier Typen eines integrierten, optischen Dehnungssensors, der ausschließlich aus Polymerwerkstoffen besteht. Zur Zeit basieren alle am Markt erhältlichen optischen Dehnungssensoren auf sog. Faser-Bragg-Gittern (FBG), die in eine monomode-Glasfaser eingebracht wurden. Diese arbeiten in Durchlassrichtung ähnlich wie ein Bandstopp-Filter und reflektieren ein sehr schmales Spektrum zurück zur Lichtquelle. Werden diese Sensoren gedehnt, ändert sich die Reflektionswellenlänge. Diese kann dann spektral ausgewertet und so die aktuelle Dehnung des FBG-Sensor bestimmt werden. Sensoren dieses Typs sind seit etwa zehn Jahren kommerziell erhältlich.

Durch die Verwendung von Glasfaser verfügen diese Sensoren jedoch aufgrund des vergleichsweise brüchigen Basismaterials über einen eingeschränkten Dehnungsbereich. Darüber hinaus sind vor allem Messungen auf Bauteilen, die flach, flexibel und vor allem großflächig sind, auch mit Glasfaser-basierten FBG-Sensoren nur schwer möglich; So sind diese zwar eingeschränkt hintereinanderschaltbar, jedoch müssen trotzdem große Mengen von Glasfaser, die keine Sensoren enthalten auf dem Bauteil fixiert werden und beeinflussen z.B. durch ihr Gewicht die Messung. Generell ist für ein Szenario wie z.B. die Vermessung einer Flugzeugtragfläche eine flexible, aufklebbare Folie mit integrierten Messstellen wünschenswert. Diese ist in Glas aktuell jedoch nicht herstellbar. Monomode-Wellenleiter aus transparenten Polymeren als flexiblere Basis für optische Anwendungen stehen ebenfalls kommerziell noch nicht zur Verfügung, weshalb FBG-Sensoren in Polymerwellenleitern derzeit noch Gegenstand der Forschung sind. Ein weiteres Hindernis der einfachen Überführung der FBG-Technik auf Kunststoff-Wellenleiter ist die Tendenz vieler Kunststoffe, eingebrachte Strukturänderungen wie z.B. ein FBG durch ein Zusammenspiel von Zeit und Temperatur wieder zu „vergessen“.

Diese Arbeit ist eingebettet in das Sonderforschungsprogramm SFB 123 „PlanOS“ und beschreibt die Auslegung, Herstellung und Charakterisierung zweier polymerbasierter Dehnungssensoren, die ausschließlich auf vergleichsweise großskaligen Multimode-Wellenleitern beruhen. Ein intensitätsmodulierender Ansatz funktioniert mittels zweier sich gegenüber angeordneter Wellenleitern, von denen einer als Emitter, der andere als Receiver arbeitet. Eine Änderung des Abstands der beiden Wellenleiter zueinander führt zu einer Änderung der Koppleffizienz, die dann durch Auswertung der geführten Leistung am Ende des Receiver-Wellenleiters ausgewertet werden kann. Ein zweiter, chromatischer, Ansatz nutzt ein in ein Polymer-substrat eingebrachtes Beugungsgitter als dehnungssensitives Element. Breitbandig beleuchtet durch einen Emitter-Wellenleiter kann die erste Beugungsordnung des Gitters von einem Receiver aufgenommen und an dessen Ende spektral ausgewertet werden. Eine Dehnung des Systems entlang des Gitters führt zu einer Änderung im eingekoppelten Spektrum, die mittels Spektrometer messbar ist. Durch die großen Abmessungen der verwendeten Wellenleiter zwischen 250 μm und 100 μm kann die Kopplung von Licht mittels kostengünstiger inkohärenter

Lichtquellen wie LED erfolgen.

Beide Konzepte werden in dieser Arbeit zunächst theoretisch untersucht. Im Falle des intensitätsbasierten Sensors wird vor allem die Intensitätsverteilung am Emitterende genauer untersucht, während beim chromatischen Sensor der Mechanismus der Gitterherstellung durch femtosekunden-Schreiben durch Einsatz eines Algorithmus zur Phasenrekonstruktion näher untersucht wird. Die Herstellung des intensitätsbasierten Sensors von Hand und mittels Reaktivlamination wird beschrieben und Messergebnisse werden vorgestellt. Ebenfalls werden Messungen an mechanisch belasteten Gittern des chromatischen Dehnungssensors vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit sind außerdem eine präzisions-Zugprüfmaschine und ein Heißklingen-Cleaver entstanden, die für eine mechanische Charakterisierung der hergestellten Systeme bzw. ein präzises Trennen der Polymersubstrate unabdingbar sind. Deren Entwurf und Aufbau wird ebenfalls beschrieben. Abschließend wird eine Sensorfolie vorgestellt, die mehrere intensitätsbasierende Dehnungssensoren trägt. Die Ergebnisse von Tests an einem Prototyp dieser Folie werden mit den Ergebnissen vorher ausgeführter analytischer Untersuchungen zur Sensorantwort verglichen.

Stichworte: Dehnungsmessung, integrierte Photonik, Polymeroptik, Polymerwellenleiter, Lamination, femtosekunden-Schreiben, Phasenrekonstruktion, Heißklingen-Cleaver.

Title

Simulation, Production and Evaluation of Optical Strain Sensors for Integration in Thin Polymer Foil

Abstract

This work focuses on the design, production and evaluation of two types of integrated, polymer-only, optical strain sensors. Currently, optical strain sensors utilize mostly fiber-Bragg-gratings (FBG), embedded in a single-mode optical fiber by, e.g. exposure to excimer laser radiation. FBG strain sensors react with a shift of reflection wavelength to strain which can be evaluated using a spectrometer. Fabricated in glass-optical fiber, they are well understood and have been made commercially available in the past ten years.

However, FBG strain sensors in glass optical fibers feature only a restricted elongation range due to the rather brittle glass materials they are made of. Also, especially strain measurement on flat but very flexible surfaces such as aircraft wings demands a high number of measurement spots and – although serialization is possible – great lengths of unused glass-optical fiber to be fixed in coils on the measurement object itself. For such application scenarios, a ready-to-use foil with integrated strain sensors would be a more desirable solution but can – again – not be implemented in glass. Alternative optical materials, especially polymers, offer higher flexibility and therefore a potentially increased measurement range but single-mode polymer optical fiber is not yet available of the shelf. Furthermore, due to most polymers nature to „forget“ small scale structure modifications such as inscribed FBGs, a commercial availability of polymer-FBG sensors can not be expected in the foreseeable future.

As part of the collaborative research program „PlanOS“, this work aims explicitly at the research of multimode optical strain sensors using an intensity and a spectral modulation approach. The intensity-based device consists of two waveguides adverse to each other, one acting as an emitter, the other as receiver. On change of the distance between the waveguides, the coupling efficiency will also change and can be read out by monitoring the output intensity of the receiver waveguide.

The chromatic approach utilizes a large-period refraction grating embedded in a polymer substrate, illuminated by an emitter waveguide using broadband light. The receiver monitors one diffraction order and transmits the coupled spectrum to its output, where it can be analyzed using a spectrometer. The spectrum is depending on the period of the embedded grating and strain in direction along the grating changes its period and therefore the output spectrum.

Both sensors rely on massively multi-mode waveguides with structure sizes from 250 μm to 100 μm . Waveguides in this dimension can be easily excited using incoherent illumination as, e.g. light-emitting diodes. They can be manufactured by a multitude of techniques like hot-embossing, flexography and lamination.

In this thesis, both introduced concepts are first investigated theoretically, centering on simulative characterization of multimode-waveguides for the intensity-modulating sensor and

Inhaltsverzeichnis

characterization of the gratings for the chromatic sensor by means of an phase-retrieval algorithm. The intensity-based sensor is built by hand as a proof-of-concept and sensitivity data is being reported. Results on strain tests on the gratings for the chromatic sensors are also carried out and reported. This thesis also comments on the design and build of a hot-blade cleaver for separation of polymer substrates and a precision tensile testing machine for mechanical tests of small-scale polymer-optical devices. Finally, build and evaluation of a sensor foil with integrated intensity-modulating sensors is presented and the test results are compared to analytical calculations on sensor response, which were carried out beforehand.

Keywords: strain sensing, integrated photonics, polymer optics, polymer waveguides, lamination, femtosecond-writing, phase retrieval, hot-blade cleaver.

1 Einleitung

Die Messung von Dehnung, der Länge einer Strecke nach z.B. mechanischer Belastung bezogen auf ihre Ausgangslänge, ist integraler Bestandteil der Evaluation von Prototypen mechanischer Bauteile in realen Lastsituationen. Obwohl Simulationsverfahren wie die Finite-Elemente-Methode die Produktentwicklung beschleunigt haben, ist der Belastungstest realer Bauteile unabdingbar für die Herstellung sicherer Produkte. Die Dehnungsmessung kann auch in der durchgehenden Beobachtung von Strukturen, dem Structural Health Monitoring, eingesetzt werden, um z.B. Risse in Bauwerken zu überwachen oder die Biegebelastung zu beobachten, denen die Rotorblätter einer Windkraftanlage ausgesetzt sind.

Für alle diese Aufgaben kommen aktuell vor allem elektrische Dehnungsmessstreifen zum Einsatz. Aufgrund der notwendigen Beschaltungsart können diese nicht seriell angeschlossen werden und der Verkabelungsaufwand steigt mit einer zunehmenden Anzahl von Messstellen erheblich an. Darüberhinaus können dynamische Messungen an leichten Bauteilen durch das Gewicht der verwendeten Kupferleitungen beeinflusst werden, rotierende Bauteile benötigen Schleifringlösungen, um die Signale vom Bauteil zu den Messverstärkern zu führen.

Viele dieser Herausforderungen können mit optischen Dehnungsmessstreifen umgangen werden, die seit einigen Jahren kommerziell erhältlich sind. Die aktuell verfügbaren Lösungen beruhen auf einem, in einen Lichtleiter eingebrachten, Bandstopfilter – dem sogenannten Faser-Bragg-Gitter (FBG) – dessen Reflexionswellenlänge von seinem Dehnungszustand abhängt. Diese Art von Dehnungssensoren ist gut seriell zu verschalten und eine Überwachung mehrerer Messstellen zieht so einen geringeren Verkabelungsaufwand nach sich. Zur Übertragung der Signale von rotierenden auf stehende Bauteile gibt es Linsensysteme, die eine berührungsfreie Signalübertragung gewährleisten. Alle diese Lösungen sind jedoch kabelbasiert und eine großflächige Überwachung von Bauteilen führt auch hier zu einem gewissen Verlegeaufwand. Gerade für die Vermessung von annähernd planaren Objekten wie z.B. Tragflächen wäre ein System wünschenswert, das polymerfolienbasiert ist, sich großflächig in Bahnen verlegen lässt und alle Sensoren, Lichtquellen und Auswerteeinheiten bereits enthält. Für dieses Anwendungsszenario sind die beschriebenen optischen Dehnungssensoren jedoch nur schlecht geeignet. So benötigen sie singlemode-Wellenleiter, die sich in großflächigen Folien aktuell nicht herstellen lassen. Der große thermo-optische Koeffizient der meisten Polymere und deren Eigenschaft, eingebrachte Strukturveränderungen mit der Zeit oder bei Erwärmung wieder zu „vergessen“ [93], stellen weitere Probleme bei der Verwendung von FBG-Sensoren in Polymerfolie dar.

1.1 Sonderforschungsbereich „PlanOS“

Diese Arbeit ist im Rahmen des Teilprojektes C02 des überregionalen Sonderforschungsbereiches (SFB) 123 „Planare Optronische Systeme – PlanOS“ entstanden. Ziel von PlanOS war

1 Einleitung

die Erforschung von planaren, polymeroptischen Systemen und deren Integration in dünne Kunststofffolie. Der Ausgangspunkt der im Rahmen von PlanOS ausgeführten Arbeiten ist die elektro-optische Leiterplatte – ein Bauteil das elektrische Leiterbahnen und optische Wellenleiter auf einem starren Substrat kombiniert. Ausgehend von diesem Stand der Technik wurden in den letzten vier Jahren von den beteiligten Projekten die Teilgebiete „Materialien & Polymerchemie“, „Prozesstechnik“ und „Sensorik“ bearbeitet.

Der Teilbereich Polymerchemie befasste sich primär mit der Herstellung maßgeschneiderter Polymere für die geplanten optischen Systeme. Der Fokus lag vor allem auf der Änderung der Viskosität von Monomeren, die Modifikation von Temperaturen für thermische Vernetzer oder der Wellenlängen für photochemische Vernetzer und der Anpassung von Brechungsindizes des vernetzten Polymers. Wichtig waren und sind diese Einstellmöglichkeiten z.B. für die Kompatibilität der Monomere zu verschiedenen Druckprozessen (wie z.B. Tintenstrahl-Drucken), die Modifikation der Vernetzungsmechanismen, falls z.B. das Monomer durch UV-Strahlung nicht polymerisiert werden kann und nicht zuletzt die Anpassung der Brechungsindizes von Wellenleiter-Kernmaterialien, z.B. zur Realisierung kleinerer Krümmungsradien. Andere Projekte befassten sich im Bereich Materialien mit der Herstellung von organischen Photodioden und Leuchtdioden als Ersatz für Silizium-basierte Bauelemente oder mit der Entwicklung einer neuartigen Verbindungsmethode für optoelektronische Bauelemente durch den Einsatz von UV-aushärtenden Klebern. Verwendet wurden Ergebnisse dieses Teilbereiches in dieser Arbeit vor allem in Zusammenhang mit der aktiven Lamination von nichtmischbaren Materialien, aber auch für die Befestigung von Halbleiter-Bauelementen auf einer Polymer-Sensorfolie.

Die Prozesstechnik von PlanOS umfasste Projekte, die sich primär mit Herstellungsmethoden für Wellenleiter und Koppelstrukturen befassten. Untersucht wurde die Herstellung von Wellenleitern durch verschiedene Druckverfahren wie Flexodruck oder Tintenstrahl. Während das Flexodruck-Verfahren vor allem großflächige Strukturen mit hohen Durchsatzraten generieren kann, ist der Tintenstrahldruck in der Lage, flexibel unterschiedliche Wellenleiteranordnungen herzustellen, so dass sich beide Verfahren gut ergänzen. Neben dem Aufbringen von Wellenleitern auf die Oberfläche eines Substrates untersuchten andere Projekte die Herstellung von versenkten Strukturen durch das Heißprägen und das femtosekunden (fs) - Laserschreiben. Flexodruck kam für die Herstellung der in Kapitel 6 gezeigten Sensorfolie zum Einsatz, fs-Laserschreiben für die Herstellung der in Kapitel 5 untersuchten Beugungsgitter.

Innerhalb der letzten vier Jahre wurden im Rahmen von PlanOS unterschiedliche Sensor-konzepte erforscht. Neben Temperatursensoren, basierend auf Faser-Bragg-Gittern (FBG), untersuchten Projekte die Möglichkeiten zur Integration von Whispering-Gallery-Mode (WGM) Sensoren, Mach-Zehnder Interferometern und – im Rahmen dieser Arbeit – intensitätsbasierte und chromatische Sensoren zur Detektion von Dehnung. Auch hier wurde ein breites Spektrum von möglichen Funktionsprinzipien beleuchtet. Während die untersuchten Dehnungssensoren mit Wellenleitern arbeiten, die vergleichsweise große Abmessungen im Querschnitt aufweisen können, müssen für FBG-Sensoren Wellenleiter mittleren bis kleinen Querschnittes verwendet werden. Die kleinsten in PlanOS untersuchten Wellenleiter kamen vor allem für die Herstellung von Mach-Zehnder Interferometern oder anderen, ebenfalls auf Auswertung der Phasenlage beruhenden, Sensoren zum Einsatz.

1.2 Motivation & Zielsetzung

Die zuvor beschriebenen Hindernisse des Einsatzes klassischer elektrischer oder optischer Dehnungssensoren in Polymerfolie werden durch zwei neue Klassen von Dehnungssensoren ausgeräumt, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden. Sie beruhen ausschließlich auf, im Vergleich zu singlemode-Wellenleitern, großformatigen Strukturen, die in großflächiger Polymerfolie herstellbar sind. Dabei werden Konzepte für einen intensitäts- und einen wellenlängenmodulierenden Sensor untersucht. Aufgrund ihrer Wirkungsweise sind sie unempfindlich gegenüber thermischen Schwankungen und die Größe und Art der eingebrachten Strukturen ist unempfindlich gegenüber Tempervorgängen.

Die Serienproduktion einer Folie mit solchen Sensorstrukturen unter der Nutzung von Rolle-zu-Rolle Methoden würde die kostengünstige Überwachung von beliebigen Strukturen, nicht nur im Rahmen einer Untersuchung von Prototypen, sondern auch im Alltag, ermöglichen. Die Untersuchungen in dieser Arbeit haben vor allem die Aufgabe eines generellen Machbarkeitsnachweises; Mit Hilfe der Materialien und Prozesse aus PlanOS werden im Folgenden die beiden Konzepte für folienintegrierte Dehnungssensoren untersucht.

An diesem Ziel orientiert sich auch der Aufbau dieser Arbeit; In Kapitel 2 wird zunächst auf die Grundlagen der Optik und den Stand der Technik der optischen Dehnungsmessung eingegangen. Zusätzlich wird ein Überblick über die verwendeten Herstellungsmethoden gegeben. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der überschlägigen und exakten strahlenoptischen Simulation von integrierten optischen Systemen. Dabei wird davon ausgegangen, dass keine Beugungseffekte auftreten, die strahlenoptisch nicht darstellbar sind. Weiterhin werden in Kapitel 3 Sondermaschinen zur Bearbeitung, bzw. zum Test von polymeroptischen Systemen vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind. Kapitel 4 beschreibt das Funktionsprinzip, die Herstellung und die Charakterisierung eines intensitätsbasierten Dehnungssensors. Dies schließt eine Beschreibung der entworfenen Elektronik und des Auswertalgorithmus mit ein. Ein chromatischer Sensor als alternatives Konzept zur Dehnungsmessung wird in Kapitel 5 vorgestellt. Hier liegt der Fokus vor allem auf dem Verständnis der Herstellungsmethode, die aktuell noch weitgehend unerforscht ist. Schlussendlich wird in Kapitel 6 eine Polymer-Sensorfolie mit mehreren integrierten Dehnungssensoren vorgestellt. Es wird auf die Herstellung der Folie eingegangen und das theoretische Verhalten der eingespannten Folie unter einer Punktlast diskutiert. Es folgt eine Messung von Dehnung der belasteten Folie im Rahmen eines Machbarkeitsnachweises.

Aus dem internen Aufbau von PlanOS ergibt sich, dass vor allem die Sensorprojekte immer wieder auf Ergebnisse der Prozesstechnik und Materialentwicklung zurückgreifen, um die eigenen Konzepte weiter zu verfeinern. Dies spiegelt sich auch im Inhalt dieser Arbeit wieder. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf ein reaktives Laminierverfahren zur Herstellung von Wellenleitern zurückgegriffen, das am Freiburger Institut für Mikrosystemtechnik IMTEK entwickelt wurde. Die Herstellung des chromatischen Sensors erfolgte in Zusammenarbeit mit dem Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover (LUH). Die Folie zur räumlich aufgelösten Dehnungsmessung entstand in Kooperation mit dem Institut für Transport- und Automatisierungstechnik der LUH.

2 Grundlagen und Stand der Technik

An dieser Stelle werden die Grundlagen optischer Wellen und der Lichtleitung und die eingesetzte Produktionstechnik, mit besonderem Augenmerk auf das Heißprägen, Laminieren und Mikrofräsen, beschrieben. Auch wird ein kurzer Überblick über die eingesetzten Polymere und ihre Eigenschaften gegeben.

2.1 Licht und Wellenleiter

Der Effekt von Lichtleitung wurde bereits im Jahre 1841 von Daniel Colladon beobachtet, der Licht aus einer Bogenlampe durch einen zum Teil transparenten Behälter in einen fallenden Wasserstrahl einkoppelte [35]. In einem verdunkelten Raum erschien der parabolisch fallende Strahl fast vollständig dunkel, während der Behälter, in den das Wasser fiel, hell aufleuchtete. Abbildung 2.1 a) zeigt eine Illustration von „Colladons Fontäne“, die Colladon 1842 in der Zeitschrift „Comptes Rendus“, dem Journal der französischen Akademie der Wissenschaften, veröffentlichte. Ursprünglich zur Untersuchung der Tropfenbildung in einem fallenden Wasserstrahl gedacht, gilt dieses Experiment als das erste wissenschaftlich dokumentierte Experiment, das Lichtleitung zeigt.

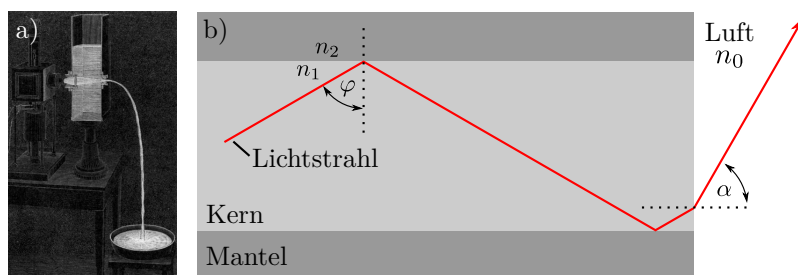


Abbildung 2.1: a) Eine Illustration von Colladons Fontäne [15], der ersten Demonstration von Lichtleitung in Flüssigkeiten im Jahre 1841 [35]. b) Geometrische Beschreibung der Lichtleitung in einem optischen Wellenleiter.

2.1.1 Geometrische Beschreibung

Optische Wellenleiter bilden die Grundlage der meisten optisch wirkenden Dehnungssensoren. Sie bestehen aus einem transparenten Kernmaterial mit Brechungsindex n_1 , umhüllt von

einem ebenfalls transparenten Mantelmaterial mit Brechungsindex n_2 . Liegt der Brechungsindex des Kerns oberhalb des Mantel-Brechungsindex, tritt, entsprechend des Snellius'schen Brechungsgesetzes [50], für Lichtstrahlen innerhalb des Wellenleiters an der Kern-Mantel Grenzfläche unterhalb eines kritischen Winkels θ_c Totalreflektion auf (vergl. Abb. 2.1 b)) und man spricht von Wellenleitung.

Aus der strahlenoptischen Beschreibung des Wellenleiters in Abb. 2.1 b) lässt sich der maximale Akzeptanzwinkel α_{\max} herleiten. Dieser bestimmt, bis zu welchem Winkel zur optischen Achse Licht von außen in den Lichtleiter eingekoppelt werden kann und definiert so den halben Öffnungswinkel α des Akzeptanzkonus [50] zu

$$\alpha_{\max} = \arcsin \left(\frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right). \quad (2.1)$$

In der Beschreibung optischer Lichtwellenleiter wird allerdings meist statt des Akzeptanzwinkels die numerische Apertur (NA) angegeben

$$NA = n_0 \cdot \sin(\alpha) = n_0 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.2)$$

Diese strahlenoptische Beschreibung des Akzeptanzwinkels ist nur unter bestimmten Voraussetzungen korrekt. So muss der Kerndurchmesser sehr viel größer sein als die Wellenlänge des geführten Lichtes. Im Falle des sichtbaren Spektrums, innerhalb dessen alle in dieser Arbeit vorgestellten Sensoren arbeiten, bewegt sich die Wellenlänge des geführten Lichts zwischen $\lambda = 380 \dots 780$ nm. Weiterhin muss der Brechungsindex des Lichtleiters über den Querschnitt ein Stufenprofil aufweisen. Man spricht dann von einem Stufenindex multimode-Wellenleiter. Für Lichtleiter mit kleinerem Kern oder für solche, die einen Brechungsindexgradient über den Querschnitt aufweisen, müssen modifizierte strahlenoptische oder wellenoptische Methoden zur Berechnung der NA angewendet werden. Abbildung 2.2 zeigt links den zuvor betrachteten multimode-Wellenleiter mit Stufenprofil. Mittig ist ein Lichtleiter mit Brechungsindexgradienten gezeigt [32] (hellere Farbe zeigt höheren Brechungsindex) und rechts ein singlemode-Stufenindexwellenleiter.

Auch wenn alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten optischen Strukturen auf multimode-Wellenleitern beruhen, so ist es doch sinnvoll, die Mechanismen der Wellenleitung in singlemode- oder multimode-Wellenleitern näher zu untersuchen. Der Wellenleiter mit Indexgradienten ist an dieser Stelle exemplarisch gezeigt, da Indexgradienten in der Optik eine große Rolle spielen, z.B. in der Form von GRIN Linsen, dotierten Wellenleitern oder auch innerhalb der Linse des menschlichen Auges.

2.1.2 Wellenoptische Beschreibung

Die wellenoptische Beschreibung eines Lichtleiters kann über eine angepasste Form der Maxwell'schen Gleichungen erfolgen, deren Herleitung im Folgenden erläutert wird.

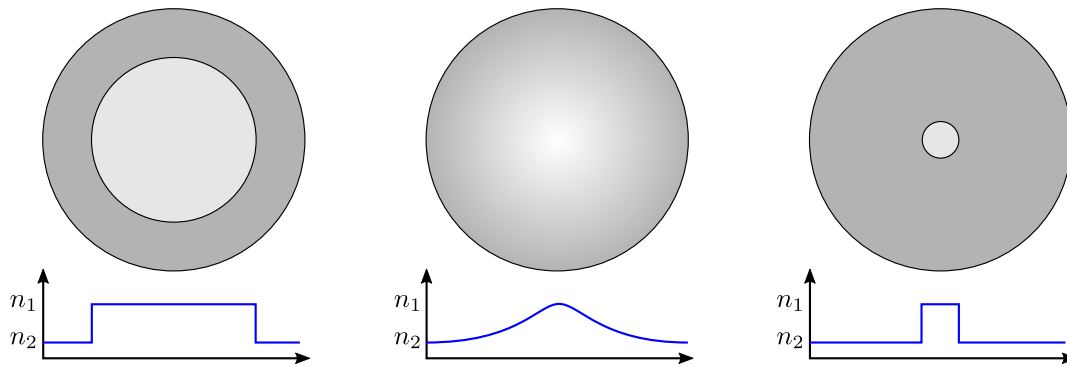


Abbildung 2.2: Verschiedene Typen von Lichtleitern mit rundem Querschnitt und dazugehörige Brechungsindexverläufe. Von links nach rechts: Multimode-Stufenindexlichtleiter, Gradientenindexlichtleiter und Singlemode-Stufenindexlichtleiter.

Das elektrische Feld

Die Grundlage für die Beschreibung des elektromagnetischen Feldes bilden die Maxwell'schen Gleichungen, die die Beziehung zwischen elektrischem und magnetischem Feld beschreiben. Diese lauten in ihrer zeitabhängigen Form für lineare, nicht dispersive, homogene und isotrope Materialien

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\delta \vec{E}}{\delta t} \quad (\text{Durchflutungsgesetz}) \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\delta}{\delta t} (\mu \vec{H}) \quad (\text{Induktionsgesetz}) \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{Gaußsches Gesetz für Magnetfelder}) \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Gaußsches Gesetz}) \quad (2.6)$$

Ein elektrisches Wechselfeld, das sich in einem Material ausbreitet, regt die Elektronen im Material zu Schwingungen an. Ist das Material nicht elektrisch leitfähig (dielektrisch), wird es lokal polarisiert. Für niedrige Energiedichten des elektrischen Feldes ist dieser Effekt annähernd proportional zur elektrischen Feldstärke und das Material wird als linear bezeichnet. Als Dispersion wird die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit in einem Medium von der Wellenlänge oder der Polarisierung (d.h. der Schwingungsebene des elektrischen Feldvektors, siehe unten) beschrieben. Chromatische Aberration wird beispielsweise durch die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Wellenlänge hervorgerufen.

Der Nabla-Operator ist eine Kurzschreibweise für einen Zeilenvektor der räumlichen Ableitungen, $\nabla = \left[\frac{\delta}{\delta x}, \frac{\delta}{\delta y}, \frac{\delta}{\delta z} \right]$. Das Kreuzprodukt des Nabla-Operators mit einem Vektorfeld wird Rotation genannt und ergibt wieder ein Vektorfeld. Das Skalarprodukt mit dem Nabla-Operator ergibt die Divergenz. Da \vec{H} sowie \vec{E} die einzigen Variablen in diesem Gleichungssatz

sind, können sie durch entsprechende Umformung miteinander in Verbindung gebracht werden. Wird die Rotation von Gleichung 2.4 gebildet, so lautet das Ergebnis

$$\nabla \times [\nabla \times \vec{E}] = \nabla \times \left[-\frac{\delta}{\delta t} (\mu_0 \vec{H}) \right] \quad (2.7)$$

und mit der Beziehung $\nabla \times (\nabla \cdot \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$

$$\nabla^2 \vec{E} = -\frac{\delta}{\delta t} \mu_0 \nabla \times \vec{H} \quad (2.8)$$

$$= -\frac{\delta}{\delta t} \mu \epsilon_0 \frac{\delta}{\delta t} \vec{E}. \quad (2.9)$$

Umgeformt ergibt sich so die zeitabhängige Wellengleichung für das elektrische Feld zu

$$\frac{\delta^2}{\delta t^2} \vec{E} = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \nabla^2 \vec{E}. \quad (2.10)$$

Gleichung 2.10 beschreibt die Ausbreitung des elektrischen Feldes im Vakuum als Funktion der Raumkoordinaten (x, y, z) und der Zeit t . Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist durch

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \quad \text{mit} \quad c = 299.792.458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.11)$$

gegeben. Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c ergibt sich somit direkt aus den Konstanten der elektrischen Permittivität des Vakuums ϵ_0 und der magnetischen Permeabilität des Vakuums μ_0 .

Das magnetische Feld

Analog zur Herleitung der Wellengleichung des elektrischen Feldes lässt sich, ausgehend von der Rotation von Gleichung 2.3, auch die Wellengleichung für die magnetische Feldstärke \vec{H} herleiten. Diese lautet nach Durchführung der selben Rechenschritte

$$\frac{\delta^2}{\delta t^2} \vec{H} = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \nabla^2 \vec{H} \quad (2.12)$$

für die Ausbreitung des magnetischen Feldes im Vakuum. Üblich ist es in der Optik allerdings, Eigenschaften, wie z.B. die Polarisation von elektromagnetischer Strahlung, anhand der Ausrichtung des elektrischen Feldes zu beschreiben, weshalb diese Darstellung selten genutzt wird.

Zeitunabhängige Darstellung

Da in den vielen Fällen klassischer Wellenleitung von einem stationären Zustand des elektromagnetischen Feldes ausgegangen werden kann, wird in der Wellenoptik häufig auf eine vereinfachte, zeitunabhängige Darstellung zurückgegriffen. Grundlage ist die Auftrennung des elektrischen Feldvektors \vec{E} in einen ortsabhängigen und einen zeitabhängigen Teil

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \vec{E}(x,y,z) E(t). \quad (2.13)$$

Mit dem Ansatz eines in seiner Intensität harmonisch mit der Kreisfrequenz ω schwingenden Feldvektors lässt sich der zeitabhängige Teil mit dem Ansatz

$$E(t) = \tilde{E} \cdot e^{j\omega t} \quad (2.14)$$

beschreiben und dementsprechend dessen zweite zeitliche Ableitung mit

$$\frac{\delta^2}{\delta t^2} E(t) = -\omega^2 \tilde{E} \cdot e^{j\omega t}. \quad (2.15)$$

Die Substitution von Gleichung 2.15 in Gleichung 2.10 ergibt gleichermaßen für die elektrische Feldstärke E und die magnetische Feldstärke H die zeitunabhängige Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} \quad \text{und} \quad (2.16)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}. \quad (2.17)$$

Die ebene Welle

Viele der im Folgenden beschriebenen Effekte wie z.B. Reflexion und Brechung basieren auf der vereinfachten Annahme einer sich im Vakuum oder in einem Dielektrikum ausbreitenden ebenen Welle. Für deren Beschreibung wird postuliert, dass der Betrag des elektrischen (und magnetischen) Feldes senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung konstant ist. Wird als Ausbreitungsrichtung der ebenen Welle die z -Richtung angenommen, wie in Abb. 2.3 a) gezeigt, verschwinden unter dieser Annahme die räumlichen Ableitungen der Feldstärke in x - und y -Richtung. Aus der zeitunabhängigen Gleichung 2.16 wird damit

$$\nabla^2 \vec{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} \Rightarrow \frac{\delta^2}{\delta z^2} \vec{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}, \quad (2.18)$$

$$\text{da } \frac{\delta}{\delta x} \vec{E}(x,y,z) = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\delta}{\delta y} \vec{E}(x,y,z) = 0. \quad (2.19)$$

Ähnlich wie im Falle der Herleitung der zeitunabhängigen Wellengleichung, kann wieder als Lösungsansatz eine harmonische Kosinusschwingung gewählt werden und es ergibt sich z.B. für den x -Anteil des Feldstärkevektors $\vec{E} = [E_x, E_y, E_z]$

$$E_x = \tilde{E}_x e^{jkz} \quad (2.20)$$

und weiter nach Einsetzen in Gleichung 2.18 und gelöst für k

$$k = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}} = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}, \quad (2.21)$$

womit sich schließlich die zeitunabhängige Wellengleichung in z -Richtung zu

$$\vec{E}(x, y, z) = \tilde{\vec{E}} e^{j\vec{k}z} \quad (2.22)$$

ergibt.

Die Propagationskonstante k bestimmt hier somit die Raumfrequenz der in z -Richtung propagierenden Welle und ist abhängig von der Wellenlänge, der elektrischen Permittivität des Vakuums und der magnetischen Feldkonstante des Vakuums. Während die magnetische Feldkonstante μ_0 innerhalb von Dielektrika typischerweise nicht deutlich von der des Vakuums abweicht, ist dies für die Permittivität ϵ der Fall – über diesen Zusammenhang lässt sich, wie in den folgenden Abschnitten gezeigt, auch die Brechung von Licht an Grenzflächen unterschiedlicher Brechungsindizes herleiten.

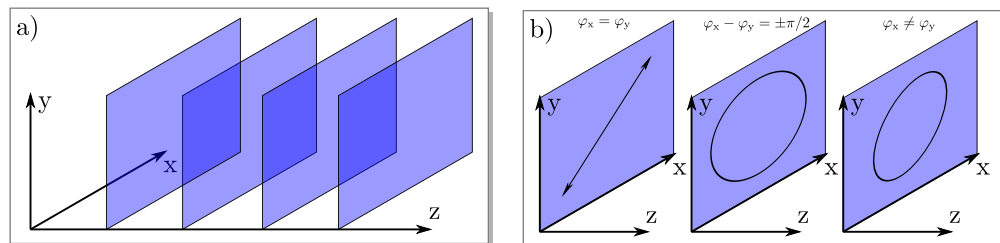


Abbildung 2.3: a) Wellenfronten der ebenen Welle und b) verschiedene Polarisationszustände des elektrischen Feldes

Werden die Amplituden der ortsabhängigen Schwingung und der zeitabhängigen Schwingung zusammengeführt und die Gleichungen (2.14) und (2.22) in Gleichung (2.13) eingesetzt, ergibt sich die Lösung für die räumliche und zeitliche Oszillation der elektrischen Feldstärke einer ebenen Welle zu

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \tilde{\vec{E}} \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}z)}. \quad (2.23)$$

Die Gleichung beschreibt eine durch das Material wandernde Welle, ganz ähnlich zu dem aus der Mechanik bekannten Problem der gezupften Saite, auf der ebenfalls eine (eindimensionale) wandernde Welle entsteht. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle wird Phasengeschwindigkeit v_{ph} genannt. Sie errechnet sich aus der Wellenlänge der Schwingung λ (dem Abstand zwischen zwei Wellenfronten) und der Zeit, die für das Zurücklegen dieser Entfernung benötigt wird zu

$$v_{\text{ph}} = \frac{\lambda}{t}. \quad (2.24)$$

Für $z = 1 \cdot \lambda$ (vergleiche Gleichung (2.23)) ergibt sich somit $t = \frac{k\lambda}{\omega}$ und damit die Phasengeschwindigkeit

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c. \quad (2.25)$$

Der Brechungsindex

Bewegt sich die beschriebene ebene Welle in einem Dielektrikum, so ist die elektrische Permittivität von der des Vakuums verschieden und wird meist mit $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ angegeben. Für die meisten Materialien ist die relative Permittivität $\epsilon_r > 1$. Wird in Gleichung (2.25) ϵ_0 durch $\epsilon_0 \epsilon_r$ ersetzt so lautet diese nun

$$v_{\text{ph}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}}. \quad (2.26)$$

Das Verhältnis zwischen der Phasengeschwindigkeit im Vakuum c und der Phasengeschwindigkeit in einem Medium mit relativer Permittivität ϵ_r , wird als Brechungsindex bezeichnet:

$$n = \frac{c}{v_{\text{ph}}}. \quad (2.27)$$

Einige „konstruierte“ optische Metamaterialien können eine (globale) relative Permittivität $\epsilon_r < 0$ und damit negative Brechungsindizes simulieren [77]. Die Permittivität und daraus resultierend auch der Brechungsindex einiger optischer Materialien kann abhängig von der Polarisationsrichtung sein. Diese Eigenschaft wird als Doppelbrechung (engl. birefringence) bezeichnet. Materialien, auf die dies zutrifft sind z.B. Kristalle, aber auch unter Spannung stehende teilkristalline Kunststoffe wie z.B. Polymethylmethacrylat (PMMA).

Zusammenhang zwischen magnetischem und elektrischem Feld

Wird die im vorherigen Abschnitt erarbeitete Lösung für ein in x -Richtung schwingendes elektrisches Feld zugrunde gelegt, wie in Gleichung (2.20) beschrieben, so lässt sich mit der zeitinvarianten Version des Induktionsgesetzes (Gleichung (2.4)) ein Zusammenhang zwischen \vec{E} und \vec{H} konstruieren:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{H} \quad \text{mit} \quad \vec{E} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \cdot e^{j\omega t} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\delta}{\delta y} 0 - \frac{\delta}{\delta z} 0 \\ \frac{\delta}{\delta x} 0 - \frac{\delta}{\delta z} E_x \\ \frac{\delta}{\delta x} 0 - \frac{\delta}{\delta y} E_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\delta}{\delta z} E_x \\ 0 \end{bmatrix} = -j\omega\mu_0\vec{H}. \quad (2.29)$$

Aufgrund der vorweg angenommenen Konstanz des elektrischen Feldes in x - und y -Richtung ist die Ableitung nach y (in der dritten Zeile des Vektors) Null und für das magnetische Feld bleibt lediglich der y -Anteil bestehen. Aus Gleichung (2.29) ergibt sich die Amplitude des magnetischen Feldvektors damit zu

$$\tilde{H}_y = \frac{k}{\omega\mu_0} \tilde{E}_x. \quad (2.30)$$

Eine ähnliche Betrachtung für ein in y -Richtung schwingendes elektrisches Feld ergibt ein in x -Richtung schwingendes magnetisches Feld. Da nach dem Superpositionsprinzip ein in beliebige Richtung schwingendes elektrisches Feld aus der Summe seiner x - und y -Komponenten zusammengesetzt werden kann, steht das resultierende magnetische Feld folglich immer senkrecht zu dem elektrischen.

Polarisation und Jones Vektor

Das Prinzip der Superposition erlaubt außerdem die Konstruktion eines beliebigen elektrischen Feldes aus der Summe seiner in x - und y -Richtung schwingenden Komponenten. Dabei können beide Komponenten eine unterschiedliche Phase aufweisen:

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \cdot e^{j(\omega t - kz + \varphi_x)} & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \tilde{E}_y \cdot e^{j(\omega t - kz + \varphi_y)} & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.31)$$

Betrachtet man die Richtung und Länge des \vec{E} -Vektors an einer festen Stelle z bei fortlaufender Zeit (vergleiche Abbildung 2.3 b)) so ergeben sich für unterschiedliche φ_x und φ_y unterschiedliche Bahnen, die von dem Ende des \vec{E} -Vektors beschrieben werden. Für $\varphi_x = \varphi_y$ bewegt sich der Endpunkt des Vektors auf einer Geraden auf der xy -Ebene, die den Winkel $\arctan\left(\frac{\tilde{E}_y}{\tilde{E}_x}\right)$ mit der x -Achse einschließt. Man spricht dann von linearer Polarisation. Eilt der Vektor \vec{E}_y dem Vektor \vec{E}_x um 90° vor oder nach, dann beschreibt der Endpunkt des E -Vektors einen Kreis. Dieser Zustand nennt sich zirkular polarisiert. Für alle anderen Phasenlagen beschreibt der E -Vektor eine Ellipse auf der xy -Ebene, die sogenannte Polarisationsellipse.

Üblich ist die Darstellung der Polarisation monochromatischer Strahlung mittels des Jones-Vektors durch

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix}. \quad (2.32)$$

Aus diesem können sowohl die Intensität ($I = (|\tilde{E}_x|^2 + |\tilde{E}_y|^2) / 2Z$) als auch die Orientierung und Form (durch das Verhältnis \tilde{E}_x/\tilde{E}_y und die Phasendifferenz $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$) der Polarisationsellipse einer Welle herausgelesen werden. Dabei ist Z die optische Impedanz des Ausbreitungsmediums [73]. Diese ist für nichtleitende Medien rein reell und beträgt im Vakuum

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 376,7 \Omega. \quad (2.33)$$

Poynting-Vektor und Beleuchtungsstärke

Der Energietransport einer elektromagnetischen Welle wird in Größe und Richtung durch den Poynting-Vektor (nach John Henry Poynting, 1852-1941) beschrieben, der sich aus dem Kreuzprodukt der zeitabhängigen elektrischen und magnetischen Feldvektoren ergibt

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (2.34)$$

Für eine in x -Richtung linear polarisierte ebene Welle ergibt sich mit den bekannten Lösungen für \vec{E} und \vec{H} und unter Berücksichtigung von Gleichung (2.30) dann

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 0 \\ H_y \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{k}{\omega\mu_0} E_x^2 \end{bmatrix}. \quad (2.35)$$

Die transportierte Energie der ebenen Welle ist dementsprechend proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke. Eine Betrachtung der Einheiten liefert

$$k : \left[\frac{1}{\text{m}} \right], \quad \mu_0 : \left[\frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \right], \quad \omega : \left[\frac{1}{\text{s}} \right], \quad \vec{E} : \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right] \quad (2.36)$$

und somit

$$S : \left[\frac{\text{VA}}{\text{m}^2} \right] \quad (2.37)$$

für die Einheit des Poynting-Vektors \vec{S} . Für den praktischen Gebrauch in dieser Arbeit bleibt festzuhalten, dass das Quadrieren der elektrischen Feldstärke zu einem Wert führt, der proportional zur radiometrischen Bestrahlungsstärke in Watt pro Quadratmeter, wie sie z.B. von einem Laserleistungsmessgerät gemessen wird, ist. Dies ist z.B. in Kapitel 5.2.1 relevant.

Wellen an Grenzflächen

Die Beschreibung der strahlenoptischen Beugung und Reflexion von Licht durch das Snellius'sche Gesetz lässt sich nun auf elektromagnetische Wellen erweitern. Abbildung 2.4 zeigt zwei Materialien unterschiedlichen Brechungsindex. Hier wird eine auf die Grenzfläche fallende Welle, die in Richtung des Vektors \vec{k}_1 propagiert, zum Teil gebeugt und zum Teil reflektiert und läuft entsprechend in die Richtung der Vektoren \vec{k}_2 und \vec{k}_3 weiter. Die zugehörigen Winkel zur Flächennormalen sind θ_1 , θ_2 und θ_3 . Zunächst gilt $n_1 < n_2$.

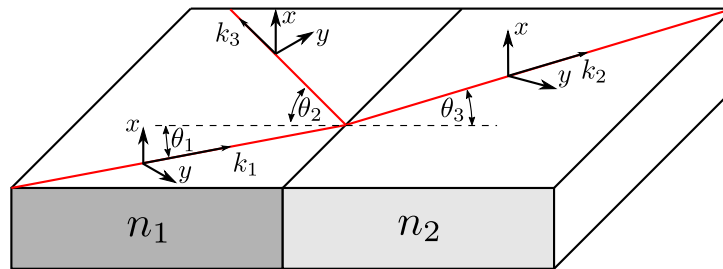


Abbildung 2.4: Reflexion und Transmission einer TEM polarisierten Welle an einer Grenzfläche.

Entsprechend dem vorherigen Kapitel lassen sich die drei Wellen durch die Jones-Vektoren

$$\vec{J}_1 = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{1,x} \\ \tilde{E}_{1,y} \end{bmatrix}, \vec{J}_2 = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{2,x} \\ \tilde{E}_{2,y} \end{bmatrix} \text{ und } \vec{J}_3 = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{3,x} \\ \tilde{E}_{3,y} \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

darstellen. Durch die Transformationsmatrizen \mathbf{T} und \mathbf{R} kann die einfallende in die transmittierte und reflektierte Welle überführt werden. Da sich ein beliebiger transversaler Polarisationszustand aus zwei linearen Polarisationszuständen zusammensetzen lässt [73], ist es möglich, die x - und y -Anteile einer einfallenden Welle getrennt voneinander zu betrachten und später wieder zusammenzufügen. Typischerweise wird zur Beschreibung der Polarisationsrichtung die Schwingungsebene des \vec{E} -Vektors herangezogen. Schwingt dieser in einer Ebene, die senkrecht auf jener steht, die durch die Grenzflächennormale und den einfallenden Strahl aufgespannt wird, wird von transversal elektrischer (TE) Polarisation gesprochen. Schwingt der E -Vektor in der Ebene, die durch die Grenzflächennormale und den einfallenden Strahl aufgespannt wird, wird der Polarisationszustand als transversal magnetisch (TM) bezeichnet.

Die Transformationsmatrizen für Reflexion und Brechung selbst lassen sich über die Randbedingungen der Maxwell'schen Gleichungen an der Grenzfläche zweier Materialien herleiten, die von den Fresnel'schen Formeln beschrieben werden. Im Falle dielektrischer, nichtmagnetischer Materialien ergeben sich deren Einträge zu [5]

$$r_x = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.39)$$

$$t_x = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.40)$$

und

$$r_y = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (2.41)$$

$$t_y = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}. \quad (2.42)$$

Der Winkel θ_2 ergibt sich wiederum aus dem Snellius'schen Gesetz. Die Transformationsmatrizen für Transmission \mathbf{T} und Reflexion \mathbf{R} lauten damit

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} -r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{bmatrix}. \quad (2.43)$$

Wird z.B. die Reflexion einer TE-polarisierten Welle an einer Grenzfläche betrachtet, so gilt

$$\vec{J}_3 = \mathbf{R} \cdot \vec{J}_1 = \begin{bmatrix} -r_x \cdot \tilde{E}_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad \mathbf{J}_1 = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.44)$$

Die Amplitude der reflektierten Welle wird somit mit $|r_x| \leq 1$ modifiziert. Gleichzeitig wird durch das negative Vorzeichen von r_x die Phase der reflektierten Welle um π gedreht. Die übrige Energie bleibt in der transmittierten Welle. Diese Erkenntnis ist z.B. wichtig, wenn die Dämpfungsverluste eines Wellenleiters gemessen werden. Wird Licht senkrecht auf die Endfalte eines Wellenleiters gestrahlt ($\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$), so beträgt die Amplitude der reflektierten Welle

$$\tilde{E}_{x,3} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \tilde{E}_{x,1}. \quad (2.45)$$

Ist der Brechungsindex n_1 größer als n_2 so ist das Snellius'sche Gesetz ab einem bestimmten Winkel θ_c nicht mehr reellwertig lösbar. Dies trifft zu, wenn

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \theta_c. \quad (2.46)$$

Dieser Winkel zwischen Wellenvektor \vec{k}_1 und Grenzflächennormalen wird kritischer Winkel θ_c genannt, wenn der Winkel der transmittierten Welle genau $\pi/2$ ist. Ab diesem Winkel tritt innere Totalreflektion auf, d.h. alle Energie wird an der Grenzfläche reflektiert. Auch ist im Falle der Totalreflektion die Phase der reflektierten Welle nicht um π verschoben, sondern abhängig von θ_1 und dem Brechungsindexverhältnis [34]. Dieser Effekt ist im nächsten Abschnitt von Bedeutung.

Wellenleiter

Während die Intensitätsverteilung innerhalb eines multimode-Wellenleiters durch die strahlenoptische Darstellung gut angenähert werden kann, ist dies bei Wellenleitern mit wenigen Moden oder einer einzigen Mode nicht mehr der Fall. Hier kann – weiterhin zurückgreifend auf ein geometrisches Modell – die Interpretation eines Lichtstrahles als ebene, transversale elektromagnetische (TEM) Welle weiterhelfen, wie in Abb. 2.5 dargestellt. Dort ist in rot der im Kernmaterial zwischen den Grenzflächen reflektierte Lichtstrahl dargestellt. Die Wellenfronten der ebenen Welle sind in dunkelrot angedeutet. Sind Originalstrahl und der zweifach reflektierte Strahl exakt phasengleich, findet konstruktive Interferenz statt und der Strahl wird geführt. Schon vor einer genaueren Betrachtung der Details ist erkennbar, dass diese Bedingung nur für diskrete Reflektionswinkel θ_k eingehalten werden kann.

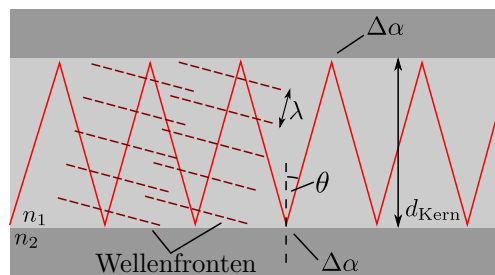


Abbildung 2.5: Reflexion von Licht innerhalb eines Wellenleiterkerns. Die Phasenlage ist durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Zusätzlich muss bei jeder Reflexion der Welle an der Grenzfläche zwischen Wellenleiterkern und -mantel ein Phasensprung um $\Delta\alpha$ berücksichtigt werden. Dieser ist abhängig von der Polarisation der einfallenden elektromagnetischen Welle. Zusammen mit den trigonometrischen Betrachtungen der zurückgelegten Wegstrecke ergibt sich so für transversal elektrisch (TE) polarisiertes Licht ein Phasenüberlapp wenn

$$\tan\left(\pi \frac{d_{\text{Kern}} \cdot n_2}{\lambda} \sin\theta - m \frac{\pi}{2}\right) = \sqrt{\frac{\sin^2\theta_c}{\sin^2\theta} - 1}, \quad (2.47)$$

mit dem kritischen Winkel (vergleiche Snellius'sches Gesetz [50])

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (2.48)$$

Stellt man die linke Seite und die rechte Seite der Gleichung in einem Koordinatensystem über den Winkel θ dar, so ergeben sich für ganzzahlige m Schnittpunkte zwischen den beiden Funktionen, die in Abb. 2.6 schwarz markiert sind. Angenommen wurde für die Berechnung dort ein Wellenleiter mit $d_{\text{Kern}} = 5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1,51$ und $n_2 = 1,49$. Als Wellenlänge wurde $\lambda =$

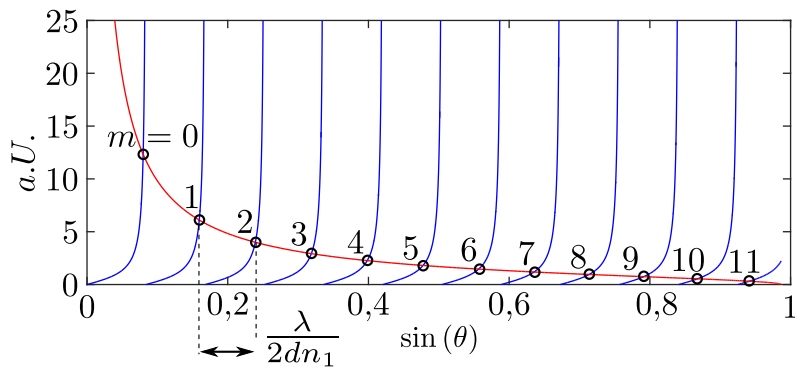


Abbildung 2.6: Grafische Herleitung der fñhrenden Moden in einem Wellenleiter. Der X-Achsenabschnitt der schwarz markierten Schnittpunkte beider Funktionen markiert den Sinus des Reflektionswinkels der entsprechenden Mode.

635 nm gewñhlt. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass insgesamt 11 Moden gefñhrt werden können.

Aus der Periodizität der Tangensfunktion ergibt sich ein Abstand der Schnittpunkte von $\frac{\lambda}{2d \cdot n_1}$ bis zum kritischen Winkel θ_c . Die Anzahl M der fñhrenden Moden ist damit

$$M = \text{int} \left[\frac{\sin \theta_c}{\lambda / (2d \cdot n_1)} \right] = 2 \frac{d}{\lambda} \text{NA}. \quad (2.49)$$

Mit dem Kürzel „int“ sind hier ganzzahlige Werte beschrieben. Für $M < 0$ wird eine Mode gefñhrt (die Grundmode) und der Lichtleiter ist ein Singlemode-Lichtleiter, für $1 \leq M < 2$ zwei Moden usw. Es gibt keine Grenzfrequenz für die Fñhbarkeit der Grundmode, d.h. alle Lichtleiter des beschriebenen Aufbaus leiten mindestens die Grundmode. Da der Phasensprung bei Reflexion für TE und TM polarisiertes Licht unterschiedlich ist, kann es vorkommen, dass ein Wellenleiter seine Singlemodigkeit verliert, wenn sich die Polarisation der Lichtquelle ändert.

2.2 Radiometrische und photometrische Größen

Die radiometrische Bestrahlungsstärke, ausgedrñckt durch den Betrag des Poynting Vektors in der Einheit $[\text{W}/\text{m}^2]$, beschreibt die Energieflussdichte der elektromagnetischen Strahlung. Bei der Charakterisierung vieler optischer Gerñte, unter anderem Photodioden, haben sich geschichtlich allerdings photometrische Grñßen durchgesetzt. Diese beziehen sich auf den sichtbaren Wellenlångebereich von 380 nm bis 780 nm und berñcksichtigen außerdem die spektrale Hellempfindlichkeitskurve des menschlichen Auges [59]. Dementsprechend ist eine Umrechnung der mittels Laserleistungsmessgerñt gemessenen Grñßen in Watt auf photometrische Grñßen nicht trivial und wird deswegen hier kurz umrissen.

Photometrische Größen			Radiometrische Größen		
Bezeichnung	Formelz.	Einheit	Bezeichnung	Formelz.	Einheit
Beleuchtungsstärke	E_v	lx	Bestrahlungsstärke	E_e	W/m^2
Lichtstrom	Φ_v	lm	Strahlungsleistung	Φ_e	W
Lichtstärke	I_v	cd	Strahlungsintensität	I_e	W/sr

Tabelle 2.1: Radiometrische und Photometrische Größen in der Gegenüberstellung.

Datenblattangaben von z.B. Photodioden geben zumeist den nominellen Photostrom I_p bei einer definierten Beleuchtungsstärke E_v [lx] und definiertem Standardspektrum an. Das Standardspektrum wiederum wird von der internationalen Beleuchtungskommission (CIE, Commission internationale de l'éclairage) definiert. Das Standardspektrum „A“ z.B. bildet das Spektrum einer gebräuchlichen Wolfram-Glühfadenlampe ab. Der Hersteller einer in dieser Arbeit eingesetzten Photodiode gibt z.B. im Datenblatt einen Photostrom von 80 mA bei einer Beleuchtungsstärke von 1000 lx im Standardspektrum „A“ und 5 V Sperrspannung an. Kommen photometrische und radiometrische Größen in der Literatur oder in Datenblättern nebeneinander vor, werden erste mit einem kleinen v gekennzeichnet, zweitere mit einem kleinen e .

Die photometrische Beleuchtungsstärke [lx] bezeichnet den Lichtstrom pro Fläche und ist das Äquivalent zur photometrischen Bestrahlungsstärke [W/m^2]. Der Lichtstrom [lm] selbst ist ein Maß dafür, wieviel Licht eine Quelle insgesamt ausstrahlt und entspricht damit der photometrischen Strahlungsleistung [W]. Die Lichtstärke [cd] beschreibt den Lichtstrom pro Raumwinkel und ihr photometrisches Äquivalent findet sich in der Strahlungsintensität [W/sr]. Ein anschaulicher Vergleich beschreibt ein Candela als die Lichtstärke einer handelsüblichen Haushaltskerze, woher auch der Name rührt. Die moderne Definition beschreibt ein Candela als die Lichtstärke einer in eine bestimmte Richtung abstrahlenden Quelle mit 555 nm Wellenlänge und einer Leistung von $1/683$ W. Eine Gegenüberstellung der erläuterten Größen zeigt Tabelle 2.1, die genauere Beschreibung der Umrechnung folgt in den nächsten Abschnitten.

Raumwinkel einer Faserlichtquelle

Der Raumwinkel beschreibt die Fläche auf einer Kugel, die von einem beliebig geformten Areal eingeschlossen wird. Im Falle einer Einheitskugel mit Radius 1 hätte eine in alle Richtungen abstrahlende Lichtquelle einen Raumwinkel von $\Omega = 4\pi$ Steradian (st). Wird eine Punktlichtquelle betrachtet, die ihr Licht innerhalb eines Kegels mit Öffnungswinkel 2α abgibt, so ergibt sich der Raumwinkel aus der Fläche A der Kugelkappe, die von dem Lichtkegel beschienen wird, wie in Abb. 2.7 a) gezeigt ist.

Die Längen a und h , wie in Abb. 2.7 gezeigt, ergeben sich durch geometrische Betrachtung zu

$$a = r \cdot \sin(\alpha) \quad \text{und} \quad h = r \cdot (1 - \cos(\alpha)) \quad (2.50)$$

und die Mantelfläche A , die von der Kugelkappe eingeschlossen wird, dann zu

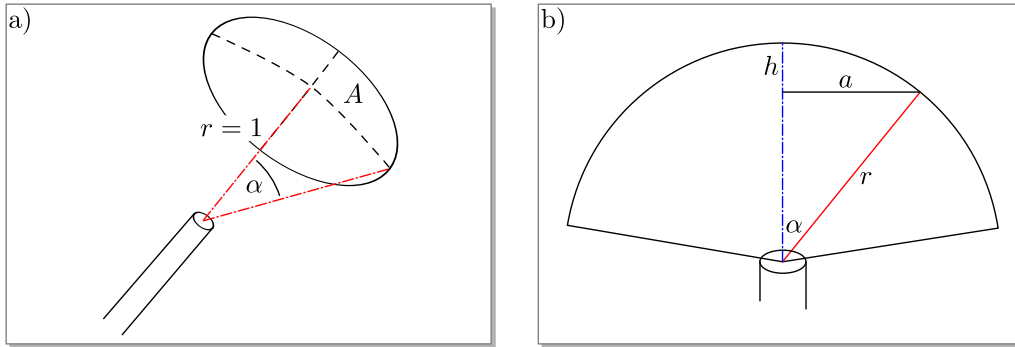


Abbildung 2.7: a) Kugelkappe mit Fläche A , die von einem Lichtkegel mit halbem Öffnungswinkel α beschienen wird. b) Geometrische Verhältnisse an der Kugelkappe.

$$A = \pi (a^2 + h^2) = 2\pi r h. \quad (2.51)$$

Besitzt z.B. eine Faserlichtquelle einen Abstrahlwinkel von 180° ist $h = r = 1$ und die Fläche ist damit $A = 2\pi$, d.h. die halbe Kugel wird beschienen. Wird die Definition der numerischen Apertur hinzugezogen, gilt für den Abstrahlwinkel in Steradian

$$\Omega [\text{sr}] = 2\pi \left(\frac{\text{NA}}{n_0} \right)^2. \quad (2.52)$$

Ein häufig verwendeter, polymeroptischer Lichtleiter (polymer-optical fiber, POF) ist die sogenannte Standard-POF. Sie hat einen Manteldurchmesser von 1 mm [94] und eine NA von 0,5 und ist von verschiedenen Herstellern als Meterware erhältlich. Das häufigste Einsatzgebiet dieses Lichtleiters ist die Datenübertragung über kurze Distanzen von bis zu einigen 100 m. Wird der Lichtleiter als Lichtquelle genutzt, so ist der von ihr bestrahlte Raumwinkel im Vakuum $\Omega = 0,5\pi$ sr.

Hellempfindlichkeitskurve und Lichtstrom

Die Hellempfindlichkeitskurve beschreibt den Wirkungsgrad des menschlichen Auges bei der Erkennung von radiometrisch gleichen Lichtleistungen unterschiedlicher Wellenlängen. Die Funktion $V(\lambda)$ ist von der CIE jeweils für das Sehen bei Tag ($V(\lambda)$) und bei Nacht ($V'(\lambda)$) definiert. Eine nichtlineare Regression für eine e -Funktion zweiten Grades an $V(\lambda)$ liefert das Ergebnis

$$V(\lambda) = 1,019 \cdot e^{285,4(\lambda - 0,559)^2}. \quad (2.53)$$

Die Kurve wurde im Laufe der Jahre durch die Anwendung verfeinerter experimenteller Methoden immer wieder angepasst. In aktuellen Arbeiten wird zumeist eine Version eingesetzt, die 1951 durch Deane Judd [39] veröffentlicht und 1978 durch Johannes Vos modifiziert wurde [59].

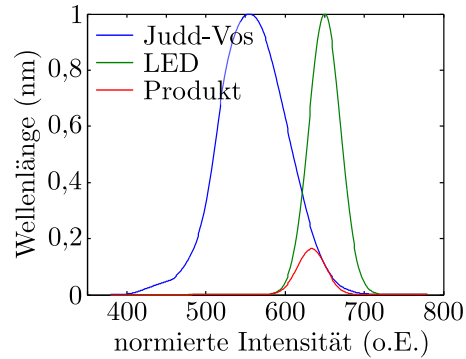


Abbildung 2.8: Judd-Vos modifizierte CIE Hellempfindlichkeitskurve (blau), Emissionsspektrum einer hypothetischen roten LED (grün) und das Produkt aus beiden Kurven (rot).

Der photometrische Lichtstrom, gemessen in Lumen (lm), ist das Integral des Produktes aus Hellempfindlichkeitskurve und Spektrum der Strahlungsleistung $\Phi_e(\lambda)$ der betrachteten Lichtquelle, multipliziert mit $K_m = 683 \text{ lm/W}$. Für eine LED mit einer Mittenwellenlänge von 650 nm wird damit, wie in Abb. 2.8 dargestellt, die Emissionskurve durch die Hellempfindlichkeitskurve in Abhängigkeit von der Wellenlänge skaliert. Der photometrische Lichtstrom lautet dann

$$\Phi_v = K_m \int_{380 \text{ nm}}^{780 \text{ nm}} V(\lambda) \cdot \Phi_e(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.54)$$

Für eine Lichtquelle gleicher Leistung ist der photometrische Lichtstrom somit größer, wenn die Quelle im grünen Wellenlängenbereich ($\lambda = 550 \text{ nm}$) emittiert, wie in Abb. 2.8 a) gezeigt.

2.3 Optische Kunststoffe

Aufgrund ihrer guten Ur- und Umformbarkeit, dem geringen Gewicht und der guten Kompatibilität zu massenproduktionstauglichen Herstellungsprozessen waren und sind optische Polymere eine sehr interessante Alternative zu den klassischen in der Optik eingesetzten Gläsern [53]. Demgegenüber steht die niedrigere mechanische Stabilität gegenüber Gläsern, Schrumpfungsprozesse bei der Entformung von heißgeprägten oder spritzgegossenen Bauteilen und eine höhere Feuchtigkeitsaufnahme, die allesamt zu einer schlechteren Formhaltigkeit optischer Kunststoffbauteile führen. Diese Kombination von Eigenschaften macht Kunststoffe vor

Material	PMMA	COP	COC	PA	PC
Brechungsindex	1,49	1,525	1,53	1,51	1,587
Transmission (%)	92,3	92	91	90	88
Glastemperatur (°C)	≈ 105	123 ... 156	80 ... 180	50	147
Feuchteaufnahme (%)	0,2	< 0,01	< 0,01	2,5	0,3
E-Modul (GPa)	2,4 ... 3,3	1,7 ... 3	1,5 ... 2,2	2,93	2,35

Tabelle 2.2: Physikalische Eigenschaften der wichtigsten optischen Polymere [16, 20, 38, 80, 92].

allem interessant für den Einsatz in hohen Stückzahlen in Anwendungen von mittlerem und niedrigem Präzisionsanspruch [53].

Einer der am weitläufigsten eingesetzten Kunststoffe, z.B. als Ausgangsmaterial für spritzgegossene Linsen, ist Polymethylmethacrylat (PMMA). Das Material kommt aber auch in der Herstellung von Mikrolinsenarrays oder von Wellenleitern zum Einsatz. Übliche Herstellungsmethoden sind unter anderem Heißumformen (Heißprägen) und Lithografie. Der Kunststoff zeichnet sich durch eine hohe mechanische Stabilität und sehr hohe Transparenz von ca. 92,3 % [21] aus. Der vergleichsweise niedrige Brechungsindex von 1,49 erschwert den Einsatz als Material für integrierte Wellenleiter, jedoch ist PMMA Kernmaterial der meisten polymeroptischen Fasern (POF), wie z.B. bei der LAPP HITRONIC Faser. Die hohe prozentuale Wasseraufnahmefähigkeit von PMMA lässt sich durch Beschichtungsmaßnahmen reduzieren [27]. Dies verbessert die Formhaltigkeit bei Anwendungen, in denen der Kunststoff der wechselnden Umgebungsfuchtigkeit ausgesetzt ist.

Eine vergleichsweise neue Materialgruppe sind die cycloolefinen Polymere (COP) und Copolymere (COC), vertrieben durch z.B. ZEON (z.B. Zeonex 480R) [92] und TOPAS (z.B. Topas 6017) [80]. Die Materialien zeichnen sich durch eine sehr geringe Wasseraufnahme und teilweise sehr hohe Glasübergangstemperaturen von bis zu 180 °C aus. Ihre Transparenz ist mit 91 % etwas niedriger als die von PMMA – ein Umstand, der im Einsatz als Material für dünne optische Elemente weniger stark ins Gewicht fällt, als im Einsatz als Kernmaterial für Wellenleiter. Beide Materialien sind mit den meisten anderen optischen Kunststoffen nicht mischbar, was die Herstellung von Verbundbauteilen erschwert. Eine Lösung dafür ist z.B. der Einsatz von reaktiven Vermittlern, die eine chemische Verbindung zwischen COP/COC und anderen Materialien herstellen können, wie in Kapitel 4 und in [44] gezeigt.

Polycarbonate (PC) werden aufgrund ihrer Schlagzähigkeit für Anwendungen neben PMMA für Anwendungen wie Schutzscheiben, Sicherheitsbrillen etc. eingesetzt, sind aber auch Basismaterial aller CD-, DVD- und Blu-ray Medien [53]. Polycarbonat weist einen sehr hohen Brechungsindex auf, allerdings gleichzeitig eine Transparenz von nur etwa 88 % (siehe Tabelle 2.2). Untersuchungen zu PC als Wellenleiter zeigten zunächst Dämpfungswerte von bis zu 6 dB/cm [31]. Durch den Einsatz von PC als Material für mikrostrukturierte Wellenleiter (mPOF) konnten sehr viel niedrigere Dämpfungswerte von etwa 0,05 dB/cm bei einer Wellenlänge von 650 nm erreicht werden und auch die Herstellung von Feuchtigkeits-, und Temperatursensoren wurde bereits demonstriert [23, 89].

2.4 Optische Verschiebungs- und Dehnungssensoren

Lässt man optische Methoden zunächst außer acht, so sind zur Messung von mechanischer Dehnung vor allem elektrische Methoden etabliert. Die Ausnutzung der Widerstandsänderung metallischer Drähte bei eingebrachter Formänderung (Dehnung) nutzten etwa zeitgleich aber unabhängig voneinander in den 1940er Jahren Edward E. Simmons und Arthur C. Ruge zur Untersuchung von dynamischen Vorgängen bei einem Aufprall bzw. zur Untersuchung von Verformungen in einem gefüllten Wassertank [18].

Dieses Prinzip ist in den heute bekannten metallischen Dehnungsmessstreifen (DMS) erhalten geblieben, die in fast allen Fällen aus einem Kunststoffsubstrat mit einer mäandernden Metallstruktur bestehen. Verschiedene Ausprägungen dieses Konzeptes verwenden unter anderem eingebettete Drähte aus Konstantan oder eine auf das Substrat aufgetragene strukturierte Metallfolie [10], wie in Abbildung 2.9 a) dargestellt.

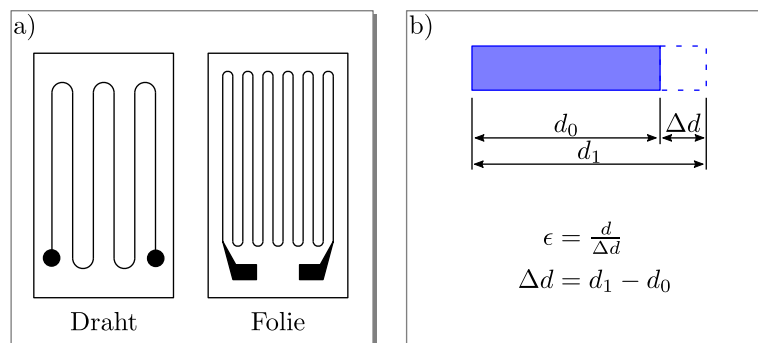


Abbildung 2.9: a) Definition der technischen Dehnung und b) verschiedene Ausführungen von Dehnungsmessstreifen.

Die technische Dehnung ϵ selbst ist definiert als die Längenänderung δd bezogen auf die Ausgangslänge d_0 und ist dadurch einheitenlos (vergl. Abbildung 2.9 b)). In der technischen Literatur hat sich allerdings die Bezeichnung „epsilon“ für den Grad der Dehnung („maximale Dehnung $0,1\epsilon$ “, d.h. $\Delta d_{\max} = 0,1 \cdot d_0$) eingebürgert. Neben Konstantan kommen auch Halbleiter als Material für die Dehnungsmessung zum Einsatz [52].

Mit der ersten Verfügbarkeit von optischen Wellenleitern zu Beginn der 60er Jahre finden sich in wissenschaftlichen Veröffentlichungen auch die ersten Beispiele der Dehnungsmessung mit der damals neuen Glasfasertechnik. Die ersten Beispiele beruhen auf interferometrischen Verfahren [12] zur Überwachung des klassischen Kragbalkens. Grundlegend ist innerhalb eines Wellenleiters eine durch den Einfluss der Messgröße ausgelöste Modulation der Intensität, eine Veränderung der Phase, als auch eine Modulation der transmittierten/reflektierten Wellenlänge denkbar. Der nächste Abschnitt gibt einen Überblick über die populärsten Verfahren zur optischen Dehnungsmessung und über die bereits kommerziell erhältlichen Systeme.

2.4.1 Intensitätsbasierte Sensoren

Alle Ausprägungen der intensitätsbasierten Sensoren modulieren das Licht einer beliebigen Lichtquelle in einem Sensorwellenleiter und werten die Dehnungsabhängige Intensität mit einer Photodiode aus. Die Abbildungen 2.10 und 2.11 zeigen verschiedene Beispiele für intensitätsmodulierende Messprinzipien. Der naheliegendste Ansatz zur Überwachung einer Messstrecke d ist in Abbildung 2.10 a) abgebildet. Ein Sender-Wellenleiter (Emitter) bestrahlt einen in einem bestimmten Abstand gegenüber angeordneten Empfänger-Wellenleiter (Receiver). Diese Anordnung findet sich in der Literatur meist unter der Bezeichnung "Butt-coupling". Durch den im Falle eines multimode-Wellenleiters konischen Strahlkegel des Emitters sinkt die in den Receiver einkoppelte Leistung mit zunehmendem Abstand d , messbar durch eine Photodiode hinter dem Receiver. Dieses Messprinzip wird in dieser Arbeit für den intensitätsbasierten, folienintegrierten Dehnungssensor eingesetzt.

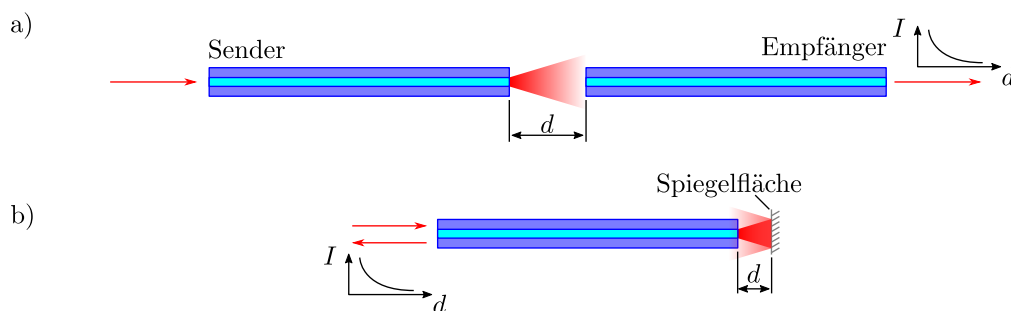


Abbildung 2.10: Beispiele für intensitätsbasierte Dehnungssensoren: a) Ein Sender- (Emitter) Wellenleiter beleuchtet einen Empfänger-Wellenleiter, die Koppeffizienz sinkt mit zunehmendem d . b) Mit einem einzelnen Wellenleiter und einem Spiegel kann die Intensität der Reflektion, die zurück in den Wellenleiter koppelt, ausgewertet werden.

Abbildung 2.10 b) zeigt eine Variante der Butt-coupling Anordnung, in der der zweite Wellenleiter durch einen Spiegel ersetzt wird. Die zurückreflektierte Strahlung koppelt in den Emitter zurück und propagiert in Gegenrichtung durch den Wellenleiter und muss dann durch einen Y-Koppler auf eine Photodiode umgelenkt werden. Diese Anordnung findet sich häufig in den zuvor erwähnten in-vitro Systemen zur Blutdruckmessung, wie z.B. in [85] und [14]. Dort wird der Spiegel auf ein Diaphragma aufgesetzt, das sich unter dem veränderlichen Blutdruck verformt und dadurch den Abstand des Spiegels zur Wellenleiter-Endfläche ändert. Eine weitere Variante des Butt-coupling Prinzips ist in Abbildung 2.11 a) dargestellt. Hier werden zwei Receiver-Wellenleiter eingesetzt, deren Abstand zur optischen Achse des Emitters ausschlaggebend für die Koppeffizienz und damit für die gemessene Leistung am Wellenleiter-Ende ist. Ein Vorteil dieser Anordnung ist die Möglichkeit durch das differenzielle Setup nicht nur Bewegung in Richtung der optischen Achse des Emitters zu detektieren, sondern auch solche quer dazu.

Eine Modulation der transmittierten Leistung kann auch erreicht werden, indem ein Wel-

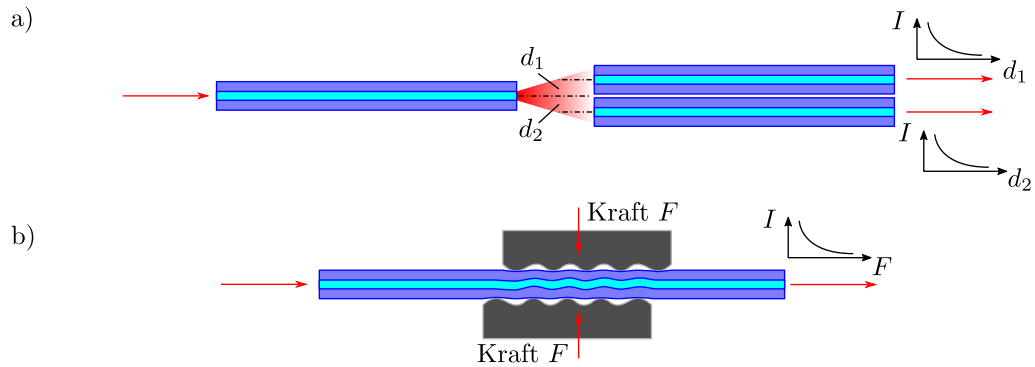


Abbildung 2.11: a) Eine differenzielle Anordnung ist in der Lage, Scherbewegungen durch die Änderung von d_1 und d_2 auszuwerten. b) Durch Einbringen von Mikrokrümmungen durch entsprechend strukturierte Stempel koppelt Licht aus dem Wellenleiter aus. Zunehmende Kraft resultiert in einem Abnehmen der übertragenen Intensität.

Wellenleiter so stark gekrümmt wird, dass sein minimaler Krümmungsradius unterschritten wird. Anordnungen, die diesen Effekt ausnutzen, werden – abhängig von dem erzielten Krümmungsradius – als „Makrobend“ oder „Mikrobend“ bezeichnet [56], [91]. Ein Nachteil aller intensitätsbasierten Sensoren ist, dass die gemessene Intensität nicht nur von der Dämpfung an der eigentlichen Messstelle abhängig ist, sondern auch von sämtlichen Verlusten aus zu- und abführenden Lichtleitern sowie an Koppelstellen. Dies kann besonders bei stark bewegten Systemen dazu führen, dass Mess- und Störsignal nur schwer voneinander zu trennen sind.

Fazit

Die meisten intensitätsbasierten optischen Dehnungssensoren beruhen auf einer Änderung der Koppel-effizienz zwischen zwei koaxial angeordneten Wellenleitern in Abhängigkeit des Abstandes. Dabei ist die Funktion von Intensität über Abstand vorherrschend vom Öffnungswinkel des Emitter-Strahlkegels abhängig. Dieser kann über die numerische Apertur des Wellenleiters ermittelt werden. Für die Richtigkeit dieser Berechnung ist es allerdings notwendig, dass alle Moden, die der Wellenleiter führen kann, auch angeregt werden (vergl. Abschn. 2.1.2). Wird Licht in den Wellenleiter, z.B. durch einen kollimierten Laserstrahl, eingekoppelt, so besteht die Möglichkeit, dass nur wenige Moden im Wellenleiter angeregt werden. Dies hätte einen niedrigeren Strahlwinkel zur Folge.

Wünschenswert ist demzufolge eine über möglichst alle Moden verteilte Anregung des Wellenleiters durch Kopplung einer inkohärenten, stark divergenten Lichtquelle. Für eine effiziente Kopplung des Lichtes solcher Quellen, z.B. von LEDs, muss der Querschnitt des Wellenleiters allerdings eine gewisse Mindestgröße von mehreren zehn Mikrometern aufweisen. Eine Alternative stellen singlemode-Wellenleiter dar, deren Öffnungswinkel bei gleicher Wellenlänge invariant ist. Eine Kopplung in solche Wellenleiter ist allerdings nur mit kohärenter Strahlung möglich und geeignete Quellen, z.B. Oberflächenemitter (VCSEL), sind aufgrund ih-

rer Leistungsaufnahme und Wärmeabgabe in Polymersysteme nicht integrierbar. Eine weitere Anforderung an vor allem faserbaserende intensitätsmodulierende Dehnungssensoren ist, dass kein Licht im Mantel des Wellenleiters geführt wird. Dieses würde ebenfalls die Intensitätsverteilung im Strahlkegel und dessen Öffnungswinkel beeinflussen und damit die Funktion Intensität über Abstand nicht vorhersagbar werden lassen.

Die genannten Probleme werden bei dem in dieser Arbeit vorgestellten intensitätsbasierenden Dehnungssensor ausgeräumt (siehe Kap. 4); Durch seinen vergleichsweise großformatigen Aufbau mit Wellenleiterquerschnitten von $100 \dots 250 \mu\text{m}$ ist eine Kopplung inkohärenter Quellen möglich und eine Anregung aller Moden sichergestellt. Da das Substratmaterial des Sensors gleichzeitig als Mantel der eingebetteten Wellenleiter dient, wird in den Mantel eingekoppeltes Licht nicht entlang des Kerns geleitet und bewirkt keine unbeabsichtigte Veränderung des Öffnungswinkels. Darüber hinaus sind die Strukturgrößen so gewählt, dass eine Fertigung durch massenproduktionstaugliche Prozesse wie z.B. Lamination (Abschn. 4.1.2) oder Flexodruck (Abschn. 6.1) möglich ist.

2.4.2 Chromatische Sensoren

Der Vorteil chromatischer Sensoren liegt in ihrer Robustheit gegenüber den zuvor erwähnten Dämpfungsschwankungen, die nicht dem Einfluss des Messsystems entstammen. Sie bestehen in der Regel aus einer breitbandigen Lichtquelle, deren Spektrum durch das Messsystem moduliert wird und einer nachfolgenden chromatischen Auswertung. Als Lichtquellen können messprinzipabhängig Weißlichtquellen, Superlumineszenzdiode oder durchstimmbare Laserdioden zur Anwendung kommen, deren moduliertes Spektrum wiederum durch ein Spektrometer, einen Optical Spectrum Analyzer oder durch ein Arrayed Waveguide Grating ausgewertet werden kann.

Ähnlich im Aufbau wie der im vorherigen Abschnitt vorgestellte intensitätsmodulierte Drucksensor mit Wellenleiter-Spiegel-Anordnung ist das in Abbildung 2.12 a) gezeigte System. Hier wirkt der an einem Diaphragma oder an einer anderen beweglichen Einrichtung [2] befestigte Spiegel zusammen mit der Wellenleiter-Endfacette allerdings als Fabry-Perot-Resonator. Dessen für die Resonatorlänge typisches Spektrum mit diskreten Maxima für Wellenlängen, die die Resonanzbedingung erfüllen, verändert sich mit veränderlichem Druck durch Verformung des Diaphragmas. Je nach Finesse des Resonators können die entstehenden Spitzen im reflektierten Spektrum sehr schmal werden. Dies ermöglicht, unter Einsatz einer entsprechend aufwändigen spektralen Auswertung, eine sehr genaue Messung der Resonatorlänge. Neben dem genannten Prinzip kommen auch Anordnungen mit zwei FBG-Reflektoren in einem Wellenleiter [40] und durch MEMS-Verfahren hergestellte Spiegel zum Einsatz [83].

Abbildung 2.12 b) zeigt einen Wellenleiter mit einer lokalen, periodischen Varianz des Brechungsindex im Wellenleiter-Kern. Die an jeder Grenzfläche entstehenden Reflektionen überlagern sich für bestimmte Wellenlängen konstruktiv und somit wird ein schmales Spektrum reflektiert. Das sogenannte Bragg-Gitter wirkt damit wie ein sehr schmalbandiges Bandstoppfilter, dessen Wellenlänge von der Gitterperiode und vom effektiven Brechungsindex abhängig ist. Wird der Bereich des Wellenleiters gedehnt, in dem sich das Gitter befindet, so ändert sich dessen Gitterperiode und damit die Mittenwellenlänge des reflektierten Spektrums. Faser-Bragg-Gitter haben den Vorteil einer sehr guten Serialisierbarkeit, indem mehrere Gitter un-

2 Grundlagen und Stand der Technik

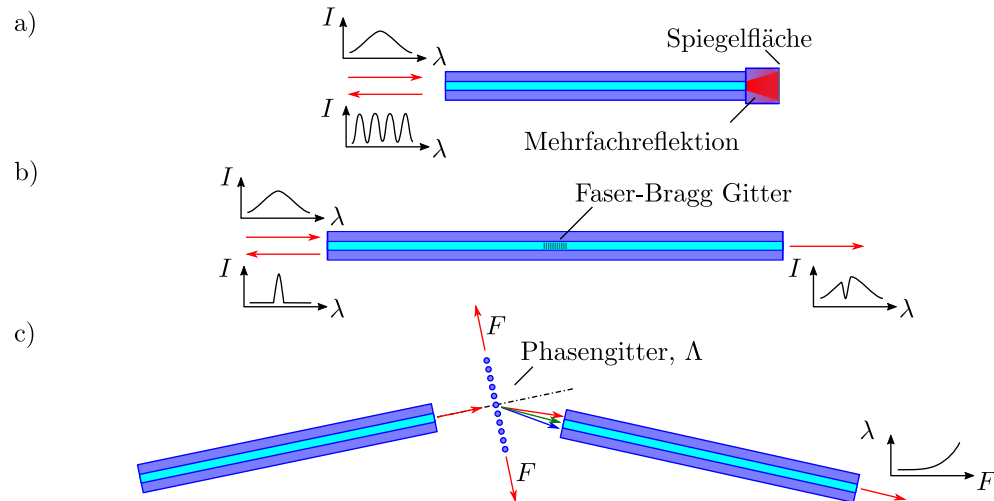


Abbildung 2.12: Beispiele für die chromatische Dehnungsmessung, z.B. a) durch einen am Ende eines Wellenleiters aufgetragenen Fabry-Perot Resonators, b) mit Hilfe eines in den Wellenleiter-Kern geschriebenen Phasengitters oder c) durch die chromatische Auswertung eines Phasengitters.

verschiedlicher Gitterperiode in einen einzelnen Wellenleiter geschrieben werden, deren Reflektionswellenlänge spektral aufgelöst werden kann. Auf diese Weise können mehrere hundert Messstellen in einer kommerziellen Glasfaser positioniert werden.

Fazit

Beide, in Abb. 2.12 a) und b) gezeigten, Sensoren besitzen das Potential für extrem hoch aufgelöste Dehnungsmessungen, denen bei entsprechender Qualität des Resonators lediglich durch die spektrale Auflösung der Auswertelektronik Grenzen gesetzt sind. Jedoch sind beide Sensoren auch mit einigen Nachteilen behaftet; Der Fabry-Perot Resonator z.B. muss eine exakt definierte Ausgangslänge aufweisen, um absolute Messungen mit dem Sensor durchführen zu können. Schon Abweichungen im Nanometerbereich führen zu einer starken Änderung des reflektierten Spektrums. Ein solcher Sensor muss – gerade ausgeführt in Polymermaterialien – vor jeder Messung kalibriert werden.

FBG-basierte Sensoren weisen diesen Nachteil zwar nicht auf, benötigen aber für ein möglichst schmalbandiges Reflektionsspektrum einen singlemode-Wellenleiter. Für diese treffen aber die schon in Abschn. 2.4.1 genannten Nachteile bezüglich Einkopplung und Herstellbarkeit zu. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes, neues Konzept chromatischer Dehnungsmessung umgeht die Nachteile beider genannter Sensoren.

Werden statt kommerzieller Glasfasern planare Wellenleiter in einem transparenten Substrat verwendet, so ist für eine Dehnungsmessung ein System, wie in Abbildung 2.12 c) gezeigt, denkbar. Hier wird breitbandiges Licht in den Emitter eingekoppelt, das in einem Freistrahlsbereich an einem in das Substrat eingebrachten Gitter gebeugt wird. Das entstehende Spektrum

koppelt dann wieder in den Receiver ein und kann dort chromatisch ausgewertet werden. Dieses System bietet Vorteile bezüglich seiner Umsetzbarkeit in planaren Systemen und wird im Rahmen dieser Arbeit erstmals untersucht.

Der Sensor benötigt keine singlemode-Wellenleiter und seine geringste Strukturgröße beträgt $10\ \mu\text{m}$ (Periode des Beugungsgitters). Die Wellenleiter sind durch eine Kombination von Heißprägen und Rakeln (vergl. Abschn. 2.6) herstellbar und das Gitter kann durch einen femtosekunden-Schreibprozess (Abschn. 5.2) nachträglich eingebracht werden. Aufgrund der multimodigen Ausführung der Wellenleiter ist auch hier eine Kopplung von inkohärentem Licht möglich.

2.4.3 Laufzeitmessung und Rückstrommethoden

Außer den im vorherigen Abschnitt gezeigten Verfahren, die entweder auf einer speziellen Anordnung mehrerer Wellenleiter oder auf modifizierte einzelne Wellenleiter zurückgreifen, sind auch jene erwähnenswert, die Laufzeitmessungen entweder des transmittierten oder des reflektierten Lichtes in Standard-Wellenleitern vornehmen.

Das einfachste Verfahren ist das in Abbildung 2.13 skizzierte [67]. Dort dient als Sensor ein makroskopischer Messstreifen, in den mehrere Meter 1 mm standard-POF in Mäanderform integriert sind. Die Lichtquelle wird mit einer festen Frequenz ω moduliert und das emittierte Licht durchläuft sowohl den Mess-Wellenleiter als auch einen Referenzwellenleiter. Mittels schneller Photodioden werden am Ende beider Wellenleiter die Phasen φ_1 und φ_2 verglichen. Der Phasenversatz $\Delta\varphi$ lässt dann einen Rückschluss auf den Weglängenunterschied zwischen den beiden Wegen zu. Das Verfahren wird im Englischen „Optical Phase Interrogation“ (OPI) genannt.

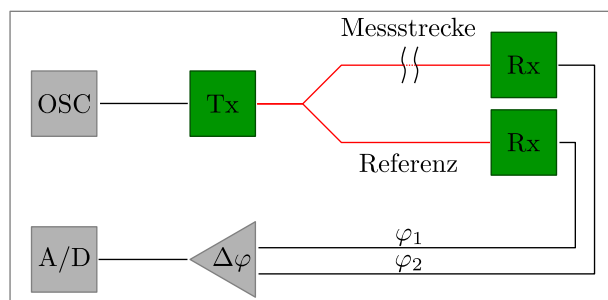


Abbildung 2.13: Prinzipskizze des Verfahrens zur Laufzeitmessung (OPI), nach [67].

Eine andere Gruppe Messverfahren nutzt die Detektion von rückgestreutem Licht innerhalb einer Kunststoff- oder Glasfaser. Die bekannteste Ausprägung, die optische Zeitbereichsreflektometrie (OTDR), sendet einen kurzen Lichtpuls in den zu untersuchenden Wellenleiter (häufig in der Literatur „Fiber under Test“ (FOT) genannt) und zeichnet die reflektierte Impulsantwort des Systems mit Hilfe einer schnellen Photodiode auf. Ein üblicher Aufbau ist in Abbildung 2.14 gezeigt. Die Impulsantwort eines Systems auf einen optimalen Dirac-Puls entspricht seiner zeitlichen Übertragungsfunktion. So lässt sich unter Kenntnis des effektiven Brechungsindex und damit der Gruppengeschwindigkeit eine Karte der Rückstreuereffekte entlang einer

Glas- oder Kunststofffaser erstellen. Dabei ist die räumliche Auflösung in erster Linie von der Pulsbreite und von der Geschwindigkeit der aufzeichnenden Photodiode abhängig.

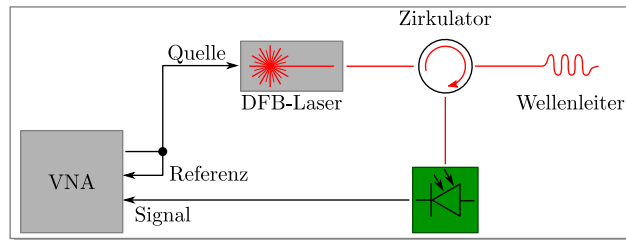


Abbildung 2.14: Ein möglicher Aufbau für die optische Frequenzbereichsreflektometrie mit moduliertem DFB-Laser, nach [47]

Üblicherweise wird die rückgestrahlte Leistung über die zurückgelegte optische Weglänge aufgezeichnet. Typische Quellen für Rückstrahlung sind neben der Rayleigh-Streuung vor allem Fresnel-Reflektionen an Steckverbindungen und Splices sowie lokale Änderungen des effektiven Brechungsindex z.B. durch Unterschiede im Kerndurchmesser des Wellenleiters.

Weiterhin finden sich Systeme, die eine frequenzabhängige Untersuchung der reflektierten Leistung durchführen, indem die Lichtquelle mit einem linearen Sweep über ein breites Spektrum von Modulationsfrequenzen gefahren wird. Andere Systeme fahren diskrete Modulationsfrequenzen an. Diese Verfahren finden sich in der Literatur unter der Bezeichnung optische Frequenzbereichsreflektometrie. Wird die rückgestreute Leistung für jede eingekoppelte Modulationsfrequenz nach Intensität und Phase ausgewertet, lässt sich aus der so aufgezeichneten Übertragungsfunktion im Frequenzraum durch Fouriertransformation die zeitliche Übertragungsfunktion berechnen.

2.4.4 Kommerziell erhältliche Sensoren

Trotz der großen Auswahl unterschiedlicher optischer Messverfahren zur Dehnungsmessung sind zur Zeit nur wenige Methoden in am Markt erhältlichen Messsystemen zu finden. Mit großem Abstand am häufigsten vertreten sind FBG-Messsysteme, z.B. der Firmen HBM und POLYTEC. Diese Systeme setzen auf ein oder mehrere Faser-Bragg-Gitter in einer singlemode-Glasfaser, die durch einen Interrogator ausgelesen wird. Im Falle des POLYTEC SFI-700 Interrogators wird für das Auslesen eine, in der Wellenlänge durchstimmbare, vertikal emittierende Laserdiode eingesetzt. Angeschlossen an die Sensorfaser lassen sich so die Reflektionswellenlängen von bis zu 12 unterschiedlichen FBGs bestimmen. Teurere Systeme des gleichen Herstellers bieten einen größeren durchstimmbaren Wellenlängenbereich und können so pro Kanal bis zu 24 Sensoren adressieren.

Die typische Auflösung dieser Art Sensoren (z.B. POLYTEC FS6200) liegt bei $1 \mu\epsilon$, die Genauigkeit bei $\pm 2 \mu\epsilon$, der Messbereich bei $\pm 0,4 \%$. Ein Vergleich einiger unterschiedlicher, kommerziell erhältlicher Messsysteme mit optischer Auswertung ist in Tabelle 2.3 dargestellt. Da die Änderung der Temperatur eines FBG-Sensors zum einen durch die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur über den thermo-optischen Koeffizienten und zum anderen durch die reine temperaturbedingte Ausdehnung Einfluss auf die gemessene Dehnung hat,

Hersteller, Typ	Technik	Messbereich	Genauigkeit	Anz. Sensoren
HBM	FBG	$\pm 2,5 \dots 5 \%$	$\pm 1,3 \mu\epsilon$	25 pro Kanal
Avagotech, OPI	Phaseshift	160°	$0,2^\circ$	1
Polytec, ODISI	OTDF	$\pm 3 \%$	$\pm 2 \mu\epsilon$	> 1000
Polytec, SFI-700 & FS6200	FBG	$0,4 \%$	$\pm 2 \mu\epsilon$	max. 12

Tabelle 2.3: Verschiedene Hersteller kommerzieller Systeme zur optischen Dehnungsmessung und deren Eigenschaften.

werden von den beiden Herstellern HBM und POLYTEC auch FBG-Temperatursensoren bzw. temperaturkompensierte FBG-Sensoren angeboten. Dies geschieht meist, indem zusätzlich zu einem fest mit dem Messobjekt verbundenen FBG-Sensor ein zweiter in das Gehäuse integriert wird, der frei beweglich ist und dementsprechend nur die Temperatur misst. Die Messwerte des einen Sensors können dann mit denen des Zweiten kompensiert werden.

Abseits von FBG Messsystemen bietet ebenfalls der Hersteller POLYTEC ein Dehnungsmesssystem an, das mit optischer Zeitbereichsreflektometrie arbeitet. Dieses bietet eine sehr große überwachbare Messlänge von bis zu 50 km und kann mehrere tausend Messstellen überwachen. Der Nachteil dieses Systems findet sich in der sehr geringen räumlichen Auflösung von etwa 20 cm. Dieser Wert wird vor allem durch die Signallaufzeit und die nach oben beschränkte Abtastrate des reflektierten Signals bestimmt. Ähnlich wie auch FBG-Sensorsysteme kann das Messsystem statt Dehnung auch Temperatur messen, es bietet jedoch keine Möglichkeit der Temperaturkompensation.

Das nach aktuellem Stand einzige Sensorsystem auf Basis eines polymeren Wellenleiters wurde ca. 2015 durch die Firma AVAGO TECHNOLOGIES entwickelt. Dieses System (AVAGOTECH OPI, mittlerweile als Entwicklerkit vertrieben von BROADCOM) nutzt einen Phaseninterrogator um die Signallaufzeit eines intensitätsmodulierten Signals bei einer Wellenlänge von 650 nm durch eine Standard 1 mm POF zu messen. Die maximale Auflösung von $0,2^\circ$ entspricht bei einer Modulationsfrequenz von 240 MHz einer Änderung der optischen Pfadlänge von 0,231 mm [74] – dementsprechend muss für eine kleinere zu erwartende Veränderung der zu überwachenden Strukturen die POF mehrfach über die Messstelle geführt werden.

2.5 Mikrobearbeitung

Die zunehmende Miniaturisierung verschiedenster Geräte der Optik und der medizinischen Diagnostik sowie von Sensoren für die Messung physikalischer Größen führte in den letzten zehn Jahren zu einem immer umfassenderen Einsatz von Mikroprozessertechnik zu deren Herstellung. Eine häufige Anforderung an solche Prozesse ist die Fähigkeit Strukturen mit einem möglichst hohen Aspektverhältnis (Höhe/Breite) herzustellen – ein Faktor, der z.B. für Mikrofluidikkanäle wichtig ist. Während mit klassischen lithografischen Methoden mit besonders hoch aufbauenden Lacken wie SU-8 [54] zwar Aspektverhältnisse von 5 und größer verwirklicht werden können, stoßen diese Methoden vor allem durch ihre quasi-zweidimensionale Natur bei komplexeren Geometrien, wie z.B. Freiformflächen, an ihre Grenzen.

In die Lücke zwischen der hochauflösenden aber flachen Lithografie und den klassischen großskaligen Fertigungsverfahren Fräsen, Drehen und Schleifen ist in den letzten zwei Jahrzehnten eine Anzahl von herunterskalierten Methoden getreten. Diese Methoden, wie die Mikro Funkenerosion (μ EDM), das Mikrofräsen, aber auch die Laser-Mikrobearbeitung, ermöglichen es, Strukturen in der Größenordnung von $1000 \mu\text{m} \cdot \cdot \cdot 1 \mu\text{m}$ herzustellen. Sie werden allgemein dem Feld der Mikrosystemtechnik (im englischen Micro Electrical Mechanical Systems, MEMS) zugeordnet [13]. Diese umfasst einem Bericht des World Technology Evaluation Center zufolge alle Herstellungsmethoden, mit der beliebige Materialien in der Größenordnung von einem Mikrometer bis zu wenigen Millimetern bearbeitet werden [19] können.

2.5.1 Skalierung des Fräsprozesses

Die Technik des Mikrofräsens, wie Sie im Rahmen dieser Arbeit für die Herstellung von einigen Umformwerkzeugen eingesetzt wurde, ist aus der Herunterskalierung des klassischen Fräsprozesses in den sub-Millimeterbereich entstanden. Dementsprechend finden sich die gleichen Bezeichnungen klassischer Fräswerkzeuge auch an Mikrofräsern. Abbildung 2.15 zeigt eine Werkzeugklinge, die spanabhebend durch einen Werkstoff geführt wird. Neben der Schnittgeschwindigkeit v_f , die sich bei drehenden Werkzeugen aus Radius und Drehzahl ergibt, ist auch die Schnitttiefe a_p eingezeichnet. Diese entspricht beim drehenden Werkzeug (z.B. ein rotierender Schaftfräser) dem Vorschub pro Schneide. Während bei makroskopischen Fräswerkzeugen mehrere Schneiden üblich sind, finden sich bei Mikrowerkzeugen typischerweise zwei oder auch nur eine Schneide, da die Fertigung mehrerer Schneiden mit abnehmendem Werkzeugdurchmesser von bis unter $100 \mu\text{m}$ immer schwieriger wird.

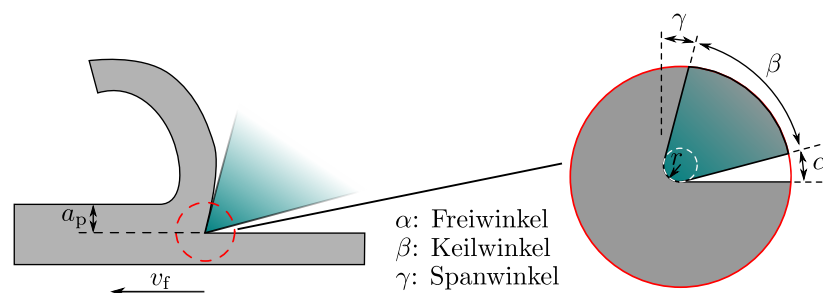


Abbildung 2.15: Geometrische Größen im Zerspanungsprozess

Die wichtigsten Winkel an der Werkzeugschneide, gezeigt in der Vergrößerung in Abb. 2.15, sind der Freiwinkel α , der Keilwinkel β und der Spanwinkel γ . Je niedriger der Keilwinkel ist, desto „schärfer“ ist das Werkzeug, wenn ein Schneidenradius $r = 0$ angenommen wird. Der Spanwinkel und der Freiwinkel ergeben sich dann aus der Positionierung des Werkzeuges gegenüber dem Werkstück beim Schnitt. Ein großer Spanwinkel verringert im klassischen Fräsprozess die Schnittkräfte und verbessert bei weichen Materialien die Schnittqualität. Ein großer Spanwinkel verkleinert jedoch das Materialvolumen in der Werkzeugspitze und verschlechtert so die Wärmeabfuhr. Ein großer Freiwinkel wird ebenfalls bei Materialien eingesetzt, die während der Bearbeitung nach dem Schnitt zurückfedern und mit dem Werkzeug

„verkleben“ können [81].

Werden die Werkzeuge kleiner und die Zustellungen geringer, so kommt der sogenannte „Größeneffekt“ der Mikrofrästechnik zum tragen. Dieser bezeichnet eine ganze Reihe von Effekten, die in ihrer Gesamtheit dafür sorgen, dass z.B. Standfestigkeitsberechnungen aber auch die zu erwartende Präzision der Bearbeitungsergebnisse nicht mit der Bearbeitungsgröße linear skaliert. Ein mittlerweile verstandener Einfluss ist der des nicht infinitesimal kleinen Schneidenradius r . Für $a_p \leq r$ tritt durch den lokal negativen Freiwinkel ein Wegdrücken des Materials auf und es findet keine Spanabnahme statt. Dieser Effekt ist auch unter „ploughing“ in der englischen Literatur bekannt. Der Effekt führt zu einer Verschlechterung der Oberflächenqualität der bearbeiteten Fläche, die nicht durch Anpassung der klassischen Schnittparameter zu beheben ist.

2.5.2 Werkstoffe

Um diesen Effekt des „ploughing“ zu vermeiden, kommen in der Mikrobearbeitung zumeist Diamantwerkzeuge zum Einsatz, deren Schneidenradien sich im Bereich unter 10 nm bewegen können. Da die Bearbeitung der meisten Stahlsorten mit Diamantwerkzeugen durch Diffusion des Kohlenstoffs im Werkzeug in das Material des Werkstücks nicht möglich ist, werden zumeist Nichteisenmaterialien bearbeitet. Beispiel sind unter anderem Aluminium, Neusilber, Messing, aber auch Nickel-Phosphor-Verbindungen. Gerade letztere zeichnen sich durch eine sehr gute Bearbeitbarkeit mit Diamantwerkzeugen aus. Der Nachteil der Diamantbearbeitung sind die hohen Kosten für Werkzeuge, die – je nach Ausführung – bei mehreren tausend Euro liegen können.

Eine Alternative zur Diamantbearbeitung von Nichteisenmetallen ist die Bearbeitung von gehärteten Stählen. Bei der Bearbeitung von Stahl kommen zumeist Werkzeuge aus Hartmetall (Wolframkarbid) aber auch aus kubisch-raumzentrierten Bornitrit (CBN) zum Einsatz. Zur Erzielung geringer Oberflächenrauheiten in Stahl sind hohe Härtegrade des Werkstückmaterials wünschenswert. Die mit Erhöhung der Härte zunehmenden Fräskräfte bedingen allerdings eine steife Maschine und vor allem auch eine steife Lagerung der Werkzeugspindel. Zusätzlich ist bei beiden genannten Werkzeugmaterialien der Schneidenradius größer als bei Diamantwerkzeugen. Im Falle von Wolframkarbidwerkzeugen liegt der minimale Schneidenradius im Bereich der Korngröße des Ausgangsmaterials. Diese liegt bei Feinstkorn-Hartmetall in der Größenordnung von 1 ... 3 μm .

2.6 Herstellungsverfahren

Die in dieser Arbeit untersuchten Dehnungssensoren beruhen allesamt auf verschiedenen Arten von eingebetteten Wellenleitern, bestehend aus thermoplastischen oder vernetzten Polymeren, die ihrerseits in ein Kunststoffsubstrat eingebettet werden. Bedingt durch das klare Ziel der Massenproduktionstauglichkeit und eventueller Großflächigkeit der hergestellten Systeme eignen sich sowohl das Heißprägen als auch das Laminieren besonders für die Herstellung solcher Systeme. Während das Heißrollen-Laminieren schon ein an sich Rolle-zu-Rolle tauglicher Prozess ist und damit besonders hohe Durchsatzraten erlaubt, gibt es auch für das

Heißprägen eine steigende Anzahl von Untersuchungen, die eine Entwicklung hin zu immer leistungsfähigeren Rolle-zu-Rolle Methoden andeuten [46, 82, 84]. Beide Herstellungsmethoden werden an dieser Stelle kurz beschrieben.

2.6.1 Heißprägen

Als Heißprägen wird das Umformen und Strukturieren von thermoplastischen Kunststoffen und auch Gläsern mittels geheizter Werkzeuge bezeichnet. Typische Strukturgrößen bewegen sich von mehreren 100 μm bis herunter zu wenigen 10 nm. Worgull [88] beschreibt ein rollenbasiertes Verfahren, ein Rolle-Platte Verfahren und ein Verfahren, das dünne Kunststofffolien zwischen zwei geheizten Platten verformt. Für letzteres ist eine Heißprägemaschine JENOPTIK HEX03 am Standort vorhanden, mit der innerhalb des PLANOS Partnerprojektes B04 Wellenleiter hergestellt werden.

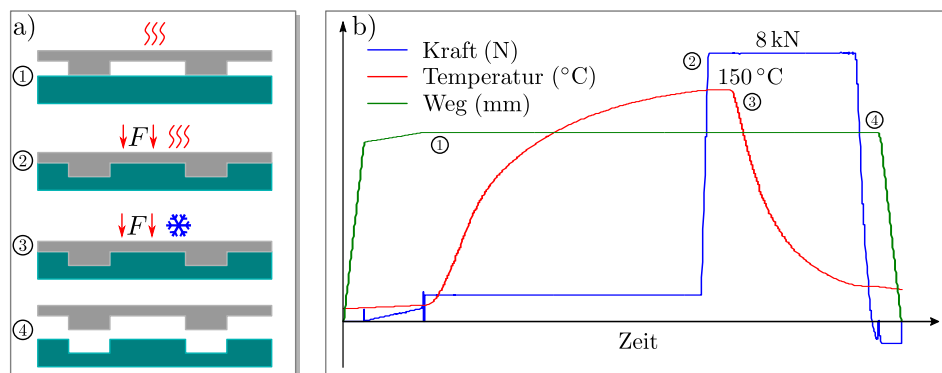


Abbildung 2.16: a) Mechanische Darstellung eines Heißprägezyklus und b) Temperatur-, Kraft-, und Wegverläufe.

Abbildung 2.16 a) zeigt das Umformwerkzeug in grau und das zu strukturierende Material in türkis. Eine ebenfalls geheizte Grundplatte wird auch benötigt, ist aber hier der Kompaktheit halber nicht eingezeichnet. Der Heißprägezyklus lässt sich grob in die Phasen „Aufheizen“, „Prägen“, „Abkühlen“ und „Entformen“ einteilen, im Bild sowohl links als auch rechts mit den Nummern 1–4 beschriftet. Die Aufheizphase erfolgt üblicherweise mit leichtem Kontakt zwischen Umformwerkzeug und Folie, um eine gute Wärmeinleitung in die Folie und damit einen ergebnisstabileren Heißprägeprozess zu gewährleisten. Dafür wird das Umformwerkzeug mit langsamer Geschwindigkeit von typischerweise 1 mm/s in Richtung der Folie gefahren bis sich eine geringe Kraft einstellt. Dies ist im grün dargestellten Weg über der Zeit in Abb. 2.16 b) zu erkennen. Eine Bewegung von Umformwerkzeugs (im weiteren Stempel genannt) in Richtung der Grundplatte ist dort positiv dargestellt. Ist der Kontakt hergestellt, wird die Kraft des Stempels auf die Folie durch die Kraftregelung konstant gehalten, die Geschwindigkeitssteuerung ausgesetzt.

Mit weiterem Temperatureintrag in die Folie dehnt sich diese zunächst aus - dies spiegelt auch der Stempelweg kurz hinter (1) wieder. Ist die Umformtemperatur, die in diesem Falle 150 °C über der Glastemperatur liegt, erreicht, wird der Stempel langsam Richtung Grund-

platte (auch hier typischerweise mit 1 mm/s) gefahren, wobei die Kraft schnell ansteigt, bis die vorher definierte Prägekraft erreicht ist (2). Während die Kraft gehalten wird, fließt das Polymer zwischen Stempel und Grundplatte heraus, wodurch sich der Weg weiter vergrößert. Dieser Punkt ist vor allem wichtig für das Einhalten einer definierten Restschichtdicke der strukturierten Folie, da mit zunehmender Prägezeit auch mehr Restmaterial der Folie zwischen Stempel und Grundplatte herausfließt. Gleichzeitig fließt aufgeschmolzenes Polymer in die Kavitäten der Stempels - je höher das Aspektverhältnis der hergestellten Strukturen ist, desto mehr Zeit muss dem Polymer zum Füllen dieser Strukturen gegeben werden.

Nach Ablauf der Prägezeit werden Stempel-, und Grundplatte auf die Entformtemperatur heruntergekühlt, die Prägekraft wird dabei gehalten (3). Der Stempelweg erhöht sich dadurch weiter auf sein Maximum während des Prägezyklus. Ist die Entformtemperatur erreicht, werden Stempel und Grundplatte weggeregelt auseinandergefahren (4), wodurch die Kraft sehr schnell sinkt und schließlich negativ wird, während die adhäsive und mechanische Verbindung zwischen strukturierter Folie und Stempel überwunden wird. Mit vollständig geöffnetem Werkzeug ist der Prägezyklus schließlich beendet und die strukturierte Folie kann entnommen werden.

Füllen der Strukturen

Wird beim Heißprägen ein Stempel eingesetzt, der über Rippenstrukturen verfügt, so weist das Endprodukt Gräben auf, die, um einen funktionalen Wellenleiter zu erhalten, mit einem Kernmaterial gefüllt werden müssen. Dabei ist darauf zu achten, dass oberhalb der gefüllten Gräben keine Schicht mit Rest-Kernmaterial entsteht, da sonst Licht aus den tatsächlichen Wellenleitern in diese Schicht überkoppeln und verloren gehen, bzw. in andere Wellenleiter einkoppeln kann. Die typische Restschichtdicke sollte für den Füllprozess bei 1 μm [24] oder darunter liegen.

Für ein zuverlässiges Füllen der Wellenleiter hat sich der Rakelprozess als optimal erwiesen. Dessen Funktionsweise ist ähnlich der des Rakelmessers, das eingesetzt wird um z.B. überschüssiges Material von Druckerrollen zu entfernen [51]. Der Prozess wird händisch durchgeführt, indem eine kleine Menge eines UV-aushärtenden Kernmaterial-Monomers auf die fertig strukturierte Folie aufgetragen und mittels Rasierklinge entlang der Grabenrichtung abgezogen wird. Danach wird das Kernmaterial mittels UV-Strahlung ausgehärtet [71]. Da an den Prozess erhöhte Ansprüche bezüglich der Sauberkeit der Umgebung gestellt werden, sollte er im Reinraum oder in einer Flowbox durchgeführt werden. Trotzdem ist eine gewisse Erfahrung des prozessierenden Mitarbeiters notwendig, da die Rakeltechnik ebenfalls großen Einfluss auf das eventuelle Zurückbleiben von Lufteinschlüssen in den Grabenstrukturen hat.

2.6.2 Laminieren

Laminieren bezeichnet das Fügen von zwei Materialien durch Druck und/oder Temperatur oder mit weiteren Hilfsmitteln wie z.B. Kleber. Dementsprechend werden alle Verbundbauteile, die aus mindestens zwei Schichten unterschiedlicher Materialien oder gleicher Materialien unterschiedlicher Ausrichtung bestehen, als Lamine bezeichnet. Ein kommerziell erhältliches Beispiel für ein Laminat ist z.B. Birkenperrholz, dargestellt in Abb. 2.17 a), dass – durch einen

2 Grundlagen und Stand der Technik

Klebstoff unter Druck verbunden – aus mehreren Schichten Birkenholz besteht, deren Faserichtung um jeweils 90° gegeneinander rotiert ist.

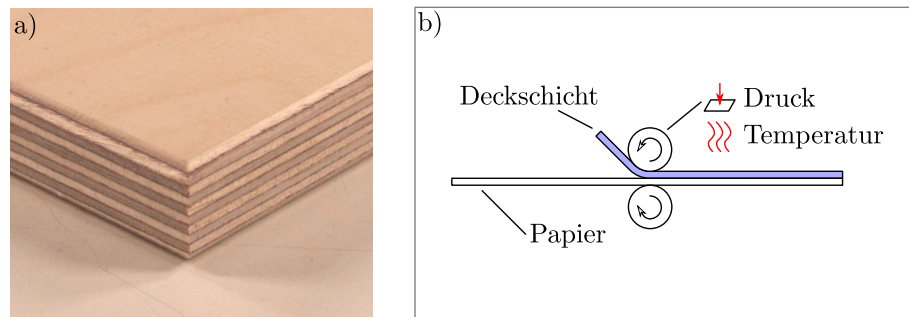


Abbildung 2.17: a) Laminiertes Birkensperrholz. b) Funktionsprinzip eines einfachen Heißrollenlaminators für Büroanwendungen.

In wissenschaftlichen Veröffentlichungen kommt der Begriff „laminieren“ häufig im Rahmen der Herstellung von organischen Leuchtdioden oder Solarzellen vor (z.B. [37, 57]). Hier beschreibt er das Deckeln von dünnen Schichten mit einer – zumeist transparenten Schutzschicht – die im Falle organischer Elektronik die feuchtigkeitsempfindlichen Materialien vor dem Eindringen von Luftfeuchtigkeit schützt. Ein typischer Rollenlaminator besteht aus zwei angetriebenen Rollen, die aus Metall oder mit Gummi beschichtet sein können. Während eine Rolle fest gelagert ist, wird die andere mit definiertem Druck auf den durch den Laminator geführten Materialstapel aufgespresst. Je nach Ausführung des Gerätes können beide Rollen auf eine oder auf unterschiedliche Temperaturen geheizt werden. Eine schematische Zeichnung eines solchen Gerätes ist in Abb. 2.17 b) dargestellt.

3 Theoretische Vorbetrachtungen und Vorrichtungsbau

3.1 Strahlenoptische Simulation planarer Systeme

Wie in Kapitel 2 beschrieben, können Wellenleiter - ausgeprägt als Lichtleitfaser oder eingebettet in ein Substrat - sowohl durch die Lösung der Maxwell'schen Gleichungen als auch durch eine strahlenoptische Simulation charakterisiert werden. Die Auswahl der passenden Simulationsmethode hängt dabei vor allem von der räumlichen Ausdehnung des Systems und den erwarteten optischen Effekten ab. Grundlegend wäre eine rigorose wellenoptische Berechnung des Systems zwar in ihrer Exaktheit einer Strahlenoptischen überlegen, jedoch steigt bei Strukturgrößen von einigen wenigen 10 μm der Berechnungsaufwand so stark an, dass eine strahlenoptische Berechnung zu bevorzugen ist. Im Falle der in dieser Arbeit untersuchten planaren Systeme und ihrer räumlichen Ausdehnung von teilweise mehreren 10 mm liefert eine strahlenoptische Simulation eine sehr gute Beschreibung des Systems.

3.1.1 Geometrische Vorauslegung

Um die theoretische Sensitivität des intensitätsbasierten Dehnungssensors abzuschätzen, kann zunächst eine rein geometrische Betrachtung vorgenommen werden. Nimmt man an, dass sich nach der Endfacette der Emittenseite ein Strahlkegel ausbildet, dessen Öffnungswinkel θ_{\max} von den Brechungsindizes des Kerns n_1 , des Claddings n_2 und - falls davon verschieden - des übrigen Substrats oder der Luft n_3 abhängt, so lässt sich der Anteil der in die Receiverseite koppelnden Leistung durch einen reinen Vergleich der Fläche des Receiver-Wellenleiters und der Fläche des Strahlkegels im Abstand d vom Emitter errechnen. Abbildung 3.1 a) zeigt eine entsprechende Konfiguration.

Die Fläche $A(d)$ ist gleich der Emitterendfläche für $d = 0$ und steigt dann mit zunehmendem Abstand an. Nimmt man eine Gleichverteilung der Leistung innerhalb $A(d)$ an, so lässt sich die Koppeffizienz e durch Bildung des Quotienten aus $A(d)$ und A_1 berechnen:

$$e = \frac{A_1}{A(d)} = \frac{\pi r_{\text{WL}}^2}{\pi(r_{\text{WL}} + d \sin \alpha)^2}. \quad (3.1)$$

Dabei ist r_{WL} der Radius der als rund im Querschnitt angenommenen Emitter- und Receiver-Wellenleiter. Die entsprechende Kurve der Koppeffizienz ist in Abb. 3.1 b) für Wellenleiter mit einem Durchmesser von 250 μm in blau dargestellt. Die Koppeffizienz fällt anfänglich steil ab und die Kurve flacht mit zunehmendem Abstand aus. Durch den geringeren Gradienten sinkt entsprechend auch die Sensitivität.

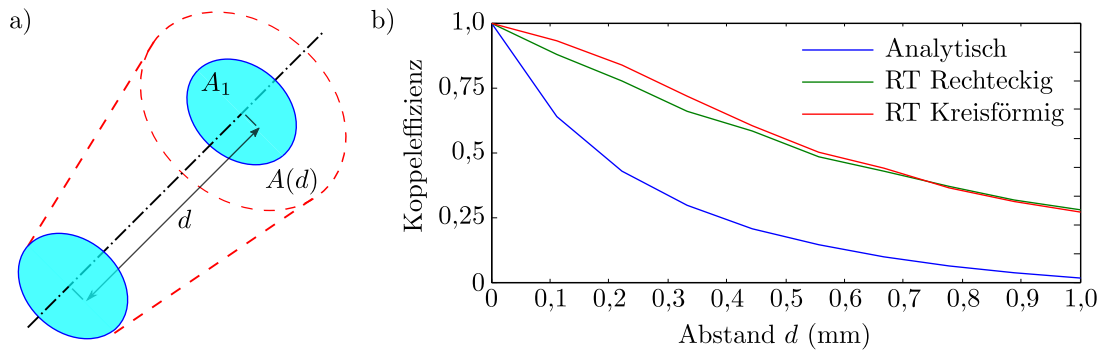


Abbildung 3.1: a) Sender-Empfänger Konfiguration für die nachfolgenden Betrachtungen. Die analytische Vorauslegung geht von einem homogen ausgeleuchteten Strahlkegel aus (hier rot dargestellt), dessen Fläche $A(d)$ sich mit zunehmendem d vergrößert. b) Koppelleffizienz über Abstand d für die analytische Betrachtung und für eine strahlenoptische (engl. Raytracing, RT) Betrachtung unterschiedlicher Querschnitte, wie im nächsten Abschnitt erläutert.

Diese Betrachtung setzt eine Anregung aller fñhzbaren Moden voraus, wie schon in Abschn. 2.4.1 angemerkt. Selbst unter dieser Voraussetzung ist die Annahme einer gleichverteilten Leistung in der durch den Strahlkegel beschienenen Fläche für eine genauere Betrachtung des Systems nicht ausreichend, wie im nächsten Abschnitt zu sehen ist.

3.1.2 Strahlenoptische Simulation in Vorwärtsrichtung

Zur genaueren Untersuchung der Koppelleffizienz zwischen Emitter und Receiver-Wellenleitern mit beliebiger Geometrie kann eine strahlenoptische Simulation (Raytracing) herangezogen werden. Kommerzielle Raytracing-Programme wie z.B. ZEMAX sind für solche Aufgaben generell geeignet. Aufgrund der besseren Nachvollziehbarkeit der Ergebnisse und einer flexibleren Umsetzung von etwaigen Sonderlösungen wurde sich jedoch für die Umsetzung eines selbst erstellten MATLAB-Skriptes entschieden.

Zunächst wurde ein bestimmtes Gebiet (die Emitterendfläche, entweder rechteckig oder kreisförmig) auf einer Fläche parallel zur XY-Ebene eines kartesischen Koordinatensystems definiert. Von dort aus werden Strahlen in positive Z-Richtung „abgeschossen“. Dabei ist sowohl der Startpunkt der Strahlen auf der Emitterendfläche als auch der Raumwinkel zufällig definiert. Die Konstruktion und das Verfolgen der Strahlen erfolgt dabei durch den folgenden Ablauf, hier für eine kreisförmige Endfläche:

1. Definition eines zufälligen Startpunktes P_{Start}

$$P_{\text{Start}} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ((\tilde{h}_1 - 0,5) \cdot r_{\text{WL}}) \cdot \cos(\tilde{h}_2 \cdot 2\pi) \\ ((\tilde{h}_3 - 0,5) \cdot r_{\text{WL}}) \cdot \sin(\tilde{h}_4 \cdot 2\pi) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

- Zuordnung einer ebenfalls zufälligen Strahlrichtung zu jedem Startpunkt durch Konstruktion eines Vektors. Dieser liegt innerhalb eines Kegels mit maximalem Öffnungswinkel α und wird anschließend auf die Länge 1 normiert.

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} x_d \\ y_d \\ z_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{\text{dir}} \cos(\varphi_{\text{dir}}) \\ r_{\text{dir}} \sin(\psi_{\text{dir}}) \\ 1 \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad r_{\text{dir}} = \tilde{h}_5 \sin(\alpha), \quad \varphi_{\text{dir}} = \tilde{h}_6 \cdot 2\pi \quad \text{und} \quad \psi_{\text{dir}} = \tilde{h}_7 \cdot 2\pi. \quad (3.3)$$

- Berechnung der XY-Position des Strahls nach einer Strecke in Z-Richtung, d über den zuvor generierten Richtungsvektor und Startpunktvektor.

Dabei sind die Variablen \tilde{h}_n gleichverteilte Zufallszahlen im Intervall $[0 \dots 1]$. Auf diese Weise entstehen für zufällige Punkte auf der (hier runden) Emitterendfläche Strahlen, jeweils bestehend aus Start- und Richtungsvektor, deren XY-Position beim Auftreffen auf die Receiverebene durch trigonometrische Betrachtungen ermittelt werden kann. Nimmt man an, dass sowohl Emitter als auch Receiver-Wellenleiter gleichen Typs (Form und Fläche des Querschnitts, NA) sind, so wird jeder Strahl, der innerhalb des Gebietes der Receiverendfacette auf die Receiverebene trifft, auch in den Receiver-Wellenleiter einkoppeln. Der Quotient aus Strahlen, die die Koppelbedingung erfüllen und ausgesandten Strahlen gibt dann die Koppel-effizienz für den Abstand d wieder.

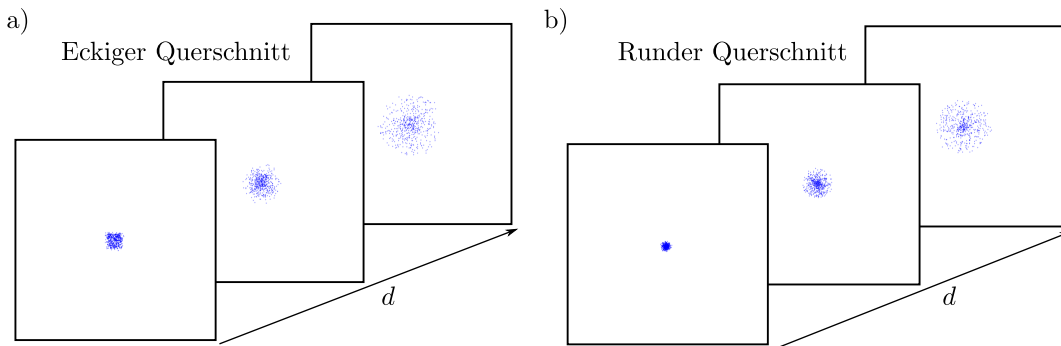


Abbildung 3.2: Beleuchtungsmuster eines Wellenleiters mit a) eckigem und b) rundem Querschnitt für zunehmenden Abstand d zwischen Wellenleiterendfläche und Beleuchtungsebene. Schon mit den hier gezeigten 100 Strahlen ist zu erkennen, dass das Ausleuchtungsbild nicht homogen bleibt.

Abbildung 3.1 b) zeigt in grün und rot die Koppel-effizienz für Wellenleiter mit kreisförmigen und rechteckigen Querschnitt über den Abstand d . Während beide Kurven qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie das Ergebnis der analytischen Berechnung (blau) zeigen, gibt es vor allem quantitative Unterschiede. Beide strahlenoptische Berechnungen zeigen einen flacheren Kurvenverlauf und damit eine geringere Sensitivität gegenüber Abstandsveränderungen, dafür eine höhere Linearität über den Messbereich von in diesem Fall 1 mm.

Dieser Effekt kann mit Hilfe von Abbildung 3.2 näher betrachtet werden. Hier wurden die Beleuchtungsmuster zweier verschiedener Wellenleiter, einmal mit eckigem Querschnitt (links) und einmal mit rundem Querschnitt (rechts) für unterschiedliche Abstände zwischen der Emitterendfläche und der Receiverebene durch das oben genannte Raytracingverfahren simuliert. Obwohl sowohl die Startpunkte als auch die Richtungsvektoren aller Strahlen innerhalb des Gebietes der Emitterendfläche bzw. innerhalb des Akzeptanzkonus normalverteilt sind, erhält man mit zunehmendem Abstand ein zunehmend inhomogenes Ausleuchtungsbild. Nahe der optischen Achse herrscht eine hohe Intensität, die mit zunehmender Entfernung von der optischen Achse abnimmt.

Wiederholt man diese Untersuchung für den zweidimensionalen Fall und ordnet die Auftreffkoordinate der ausgesandten Strahlen auf der Receiverlinie diskreten „Pixeln“ zu, ist es möglich, den Intensitätsverlauf als Kurve über eine Ortskoordinate darzustellen, wie in Abbildung 3.3 a) gezeigt. Die Berechnung kann dann ebenfalls für unterschiedliche Abstände d wiederholt werden und liefert jeweils einen Schnitt entlang der in Abb. 3.2 dargestellten Intensitätsprofile, je nach Definition entlang der X- oder Y-Achse.

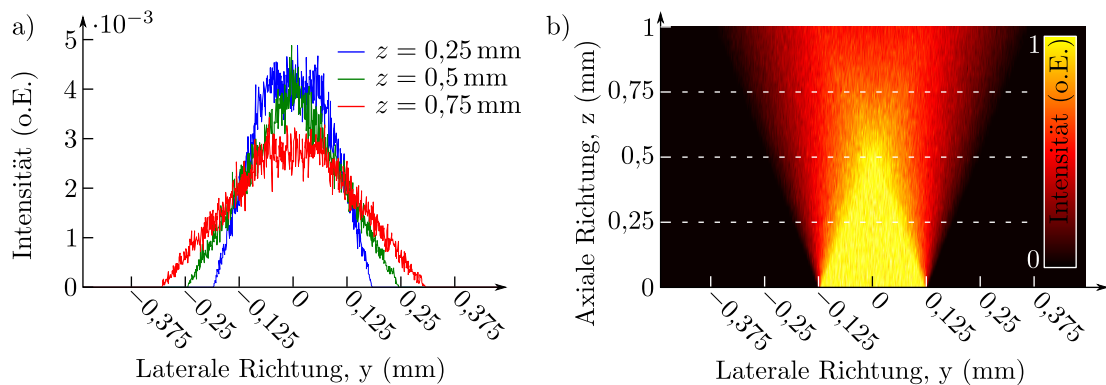


Abbildung 3.3: a) Schnitt durch ein per Raytracing berechnetes Strahlprofil, wie z.B. in Abb. 3.2 gezeigt, für verschiedene Abstände zur Emitterendfläche. Das Ausleuchtungsprofil ist nicht flach sondern fällt von der Mitte linear zum Rand hin ab. b) Wiederholt man die Berechnung für enge Abstände in Z-Richtung, so lässt sich mit den gewonnenen Informationen ein zweidimensionales Ausleuchtungsbild hinter der Emitterendfläche errechnen.

Abbildung 3.3 zeigt das Ergebnis einer solchen Berechnung für verschiedene Abstände zwischen der Emitterendfläche und der Receiverebene. Wie dargestellt ist das Ausleuchtungsbild nicht homogen, sondern die Intensität nimmt mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse ab. Weiterhin ist die Form des „Intensitätskegels“ nicht durchgehend die Gleiche – so ist das Profil für einen Abstand von 0,5 mm spitz zulaufend, für die Abstände von 0,25 mm und 0,75 mm oben abgeflacht. Wie Abb. 3.3 b) zeigt, ist es mit dieser Methode auch möglich, Intensitätsverteilungen hinter einer Wellenleiterendfacette zu berechnen. Da an jeder Stelle dieser Berechnungen von inkohärenter Strahlung ausgegangen wird, zeigen sich keine Interferenzeffekte. Das Rauschen, das in beiden Bildern zu sehen ist, stammt aus der zufälligen Startposition und Richtung der simulierten Strahlen und verringert sich mit zunehmender Anzahl von

Strahlen. Die Grafik in Abb. 3.3 b) wurde mit 300000 Strahlen erstellt.

Der Nachteil dieser Raytracing-Methode liegt in einem stark ansteigendem Rechenaufwand für größere Emitter-Receiver Abstände. Richtung und Startposition der Strahlen müssen zufällig gleichverteilt sein. Diese Anforderung kann nur mit einer möglichst großen Anzahl an Strahlen erfüllt werden. Gleichzeitig nimmt für größere Emitter-Receiver Abstände die Anzahl von Strahlen pro Flächeninkrement schnell ab. Dies wiederum führt zu einer zunehmenden Unsicherheit der Berechnung und kann nur durch eine weitere Erhöhung der Anzahl von simulierten Strahlen ausgeglichen werden. Diese Nachteile, die vor allem bei der Berechnung sogenannter „Heatmaps“, d.h. Intensitätskarten wie in Abb. 3.3 b) gezeigt, zum Tragen kommen, können durch Raytracing vom Zielpunkt zurück zur Quelle ausgeglichen werden. Dieses Verfahren wird im nächsten Abschnitt erläutert.

3.1.3 Strahlenoptische Simulation in Rückwärtsrichtung

Um ein möglichst genaues Bild von der Intensitätsverteilung im Strahlkonus eines Multimode-Wellenleiters zu erhalten, ist es notwendig, eventuelles Rauschen, das z.B. durch die Berechnung von zweidimensionalen Intensitätsbildern („Heatmaps“) mit zufällig erstellten Strahlen entstehen kann, soweit wie möglich zu verringern. Da die reine Erhöhung der Anzahl der Strahlen mit erhöhter CPU- und Speicherbelastung einhergeht, ist es sinnvoll, gerade für die Berechnung von Heatmaps auf Rückwärts-Raytracing auszuweichen [8].

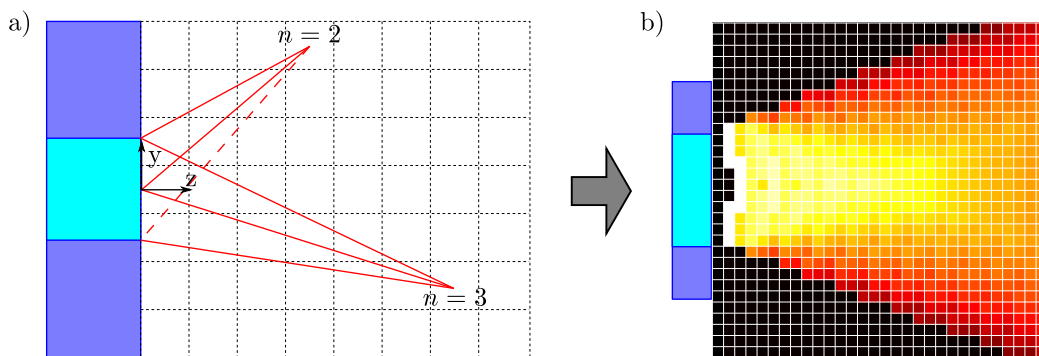


Abbildung 3.4: Verfahren des Rückwärts-Raytracing. a) Von jedem Pixel wird die immer gleiche Anzahl Strahlen zurück zur Wellenleiter-Endfacette berechnet. Strahlen die nicht der Koppelbedingung genügen sind gestrichelt dargestellt. b) Färbt man die Pixel entsprechend der Anzahl „passender“ Strahlen ein, erhält man eine Intensitätskarte wie in Abb. 3.3 b).

Statt einer zufälligen Generierung von Strahlen von der Wellenleiter-Endfläche aus werden in diesem Verfahren Strahlen von den einzelnen Pixel des Intensitätsbildes zurück zur Emitter-Endfläche verfolgt. Abbildung 3.4 a) illustriert diese Methode. Für jeden Pixel im Bild wird die immer gleiche Anzahl Strahlen zurück zur Emitter-Endfläche berechnet, wobei der Auftreffpunkt auf der Endfläche für jeden Strahl ein anderer ist. Ist für einen Strahl die Koppelbedingung erfüllt, so wird der Wert des Pixels, von dem dieser ausgesandt wurde, um den Wert „1“

erhöht. Ist die Koppelbedingung nicht erfüllt, bleibt der Pixelwert unverändert und der nächste Strahl wird überprüft. Nach der Überprüfung aller Pixel des zukünftigen Bildes werden die einzelnen Spalten des Bildes auf gleiche Energie normiert, typischerweise auf eine Spaltensumme von „1“. Auf diese Weise lassen sich rauschfreie Heatmaps erstellen, wie für eine sehr grobe Auflösung in Abb. 3.4 b) gezeigt.

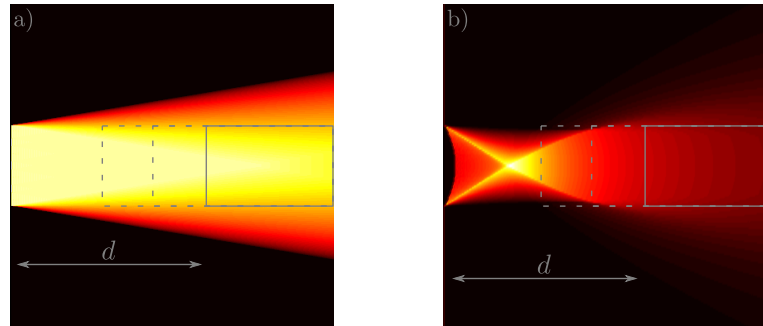


Abbildung 3.5: Per Rückwärts-Raytracing berechnete Heatmap für einen Wellenleiter mit a) gerader und b) gekrümmter Endfacette mit jeweils eingezeichnetem Receiver-Wellenleiter im Abstand d .

Der für diese Methode notwendige Speicherbedarf ist fest von der Anzahl der untersuchten Pixel und der Auflösung der Emitter-Endfläche abhängig, die in diesem Verfahren durchaus von der übrigen Bildauflösung abweichen kann. Ist z.B. lediglich die Anzahl der in die Receiver-Wellenleiter einkoppelnden Strahlen interessant, so genügt es, die letzte Spalte der Heatmap auszuwerten und die Intensitätswerte der Pixel zu addieren, die im Bereich der Receiver-Endfacette liegen. Weiterhin ist es möglich mit vergleichsweise geringem Aufwand die Intensitätsverteilung hinter nicht-flachen Wellenleiterenden zu beschreiben, wie im Folgenden erläutert.

Neben einer Simulation von flachen Endflächen wurde in [8] auch die Simulation von Wellenleitern mit gekrümmten Endfacetten, im Fall der zitierten Referenz „lensed waveguides“, gezeigt. Je nach Strahlwinkel und Einfallshöhe auf der Endfacette ergibt sich so ein unterschiedlicher Winkel zwischen einfallendem Strahl und Grenzflächennormalen. Aufgrund dieses Winkels lässt sich dann die Beugung des Strahls nach dem Snellius'schen Gesetz und der neue Strahlwinkel errechnen. Ist der Strahlwinkel nach Beugung immer noch kleiner als der maximale Akzeptanzwinkel, so wird der Pixelwert für den gerade berechneten Strahl inkrementiert. Nach erfolgter Berechnung für alle Pixel erfolgt in [8] ein Verschieben der einzelnen Zeilen des errechneten Intensitätsbildes, um es an den Verlauf der Endfacette anzupassen. Unabhängig von der Herstellungsmethode wird der Eckenradius integrierter Wellenleiter nie infinitesimal klein sein, so dass sich immer eine Verrundung der Wellenleiterenden findet. Im Falle heißgeprägter Wellenleiter sind die Einflussfaktoren auf diesen Eckenradius z.B. die Auflösung des Herstellungsprozesses des Heißprägewerkzeuges, dessen Verschleiß, elastische Verformung des Polymers beim Heißprägevorgang, sowie eventuelles chemisches Anlösen des Substratmaterials beim Einfüllen des Kernmaterials. Abbildung 3.6 zeigt eine konfokalmikroskopische Aufnahme der Endfacette einer nicht gefüllten Grabenstruktur mit 25 μm Breite und 25 μm Tiefe. Die Tiefe ist farblich kodiert. Gut ist eine Verrundung der Ecken zu erkennen -

der Eckenradius beträgt $4\ \mu\text{m}$, eingezeichnet ist zwecks besserer Kenntlichmachung der Kreis-
durchmesser von $8\ \mu\text{m}$.

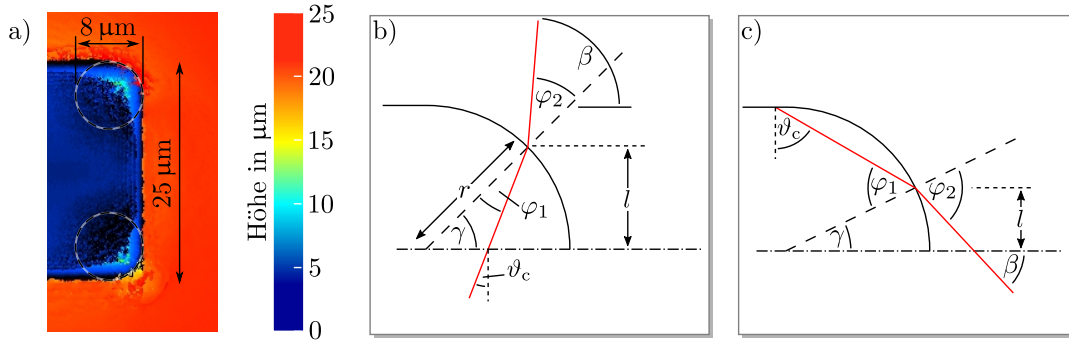


Abbildung 3.6: a) Konfokalmikroskop-Aufnahme des Endes einer heißgeprägten Grabenstruktur in PMMA. Die Höhe ist farblich kodiert. b) und c) geometrische Verhältnisse bei der Beugung eines Lichtstrahls an einer verrundeten Ecke für zwei unterschiedliche Einfallrichtungen des Strahls.

Soll das gezeigte Wellenleiterende durch Rückwärts-Raytracing untersucht werden, wird eine mathematische Beschreibung der Endfacette benötigt. Diese wird hier durch eine Gerade und zwei Viertelkreise angenähert. Während die geometrischen Verhältnisse am geraden Teil der Endfacette leicht herzuleiten sind, ist für die abgerundeten Ecken eine geometrische Betrachtung angebracht. Abbildung 3.6 b) zeigt die geometrischen Verhältnisse für die in Abb. 3.6 a) obere Ecke für einen zuletzt von der unteren Grenzfläche reflektierten Strahl, Abb. 3.6 c) die Verhältnisse für einen zuletzt von der oberen Grenzfläche reflektierten Strahl. Beide Strahlen werden unter dem kritischen Winkel ϑ_c geführt.

Im Falle der vollständig ebenen Endfacette lässt sich der maximale Akzeptanzwinkel des Wellenleiters durch das Brechungsgesetz an der ebenen Grenzfläche herleiten. Im Falle der abgerundeten Ecken ändert sich der maximale Akzeptanzwinkel in Abhängigkeit von dem Winkel γ , den die Grenzflächennormale mit der optischen Achse einschließt (in beiden Abbildungen ist eine Parallele zur optischen Achse durch eine Strichpunktlinie angedeutet). Dieser lässt sich aus der Auftreffhöhe l und dem Krümmungsradius r errechnen.

Gesucht ist in Abb. 3.6 b) der maximale Winkel β_{max} eines Strahles zur optischen Achse, für den dieser nach erfolgter Brechung noch oberhalb oder genau auf dem kritischen Winkel ϑ_c liegt. Dafür ist zunächst φ_1 zu bestimmen:

$$\gamma + \varphi_1 + \vartheta_c + \frac{\pi}{2} = \pi \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow \varphi_1 = \frac{\pi}{2} - \vartheta_c - \gamma \quad (3.5)$$

$$\Rightarrow \varphi_1 = \frac{\pi}{2} - \vartheta_c - \arcsin\left(\frac{l}{r}\right). \quad (3.6)$$

Über das Brechungsgesetz lässt sich φ_2 und daraus dann β_{max} errechnen:

$$\varphi_2 = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin(\varphi_1) \right) \quad (3.7)$$

$$\text{und } \beta = \varphi_2 + \gamma \quad (3.8)$$

$$\text{so dass } \beta_{\max} = \arcsin \left[\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta_c - \arcsin \left(\frac{l}{r} \right) \right) \right] + \arcsin \left(\frac{l}{r} \right). \quad (3.9)$$

Die gleiche Betrachtung kann nun auch für den niedrig-möglichsten Strahlwinkel β_{\min} durchgeführt werden. Aus den in Abb. 3.6 c) dargestellten geometrischen Zusammenhängen ergibt sich schlussendlich

$$\beta_{\min} = \arcsin \left[\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \left(\frac{l}{r} \right) - \vartheta_c \right) \right] - \arcsin \left(\frac{l}{r} \right). \quad (3.10)$$

Um die Korrektheit des schließlich berechneten Intensitätsbildes sicherzustellen, ist es notwendig, an dieser Stelle noch einmal die Kombination „obere Waveguide-Ecke“ und „negativer Strahlwinkel“ näher zu betrachten. In Abb. 3.7 sind einige Sonderfälle dargestellt, die sich aus der soeben genannten Kombination ergeben und in [8] nicht betrachtet wurden. Alle drei Abbildungen haben die Gemeinsamkeit, dass $\varphi_2 = 90^\circ$ ist, d.h. der aus dem Wellenleiter austretende Strahl läuft tangential zur gekrümmten Grenzfläche.

Abbildung 3.7 a) ist analog zu Abb. 3.6 c) und zeigt die Situation, die im Folgenden „Bedingung 1“ genannt werden soll: Für bestimmte Kombinationen aus φ_1 und l_1 wird der Strahl gerade noch geführt. Abbildung 3.6 b) zeigt eine hypothetische Situation, in der der Strahl zwar geführt werden könnte ($\vartheta > \vartheta_c$), der Strahl aber ein zweites Mal auf die gekrümmte Grenzfläche des Wellenleiters trifft. Dann würde gelten $l_2 < r$. Und Abb. 3.6 c) zeigt schließlich eine Situation, in der der Strahl auch für größere β_{\min} geführt würde, β_{\min} aber durch die Krümmung der Grenzfläche begrenzt ist.

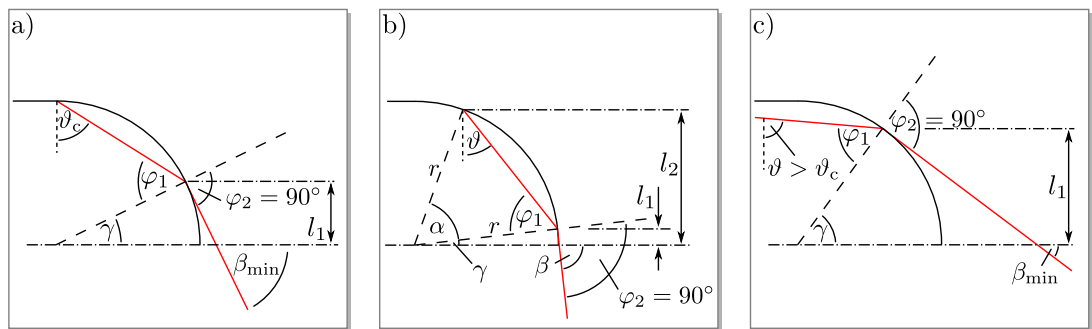


Abbildung 3.7: a) Der Strahlwinkel im Wellenleiter ist ϑ_c , der Strahl wird gerade noch geführt. b) Für gleiche φ_1 und φ_2 aber eine andere Auftreffhöhe wird der Strahl nicht mehr geführt. c) Trifft der Strahl im stärker geneigten Bereich der Grenzfläche auf, so wird der gebrochene Strahl immer geführt. Jedoch ist β_{\min} begrenzt.

Wie schon geschrieben, erscheint es zunächst grundlegend möglich, dass Strahlen, die zwei Berührungen mit der gekrümmten Grenzfläche aufweisen, die Koppelbedingung $\vartheta > \vartheta_c$ erfüllen. Wird jedoch bedacht, dass aufgrund der kreisrunden Krümmung eine Symmetrie um den Krümmungsmittelpunkt erwartet werden kann, wird klar, dass ein Strahl dem in der Abb. 3.7 skizzierten Weg nicht folgen kann. Vielmehr wird der Strahl wieder auskoppeln. Dies ist immer der Fall wenn $l_2 < r$.

Deswegen wird die Methode um „Bedingung 2“ erweitert, die erfüllt sein muss, damit diese Situation vermieden wird. Bezeichnet man die Höhe, auf der der Strahl das zweite Mal mit der Grenzfläche kollidiert, mit l_2 , so ist für $l_2 < r$ (vergleiche Abb. 3.7 b)) die Koppelbedingung nicht erfüllt. Aus der Geometrie ergibt sich

$$l_2 = r \cdot \sin \left(\pi - 2 \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \sin(\varphi_2) \right) + \arcsin \left(\frac{l_1}{r} \right) \right) \quad (3.11)$$

$$\text{mit } \varphi_2 = \beta - \arcsin \left(\frac{l_1}{r} \right). \quad (3.12)$$

Der Betrag von l_2 hängt damit von der Strecke l_1 , dem Strahlwinkel β , dem Krümmungsradius r und dem Brechungsindexverhältnis n_2/n_1 ab - alles Parameter, die bei der Dimensionierung des Wellenleiters frei wählbar oder zumindest prozessabhängig sind. So lässt sich für jede Auftreffhöhe l_1 ein Strahlwinkel β_{\min} errechnen, der nicht unterschritten werden darf, da sonst $l_2 < r$. Die Berechnung wird analog auch für die untere Ecke des Wellenleiters durchgeführt.

Die dritte Randbedingung für β ist in Abb. 3.7 c) skizziert. Nimmt man an, dass $\varphi_2 = 90^\circ$, dann ergibt sich aus der Bedingung, dass der Strahl die Grenzfläche nur berühren, sie aber nicht schneiden darf:

$$\beta \leq \varphi_2 - \gamma, \quad (3.13)$$

$$\text{wiederum mit } \gamma = \arcsin \left(\frac{l_1}{r} \right). \quad (3.14)$$

Abbildung 3.8 a) zeigt den Verlauf aller Grenzbedingungen 1 bis 3 von β über die Auftreffhöhe l_1 . Die Bezeichnungen „Bedingung 1“ bis „Bedingung 3“ beschreiben hier die in den Abbildungen 3.7 a) bis c) skizzierten Fälle. Es wurde ein Wellenleiter angenommen, der $25 \mu\text{m}$ breit ist, mit einem Eckenradius von $4 \mu\text{m}$. Der Brechungsindex des Kernmaterials ist $n_1 = 1,51$, der Brechungsindex des Substratmaterials $n_2 = 1,49$. Es fällt auf, dass es keine Situation gibt, in der ein Strahl zwei Mal auf die gekrümmte Grenzfläche trifft (Bedingung 2), jedoch trotzdem die Koppelbedingung erfüllt (Bedingung 1). Für große l_1 wird der minimale Strahlwinkel β_{\min} schließlich durch Bedingung 3 begrenzt.

Das Verhalten des vollständigen Wellenleiters ist in Abb. 3.8 b) gezeigt. Hier wurden die beschriebenen Berechnungen sowohl für den maximalen und minimalen Strahlwinkel, als auch für die obere und untere Wellenleiter-Ecke durchgeführt. Eingezeichnet ist die obere und untere Grenze für den Strahlwinkel in blau bzw. grün, ergänzt durch Bedingung 3 in den Farben Rot und Türkis. Bewegt sich der Strahlwinkel für die entsprechende Einfallshöhe („Pos. auf Endfacette“) innerhalb der gezeigten Grenzen, so koppelt der Strahl in den Wellenleiter. Das Fenster

3 Theoretische Vorbetrachtungen und Vorrichtungsbau

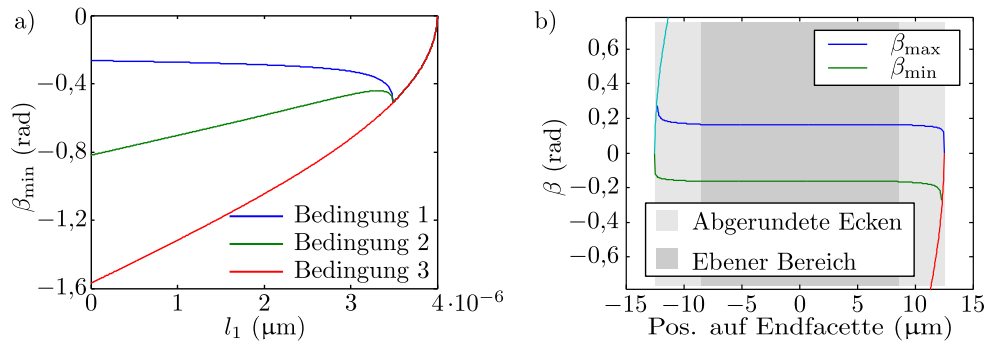


Abbildung 3.8: a) Verlauf der einzelnen Beschränkungen für den minimalen Strahlwinkel β_{\min} über die Strecke l_1 auf der verrundeten Ecke der Endfacette. b) Die positiven und negativen Grenzen für den Strahlwinkel aufgezeichnet über die Position auf der Endfacette.

akzeptabler Strahlwinkel verschiebt sich in Richtung der Abrundungen in Richtung positiver bzw. negativer Werte und bewirkt so einen leicht fokussierenden Effekt der Endfacette.

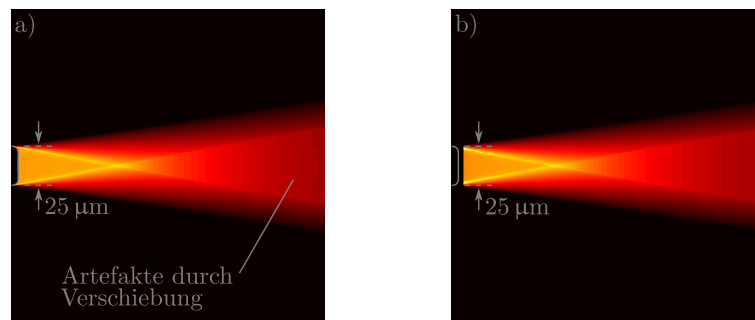


Abbildung 3.9: Intensitätsbild hinter einem Wellenleiter mit verrundeten Ecken, a) berechnet mit dem Verschiebungsschritt aus der Originalmethode und b) mit genauer Verfolgung der Wellenleiterendfacette. Auf beiden Seiten ist ein leichter Linseneffekt, verursacht durch die Verrundungen, zu sehen. Die modifizierte Methode ist artefaktfrei. Die berechneten Intensitäten wurden nichtlinear skaliert um eine bessere Sichtbarkeit der Details zu gewährleisten.

Eine weitere Erweiterung der Methode besteht darin, direkt den „wahren“ Auftreffpunkt der Strahlen auf die Wellenleiterendfacette zu berechnen und die Facette entgegen der Originalmethode nicht als flach anzunehmen. Dies erspart die nachträgliche Zeilenverschiebung des Intensitätsbildes, die gerade im Falle nichtstetiger Geometrien der Endfacette zu Artefakten führt. Zum besseren Vergleich zwischen Original- und modifizierter Methodik zeigt Abb. 3.9 zwei berechnete Intensitätsbilder des eben beschriebenen Wellenleiters, links mit einer anschließenden Verschiebung und rechts ohne die Verschiebung mit direkter Berücksichtigung der Endfacettengeometrie berechnet.

3.1.4 Erweiterung der Methode auf optische Gitter

Da die vorgestellte Methode dafür geeignet ist, ohne ein direktes Raytracing sowohl Beleuchtungsintensität als auch die auftretenden Strahlwinkel für einen bestimmten Pixel des Beleuchtungsbildes zu berechnen, kann diese auch genutzt werden um die Wirkung von Gittern im optischen Strahlengang zu simulieren. Dies ist im Falle des chromatischen Dehnungssensors nützlich, um den Effekt idealer oder reeller Gitter abzuschätzen.

Grundlegend lässt sich die Quelle in unterschiedlichen Detailgraden simulieren, wie in Abb. 3.10 gezeigt. Es ist je nach geforderter Präzision der Simulation möglich, die Quelle als divergente Punktlichtquelle zu betrachten bzw. eine räumliche Ausdehnung oder chromatische Dispersion mit zu berücksichtigen.

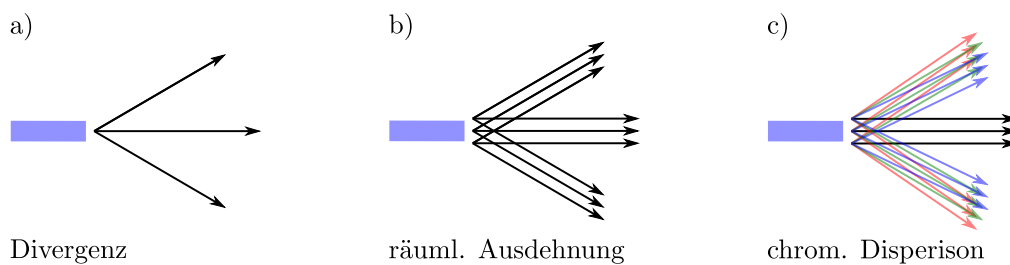


Abbildung 3.10: Unterschiedliche Detailgrade des simulierten Emitter-Wellenleiters. a) Als divergente Punktlichtquelle, b) unter Berücksichtigung der räumlichen Ausdehnung und c) unter Berücksichtigung der chromatischen Dispersion

Wird die in Abschnitt 3.1.3 gezeigte Methode auf eine Emitter-Gitter Konfiguration mit Punktlichtquelle angewendet, wie in Abb. 3.11 a) dargestellt, so lässt sich aus dem Resultat der Strahlwinkel β zwischen Strahl und optischer Achse für jeden Punkt auf der Gitterebene bestimmen. Betrachtet man das Gitter als reines Amplitudengitter, gilt für die Strahlwinkel der einzelnen Beugungsordnungen die Gittergleichung [62]

$$\sin(\varphi_n) = \frac{n\lambda}{g \cos(\beta)} \quad (3.15)$$

mit der Beugungsordnung n , der Gitterkonstanten g , dem Strahlwinkel β und dem Winkel der Beugungsordnung φ_n . Bei Auftreffen des Strahls unter einem nicht senkrechten Winkel β auf das Gitter ist die effektive Gitterkonstante dann die Projektion von g auf die Strahlebene $g \cos(\beta)$.

Abbildung 3.11 b) zeigt den Verlauf der Winkel der -2ten bis zur +2ten Beugungsordnung über die Auftreffhöhe des Strahls auf der Gitterebene sowie den Verlauf des Strahlwinkels β . Es ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Strahlwinkel die effektive Gitterkonstante sinkt und der Abstand zwischen den einzelnen Beugungsordnungen damit zunimmt.

Durch eine Überlagerung einer Vielzahl dieser Berechnungen für unterschiedliche Positionen der Punktlichtquelle lässt sich dieses Verfahren auch auf räumlich ausgedehnte Lichtquellen wie in Abb. 3.11 b) skizziert anwenden.

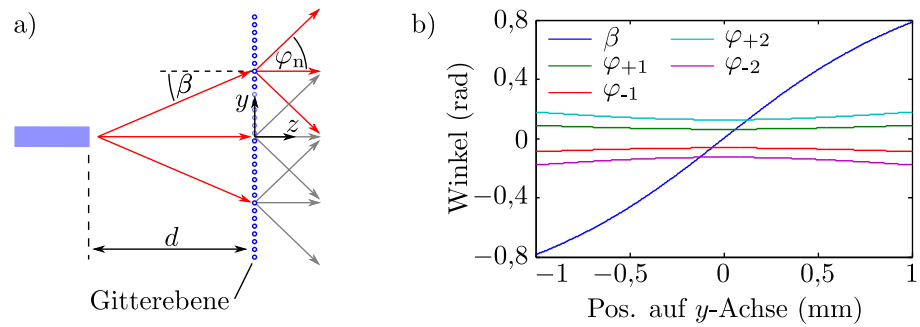


Abbildung 3.11: a) Konfiguration für die Emitter-Gitter Anordnung im chromatischen Dehnungssensoren. b) Berechnungsbeispiel für die Winkel der einzelnen Beugungsordnungen für unterschiedliche Auftreffhöhen y auf der Gitterebene.

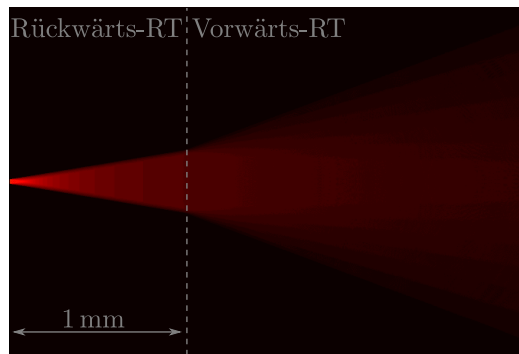


Abbildung 3.12: Simulation eines Emitter-Wellenleiters mit nachfolgendem Amplitudengitter. Links des Gitters wurde rückwärts-Raytracing angewandt, rechts des Gitters vorwärts-Raytracing.

Schlussendlich lässt sich mit diesem Verfahren für jede Beugungsordnung n eine Lichtquelle, bestehend aus Informationen über den Ursprung und die Richtung jedes einzelnen Strahles generieren. Die Überlagerung aller Beugungsordnungen (d.h. aller Lichtquellen) liefert dann das Intensitätsbild hinter dem Gitter. Hier ist es sinnvoll, auf eine Kombination aus vorwärts- und rückwärts-Raytracing zurückzugreifen, da mit schon vorhandener Information über die Lichtquellenbeschaffenheit am Gitter das vorwärts-Raytracing schneller durchzuführen ist.

Abbildung 3.12 zeigt das Ergebnis der Kombination beider Methoden zur Berechnung einer Emitter-Gitter Kombination. Die Breite des Wellenleiters ist $25\ \mu\text{m}$, der Kern-Brechungsindex 1,51. Das Substrat hat einen Brechungsindex von 1,49. Als Gitter wurde ein Amplitudengitter angenommen, dessen Intensitätsverteilung in den einzelnen Beugungsordnungen [62] entsprechend [62] in der Simulation berücksichtigt wurde. Die Abbildung zeigt auch, dass bei der für die Berechnung festgesetzten Wellenlänge von $\lambda = 630\ \text{nm}$ und einer Gitterkonstanten von $g = 10\ \mu\text{m}$ eine deutliche Überlappung der einzelnen Beugungsordnungen auftritt.

3.2 Vorrichtungen zur Produktion und zur Charakterisierung polymeroptischer Systeme

Im Rahmen der durchgeführten Arbeiten stellte sich heraus, dass sowohl die am HOT verfügbare, als auch die aktuell kommerziell erhältliche Prüf- und Prozesstechnik nicht alle Anforderungen, die sich aus den Eigenschaften der Sensorsysteme ergaben, erfüllen konnte. Eine große Herausforderung stellte z.B. die Untersuchung der Materialparameter kleiner Kunststoffproben dar. Besonders bei durch Heißprägen, Lamination oder Kleben gefügten Systemen ist der Einfluss mechanischer Belastung auf die optische Funktion bisher wenig erforscht. Zur Klärung dieser Frage entstand im Rahmen dieser Arbeit eine horizontale Zugprüfmaschine für kleine Proben und Kräfte. Weitere Aufmerksamkeit wurde der Bearbeitung der Endfacetten der in den Teilprojekten des HOT charakterisierten Wellenleitern gewidmet. Das zunächst eingesetzte Polierverfahren wurde im Laufe des Projektes durch einen Hot-Blade-Cleaving Prozess ersetzt, der ebenfalls im Folgenden beschrieben wird.

3.2.1 Zugprüfmaschine

Mit dem Ziel von PlanOS, innerhalb der nächsten acht Jahre möglichst hochintegrierte Sensorfolien zu entwickeln, ist das Verhalten der beteiligten Materialien bei mechanischer Verformung von großem Interesse. Solche Verformung kann beim Aufbringen der Folie auf das Messobjekt, durch das Eindringen von Feuchtigkeit und dadurch verursachtes Quellen und schlussendlich durch die tatsächliche mechanische Verformung des Messobjektes selbst verursacht werden. Bei kleiner werdenden Strukturen bzw. dünner werdenden Schichten ist bei vielen Materialien, darunter bei Polymeren, eine Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Größe der betrachteten Probe zu beobachten [60]. Darüberhinaus sind optische Effekte bei der Verformung von z.B. PMMA festzustellen, wie eine einsetzende Doppelbrechung oder auch ein Eintrüben des Materials bei höheren Dehnungen.

Dementsprechend beinhaltet das Lastenheft für eine solche Maschine vor allem die Möglichkeit auch kleine Kräfte zuverlässig messen zu können, die Kompaktheit, die einen Aufbau

3 Theoretische Vorbetrachtungen und Vorrichtungsbau

der Maschine auf einem optischen Tisch ermöglicht und eine weitgehende Kompatibilität zu optischen Laborsystemen von z.B. THORLABS, um auch optische Messungen an eingespannten und belasteten Proben durchführen zu können.

Basis für die Maschine ist eine Granit-Messplatte des Herstellers SCHLITT mit Edelstahl-Einsätzen für die Befestigung der Aufbauten. Platten dieser Art sind zu einem vergleichsweise niedrigen Preis erhältlich und weisen in der Genauigkeitsklasse „0“ eine Ebenheit von $6,0\ \mu\text{m}$ auf. Eine Basis aus Metall (z.B. getempertes Gusseisen) ist in der gleichen Genauigkeitsklasse bedeutend kostenintensiver. Wo herkömmliche Zugprüfmaschinen eine bewegliche Traverse und eine feste Basis besitzen (vergl. Abb. 3.13 a)) sind hier beide Schlitten auf Rundführungen mittels Luftlagern S302502 des Herstellers IBS PRECISION ENGINEERING GMBH beweglich gelagert.

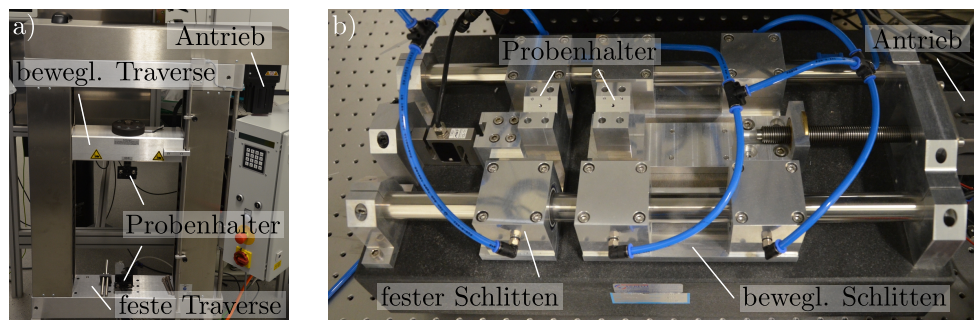


Abbildung 3.13: a) Eine konventionelle Zugprüfmaschine T3000 der Firma MFC SENSORTECHNIK GMBH und b) die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte horizontale Zugprüfmaschine.

Der in Abb. 3.13 b) als „fest“ gekennzeichnete Schlitten ist tatsächlich innerhalb des Spiels der Aufnahme für den Kraftsensor beweglich, so dass die Krafteinleitung frei von eventuellen Losbrechkräften der Lagerung direkt auf den Kraftaufnehmer erfolgen kann. Weiterhin ist so sichergestellt, dass verschiedene Baugrößen von Kraftaufnehmern in der Maschine eingesetzt werden können. Als Kraftaufnehmer kommt ein konventionelles System der Firma AST zum Einsatz, bestehend aus einem KAP-S 2kN Kraftaufnehmer und einem BD342 USB-Messverstärker. Die Kombination kann eine maximale Kraft von 2 kN messen, bei einer Auflösung von 0,2 N. Der Kraftaufnehmer kann ohne weitere Umbau-, oder Programmierarbeiten durch ein kleineres oder größeres Modell ersetzt werden, um in anderen Kraftbereichen zu messen.

Der Antrieb der Maschine besteht aus einem Schrittmotor NANOTEC ST5909L1008 und einer Schrittmotorendstufe NANOTEC SMC133, die – wie auch der Messverstärker – über die USB-Schnittstelle eines Desktop-PCs angesteuert werden kann. Der Schrittmotor ist über eine Klauenkupplung mit einer Trapezgewindespindel mit einer Steigung von $r = 2\ \text{mm}$ verbunden, die wiederum in der Antriebsmutter auf dem beweglichen Schlitten der Zugprüfmaschine läuft, wie auch in Abb. 3.14 zu sehen ist. Mit einem typischen mittleren Wirkungsgrad von $\eta \approx 0,7$ und dem maximalen Haltemoment des eingesetzten Schrittmotors von $M_h \approx 180\ \text{Ncm}$ ergibt sich so eine maximale Zug- (bzw. Druck-) Kraft von

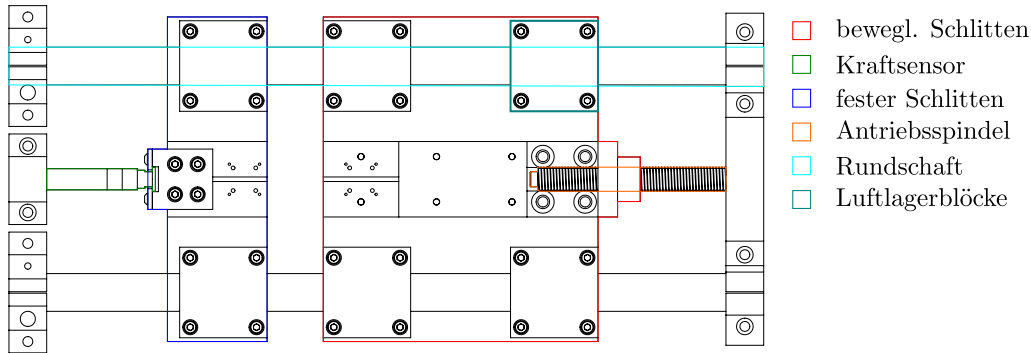


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Zugprüfmaschine von oben.

$$F_{\max} = 2\pi \cdot \eta \cdot M_h / r \approx 4000 \text{ N.} \quad (3.16)$$

Diese überschlägige Auslegung ist auf den Anwendungsfall „Zugprüfmaschine“ gut anwendbar. Sie beschreibt die Situation bei maximalem Motorstrom und Drehzahl Null – eine Beschreibung, die den Zuständen im Zugversuch sehr nahe kommt. Um die Motorerwärmung gering zu halten und eine Gefährdung der Maschine bei einer Fehlbedienung auszuschließen, wurde in der Steuerung der Motorstrom so weit reduziert, dass (gemessene) Maximalkräfte von etwa 500 N auftraten.

Für die Ansteuerung der Maschine wurde ein Programm in C# geschrieben, mit dem es möglich ist, zunächst den Motor durch Drücken einer Taste zu drehen und so den beweglichen Schlitzen zu verfahren. Sind beide Schlitzen so zueinander justiert, dass die Probe befestigt werden kann, wird dieser Schritt durchgeführt und die aktuelle Position des Schlittens auf „0“ gesetzt. Zum Start der Messung wird der Endstufe über die Schnittstelle eine Sollgeschwindigkeit vorgegeben, die typischerweise im Bereich oder unterhalb von 100 mm/s liegt. Der Motor fährt nun mit definierter Beschleunigung auf diese Geschwindigkeit hoch und parallel liest dazu der Desktop-PC die am Kraftsensor anliegende Kraft aus. Die Messung endet, wenn der Schrittmotor eine vorher festgelegte Anzahl an Umdrehungen gedreht hat.

Fazit und Ausblick

Die Mikro-Zugprüfmaschine, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, hat wertvolle Erkenntnisse zur Haltbarkeit aktiv laminiertes Systeme, wie in Abschnitt 4.1.2 gezeigt, geliefert. Durch die vielseitige Haltevorrichtung war es möglich, auch empfindliche Proben wie z.B. ein COP Monofilament einzuspannen und zuverlässig zu testen. Die Maschine wurde institutsintern ebenfalls zur Charakterisierung von FBG-Dehnungssensoren, 3D-gedruckten Kunststoffbauteilen und 3D-Druck Filament eingesetzt. Ebenfalls ist es durch den kompakten Aufbau möglich, die Maschine in einen optischen Aufbau zu integrieren, z.B. um Messungen an mechanisch belasteten Polymersubstraten mit integrierten Gittern vorzunehmen, wie in Abschnitt 5.3 gezeigt.

Zukünftig ist geplant, die Maschine durch eine Mikroprozessorsteuerung zu ergänzen, um das System mit einer für eine Kraftregelung notwendige Echtzeitfähigkeit auszustatten. Da für die Kommunikation mit Messverstärker und Schrittmotorendstufe die USB-Schnittstelle genutzt wird und diese nicht Echtzeitfähig ist, ist dieser Schritt für die Implementierung einer schnellen Kraftregelung sinnvoll. Eine Lösung könnte ein vergleichsweise kostengünstiger Mikrocontroller, gekoppelt mit einem analogen Messverstärker, sein, der Weg-, und Richtungssignale an eine ebenfalls analoge Schrittmotorendstufe weitergibt. Mit einer auf dieser Basis implementierten Kraftregelung wären dann ebenfalls Messungen des Kriechverhaltens von Kunststoffbauteilen unter Last möglich – eine Messaufgabe, die eine Regelung der Kraft durch Variation des Schlittenweges bedingt.

3.2.2 Hot-Blade Cleaver zum Trennen von Kunststofffasern und -substraten

Das Trennen von optischen Fasern aus Glas oder Kunststoff mit dem Ziel, Endfacetten möglichst guter Qualität zu erhalten, wird als Cleaven bezeichnet. Für übliche Glasfasern mit 125 μm Cladding-, und 250 μm Coating-Durchmesser gibt es kommerziell erhältliche Geräte (z.B. THORLABS XL-411 [79]), die eine Hartmetall-, oder Rubinklinge nutzen, um gezielt einen spröden Bruch der Glasfaser zu erzeugen. Die entstehenden Endfacetten weisen eine gute optische Qualität auf. Nichtsdestotrotz gibt es Anwendungen wie z.B. die Einkopplung hoher Energien, die ein zusätzliches Polieren der Endfacetten der Faser erfordern.

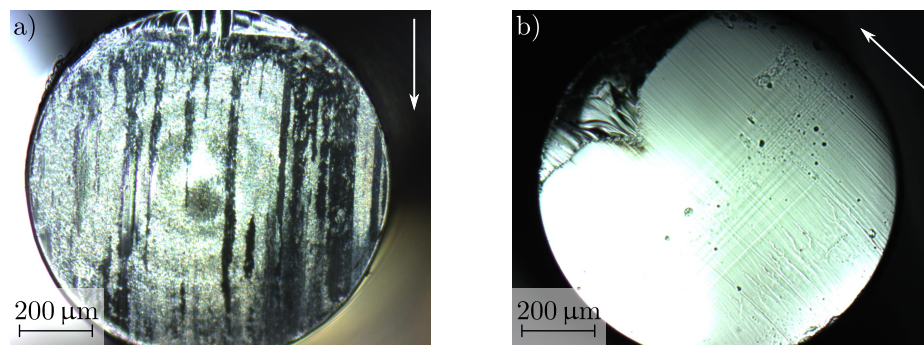


Abbildung 3.15: a) Endfacette einer standard-POF, die mit einer kommerziell erhältlichen Schneideinrichtung getrennt wurde. b) Endfacette einer standard-POF, die mit dem in dieser Arbeit entwickelten hotblade-Cleaver geschnitten wurde. Die Schnittrichtung ist jeweils durch einen Pfeil eingezeichnet.

Im Bereich der polymeroptischen Fasern kommen zum Trennen zumeist einfache Rasierklingen zum Einsatz, die ungeheizt und geführt von einer Kunststoffhülse die Wellenleiter durchtrennen sollen. Auch hier wird durch die V-förmige Klinge ein spröder Bruch der Faser verursacht. Das bei standard-POF zum Einsatz kommende Material PMMA erzeugt jedoch beim spröden Bruch der Faser keine Oberfläche optischer Qualität, sondern eine im Ergebnis sehr stark facettierte Oberfläche, wie in Abb. 3.15 a) dargestellt. Bei einer genaueren Betrachtung der Endfacette lassen sich zwei unterschiedliche Zonen des Schnittverlaufs ausmachen. Die im

Bild von oben in die Faser eindringende Klinge hat zunächst auf ca. 10 % des Faserdurchmessers einen duktilen Schnitt verursacht, bevor die Faser auf den restlichen 90 % spröde brach.

Gerade die im Rahmen dieser Arbeit erforschten intensitätsbasierten Dehnungssensoren benötigen allerdings eine Endfacette optischer Qualität, da Oberflächenfehler sich auf die Energieverteilung im Strahlkegel des Emitters (vergleiche Abschnitt 3.1) auswirken. Da bei der Massenproduktion solcher Sensoren die Kalibrierung jedes individuellen Sensors nicht kostengünstig möglich ist, muss ein Prozess gefunden werden, der in einem Bearbeitungsschritt eine wiederholbar gute Oberflächenqualität schafft. Dabei ist das Ziel nicht das Erreichen einer bestmöglichen Qualität, sondern vielmehr das Erreichen einer möglichst gleichbleibenden Schnittqualität um Qualitätsunterschiede in der Endfacette und damit Unterschiede in der Koppelkurve zwischen einzelnen Sensoren zu minimieren.

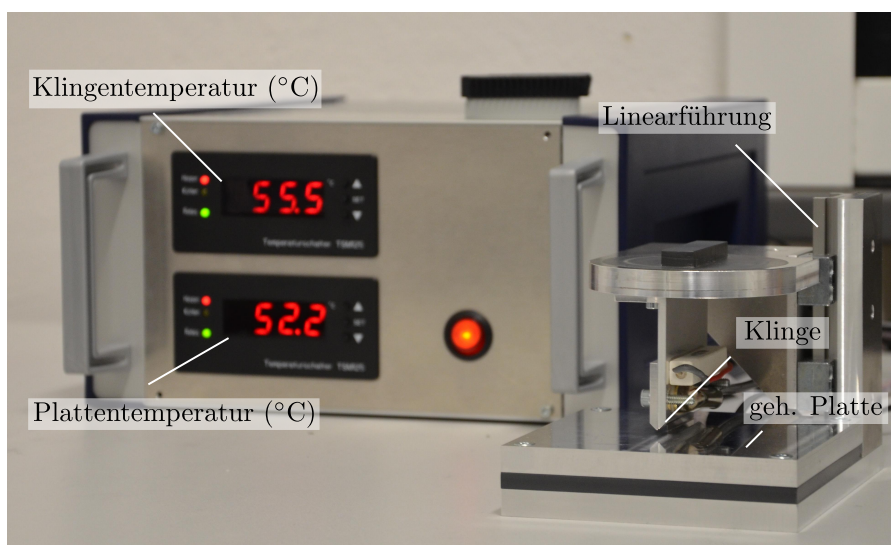


Abbildung 3.16: Fotografie des Cleavers und der Heizeinheit. Die Temperatur von Platte und Klinge ist getrennt einstellbar. Zur Temperaturregelung kommen einfache Zweipunktregler zum Einsatz.

Um dieses Ziel zu erreichen, muss die schon in Abb. 3.15 a) gezeigte Tendenz des Materials unterbunden werden, spröde zu brechen. Verschiedene Untersuchungen unterschiedlicher Forschergruppen haben gezeigt, dass das Heizen von sowohl der Klinge als auch der Faser selbst eine erfolgversprechende Methode ist [1, 72, 78]. Im Ergebnis entstanden sowohl manuelle als auch motorisierte Cleaver, die sowohl für die Verarbeitung von massiven als auch von mikrostrukturierten POF (mPOF) eingesetzt werden können. Durch das Heizen der Klinge kann der duktile Schnitt bedeutend verlängert werden, da das PMMA der Faser der Klinge besser ausweichen kann und die Bruchdehnung des Materials für höhere Temperaturen ebenfalls steigt. Das Ergebnis eines Schnittes einer standard-POF mit geheizter Klinge ist in Abb. 3.15 b) zu sehen.

Die genannten Ergebnisse wurden genutzt um im Rahmen dieser Arbeit einen manuell bedienbaren geheizten Cleaver zu entwickeln und zu bauen. Er besteht, wie in Abb. 3.16 gezeigt,

3 Theoretische Vorbetrachtungen und Vorrichtungsbau

aus dem Grundgerät und einer davon getrennten Heizeinheit. Die Platte des Grundgerätes und die Klinge sind getrennt beheizbar, wobei zum Heizen mit einer Spannung von 12 V betriebene Hochlastwiderstände zum Einsatz kommen. Die Heizleistung für die Klinge beträgt 11 W und für die Platte 22 W. Als Klinge kommen handelsübliche Rasierklingen zum Einsatz, um die Kosten für den Ersatz derselben möglichst niedrig zu halten. Platte und Klingenbaugruppe sind durch eine Linearführung miteinander verbunden, um einen geraden Schnitt zu ermöglichen.

Die Heizeinheit besitzt zum Regeln der Temperatur zwei Zweipunktregler, die typischerweise auf ein Temperaturfenster von 1 °C eingestellt sind um eine möglichst genaue Einhaltung der Solltemperatur zu gewährleisten. Die Maximaltemperatur, die durch das Gerät gehalten werden kann, beträgt - abhängig vom Aufstellort und der Raumtemperatur - 75 °C.

Fazit

Vor dem Bau des Hot-Blade Cleavers sind optische Kunststofffasern und Kunststoffsubstrate mit eingebetteten Wellenleitern zumeist mit einer Schere zertrennt und anschließend auf einer Scheiben-Poliermaschine poliert worden. Gerade im Falle von Fasern und Substraten mit erhabenen Wellenleitern führte die für die Bearbeitung notwendige Einspannung häufig zur Beschädigung oder Zerstörung der Proben, noch bevor eine Untersuchung möglich war. Darüber hinaus ist für ein zuverlässig gutes Polierergebnis eine gewisse Erfahrung des ausübenden Mitarbeiters notwendig und die Oberflächenqualität schwankte dementsprechend stark.

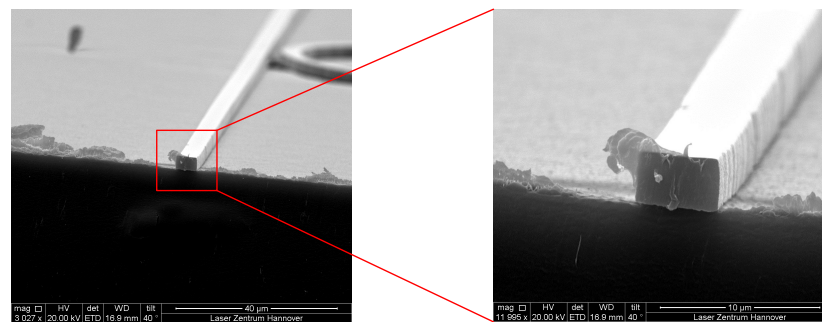


Abbildung 3.17: Endfacetten von Rippenwellenleitern, die mit dem Hot-Blade Cleaver geschnitten wurden. Angefertigt von Urs Zywitz, Laser Zentrum Hannover e.V.

Die Vorteile des Hot-Blade Cleavers liegen in der sehr guten Wiederholbarkeit der Bearbeitungsergebnisse und einer bedeutend schnelleren Bearbeitung der Proben – ein Umstand der vor allem bei Parameterstudien wichtig ist. Die gute Wiederholbarkeit unterstützt die Untersuchung der intensitätsbasierten Dehnungssensoren als auch die Messung der Dämpfungswerte von im Rahmen von PlanOS hergestellten Wellenleitern. Durch die neu hinzugewonnene Fähigkeit, auch Substrate mit aufgebrachtten Rippenwellenleitern beschädigungsfrei zuschneiden zu können, zeigten sich Einsatzmöglichkeiten für das Gerät auch bei der Charakterisierung von wellenleiterbasierten Mach-Zehnder Interferometern und Whispering-Gallery Resonatoren auf Kunststoffsubstraten [9, 66], wie in Abb. 3.17 dargestellt. Der dort gezeigte Wellenleiter

3.2 Vorrichtungen zur Produktion und zur Charakterisierung polymeroptischer Systeme

hat einen Querschnitt von $5\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$ (b \times h) und die Qualität der dort gezeigten Endfläche ermöglicht eine gute Kopplung von Licht.

4 Intensitätsbasierter Sensor

Das Funktionsprinzip des intensitätsbasierten Dehnungssensors beruht auf der Auswertung der Kopplungseffizienz zwischen zwei gegenüber angeordneten Wellenleitern. Kurz ist dieses schon in Kapitel 2.4 und Abb. 2.10 beschrieben worden. Über eine zu definierende Referenzlänge s wird ein Receiver-Wellenleiter von einem Emitter beleuchtet. Bei gleichen Abmessungen beider Wellenleiter und einem Abstand von $s = 0$ wäre, unter der Voraussetzung optisch einwandfreier Koppelflächen (vergl. Kapitel 3.2.2), die Koppelleffizienz 100 %. Mit steigendem Abstand s sinkt die Koppelleffizienz, messbar z.B. durch den Einsatz eines Leistungsmessgerätes am Ende des Receiver-Wellenleiters. Durch vorherige Simulation oder experimentelle Charakterisierung des Aufbaus lässt sich der Zusammenhang zwischen gemessener Leistung und Abstand ermitteln. So wird der Einsatz des Systems als Dehnungssensor ermöglicht.

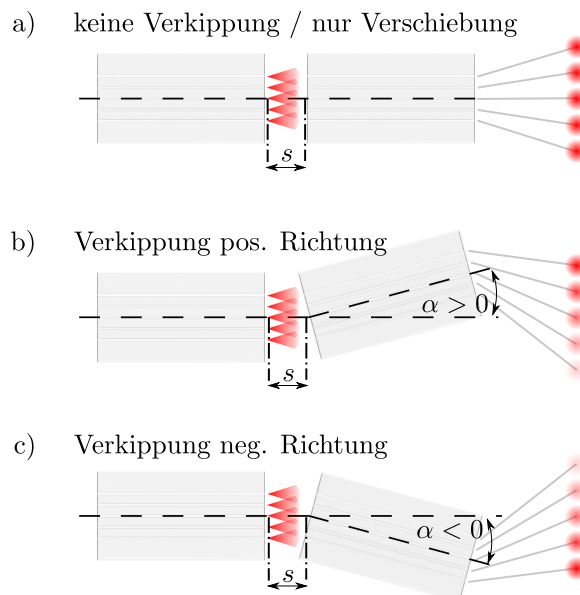


Abbildung 4.1: Verschiedene Konfigurationen des intensitätsbasierten Dehnungssensors. a) Für eine rein lineare Verschiebung, b) positive und c) negative Verkipfung.

Wird statt eines Emitter-Receiver-Paares eine parallele Anordnung aus mehreren Paaren eingesetzt, lässt sich mit dieser Methode auch eine Verkipfung zwischen der Emitter-, und Receiverseite des Systems ermitteln, wie in Abb. 4.1 dargestellt. Für eine reine lineare Verschiebung zwischen beiden Seiten wird die Intensität in allen – hier fünf – Receiver-Wellenleitern gleich sein und nur vom Abstand s abhängen, wie in Abb. 4.1 a) zu sehen ist. In Abb. 4.1 b) und c) ist ein Verkipfungswinkel α eingeführt, der positiv oder negativ sein kann. In beiden

Fällen ergibt sich die Intensität, die in die Receiver-Wellenleiter koppelt, als eine Kombination aus der linearen Verschiebung s und der zusätzlichen lateralen Bewegung, die die Verkippung in das System einbringt. Dies bedeutet für eine Drehung um die Eingangsfacette des mittleren Receiver-Wellenleiters, dass für diesen die Intensität konstant bleibt, während sie für eine positive Verkippung (Mitte des Bildes) für die oberen Wellenleiter zu-, und für die unteren Wellenleiter abnimmt.

4.1 Herstellungsverfahren

Um eine gute Nähe zu Massenfertigungsverfahren zu gewährleisten, wurden für die Herstellung der beiden Sensortypen Verfahren gewählt, die grundlegend Rolle-zu-Rolle fähig sind. Sowohl das Heißprägen (hot embossing) als auch das thermische Laminieren sind in der Industrie etablierte Prozesse (ersteres z.B. für von Light Management Folien, zweiteres z.B. zum Kaschieren von Druckerzeugnissen) die gut verstanden und skalierbar sind. Für den Funktionsnachweis des Systems mit mehreren Emitter-Receiver-Paaren allerdings, ist der Sensor in manueller Arbeit hergestellt worden. Die Art und Weise der Herstellung wird an dieser Stelle ebenfalls näher erläutert.

4.1.1 Manuelle Herstellung

Für die manuelle Herstellung des Sensors wurden zunächst Substratplatten aus 500 μm starken PMMA (EVONIK PLEXIGLAS 99524GT) auf die Größe 40 mm \times 10 mm zurechtgeschnitten. Zum Halten der Substratplatten dient eine Vakuumplatte, die in der Höhe verstellbar ist und eine Vertiefung in der entsprechenden Tiefe aufweist. Abbildung 4.2 zeigt eine Fotografie der Vakuumplatte, positioniert auf einem XYZ-Verfahrtisch zwischen zwei kugelgelagerten Trommeln, die fünf umlaufende Nuten aufweisen. Diese dienen zum parallelen Führen der POF. Fünf zuvor auf einen Meter Länge zugeschnittene Kunststofffasern werden über die Trommeln gespannt und mit Klebeband auf dem optischen Tisch befestigt. Neben der parallelen Ausrichtung der Fasern sorgen die Trommeln auch für eine gleiche Höhe aller fünf Wellenleiter über dem Substrat. Das Substrat selbst kann anschließend mit Hilfe des XYZ-Tisches so unter den POF positioniert werden, dass es diese gerade berührt und die mittlere der fünf Fasern in der Mitte des Substrates läuft.

Sind die POF ausgerichtet, so wird das Substrat und die POF selbst mit einem UV-aushärtenden Polymer beschichtet, wofür eine Pipette und ein Kunststoffspatel eingesetzt werden. Da die POF selbst ein Cladding aufweist spielt der Brechungsindex des eingesetzten Polymers keine bedeutende Rolle für die Lichtleitfähigkeit der Faser. Vielmehr ist eine gute Haftung des Materials auf dem Substratmaterial wichtig. Nach Test von mehreren im Labor zur Verfügung stehenden Kleben stellte sich der optische Kleber NORLAND NOA68 als optimal für die Aufgabe heraus, da er neben einer guten Haftung auf PMMA auch eine große Flexibilität im ausgehärteten Zustand aufweist und dadurch leichter nachzubearbeiten ist. Sind Wellenleiter und Substrat mit dem Kleber benetzt wird dieser ausgehärtet, wofür eine High-Power LED mit 385 nm Mittenwellenlänge und 13 W elektrischer Leistung eingesetzt wird.

Nach erfolgtem Aufbringen der Wellenleiter werden die etwa noch 0,5 m langen freien Wel-

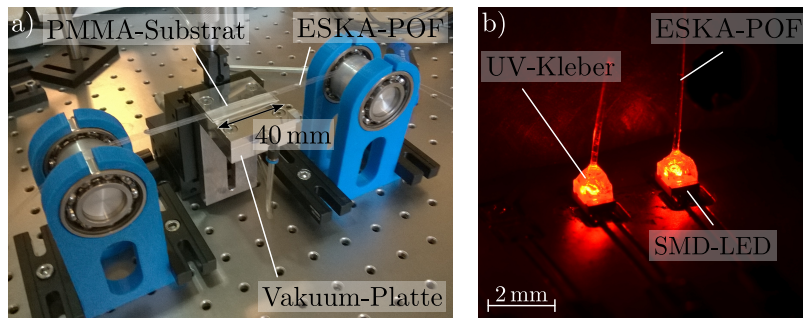


Abbildung 4.2: a) Vorrichtung zum manuellen Aufbringen der POF auf ein PMMA-Substrat und b) Detailansicht der über SMD-LED ausgerichteten und verklebten Wellenleiter-Enden.

Wellenleitern beidseitig mit einem Hot-Blade Cleaver abgeschnitten, um eine bestmögliche Qualität der Ein-, und Auskoppelflächen zu gewährleisten. Danach wird ein Ende jedes einzelnen Waveguides mittels eines XYZ-Verfahrtisches so über einer SMD-LED ausgerichtet, dass am anderen Ende des Wellenleiters mit Hilfe eines Laserleistungsmessgeräts eine größtmögliche Leistung gemessen wird. In dieser Position werden die Wellenleiterenden mittels optischen, UV-aushärtenden Kleber mit den LED verklebt. Ein L-förmiges Stück Kunststoff auf der Lichtquellen-Platine, an dem die einzelnen Wellenleiter mittels Kapton-Klebeband verklebt werden, dient als Zugentlastung. Als letzter Schritt wird das Substrat – ebenfalls mit dem Hot-Blade Cleaver – senkrecht in zwei in etwa gleichlange Teile geteilt, die später die Emitter-, bzw. Receiverseite des fertigen Sensors darstellen.

4.1.2 Heißrollenlamination

Das thermische Laminieren erlaubt das Fügen von Polymerfolien durch den Einsatz von Hitze und Druck. Die hier aufgeführten Arbeiten wurden mit einem experimentellen Rollenlaminator am Institut für Mikrosystemtechnik des Freiburger IMTEK durchgeführt. Der grundlegende Aufbau ist in Abb. 4.3 a) gezeigt.

Das Gerät verfügt über zwei angetriebene, beheizbare Rollen die übereinander angeordnet sind. Dabei ist die untere Rolle fest gelagert, während die obere durch einen Pneumatikzylinder mit einstellbarem Druck p auf die untere gepresst werden kann. Zusätzlich kann eine Mindestspaltweite eingestellt werden, die es erlaubt, druckunabhängig einen Mindestabstand der Rollen festzulegen. Beide Rollen sind unabhängig voneinander in der Temperatur einstellbar und drehen mit gleicher Drehzahl. Während die obere Rolle aus Stahl besteht, ist die Oberfläche der unteren Rolle mit Gummi beschichtet. Unter bestimmten Voraussetzungen lässt sich dann ein Wellenleiter zwischen zwei Substratschichten laminieren, wie in Abb. 4.3 b) skizziert.

Reaktivlamination nichtmischbarer Materialien

Grundsätzlich lassen sich durch einen thermischen Laminationsprozess nur Materialien verbinden, die mischbar sind. Durch Druck und Temperatur wird eine Interdiffusion der Mole-

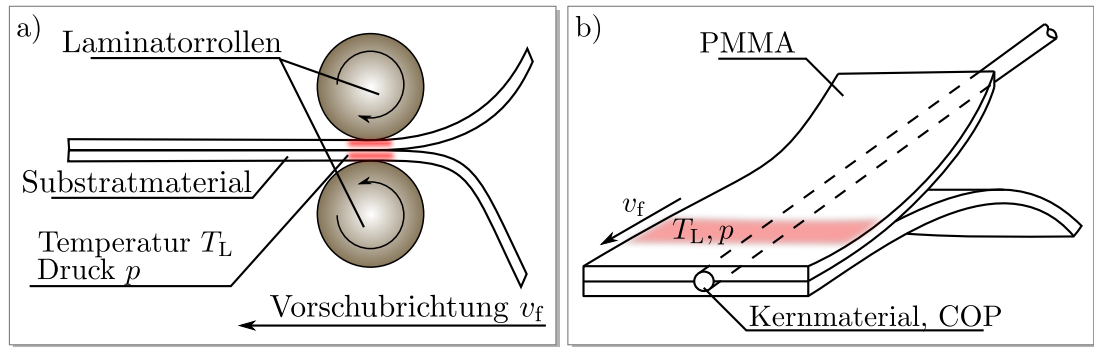


Abbildung 4.3: a) Aufbau des Rollenlaminators und b) Laminierverfahren zur Einbringung von Wellenleitern.

külketten beider Materialien miteinander ausgelöst, die nach dem Abkühlen eine bleibende Verbindung gewährleistet, wie in Abb. 4.4 a) gezeigt ist. Sind beide Materialien nicht mischbar, so bleibt dieser Effekt aus und die Substrate lassen sich nach dem Laminieren wieder leicht trennen [28].

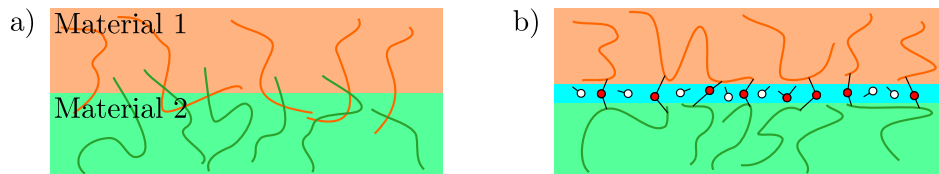


Abbildung 4.4: a) Reine Interdiffusion von Molekülketten. b) Zusätzliche Insertionsreaktionen zwischen Molekülketten nicht mischbarer Polymere.

Neben der Mischbarkeit muss allerdings auch der Brechungsindex und die Glasübergangstemperatur der beteiligten Materialien berücksichtigt werden. Der Brechungsindex des Wellenleitermaterials muss höher sein als der des Substrates um Lichtleitung zu ermöglichen und gleichzeitig muss die Glasübergangstemperatur des Wellenleiters höher als die des Substrates sein, um eine übermäßige Verformung des Wellenleiters beim Laminiervorgang zu vermeiden. Beide Voraussetzungen werden von der Materialkombination COP (Wellenleiter) und PMMA (Substrat) erfüllt, wie in Tab. 4.1 aufgeführt.

Da PMMA und COP nicht mischbar sind, ist das klassische thermische Laminieren allerdings nicht für die Herstellung einer dauerhaften Verbindung geeignet [44]. Es ist damit notwendig, die Verbindung zwischen beiden Materialien chemisch zu unterstützen um ein dauerhaft stabiles, monolithisches System zu erhalten. Um diese Anforderungen zu erreichen wurde auf einen neuartigen Prozess zum Reaktivlaminieren zurückgegriffen, der gemeinsam mit den Lehrstühlen für Chemie und Physik von Grenzflächen und Prozesstechnologie des IMTEK der Universität Freiburg erforscht und für die Herstellung von laminierten Wellenleitern angepasst wurde.

Material	n (@586 nm)	T_G
PMMA, 99524GT	1,49	113 °C
COP, Zeonex 480R	1,51	138 °C

Tabelle 4.1: Glasübergangstemperaturen und Brechungsindizes (gemessen bei einer Wellenlänge von 586 nm) von Zeonex 480R (Zeonor) und Plexiglas 99524GT (Evonik).

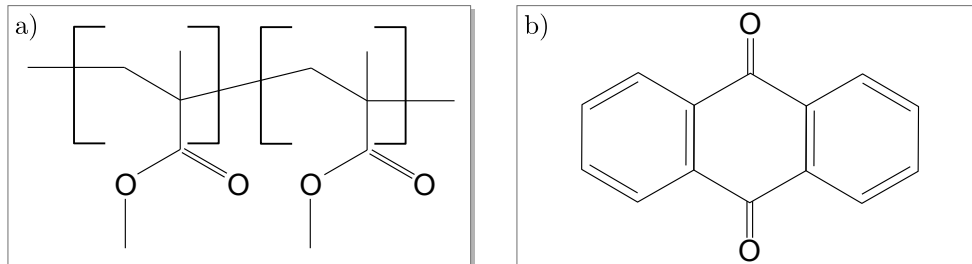


Abbildung 4.5: Skelettformeln von a) PMMA und b) Anthrachinon.

Basis des Laminationsverfahrens ist ein Copolymersystem aus PMMA (Abb. 4.5 a)) und Anthrachinon (Abb. 4.5 b)), das in Ethanol gelöst auf das COP-Kernmaterial aufgesprüht wird. Bis zum Kontakt mit dem Substratmaterial ist das Ethanol als Trägerflüssigkeit verdampft und es entsteht eine trockene Schicht des Copolymersystems. Der Begriff Copolymer bezeichnet generell Polymere, die aus zwei oder mehr statistisch oder blockweise abwechselnden Monomeren aufgebaut sind. Ebenfalls wird der Begriff für Polymere verwendet, auf deren Molekületten andere Monomere „aufgepfropft“ sind. Dies ist hier der Fall. Die Anwendung für das zyklische Olefin-Copolymer COC 8007 von TOPAS ist in [76] beschrieben und umfassender in [75].

Nach dem Einlaminiern des Filamentes (vergl. Abb. 4.3 b)) ist es notwendig, die sich zwischen COP-Filament und PMMA-Substrat befindende AOAQ-co-PMMA Schicht mit UV Strahlung zu belichten. Bei Wellenlängen zwischen 250 nm und 365 nm wird eine CH-Insertionsreaktion ausgelöst (CHIC), die die AOAQ-Gruppe in das COP-Polymer einbaut. Da Filament und Substratmaterial nicht mischbar sind, geschieht dies nur für Moleküle beider Materialien, die sich in unmittelbarer Nähe zueinander befinden - der vorherige Laminationsprozess ist damit unbedingt notwendig.

Um die Qualität der Ergebnisse der Aktivlamination zu untersuchen, wurden zwei unterschiedliche Untersuchungen durchgeführt; Zum einen wurden mikroskopische Aufnahmen des Querschnittes des einlamierten Filamentes angefertigt, um die Formhaltigkeit zu beurteilen, zum anderen wurden Auszugsversuche an einlamierten Filamenten durchgeführt, die eine Untersuchung der Verbindungsqualität ermöglichen.

Formhaltigkeit und Verbindungsqualität der Substratschichten

Das Filament kann während des Laminationsvorganges durch den Druck der Laminierrollen verformt werden und einen elliptischen Querschnitt annehmen. Dieser Effekt wird von meh-

Material	T_L [°C]	p [bar]	v_f [m/s]
PMMA, 99524GT	145	1	0,3
PMMA 99524GT	165	1	0,3
PMMA, 0F058	165	1	0,3

Tabelle 4.2: Untersuchte Laminationsparameter Temperatur T_L , Vorschub v_f und Druck p für die Materialien PMMA 99524GT und PMMA 0F058 der Firma EVONIK.

renen Faktoren beeinflusst, darunter die Kerntemperatur des Substratstapels, der Laminationsdruck und auch die Steifigkeit des Substratmaterials. Um den kreisförmigen Querschnitt des Filamentes möglichst beizubehalten, muss demzufolge die Kerntemperatur niedrig gehalten und ein moderater Laminationsdruck gewählt werden. Beide Parameter tragen allerdings mit Ihrer Erhöhung zu einer besseren Lamination der übrigen PMMA-PMMA Grenzfläche bei. Abbildung 4.6 verdeutlicht diese Gegenläufigkeit.

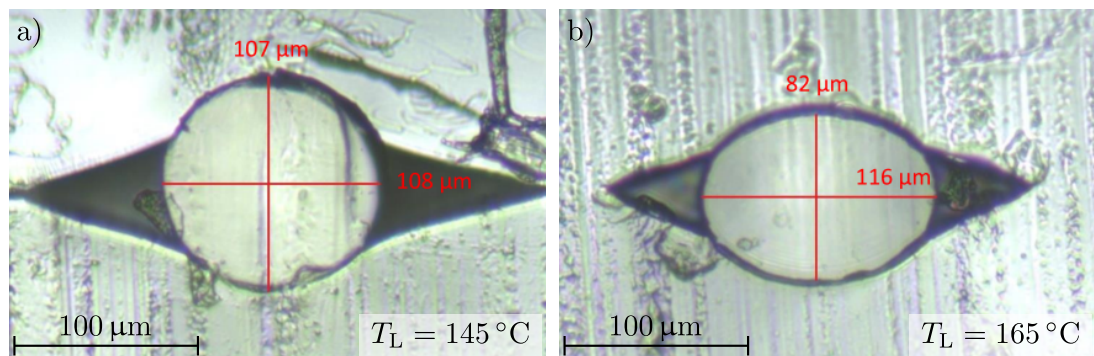


Abbildung 4.6: Vergleich des vertikalen und horizontalen Durchmessers des Kernfilamentes nach erfolgter Lamination bei einem Druck von 1 bar und Temperaturen von a) 145 °C bzw. b) 165 °C.

Die Abbildung zeigt mikroskopische Aufnahmen der Querschnittsfläche von Substratmaterial und Wellenleiter. Während auf der linken Seite bei einer Rolltemperatur von 145 °C großer und kleiner Durchmesser des Kernfilamentes ähnliche Werte aufweisen ist der Kern bei einer Temperatur von $T_L = 165$ °C deutlich elliptisch verformt. Gleichzeitig ist bei höherer Temperatur keine klare Trennung zwischen oberer und unterer Substratschicht mehr zu erkennen, während diese bei $T_L = 145$ °C noch deutlich hervortritt (siehe Abb. 4.6 a) links des Wellenleiters).

Ein guter Kompromiss zwischen Formhaltigkeit des Kernfilaments und Vollständigkeit der Lamination zwischen den Substratschichten ergibt sich für die untersuchten Substratmaterialien bei den in Tabelle 4.2 gegebenen Parametern.

Wirksamkeit des Reaktivlaminationsverfahrens

Für die Untersuchung der Wirksamkeit der Reaktivlaminierung wurden mit der in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Mikro-Zugprüfmaschine Filamentauszugsversuche durchgeführt. Zu diesem Zwecke wurden Proben angefertigt, die aus zwei übereinanderliegenden Substratschichten und einem zum Teil einlamierten Filament bestehen, wie in Abb. 4.7 a) skizziert. Während der einlamierte Teil der Filaments auf dem festen Schlitten der Zugprüfmaschine montiert wurde (vergleiche Abb. 4.7 b)), wurde der freie Filamentteil auf dem angetriebenen Schlitten befestigt. Um den Einfluss der Kerbwirkung beim Einspannen des freien Filamentes so gering wie möglich zu halten, wurde dieses zwischen zwei Platten eines thermoplastischen Elastomers gespannt.

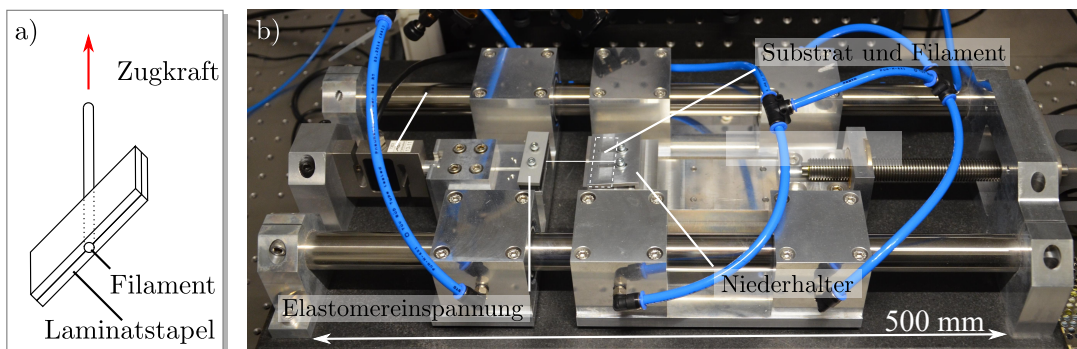


Abbildung 4.7: Experimenteller Aufbau des Auszugsversuches. Eine Probe wie in a) zu sehen wird angefertigt und entsprechend b) auf der Zugprüfmaschine befestigt. Der Schlitten der Maschine wird kontinuierlich verfahren und die entstehende Reaktionskraft über den Weg gemessen.

Insgesamt wurden vier Probentypen untersucht:

1. Substratmaterial 99524GT, mit Beschichtung des Filamentes
2. Substratmaterial 99524GT, ohne Beschichtung
3. Substratmaterial 0F058, mit Beschichtung des Filamentes
4. Substratmaterial 0F058, ohne Beschichtung

Von den beschichteten Proben standen jeweils sechs Stück zu Verfügung, von den unbeschichteten Proben drei Stück. Insgesamt wurden also 18 Proben vermessen. Die Ergebnisse für alle Proben mit der AOAQ-co-PMMA Beschichtung zeigten eine ähnliche Form, exemplarisch dargestellt in den Abbildungen 4.8 und 4.9, jeweils links: Zunächst erfolgt ein linearer Anstieg der gemessenen Kraft mit zunehmendem Schlittenweg. Den Teil des Weges vom Wert 0 bis zum Anstieg der Zugkraft ist das Filament noch nicht gespannt. Mit zunehmendem Weg beginnt der Gradient des Kraftverlaufs abzunehmen. Dies kann mit einer Einschnürung des Filaments erklärt werden. Mit dem Erreichen einer Maximalkraft reißt das Filament schließlich. Dieser Kraftverlauf ist für alle 12 beschichteten Proben typisch, unabhängig vom Substratmaterial.

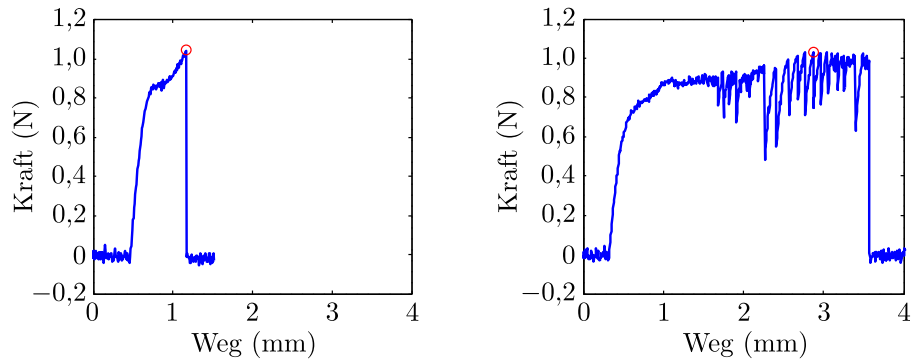


Abbildung 4.8: Auszugsversuch eines Zeonex 480R Filamentes aus einem PMMA 99524GT Laminat. Links: Beschichtet mit Reaktivpolymer, rechts: unbeschichtet. Der rote Kreis in beiden Achsen markiert die Maximalkraft.

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen rechts ebenfalls exemplarisch jeweils die Kraft über den Schlittenweg für mit unbeschichtetem Filament hergestellten Proben. Die Probenherstellung sonst erfolgte unter den gleichen Parametern wie in Tabelle 4.2 dargestellt. Bei beiden Probentypen ist ein sägezahnartiger Kraftverlauf zu beobachten. Dieser kann durch den Stick-Slip Effekt erklärt werden. Dabei handelt es sich um eine Reibschwingung, die durch die Elastizität des Filamentes und die Haftreibung zwischen Filament und Substratmaterial ausgelöst wird. Bei zunehmendem Verfahrensweg des Schlittens dehnt sich der freie Teil des Filamentes und übt eine Kraft auf den einlamierten Teil aus. Ohne eine chemische (monolithische) Verbindung beider Materialien kommt es beim Übertreten der Haftreibung zu einem Rutschen des einlamierten Teils bei gleichzeitiger Minderung der Reibkraft, da nun Gleitreibung vorliegt. Ab einer bestimmten Strecke des Rutschens reicht die durch die verbleibende Spannung des Filamentes ausgeübte Kraft nicht mehr aus um die Gleitreibung zu überwinden und das Filament spannt sich erneut, bis sich der Prozess beim erneuten Überschreiten der Haftreibung wiederholt.

Die Untersuchung aller hergestellten Proben zeigte folgendes Bild: Alle nicht behandelten Filamente zeigten einen Stick-Slip-Effekt und ließen sich meist vollständig aus dem laminieren Substratstapel entfernen. Alle behandelten Filamente rissen nach plastischer Dehnung und dem Erreichen einer Maximalkraft. Bei der Auswertung fiel die Tendenz einer niedrigeren erreichbaren Maximalkraft im Falle des beschichteten Filaments auf. Einen Erklärungsansatz liefert der Effekt der Spannungsüberhöhung im Bereich von Unstetigkeiten (z.B. plötzlichen Dickenänderungen) mechanisch belasteter Bauteile [58] durch Kerbwirkung. Durch die im Bereich von Kanten erhöhten Vergleichsspannungen versagen z.B. auf Zug belastete Strukturen bevorzugt auch an diesen Stellen. Unterstellt man dem Reaktivpolymer nun die erfolgreiche Verbindung von Kern- und Substratmaterial – eine Annahme die durch die Ergebnisse der Zugversuche gestützt wird – so liegt an der Kante des Substratmaterials eine Unstetigkeit vor, die eine solche Kerbwirkung verursachen kann.

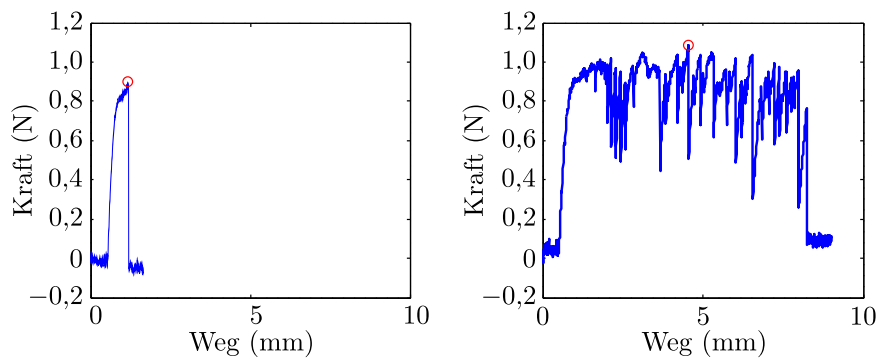


Abbildung 4.9: Auszugsversuch eines Zeonex 480R Filaments aus einem PMMA 0F058 Laminat. Links: Beschichtet mit Reaktivpolymer, rechts: unbeschichtet. Der rote Kreis in beiden Achsen markiert die Maximalkraft.

Optische Charakterisierung

Die Charakterisierung der in dieser Arbeit eingesetzten Wellenleiter hinsichtlich ihrer Dämpfung dient vor allem der Einschätzung ihrer Tauglichkeit für großflächige Systeme. Auch Wellenleiter mit vergleichsweise hohen Dämpfungen eignen sich für die meisten hier vorgestellten Systeme problemlos. Um die Notwendigkeit der Kalibrierung jedes hergestellten Systems zu umgehen ist hier eher eine möglichst gleichbleibende Qualität der hergestellten Wellenleiter gefordert.

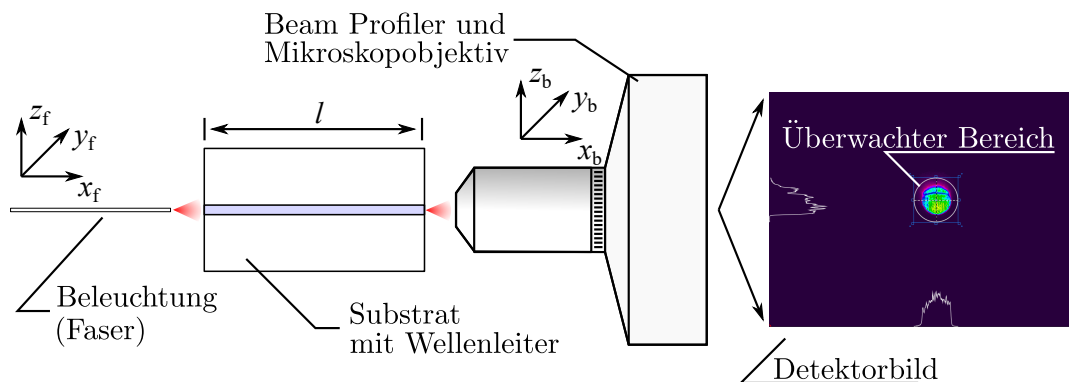


Abbildung 4.10: Skizzierter Versuchsaufbau für die Dämpfungsmessung an Wellenleitern.

Im Falle des Einsatzes der Wellenleiter in einem großflächigen System spielt die – meist auf Streueffekte an den Wellenleitergrenzflächen zurückzuführende – Dämpfung allerdings eine nicht unbeträchtliche Rolle; Werden keine Maßnahmen zu deren Vermeidung getroffen, verbleibt nicht geführtes Licht als Streulicht in der Folie und stört die Messung benachbarter Sensoren. Weiterhin ist eine geringe Dämpfung wünschenswert, um den notwendigen Energieeinsatz in großflächigen Systemen zu minimieren und trotzdem noch die zum Betrieb ei-

nes oder mehrerer Sensoren notwendige Intensität in den Wellenleitern an der Messstelle zur Verfügung zu haben.

Die reinen Absorptionsverluste eines optischen Bauteiles lassen sich durch das Rückschnittverfahren ohne den Einfluss durch Koppel- und Reflektionsverluste messtechnisch bestimmen. Dabei wird ein Substrat mit Wellenleiter in einem Versuchsaufbau (siehe Abb. 4.10) befestigt, der meist aus einer Lichtquelle, einer Haltevorrichtung für das Substrat und einem Detektor besteht. Die Lichtquelle kann je nach Anwendung kohärent oder nichtkohärent sein, Freistrahll über ein Mikroskopobjektiv einkoppeln oder per Stoßkopplung mit einem Faserende. Die Haltevorrichtung muss die Probe während der Messung zuverlässig halten und trotzdem muss die Probe einfach zu lösen sein. Hier kommen zumeist Vakuumhalter zum Einsatz. Auch für den Detektor sind mehrere Aufbauten denkbar; Eingesetzt wird z.B. die Abbildung der Wellenleiterendfacetten über eine Optik auf eine großflächige Photodiode, die Einkopplung in eine weitere Faser an deren Ende ein Leistungsmessgerät angeschlossen ist oder die direkte Aufnahme der Endfacetten mittels abbildender Optik und CCD-Kamera (z.B. einem Profilometer).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Aufbau bestehend aus zwei XYZ-Verfahrtischen eingesetzt, zwischen denen die Probe fest montiert wird, wie in Abb. 4.10 skizziert. Als Lichtquelle dient eine THORLABS FG050LGA 50 μm Multimode-Glasfaser mit einer numerischen Apertur von 0,22, angeschlossen an eine Thorlabs M625F2 LED-Lichtquelle, die inkohärentes Licht bei einer Mittenwellenlänge von 625 nm ausstrahlt. Zur Aufnahme der Leistung an der Endfacetten kommt ein OPHIR SPIRICON 620U Beamprofiler zum Einsatz, ausgestattet mit einem 20x OLYMPUS Plan N Mikroskopobjektiv mit einer numerischen Apertur von 0,4. Faserende und Beamprofiler sind jeweils auf einem der beiden Verfahrtische montiert (angedeutet durch die beiden Koordinatensysteme in der Abbildung).

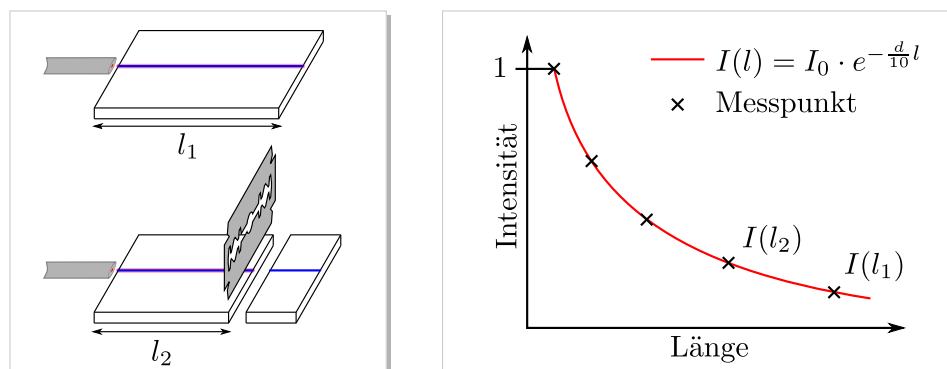


Abbildung 4.11: Skizze des Rückschnittverfahrens zur Dämpfungsmessung: a) Schrittweiser Rückschnitt der Auskoppelseite eines Wellenleiters. b) Die Messpunkte folgen einer Exponentialfunktion, mittels derer die Dämpfung des Wellenleiters ermittelt werden kann.

Zur Messung der transmittierten Leistung wird die Endfacetten des Wellenleiters mit dem Beamprofiler fokussiert und in der Auswertesoftware ein Integrationsbereich eingestellt, der so gut wie möglich den Abmessungen des jeweilig untersuchten Wellenleiters entspricht. Der Integrationsbereich ermöglicht die Echtzeitanzeige der Summe aller Pixelwerte innerhalb seiner

Grenzen und lässt so einen Rückschluss auf die relative Leistung zu. Unter Beobachtung der aufsummierten Leistung lässt sich dann eine möglichst optimale Einkopplung mit dem Verschiebetisch auf der Quellenseite erreichen. Dabei ist es wichtig, dass die numerische Apertur des verwendeten Objektivs größer als die des Wellenleiters ist, um tatsächlich die vollständige transmittierte Intensität auf dem CCD-Sensor abbilden zu können. Mit einem Kern-Brechungsindex von 1,525 und einem Substrat-Brechungsindex von 1,49 beträgt die numerische Apertur der untersuchten laminierten Wellenleiter 0,325. Damit ist das verwendete Objektiv für die Untersuchung dieser Wellenleiter geeignet. Die verwendete Multimode-Glasfaser weist mit 0,22 eine geringere numerische Apertur auf, als der untersuchte Wellenleiter, um den Lichteintrag im Substratmaterial so gering wie möglich zu halten. Zwar führt dies dazu, dass nicht alle Moden des Wellenleiters angeregt werden, dieser Umstand spielt für eine reine Dämpfungsmessung jedoch keine Rolle.

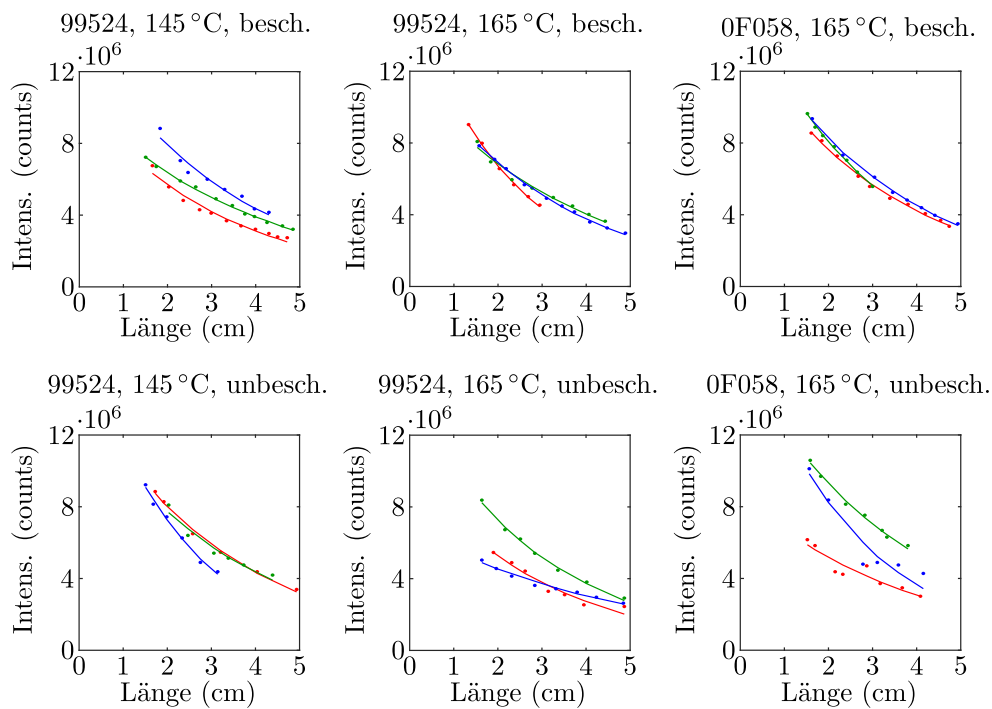


Abbildung 4.12: Ergebnisse der Rückschnittmessungen an laminierten Wellenleitern. Die obere Zeile zeigt beschichtete, die untere Zeile nicht beschichtete Wellenleiter. Die Messpunkte sind mit Punkten markiert, die gefitteten Funktionen mit durchgehenden Linien. Die Farbe der Messpunkte und Fits kennzeichnet die unterschiedlichen untersuchten Proben.

Im Verlauf der Rückschnittmessung wird die Probe nun stückweise unter Einsatz des Cleavers (siehe Kapitel 3.2.2) zurückgeschnitten. Nach jedem Rückschnitt wird erneut die Endfacette des Wellenleiters mit dem Beamprofiler fokussiert und auf der Frontseite mit der Beleuchtungsfaser Licht eingekoppelt, wobei der Vorgang mit dem Beamprofiler überwacht wird: Ist

die Summe der Pixelwerte im Integrationsbereich maximal, ist die bestmögliche Einkopplung erreicht. Dieser Wert wird dann, zusammen mit der Länge der Probe, notiert.

Die, wie in Kapitel 4.1.2 erläutert, durch einen reaktiven Laminationsprozess hergestellten Wellenleiter wurden mit der beschriebenen Methode hinsichtlich ihrer Dämpfung charakterisiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.12 dargestellt. Alle sechs Darstellungen zeigen das einheitenlose Leistungsäquivalent über die Länge der Probe. Die obere Reihe zeigt die Messergebnisse von Proben, deren Kernfilament mit dem Reaktivsystem beschichtet wurde, die untere Reihe die Ergebnisse von Proben, bei denen das nicht der Fall war. Von links nach rechts zeigen die Spalten die Ergebnisse laminiertes Systeme mit Substratmaterial PMMA 99524GT und 145 °C Prägetemperatur, Substratmaterial PMMA 99524GT und 165 °C Prägetemperatur und Substratmaterial PMMA 0F058 und 145 °C Prägetemperatur. Von allen sechs Probentypen wurden jeweils drei Stück charakterisiert, angedeutet durch die in unterschiedlichen Farben eingetragenen Messpunkte und angefütteten Exponentialfunktionen. Eine direkte Messung der Leistung wäre nach Kalibrierung des Beam Profilers ebenfalls möglich. Die Messungen der Dämpfung als Exponent der angefütteten Funktion wird durch die fehlende Kalibrierung allerdings nicht negativ beeinflusst, weshalb dieser Schritt übersprungen werden kann.

Material	T_L	Dämpfung besch. @ 625 nm	Dämpfung unbesch. @ 625 nm
PMMA, 99524GT	145 °C	1,23 dB/cm (0,141 dB/cm)	1,54 dB/cm (0,429 dB/cm)
PMMA, 99524GT	165 °C	1,46 dB/cm (0,405 dB/cm)	1,43 dB/cm (0,540 dB/cm)
PMMA 0F058	145 °C	1,39 dB/cm (0,139 dB/cm)	1,36 dB/cm (0,351 dB/cm)

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Dämpfungsmessung beschichteter und unbeschichteter laminiertes Kernfilamente. Standardabweichung in Klammern.

Tabelle 4.3 ist zu entnehmen, dass die Dämpfung der hergestellten Wellenleiter zwischen 1,23 dB/cm und 1,54 dB/cm beträgt. Ein signifikanter Unterschied in der Dämpfung von beschichteten und unbeschichteten Kernfilamenten konnte nicht beobachtet werden. Allerdings ist zu beobachten, dass die Streuung der angepassten Exponentialfunktionen im Fall der beschichteten Filamente geringer ist. Dies wird auch durch die Standardabweichung der gemessenen Dämpfungen verdeutlicht, die im Falle der unbeschichteten Proben durchweg höher ist als für die Beschichteten. Dieser Effekt kann mit einer besseren mechanischen Stabilität der Systeme bei Verwendung des Reaktivlaminierungsmittels erklärt werden. Diese Erkenntnis ist vor allem für eine möglichst zuverlässige Herstellung mit wiederholbaren Ergebnissen von großer Wichtigkeit.

Fernfeldmessungen

Um die Wellenleiter für die Herstellung von Dehnungssensoren verwenden zu können, muss die Intensitätsverteilung im Strahlkegel und damit die Koppelkurve vorhersagbar sein. Dies gilt insbesondere dann, wenn solche Dehnungssensoren in Massenproduktion hergestellt werden sollen, was allenfalls eine Chargenkalibration zulassen würde. Da in Abb. 4.6 schon zu erkennen ist, dass das eingebettete Filament nicht rotationssymmetrisch von einem Mantel aus Substratmaterial umgeben ist, kann angenommen werden, dass die Realität von der in Abschnitt 3.1.3

vorgestellten Simulationemethode nicht vollständig abgebildet werden kann. Die tatsächliche Intensitätsverteilung im Lichtkegel eines als Emitter genutzten laminierten Wellenleiters aus Zeonex 480R Filament in Plexiglas 99524GT Substratmaterial kann durch eine Fernfeldmessung ermittelt werden.

Der Messaufbau besteht aus einem etwa 40 mm langen Stück laminierten Waveguide, das beidseitig durch Einsatz des Cleavers mit koppeltauglichen Endfacetten versehen wurde. Eine Endfacette ist mit einer Kingbright KPHCM-2012SURCK SMD-LED bestückt, die mittels Norland NOA68 Kleber befestigt ist. Die große Emitterfläche und die hohe Divergenz der Lichtquelle sorgt für eine gleichmäßige Anregung auch der höheren fuhrbaren Moden im Wellenleiter. Ein OPHIR SPIRICON 620U Beamprofiler mit einem ZEISS LD EPI PLAN DC DIC Objektiv (NA 0,5) dient zur Aufzeichnung der Intensitätsverteilung auf der Endfacette und dahinter. Zur Aufzeichnung des Fernfeldes wurde der Wellenleiter auf einem 3-Achs Verfahrtschiff befestigt und schrittweise verfahren. Startend mit fokussierter Endfacette (vergl. Abb. 4.13a)) wurde der Wellenleiter in 10 μm Schritten vom Beamprofiler wegbewegt und ein weiteres Bild aufgezeichnet. Dies wurde bis zu einem Abstand von 1050 μm durchgeföhrt, zu sehen in Abb. 4.13 b).

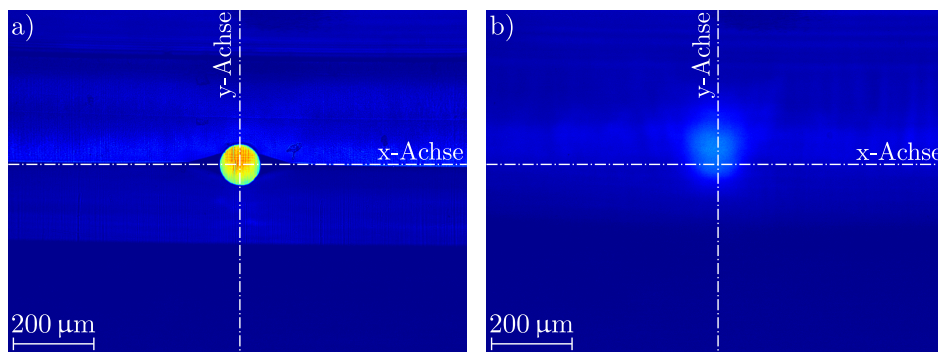


Abbildung 4.13: a) Intensitätsverteilung auf der Endfacette eines laminierten Wellenleiters Zeonex 480R in Plexiglas 99524GT b) Intensitätsverteilung im Fernfeld (Abstand 1 mm) des gleichen Wellenleiters.

Aus den gewonnenen Daten wurde – ausgehend von der Mitte des fokussierten Wellenleiters – mittels Schnitten entlang der x - und y -Achse durch das Intensitätsbild das Ausleuchtungsprofil in x - und y -Richtung aufgenommen. Die Intensitätsprofile beider Ebenen sind in Abb. 4.14 a) und b) dargestellt. Zu sehen ist, dass der Strahlkegel nicht der optischen Achse folgt, sondern in positive y -Richtung vom Zentrum des Wellenleiters wegpropagiert. Dies führt wiederum für den Schnitt durch die x -Ebene dazu, dass der Schnitt mit zunehmendem Abstand nicht mehr durch das Zentrum des Strahlkegels läuft. Werden die hier gezeigten Abbildungen mit denen in Abschnitt 3.1.3, besonders Abbildung 3.5, verglichen, so ist der typische dreieckige Intensitätsverlauf im Zentrum des Strahlkegels gut wiederzuerkennen. Vor allem in Abb. 4.14 b) wird dieser deutlich. Eine Messung des Divergenzwinkels des Wellenleiters ist nicht möglich, da Bereiche niedriger Intensität durch die hohe Hintergrundintensität nicht erkennbar sind. Diese wird durch das Substrat verursacht, das aufgrund der gewählten Koppelmethode selbst sehr viel Licht führt.

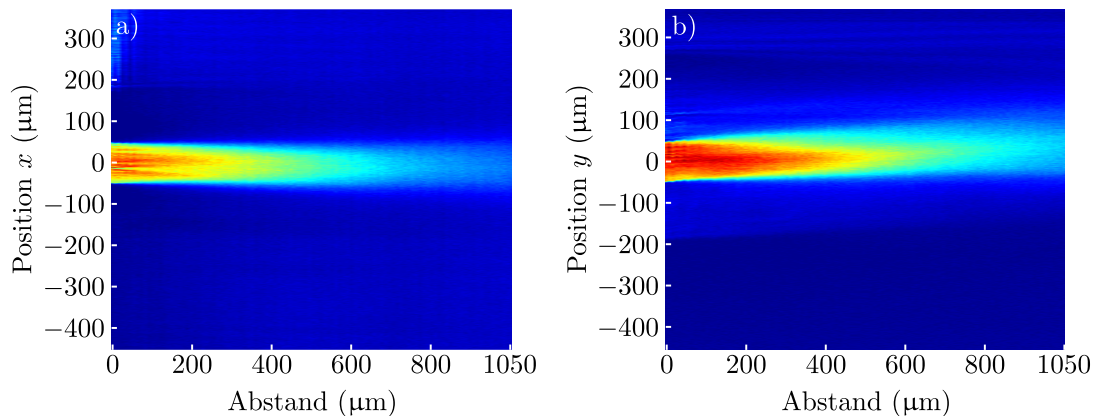


Abbildung 4.14: a) Schnitt entlang der x -Achse und b) Schnitt entlang der y -Achse durch das Fernfeld des laminierten Wellenleiters.

Das nicht achssymmetrische Fernfeld lässt sich durch die Form der verwendeten Klinge des Cleavers erklären. Die V-Form der Klinge verursacht eine nicht exakt senkrecht zum Substrat stehende Koppelfläche, die zu diesem Effekt führt. Ein Einfluss der „Luftkammern“ seitlich des Kernfilaments, wie in Abb. 4.6 zu sehen, lässt sich durch die Fernfeldmessung nicht nachweisen. Dies liegt nur zum Teil in der vergleichsweise niedrigen numerischen Apertur des verwendeten Mikroskopobjektivs von 0,5 begründet. Der hohe kritische Winkel an der Zeonex-Luft Grenzfläche führt für diese Regionen zu einer NA des Wellenleiters von 1 und damit zu einem sehr hohen Divergenzwinkel des Emitters. Zwar liegt die NA des Objektivs über der des Wellenleiters für die Zeonex-Plexiglas Grenzfläche, so dass Asymmetrien im Intensitätsbild theoretisch abgebildet werden können, jedoch können diese Unterschiede nicht von der hohen Hintergrundintensität getrennt werden.

Fazit

Das Ergebnis der im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen mechanischen Untersuchungen an laminierten Wellenleitern ist eine zufriedenstellende chemische Verbindung zwischen ursprünglich inkompatiblen Materialien. Das Laminationsverfahren im aktuellen Stand ermöglicht zunächst die Herstellung vergleichsweise großformatiger optischer Systeme mit geradlinigen Wellenleitern und eröffnet z.B. Möglichkeiten der kostengünstigen Herstellung von optischen Verbindungen zwischen optronischen Bauteilen wie z.B. elektro-optischen Trägerplatten.

Eine Untersuchung der optischen Eigenschaften der hergestellten Strukturen ergab Dämpfungswerte zwischen 1,23 dB/cm und 1,54 dB/cm. Die Ergebnisse liegen somit im Bereich der Materialdämpfung für das Kernmaterial ZEONEX 480R [90]. Bei Verwendung des Reaktivlaminierungsmittels wurde eine niedrigere Streuung der gemessenen Werte beobachtet. Dies deutet auf eine gute Verbindung zwischen Kernfilament und Substratmaterial hin. Diese Ergebnisse werden von Filamentauszugsversuchen gestützt.

Die Fernfeldmessungen an einem Wellenleiter, der möglichst in allen fuhrbaren Moden mit-

tels SMD-LED angeregt wurde, ergaben ein Intensitätsbild, das nicht rotationssymmetrisch um die optische Achse war. Als Grund dafür ist das Schneiden der Probe mit dem Cleaver zu nennen, dessen Klinge für eine nicht vollständig senkrechte Schnittfläche sorgt. Wird dieser Umstand in der Charakterisierung von durch diese Methode hergestellten Dehnungssensoren nicht berücksichtigt, besteht die Gefahr, dass durch die dadurch verfälschte Koppelkurve falsche Rückschlüsse auf die Sensitivität der hergestellten Sensoren gezogen werden. Gerade für die Validität der durchgeführten strahlenoptischen Untersuchungen ist eine senkrechte Koppelfläche von Bedeutung. Nicht in der Substratebene liegende Fehler werden von der zweidimensionalen Simulation nicht berücksichtigt.

Als zukünftige Arbeit unter Einsatz dieses Laminiervfahrens ist unter anderem die Herstellung eines Feuchtigkeitssensors geplant, der – ähnlich wie sogenannte U-Bend Sensoren – den Brechungsindex eines hydrophilen Claddings auf einem Kernmaterial durch Auswertung der übertragenen Intensität misst. Ein solcher Sensor in laminierte Bauform benötigt ein Messfenster im Substratmaterial, durch das Feuchtigkeit an das Kernfilament gelangen kann und einen zweiten, vollständig eingebetteten Wellenleiter, der als Referenzsystem dient. Solche Sensoren könnten in großflächigen Messsystemen zukünftig zur Kompensation von Einflüssen der Umgebungsfeuchtigkeit eingesetzt werden.

4.2 Prototyp

Wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, besteht der manuell hergestellte Prototyp des intensitätsbasierten Dehnungssensors aus kommerziell erhältlichen POF, die parallel ausgerichtet und durch UV-aushärtenden Kleber auf einem PMMA-Substrat fixiert wurden. Da die Qualität der Messung zu großen Teilen auch von der Auswerteelektronik und -software abhängt, wird diese hier ebenfalls kurz erläutert. Dies betrifft vor allem die eingesetzten Lichtquellen, die Senken und den generellen Ablauf des Auslesens. Die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse wurden in [43] veröffentlicht.

4.2.1 Lichtquellen

Der Prototyp weist Lichtleiter auf, die ohne Koppelstelle von ihrer Anordnung auf dem Substrat in frei handhabbare POF übergehen. In diese kann z.B. Licht gekoppelt werden, indem kollimierter Lichtstrahl, z.B. von einem Laser durch eine asphärische Linse auf die Endfacette der POF fokussiert wird. Liegt dabei die numerische Apertur der Linse unter der numerischen Apertur des Wellenleiters, so kann davon ausgegangen werden, dass eine optimale Kopplung erzielt wird. Im Fall der verwendeten Lichtwellenleiter ESKA CK100 [55] ist diese $NA_{CK100} = 0,5$. Kohärente, gut fokussierbare Strahlung hat jedoch den Nachteil, dass, gerade in Multimode-Systemen, wie sie in dieser Arbeit betrachtet werden, Interferenzen auftreten, deren örtliche Modulation der Intensität die Messungen von Intensitätssensoren beeinflussen könnten. Inkohärente Quellen sind für den hier vorliegenden Anwendungsfall deshalb gut geeignet. Aufgrund ihres hohen Wirkungsgrades, der geringen Kosten und der vielen unterschiedlichen Baugrößen bieten sich damit Leuchtdioden (LED) als Lichtquellen an. Zusätzlich sichert die divergente Abstrahlung von LED die Anregung aller Moden der verwendeten POF,

so dass Dehnungsmessungen mit den hergestellten Systemen nicht durch Unterbesetzung der Moden beeinflusst werden.

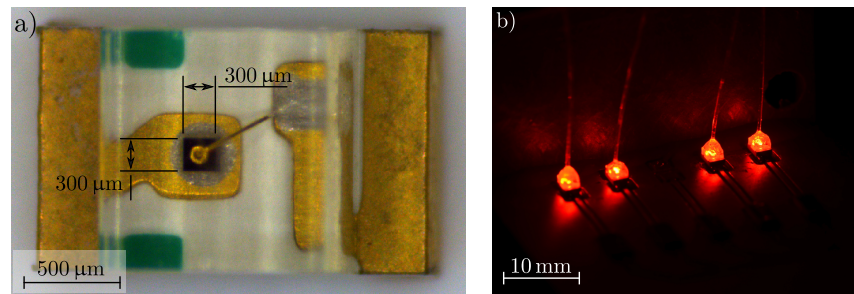


Abbildung 4.15: a) Rote SMD-LED des Herstellers Kingbright, die als Lichtquelle für den Dehnungssensor-Prototypen dient. b) Vollansicht der Lichtquellen-Platine mit befestigten Lichtwellenleitern.

Die hier eingesetzten Lichtquellen sind KPHCM-2012SURCK des Herstellers KINGBRIGHT [45] mit einer mittleren Emissionswellenlänge von 630 nm. Die Lichtquellen sind oberflächenmontierte Bauelemente („Surface Mount Device“, kurz SMD) und besitzen eine rechteckige Emitterfläche mit den Abmessungen $300\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$, gezeigt in Abb. 4.15 a). Bei einer typischen Betriebsspannung von 1,95 V und einem Vorwärtsstrom von 20 mA können sie direkt an den Output-Pins eines Atmega 328P betrieben werden, die kurzschlussfest und einen Maximalstrom von ebenfalls 20 mA aufweisen. Wie in Abb. 4.15 b) gezeigt, sind die SMD-Bauteile in einer Reihe mit einem Abstand von 2,54 mm zueinander auf einer Leiterplatte montiert. Ein Vorwiderstand von $220\ \Omega$ reduziert den Diodenstrom auf etwa 13 mA und ermöglicht den Betrieb der Dioden an einer nicht geregelten 5 V Spannungsquelle.

Der stumpfe Aufsatz der Lichtwellenleiter ESKA CK100 auf die LEDs ermöglicht eine Kopplung von maximal $160\ \mu\text{W}$ in selbige. Da dieser Wert nicht unter allen Umständen erreicht werden konnte, wurden die Wellenleiter durch einen lateralen Versatz ihrer Facette zur Emitterfläche der LED auf eine Energie von $130\ \mu\text{W}$ einjustiert.

4.2.2 Photodioden und Transimpedanzverstärker

Zum Auslesen der Dehnungssensoren muss die Intensität des im Receiver-Wellenleiter geführten Lichtes in eine für den A/D-Wandler des Mikrocontrollers auswertbare Spannung umgesetzt werden. Aufgrund des vergleichsweise großen Querschnittes der eingesetzten ESKA Wellenleiter werden dafür großflächige Photodioden BPW34 von OSRAM SEMICONDUCTOR [61] eingesetzt, die bei einer Beleuchtungsstärke von $E_v = 1000\ \text{lx}$ einen typischen Photostrom von $I_p = 80\ \mu\text{A}$ generieren. Zusammen mit der photosensitiven Fläche der BPW34 Photodiode von $A = 7,02\ \text{mm}^2$ ergibt sich so ein Lichtstrom von $\Phi_{r, \text{BPW34}} = 7,02 \cdot 10^{-3}\ \text{lm}$, für den dieser Photostrom generiert wird.

Mit dem Vergleich zwischen radiometrischen und photometrischen Größen aus Abschnitt 2.2 und unter Bezug auf die Mittenwellenlänge von 630 nm und die spektrale Halbwertsbreite von 28 nm der eingesetzten LED (siehe vorheriger Abschnitt) ergibt sich für die auf $130\ \mu\text{W}$

einjustierte Lichtleitfaser ein radiometrischer Lichtstrom von $\Phi_v = 28,8 \cdot 10^{-3} \text{ lm}$. Es kann damit ein maximaler Photostrom von $I_{\text{max}} = 328,2 \mu\text{A}$ erwartet werden.

Der Atmega 328P des Arduino Uno Boards besitzt einen A/D-Wandler mit einer Auflösung von 10 Bit bei 5 V Referenzspannung, entsprechend einer Teilung von $4,88 \cdot 10^{-3} \text{ V}$. Um den verfügbaren Spannungsbereich des A/D-Wandlers voll auszunutzen, genügt im Gleichspannungsfall ein Widerstand mit $R_L = 15 \text{ k}\Omega$, der aus dem maximalen Photostrom I_{max} eine Spannung von ca. 5 V generiert, wie in Abb. 4.16 a) dargestellt.

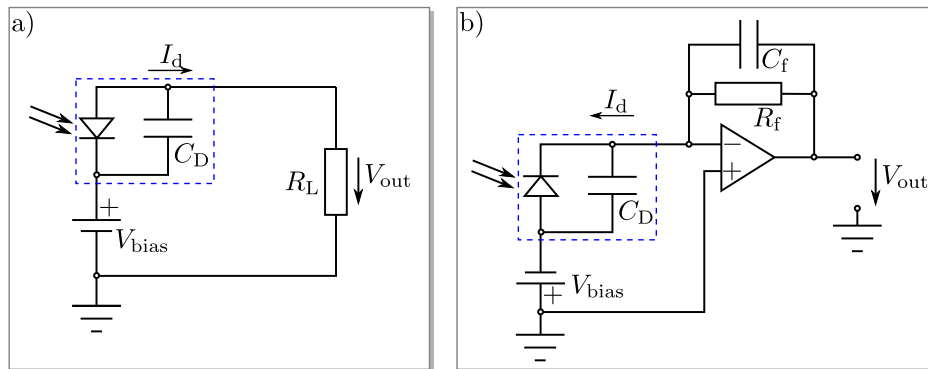


Abbildung 4.16: a) Widerstand als Wandler für den Photostrom I_d . b) Transimpedanzverstärker zum Verbessern der Dynamik des Systems.

Der Nachteil an diesem Aufbau ist allerdings die vergleichsweise niedrige Grenzfrequenz, bedingt durch die Kapazität der Photodiode C_d , die in diesem Fall nach Datenblatt 72 pF beträgt und damit eine Grenzfrequenz von

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_L C_d} = 147 \text{ kHz} \quad (4.1)$$

bewirkt. Da der hier gezeigte Dehnungssensor aber intensitätsmodulierend arbeitet, kann in den meisten Messszenarien von einer niedrigeren Beleuchtungsstärke an der Photodiode ausgegangen werden. Dieser Umstand macht einen höheren Lastwiderstand R_L notwendig, der wiederum die Grenzfrequenz weiter senkt. Darüber hinaus sorgt der höhere Lastwiderstand für eine stärkere Rauschempfindlichkeit des Systems vor allem bei längeren, nicht geschirmten Messleitungen. Dieser Effekt ist bei vorhergehenden Experimenten stark ins Gewicht gefallen, sodass schlussendlich die Entscheidung fiel, einen Transimpedanzverstärker zum Auslesen der Photodioden zu verwenden.

Als Verstärker wurde ein LTC1050 [48] gewählt, der mit einer sogenannten Single-Supply-Versorgung lauffähig ist, d.h. direkt an der 5 V Betriebsspannung des Arduino Boards betrieben werden kann, während der negative Anschluss auf Masse liegt. Dies erspart das Auslegen einer geeigneten symmetrischen Spannungsversorgung. Der Verstärker weist ein Verstärkungs-Bandbreiten-Produkt von 2,5 MHz auf, besitzt damit bei einem Rückkopplungswiderstand von $R_f = 1 \Omega$ eine Grenzfrequenz von $f_T = 2,5 \text{ MHz}$. Überschlägig lässt sich die Grenzfrequenz des Gesamtsystems ohne Rückkopplungskondensator und mit $R_f = R_L$ so zu

$$f = \sqrt{f_g \cdot f_T} = \sqrt{147 \text{ kHz} \cdot 2,5 \text{ MHz}} \approx 600 \text{ kHz} \quad (4.2)$$

ermitteln [36]. Um nicht gewünschtes Aufschwingen des Systems durch einen zu großen Phasenversatz zwischen Anregung und Rückkopplung zu vermeiden ist eine Rückkopplungskapazität notwendig, die durch

$$C_f = \frac{1}{2\pi C_d \sqrt{f_T f_g}} \quad (4.3)$$

überschlägig ermittelt werden kann [36]. Das Ergebnis von $C_f \approx 1,75 \text{ pF}$ ist als Bauteil nicht erhältlich. Die nächste verfügbare Größe in SMD-Bauform weist eine Kapazität von $2,2 \text{ pF}$ auf und kann stattdessen verwendet werden. In weiterführenden Untersuchungen konnte festgestellt werden, dass der Verstärkerschaltkreis bei gleicher Kapazität in der Rückkopplung auch mit größeren Rückkopplungswiderständen von bis zu $500 \text{ k}\Omega$ ohne instabil zu werden funktioniert. Dies lässt darauf schließen, dass die Leitungskapazität der Schaltung größer als der berechnete Wert für C_f ist.

Die Linearität bezeichnet die gleichbleibende Verstärkung des Aufbaus über den kompletten Amplitudenbereich des Eingangssignals. In der vorgestellten Schaltung ist die Linearität ideal, d.h. die Verstärkung bleibt für alle Amplituden gleich. Im Einsatz als Spannungsfolger (Impedanzwandler) bleibt der Linearitätsfehler des LTC1050 Operationsverstärkers unter $0,001 \%$ [49].

4.2.3 Auswertungsalgorithmus

Auf dem ARDUINO Mikrocontroller, der für das Auslesen der Photodioden und die Versorgung der Quellen-LED zuständig ist, läuft ein einfacher Algorithmus, der die gemessenen Werte normalisiert, gegen die Umgebungsbeleuchtung verrechnet und schlussendlich eine gemessene Verkipfung und Dehnung errechnet. Diese Werte können dann über die serielle Schnittstelle des Gerätes an einen Computerarbeitsplatz ausgegeben werden.

Der Einfluss des Umgebungslichtes wird von mehreren Faktoren bestimmt. Dazu gehören neben der Helligkeit der Emitterseite auch die Größe des Spaltes zwischen Emitter und Receiver und schlussendlich der Durchmesser und die NA der eingesetzten Lichtwellenleiter. Je nach Einbausituation kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Intensität des Umgebungslichtes konstant bleibt. Bei einem Einsatz im Innenraum können z.B. die Helligkeitsschwankungen von mit 100 Hz Netzfrequenz betriebener Gasentladungslampen den Einsatz der Sensoren empfindlich stören. Eine weitere Fehlerquelle kann ein Übersprechen zwischen einzelnen Wellenleitern sein. Als Ursache kommen Streueffekte in Betracht, aber auch direkte Bestrahlung zweier Receiver von einem Emitter, z.B. bei genügend großem Abstand oder Verkipfung beider Sensorteile. Genauer wird dieser Effekt im Abschnitt „Ergebnisse“ untersucht, es wird jedoch zunächst davon ausgegangen, dass er grundlegend zu berücksichtigen ist.

Abbildung 4.17 a) zeigt den zeitlichen Ablauf der Schaltung einzelner Emitter des Sensorsystems, der im Auswertalgorithmus umgesetzt wurde. In jedem Messzyklus (dargestellt ist ein

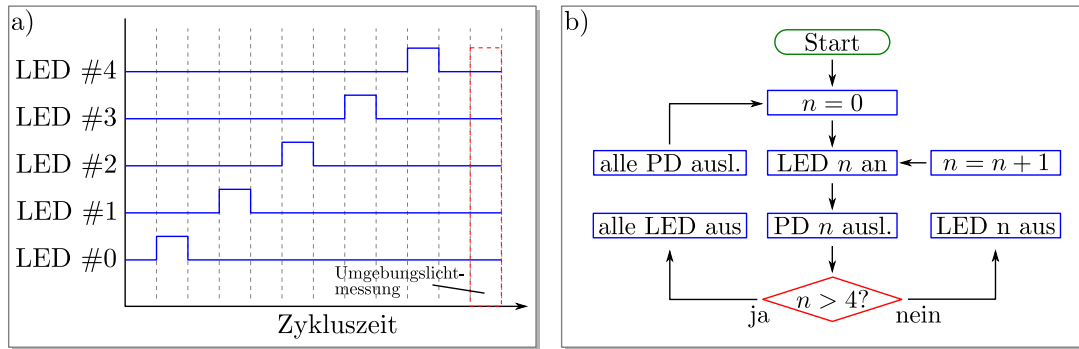


Abbildung 4.17: a) Zeitlicher Ablauf der einzelnen LED-Zustände (hoch: ein, tief: aus). Der Zeitpunkt, zu dem alle LEDs für eine Umgebungslichtmessung ausgeschaltet sind, ist rot markiert. b) Dazugehöriger Programmablaufplan.

einzelner Messzyklus) wird jeder Emittter ein einziges Mal ein-, und dann wieder ausgeschaltet. Weiterhin ist ein zeitlicher Abstand zwischen dem Einschalten eines Emittters und dem Abschalten des nächsten Emittters vorgesehen. Das Ein- und Ausschaltverhalten der LEDs – interessant ist hier vor allem die Ein-, und Ausschaltzeit – hängt in erster Linie von der Summe aller in der Schaltung vorhandenen Kapazitäten und den vorgeschalteten Widerständen ab. In erster Näherung kann davon ausgegangen werden, dass die LED einschaltet, wenn an ihrem P/N-Übergang eine Spannung erreicht wurde, die ihrer Vorwärts-Spannung nach Datenblatt entspricht [33]. In einer sehr groben Näherung kann dafür die LED als ein zu ladender Kondensator verstanden werden.

Die Spannungsentwicklung an einem Kondensator lässt sich durch die Gleichung

$$u(t) = u_{\max} \left(1 - e^{-t/\tau} \right) \quad (4.4)$$

beschreiben. Hier ist $u_{\max} = 5 \text{ V}$ und $\tau = RC$. Der Wert für u_{\max} wurde aus dem Datenblatt des ATMEGA 328P [3] übernommen und stellt die maximale Ausgangsspannung eines I/O Pins für diesen Mikrocontroller dar. Der Widerstand R ist ein Vorwiderstand für den Betrieb der LED an einer Konstantspannungsquelle und besitzt in dieser Anwendung eine Größe von $R = 270 \Omega$. Die eingesetzten LEDs weisen laut Datenblatt eine Sperrschichtkapazität von $C = 35 \text{ pF}$ und eine Nennspannung von $u_f = 1,95 \text{ V}$ auf. Durch Umstellen von Gleichung 4.4 ergibt sich

$$t_{1,95 \text{ V}} = -\tau \cdot \ln \left(1 - \frac{u(t)}{u_{\max}} \right) = 4,67 \cdot 10^{-9} \text{ s}. \quad (4.5)$$

Mit einer maximalen Taktrate von 8 MHz des eingesetzten Mikrocontrollers, entsprechend einem Befehl wie z.B. dem Ein-, und Ausschalten einer LED alle $1,25 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, reicht damit die vergleichsweise niedrige Geschwindigkeit des eingesetzten Controllers, um ein versehentliches Übersprechen zweier eingeschalteter LED in eine Quelle zu vermeiden. Trotz allem ist dieser Punkt zu beachten, da schon ab einer Taktrate von etwa 200 MHz zwischen zwei tatsächlich ausführbaren I/O Befehlen entsprechende Effekte zu berücksichtigen wären.

Um den Einfluss von Umgebungslicht kompensieren zu können, sind ein Mal pro Zyklus alle Emitter-LED abgeschaltet und es wird der Photostrom aller fünf Receiverdioden gemessen. Dieser Punkt ist in Abb. 4.17 a) rot markiert. Somit ergibt sich ein voller Messzyklus für den Dehnungssensor mit fünf Emitter-Receiver Paaren aus sechs „Ticks“, von denen einer zur Umgebungslichtkompensation benötigt wird. Bedingt durch das vermutliche Vorhandensein von Gasentladungslampen muss die Zyklusfrequenz sehr viel höher als 100 Hz sein, um so verursachte Beleuchtungsschwankungen mitzumessen. Hier wurde sich für eine Zyklusfrequenz von 1 kHz entschieden.

Abbildung 4.17 b) zeigt einen Programmablaufplan des Auswertungsalgorithmus. Operationen sind blau gekennzeichnet, Verzweigungen rot. Nach dem Start läuft das Programm in einer Dauerschleife, die für eine ganzzahlige Zählvariable n die Emitter-LED mit der Nummer n jeweils einschaltet und die zugehörigen Receiver-Photodiode ausliest. Wenn n anschließend nicht größer als 4 ist, wird die aktuelle LED ausgeschaltet, n iteriert und der Prozess beginnt von vorn. Ist $n > 4$, dann werden alle LEDs ausgeschaltet, der aktuelle Messwert aller Photodioden aufgezeichnet, n zurück auf Null gesetzt und der gesamte Zyklus neu gestartet. Wartezeiten, wie in Abb. 4.17 a) gezeigt, werden zwar eingehalten, aber im Programmablaufplan der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt.

Der nächste Schritt im Programmablauf ist, aus den gemessenen und korrigierten Intensitätsdaten den Abstand zwischen jedem Emitter-Receiver-Paar zu rekonstruieren. Dafür ist die genaue Charakterisierung der Koppelkurve im Rahmen einer Kalibrierung des Systems notwendig. Dies wird im nächsten Abschnitt behandelt. Anschließend kann im Auswertesystem eine Look-up Tabelle hinterlegt werden, die den gemessenen Intensitätswerten in einem noch zu bestimmenden Unsicherheitsrahmen Abstandswerte zuordnet.

4.2.4 Kalibrierung

Die Herstellung des Dehnungssensors erfolgt durch Aufkleben von fünf Wellenleitern auf ein Polymersubstrat und anschließendem Trennen des Substrats in eine Emitter- und Receiverseite. Um eine Kalibrierkurve zu erhalten, mit der von der gemessenen Intensität auf den Abstand zwischen Emitter und Receiver-Wellenleiter geschlossen werden kann, wurde ein einzelnes Emitter-Receiver-Paar bezüglich dieses Zusammenhanges untersucht. Abhängig von der Stromquelle weisen die Quellen-LED Helligkeitsschwankungen auf, die eine solche Messung beeinflussen können. Aus 300 Messungen mit einem Laserleistungsmessgerät wurde deshalb die Standardabweichung der Bestrahlungsleistung für die eingesetzten Lichtquellen ermittelt. Da die LED mit einem über die Messungen konstanten Strom arbeiten, kann die ermittelte Standardabweichung der Bestrahlungsleistung dann auf die tatsächlich ermittelte Leistung bezogen werden.

Für eine gemessene mittlere Bestrahlungsleistung von $E_e = 51,07 \mu\text{W}$ ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma_e = 29,4 \text{ nW}$. Die Koppelkurve (Leistung über Abstand) des Prototypen und die entsprechende auf die Leistung bezogene Standardabweichung ist in Abb. 4.18 a) dargestellt.

Um eine analytische Beschreibung der Koppelkurve zu erhalten, kann durch lineare Regression eine Exponentialfunktion in die Messdaten eingepasst werden. Mit den Messdaten, die in Abb. 4.18 b) dargestellt sind, ergibt sich als Koppelkurve

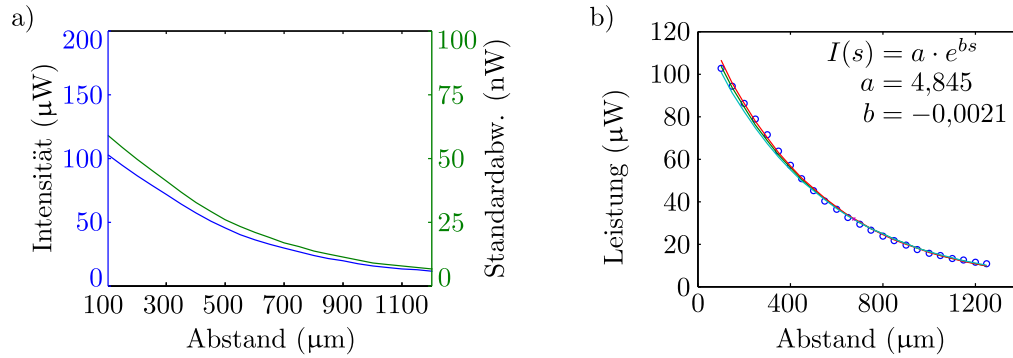


Abbildung 4.18: a) Gemessene Intensität und 1σ -Standardabweichung über den Abstand s . b) Fit einer Exponentialfunktion (grün) durch lineare Regression an die Messdaten und obere und untere Grenze des 95% Zuverlässigkeitsbereichs für die Parameter a und b (rot und türkis).

$$I(s) = a \cdot e^{bs} = 4,845 \mu\text{W} \cdot e^{-0,021 \text{ 1}/\mu\text{m} \cdot s}. \quad (4.6)$$

Rot und türkis sind in der gleichen Abbildung die Koppelkurven mit den 95-percentilen Zuverlässigkeitsgrenzen für die beiden Parameter a und b dargestellt. Durch Differenzieren lässt sich die Empfindlichkeit des Sensors über den Abstand ermitteln:

$$\frac{\delta I}{\delta s} = ab \cdot e^{bs} = -0,101 \frac{\mu\text{W}}{\mu\text{m}} \cdot e^{-0,021 \text{ 1}/\mu\text{m} \cdot s}. \quad (4.7)$$

Diese sinkt erwartungsgemäß mit zunehmendem s und bewegt sich für eine angenommene Messlänge von $s_0 = 100 \mu\text{m}$ bei $-0,124 \mu\text{W}/\mu\text{m}$. Die tatsächliche untere Grenze für eine erkennbare Bewegung zwischen Emittter und Receiver ist schlussendlich von der Auflösung des Messgerätes für die Aufzeichnung der übergekoppelten optischen Leistung abhängig. Im Falle eines vergleichsweise kosteneffizienten THORLABS PM16-120 Laserleistungsmessgerätes mit Silizium Photodioden-Messkopf liegt die Auflösung bei 1 nW. Es ergibt sich eine Streckenauflösung von 8,1 nm. Bezogen auf die Referenzlänge s_0 entspricht dies einer kleinstmöglichen detektierbaren Dehnung von $\pm 81 \mu\epsilon$.

4.2.5 Übersprechen

Abbildung 4.19 a) zeigt das Ergebnis einer strahlenoptischen Simulation des Übersprechens des Signals eines Emitters auf zwei Receiver. Die untersuchte Konfiguration ist in Abb. 4.19 b) dargestellt. Wenn die Messlänge s so groß wird, dass der Strahlkegel des Emitters zwei Receiver-Endfacetten beleuchtet, kommt es zu einem Übersprechen des Signals auf benachbarte Receiver. Die Simulation bildet den Optimalfall ab und berücksichtigt keine Streueffekte im Material oder an Grenzflächen, die ebenfalls zu einem Übersprechen führen können.

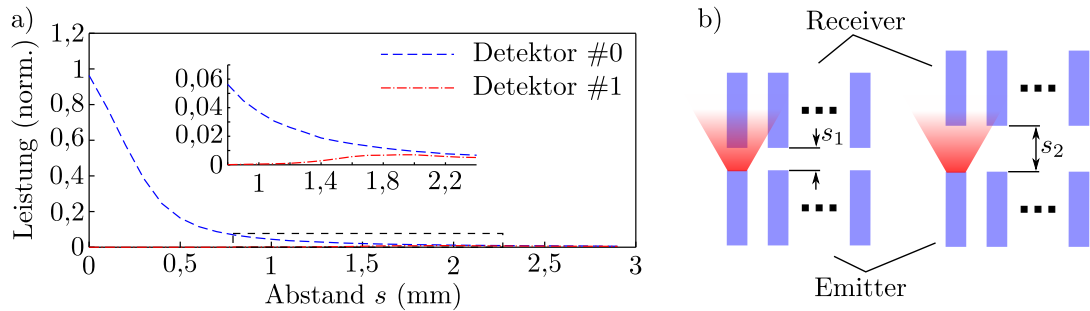


Abbildung 4.19: a) Ergebnis der strahlenoptischen Simulation des Übersprechens zwischen zwei benachbarten Emitter-Receiver Paaren (Inlay zeigt Detail bei einsetzenden Übersprechen) und b) der zu Übersprechen führende Effekt. Zwecks besserer Übersichtlichkeit sind in dieser und den folgenden Abbildungen keine einzelnen Messpunkte sondern durchgehende Linien eingezeichnet.

Bei der gewählten geometrischen Anordnung des intensitätsbasierten Sensors mit 1 mm Mittenabstand zwischen den Wellenleitern und 250 μm Kerndurchmesser der POF [55] setzt ein Übersprechen bei einem Abstand s von etwa 1,2 mm ein. Dieser Wert ist außerdem von der NA der Wellenleiter abhängig und kann durch ein Verringern derselben in Richtung größerer Abstände verschoben werden. Diese Maßnahme führt allerdings durch den geringeren Divergenzwinkel zu einer verminderten Intensität. Da im hier durchgeführten Experiment die Abstände im Bereich $s = 0 \dots 300 \mu\text{m}$ untersucht wurden, kann davon ausgegangen werden, dass ein Übersprechen zwischen zwei Wellenleitern nicht stattfindet.

Eine weitere Möglichkeit des Übersprechens findet sich in einem direkten Übersprechen zwischen benachbarten Wellenleitern. Hier wird zwischen intrinsischem und extrinsischem Übersprechen getrennt [4]. Ersteres wird durch Modenüberkopplung zwischen eng benachbarten Wellenleitern verursacht, zweiteres durch ein Aus- und Einkoppeln durch Streuung. Typische Werte liegen zwischen -5 dB und -40 dB [11]. Ein Übersprechen zwischen benachbarten Wellenleitern konnte in diesem Sensoraufbau nicht beobachtet werden.

4.2.6 Bearbeitungsfehler

Die manuelle Herstellung des intensitätsbasierten Dehnungssensors ist mitverantwortlich für eine vergleichsweise große Streuung der Koppelkurven als Charakterisierungsergebnis von einzelnen Emitter-Receiver Paaren. Mit dem Fokus auf eine Massenproduktion der Sensoren und die damit einhergehende Unmöglichkeit der Einzelkalibrierung aller hergestellten Systeme ist eine bestmögliche Wiederholgenauigkeit der Koppelkurve bei der Herstellung der Sensoren unabdingbar. Im ursprünglichen Herstellungsprozess, der nach Auftrennen des Substrat-Chips einen Polierschritt zur Verbesserung der Endfacettenqualität enthielt, konnte diese Vorgabe jedoch nicht eingehalten werden. Abbildung 4.20 zeigt die simulierte Koppelkurve für das vorgestellte System und eine ausgewählte gemessene Koppelkurve, beide simuliert bzw. gemessen für einen Emitter-Receiver-Abstand von $0 \dots 1,5 \text{ mm}$.

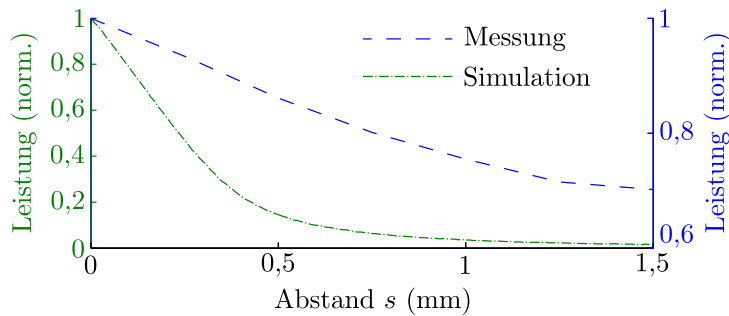


Abbildung 4.20: Messung (blau) und Simulation (grün) der Koppelkurve eines Emitter-Receiver-Paares über den Weg von 1,5 mm.

Es besteht ein bedeutender Unterschied zwischen der simulierten und der gemessenen Koppelkurve. In weiteren Untersuchungen stellte sich heraus, dass der Schritt des manuellen Polierens zwar eine gute Rauheit der Wellenleiter-Endfacetten sicherstellte, die Passform der beiden Seiten des Sensors aufeinander aber verschlechterte. Dies hatte zur Folge, dass der Abstand „0“ zwischen den beiden Teilen nicht mehr automatisch zur bestmöglichen optischen Kopplung führte und sich ein vom jeweiligen Polierergebnis abhängiger zufälliger Minimalabstand zwischen zwei Emitter-Receiver-Paaren ergab, der darüberhinaus für alle fünf Paare auf einem Sensor unterschiedlich war. Ein zusätzlicher Winkelfehler zwischen den beiden Facetten, der beim getrennten Polieren der beiden Sensorteile nicht ausgeschlossen werden kann, könnte die gemessene Koppelkurve zusätzlich beeinflussen. Eine strahlenoptische Simulation einer solchen Situation, wie in Kapitel 3.1 gezeigt, zeigt allerdings keine Ergebnisse in dieser Ausprägung, die ausschließlich durch eine Kombination von Verkippung und Abstand erklärt werden können. Als zusätzlicher Effekt ist ebenfalls eine Verschiebung der Endfacetten zueinander denkbar. Da die auftretenden Unstimmigkeiten zwischen Simulation und Messung durch den Einsatz des Cleavers jedoch ausgeräumt werden konnten, wurde dieser Effekt nicht mehr näher untersucht.

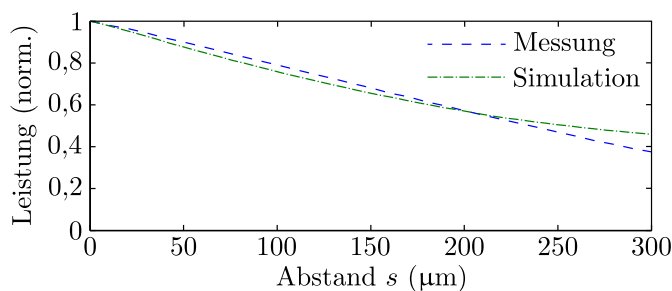


Abbildung 4.21: Simulation (grün) und Messung (blau) einer Koppelkurve nach Ersetzen der Schritte Schneiden und Polieren durch das Trennen mit einem Hot-Blade Cleaver.

Ein optimiertes Verfahren zum Trennen der beiden Sensorteile nutzt aktuell einen Hot-Blade

Cleaver, näher erläutert in Abschnitt 3.2.2, der im Rahmen dieser Arbeit für die Lösung dieses Problems entwickelt wurde. Durch das Trennen des Substratmaterials in mechanisch aufeinanderpassende Emitter- und Receiver Teile, ist sichergestellt, dass ein bedeutend kleinerer verbleibender Abstand zwischen den beiden Sensorteilen als Referenzlänge eingestellt werden kann. Gleichzeitig wird so eine gute Oberflächenqualität der Schnittstellen gewährleistet. Abbildung 4.21 zeigt eine erneute Messung der Koppelkurve für einen gecleavten Sensor, jeweils normiert auf 1 für den Abstand 0. Simulation und Messung sind nun in besserer Übereinstimmung.

4.2.7 Dehnung und Verkipfung

Wie zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, kann für einen Sensor mit fünf parallel angeordneten Emitter-Receiver Paaren erwartet werden, dass sowohl eine Veränderung des Abstandes als auch eine Verkipfung der beiden Teile des Sensors gegeneinander (in der Ebene) detektiert werden können. Abbildung 4.22 zeigt eine strahlenoptische Simulation aller fünf Paare bei einer Verkipfung der Seiten zueinander um bis zu $0,09 \text{ rad}$ ($\approx 5^\circ$). Dabei liegt bei einer angenommenen Verkipfung des Receivers zum Emitter die Drehachse auf der optischen Achse des mittleren Emitter-Receiver-Paares.

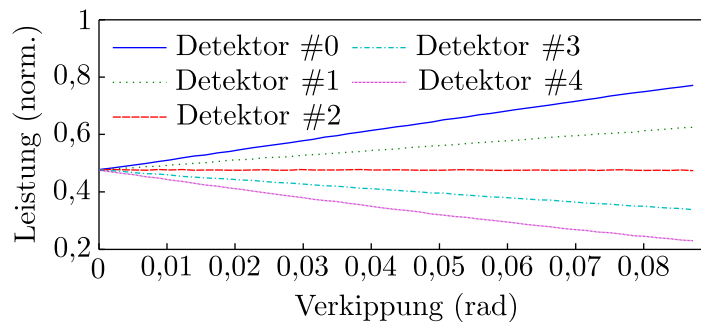


Abbildung 4.22: Simulation der Koppel-effizienz über der Verkipfung der beiden Sensorseiten gegeneinander. Der Abstand zwischen beiden Seiten beträgt $200 \mu\text{m}$.

Erwartungsgemäß und wie zuvor phänomenologisch beschrieben sinkt in zwei Wellenleiter-Paaren mit durch die Verkipfung zunehmendem Abstand die Kopplungseffizienz, während sie bei zwei weiteren Paaren mit abnehmendem Abstand wächst. Für das mittlere Emitterpaar bleibt der Abstand unverändert – dementsprechend ändert sich auch die Koppel-effizienz und damit die gemessene Leistung nicht.

Bei der Betrachtung von größeren Verkipfungswinkeln ist zu erwarten, dass auch die Leistung im mittleren Emitter-Receiver Paar abfällt, wie für allgemeine Orientierungen von MM-Wellenleitern zueinander in [17] beschrieben. Allerdings zeigt sowohl die Simulation wie auch die in Abb. 4.22 gezeigten Messergebnisse, dass dieser Effekt für kleine Verkipfungswinkel nicht ins Gewicht fällt.

Um die Simulationsergebnisse zu verifizieren, wurden Messungen an manuell aufgebauten Systemen (vergl. Abschnitt 4.1.1) durchgeführt. Zur exakten Positionierung der Sensor-

seiten zueinander dienten Präzisions-Positioniersysteme von THORLABS und ELLIOT SCIENTIFIC. Zunächst wurden beide Seiten so aufeinander eingestellt, dass für alle fünf Kanäle die größtmögliche Leistung gemessen wurde. Anschließend wurde die Receiver-Seite linear um $100\ \mu\text{m}$ verfahren um diesen Wert als feste Referenzlänge einzustellen. Mit dem schon vorgestellten Transimpedanzverstärker LINEAR TECHNOLOGY LTC1050 und einem ATMEGA 328P konnte auf eine Bewegung von $6\ \mu\text{m}$ eine absolute Veränderung vom A/D Wandler ausgegebenen Messwertes um 10 „counts“ (von 1024) beobachtet werden. Dies entspricht einer Spannungsveränderung von $49\ \text{mV}$, oder – auf die Referenzlänge bezogen – einer Dehnung von $60\ \text{m}\epsilon$. Abbildung 4.23 zeigt die – bei minimal mechanisch einstellbarem Abstand auf 1 normierte – Leistung hinter jedem der fünf Receiver-Wellenleiter für einen Emitter-Receiver-Abstand von $s = 0 \dots 300\ \mu\text{m}$. Zusätzlich ist der Mittelwert aller gemessenen Kanäle eingetragen. Es ist allerdings ersichtlich, dass es auch bei den normierten Daten quantitative Unterschiede zwischen den Koppelkurven einzelner Emitter-Receiver-Paare gibt, die auch durch die verbesserte Endfacettenbearbeitung mit dem Hot-Blade-Cleaver nicht vollständig auszugleichen sind. Wird von einer Normalverteilung aller möglichen Koppelkurven ausgegangen, so ist der Mittelwert aller fünf Kanäle allerdings eine gute Näherung an eine „mittlere Koppelkurve“ und gibt damit den aktuellen Abstand s in guter Näherung wieder.

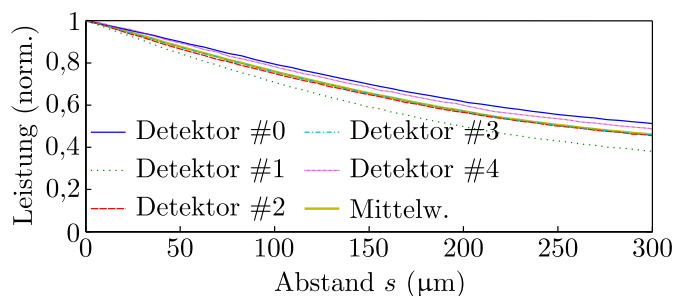


Abbildung 4.23: Bei einem Abstand $s = 0$ auf „1“ normierte Leistung aller fünf Kanäle des intensitätsbasierten Dehnungssensors über einen Verschiebungsbereich von $s = 0 \dots 300\ \mu\text{m}$. Der Mittelwert aller Kanäle ist in Gelb eingezeichnet.

Soll mit dem gleichen Aufbau die Verkippung zwischen den Sensorteilen gemessen werden, ist sowohl die Differenz der Kanäle zum gemeinsamen Mittelwert, als auch plausible Reihenfolge der gemessenen Leistungen wichtig. Wie bereits zuvor beschrieben, ist zu erwarten, dass – je nach Vorzeichen des Verkippungswinkels – die Leistungen von Detektor #0 bis Detektor #4 entweder in stetig aufsteigender oder abfallender Reihenfolge sortiert sind. Wird die Differenz der gemessenen Leistungen jedes einzelnen Kanals zum Mittelwert aller Leistungen aufgetragen, so ergibt sich ein Bild wie in Abb. 4.24. Deutlich ist zu erkennen, dass die Differenzen zwar vom Betrag zunehmen, die Sortierung der Leistungen aber nicht dem erwarteten Muster entspricht. Eine Verkippung der Sensorseiten zueinander kann daher ausgeschlossen werden – der Abstand ergibt sich wie bereits beschrieben aus dem Mittelwert.

Die Messung einer Verkippung der beiden Sensorseiten zueinander zeigt Abb. 4.25, ebenfalls in Form einer Differenz vom gemeinsamen Mittelwert aller gemessenen Leistungen. Die Messungen wurde ebenfalls mit Hilfe von Präzisions-Positioniersystemen vorgenommen, indem

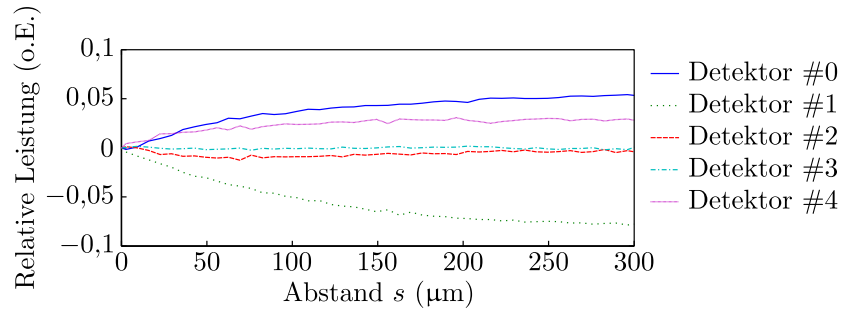


Abbildung 4.24: Differenz der gemessenen Leistungen der einzelnen Kanäle zum Mittelwert aller Kanäle über den Abstand s .

wiederum Emitter- und Receiverseite auf maximale Leistung eingestellt und die Receiverseite danach auf einen Abstand von $s = 220 \mu\text{m}$ linear Verfahren wurde. Im Anschluss wurde die Receiverseite mittels Rotationstisch gezielt verkippt. Die Grenze des Verkipfungswinkels α ist hier mechanisch durch ein Aneinanderstoßen der beiden Seiten gegeben und beträgt für den genannten Abstand $\alpha_{\text{max}} = 0,088 \text{ rad}$. Im gezeigten Verkipfungsbereich lässt sich gut erkennen, dass der Abstand der einzelnen – wieder bei einem Abstand von $s = 0$ auf 1 normierten Leistungen – gleichmäßig verteilt und, bezogen auf die Nummer des Emitter-Receiver-Paares, stetig abnehmend sind. Dies wurde zuvor schon phänomenologisch beschrieben und deutet auf eine erfolgreiche Messung von Verkipfung hin.

Wieder unter Einsatz des beschriebenen Verstärker-Setups lässt sich mit den Daten aus Abb. 4.25 auch eine Aussage über die Sensitivität des gezeigten Sensors machen; Werden die Leistungen der einzelnen Emitter-Receiver-Paare untereinander verglichen, so ergeben sich für die Paarungen 0-1, 1-2, 2-3 und 3-4 entsprechend Sensitivitäten von 82,25 mV/mrad, 73,61 mV/mrad, 79,17 mV/mrad und 53,12 mV/mrad. Der Mittelwert aller Sensitivitäten beträgt 72,04 mV/mrad. Dieser letzte Wert deutet auch gleichzeitig auf die durchschnittlich erreichbare Sensitivität hinsichtlich der Verkipfung hin.

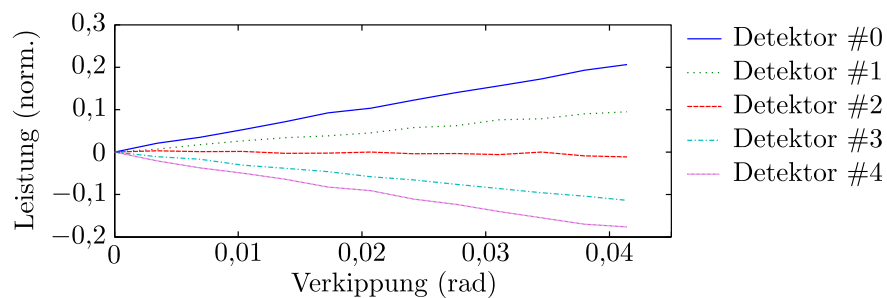


Abbildung 4.25: Darstellung der Differenzen der normierten gemessenen Leistungen zum Mittelwert aller gemessenen Leistungen.

4.3 Fazit

In diesem Kapitel konnte sowohl das Funktionsprinzip des intensitätsbasierten Dehnungssensors, als auch die Herstellung von tauglichen lichtleitenden Strukturen erfolgreich demonstriert werden. Aufgrund des einfachen optischen Aufbaus erscheint es möglich, den Sensor sowohl manuell, als auch durch Heißrollen-Lamination und Heißprägen herzustellen. Aufgrund unterschiedlicher numerischer Aperturen und Wellenleiterdimensionen sind auch die Koppelkurven der hergestellten Systeme vor allem in ihrer Steigung verschieden. Durch die Wahl unterschiedlicher Herstellungsverfahren kann also sowohl die Sensitivität als auch der Messbereich des entstehenden Sensorsystems eingestellt werden [69]. Aufgrund des redundanten Aufbaus ist es möglich, Produktionsfehler, die eine Beeinflussung einzelner Koppelkurven (z.B. durch eine Beschädigung der Wellenleiter-Endfacetten) zur Folge haben, durch Bildung eines Mittelwertes in Teilen auszugleichen.

Für die Erstellung eines „Proof-of-Concept“ bewährte sich die manuelle Herstellung des Sensors durch Befestigung von PMMA-POF [55] auf PMMA-Substrat durch einen optischen Kleber. Während mit dieser größten Bauform nur die niedrigsten theoretischen Sensitivitäten erreicht werden können, ermöglicht der Erkenntnisgewinn durch die Herstellung des Sensors, der elektronischen Peripherie und des Auswertalgorithmus die zukünftige Herstellung von sensitiveren (geometrisch kleineren) Sensoren, die ansonsten das gleiche Grundgerüst für die Auswertung einsetzen können.

Die erreichbare Sensitivität des manuell hergestellten Systems liegt mit typischerweise verfügbarem Laborequipment wie Laserleistungsmessgeräten bei $81 \mu\epsilon$, mit dem kostengünstigeren ARDUINO System und einem Transimpedanzverstärker bei $60m\epsilon$. Aufgrund des verwendeten Messprinzips sind die Sensoren mit multimodigen Wellenleitern und nicht-kohärenten Quellen aufbaubar. Dies erleichtert die Ein-, und Auskopplung von Licht in die Systeme und trägt zur Kostenreduktion bei. Gerade im Vergleich mit FBG-Dehnungssensoren, die auf Singlemodefasern beruhen, bedeutet dies einen Kostenvorteil in der Herstellung als auch in den benötigten Komponenten. Ebenfalls besitzen die vorgestellten Sensoren das Potential einer im Vergleich zu FBG-Sensoren geringeren Temperaturabhängigkeit. Der temperaturabhängige Brechungsindex des Wellenleitermaterials beeinflusst die Messung eines FBG-Sensors stark, während die numerische Apertur über einen weiten Temperaturbereich konstant bleibt. Dies ermöglicht es, das vorgestellte System ohne eine Temperaturkompensation einzusetzen und senkt die Komplexität. Effekte, die zur einer Veränderung der geometrischen Abmessungen des Substratmaterials oder der Wellenleiter führen, wie z.B. Temperatúrausdehnung oder Absorption von Wasser werden hingegen von den intensitätsbasierten Dehnungssensoren ebenso wie von FBG-Sensoren gemessen. Sie sind nicht unterscheidbar von einer Verformung infolge von Verformungen des Messobjektes.

Zusätzlich zu den manuell hergestellten Sensoren konnte im Rahmen dieser Arbeiten auch die Herstellung von Wellenleitern durch ein neuartiges Reaktivlaminationsverfahren demonstriert werden. Die Lehrstühle für die Chemie von Grenzflächen und für Prozesstechnologie des Instituts für Mikrosystemtechnik der Freiburg Albert-Ludwigs-Universität haben hierfür die benötigten Reaktivmaterialien und die Prozesstechnik bereitgestellt. Für die auf diese Weise hergestellten Wellenleiter aus COP in einem PMMA-Substrat konnten Dämpfungswerte nahe oder exakt auf der Materialdämpfung des Kernmaterials demonstriert werden, während die

eingesetzte Prozesstechnik der Heißrollenlaminierung die wiederholbare Ergebnisse in großen Mengen liefern konnte. Zukünftige Einsatzgebiete dieser Technologie könnten in der Massenproduktion von optischen Sensoren liegen, die auf Multimode-Wellenleitern beruhen. Neben dem demonstrierten Dehnungssensor kommen z.B. auch Feuchtigkeitssensoren oder Gassensoren als mögliche Einsatzorte für die Prozesstechnologie in Frage.

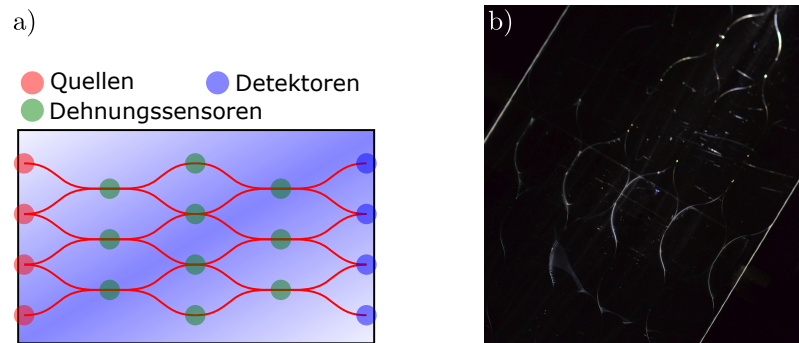


Abbildung 4.26: a) Konzept eines Netzwerkes aus Dehnungssensoren, bestehend aus einem Emitter-Receiver-Paar, hier grün markiert als „Sensor“, integriert in ein binomiales Netz. b) Der erste Prototyp des hergestellten Netzes mit einzelner beleuchteter Quelle.

Die zukünftigen Herausforderungen des Systems liegen vor allem in den Eigenheiten des intensitätsbasierten Messens: Da die am Ende der Receiverseite gemessene Intensität der einzelnen Wellenleiter-Paare nicht nur von der aktuellen Koppelleffizienz zwischen Emitter und Receiver, sondern auch von der Effizienz der Kopplung von Lichtquelle und Sensorsystem, Dämpfung in der Lichtzuleitung durch z.B. Knicken des optischen Wellenleiters und zeitlichen Schwankungen des Lichtquellenstroms und dadurch der Leuchtstärke der eingesetzten Lichtquelle abhängt, wird durch die schlussendlich gemessene Leistung nicht nur ausschließlich die Dehnung der Referenzstrecke gemessen, sondern vielmehr der Zustand des Gesamtsystems. Zusätzlich verursacht in einer hypothetischen Sensorfolie jeder eingebrachte Sensor durch sein Messprinzip einen Streulichtanteil, der entweder durch geeignete Abschattungsstrukturen innerhalb der Folie unterdrückt oder in die Auswertung des Gesamtsystems mit einbezogen werden muss.

Abhilfe könnte zukünftig eine umfassendere Betrachtung des schon genannten Gesamtsystems aus mehreren Dehnungssensoren schaffen. Wie in Abb. 4.26 a) gezeigt, ist eine Möglichkeit die Bildung eines sogenannten binomialen Netzes, bestehend aus verteilten Quellen (LED), Sensoren und Detektoren (Photodioden) die, wie skizziert, quer untereinander verschaltet sind. Hier besteht ein Sensor aus einem einzelnen Emitter-Receiver-Paar unter Verlust der Möglichkeit, Verkippung zu detektieren. Effektiv bildet jeder Sensor eine Lücke im Wellenleiter des binomialen Netzes. Mit Hilfe von Methoden zur Identifikation unterbestimmter Systeme (z.B. durch die Anwendung von a-priori-Wissen) wäre es dann möglich, das Netzwerk auszulesen und lokalisiert Dehnungen zu bestimmen.

5 Chromatischer Sensor

Das Funktionsprinzip des chromatischen Dehnungssensors ist es, das Spektrum einer breitbandigen Lichtquelle durch ein dispersives optisches Element aufzuspalten. Eine mögliche Methode ist, ähnlich dem Konzept eines chromatisch-konfokalen Mikroskops, Weißlicht durch eine planare Linse auf die Endfacette eines Receiver-Wellenleiters zu fokussieren. Durch die Dispersion des Linsenmaterials entsteht ein entlang der optischen Achse chromatisch aufgeteilter Fokus, in dessen Bereich sich der Receiver-Wellenleiter bewegen kann. Eine relative Bewegung zwischen Linse und Receiver könnte dann chromatisch mittels CCD-Spektrometer aufgelöst werden. Zusätzliche Genauigkeit kann durch eine Auswertung des spektralen Schwerpunkts gewonnen werden. Abbildung 5.1 zeigt das Funktionsprinzip.

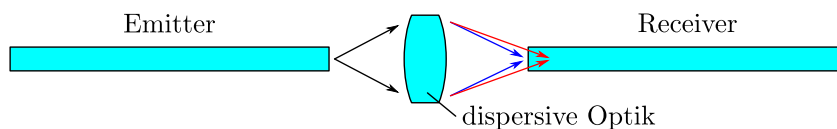


Abbildung 5.1: Funktionsprinzip eines chromatischen Sensors mit Linse als dispersivem Element.

Aufgrund des vergleichsweise niedrigen Brechungsindex-Unterschiedes zwischen den verfügbaren Kern-, und Substratmaterialien und der benötigten sehr guten optischen Qualität des dispersiven Elementes ist die Herstellung dieses Systems im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht möglich gewesen. Ein alternatives Element, das über eine hohe Dispersion verfügt, ist das optische Gitter. Die Möglichkeiten der Herstellung solcher Gitter in horizontalen und vertikalen Konfigurationen innerhalb des planaren Substrates werden im Weiteren beschrieben.

5.1 fs-Laserbearbeitung

Seit zu Anfang der 90er Jahre die ersten Beispiele für oberflächliche Materialbearbeitung mit Femtosekundenlasern in der wissenschaftlichen Literatur erschienen sind, hat diese Methode der Mikrobearbeitung - unterstützt durch vielfältige Untersuchungen zum Thema [26] - Einzug in die angewandte Physik und die Materialbearbeitung gefunden.

Vor allem die Bearbeitung transparenter Materialien wie Glas, Kristalle oder transparente Kunststoffe ist im Rahmen dieser Arbeit von besonderem Interesse. Durch die nichtlineare Natur der Absorption von fs-Pulsen ist das Bearbeitungsvolumen auf den Fokusbereich beschränkt und das übrige, vom Strahlkegel durchdrungene, Bulkmaterial bleibt bei der Bearbeitung unbeeinflusst. Dies lässt sich - entweder durch Schwenken des Strahls oder durch Verfahren der zu bearbeitenden Probe - zur Bearbeitung sehr kleiner Volumina auf der Oberfläche

oder im Material ohne eine Beschädigung der Oberfläche nutzen. Durch die vergleichsweise kleine Abhängigkeit der Absorption vom Substratmaterial lassen sich eine Vielzahl unterschiedlicher Materialien bearbeiten, auch wenn die Ergebnisse zum Teil noch nicht zufriedenstellend erklärt werden können. Durch die hohe Flexibilität der Methode ist sie geeignet, um z.B. im Rahmen eines „optical Backbone“ - einer optischen Leiterplatte - verschiedene Wellenleiter in ein transparentes Substrat einzubringen und diese - auch dreidimensional - an Quellen, Senken oder Sensoren anzubinden.

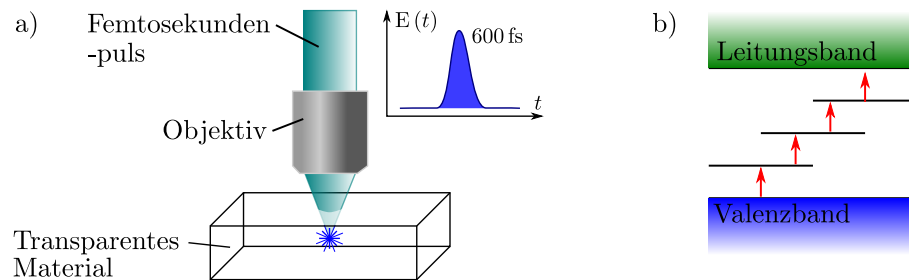


Abbildung 5.2: a) Mit sehr kurzen Pulsen von 600 fs Länge werden Modifikationen in transparente Materialien geschrieben. Durch die notwendige Energiedichte zur Überwindung der Bandlücke b) wird das Material nur im Fokus bearbeitet

Allen fs-Bearbeitungsprozessen gemein ist der „optical Breakdown“ bei der Absorption eines Pulses. Wird der Strahl in ein transparentes Substrat fokussiert (vergleiche Abb. 5.2 a)), so wird das Material im Fokus bei ausreichender Energiedichte ionisiert. Die freien Elektronen wiederum absorbieren den restlichen Puls und übertragen die absorbierte Energie auf das umgebende Material. Da das Substratmaterial transparent ist, tritt für zu niedrige Energiedichten keine Absorption auf. Ist mit sich vergrößernder Pulsenergie eine Feldstärke erreicht, die in der Größenordnung der Bandlücke liegt, steigt die Absorption plötzlich an - dies wird als nichtlineare Absorption bezeichnet.

Für eine erfolgreiche Ionisierung des Materials muss die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband durch die Absorption eines oder mehrerer Photonen überwunden werden. Untersuchungen anderer Gruppen [6] ergaben für das Substratmaterial PMMA bei einer Wellenlänge von 800 nm und einer Pulslänge von 150 fs eine untere Energiedichte von $2,6 \text{ J/cm}^2$, für die mit einem Phasenkontrastmikroskop eine Modifikation des Substrates festgestellt werden konnte. Andere Materialien mit kleinerer Bandlücke zeigten niedrigere Untergrenzen der Energiedichte [29]. Diese Untersuchungen wurden für fs-Laserbearbeitung auf der Materialoberfläche durchgeführt.

Durch die Entstehung des Plasmas und den nachfolgenden Energieeintrag durch den restlichen Puls wird eine Druckwelle erzeugt. Diese führt dazu, dass im Falle der Oberflächenbearbeitung festes und verflüssigtes Material vom Substrat weggesprengt (ablatiert) wird, wie in Abb. 5.3 a) skizziert ist. Im Falle einer Bearbeitung im Volumen läuft die Druckwelle durch teils festes und verflüssigtes Material (Abb. 5.3b b)). Durch den geringen Wärmeeintrag verfestigt sich das verflüssigte Material allerdings schnell und der durch die Druckwelle verursachte Spannungszustand wird eingefroren.

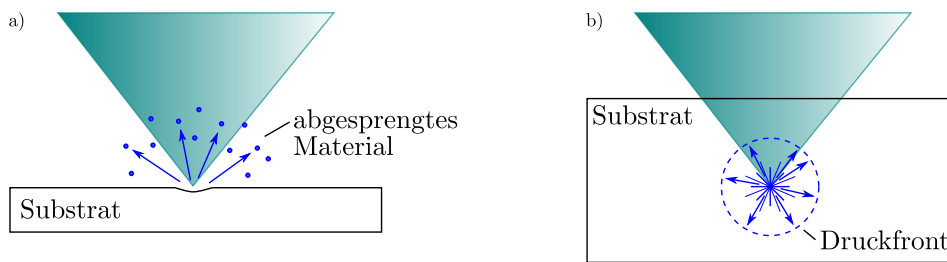


Abbildung 5.3: a) Oberflächliche Ablation von Material durch einen fs-Laserpuls, b) Entstehung einer Druckwelle durch Absorption im Materialvolumen

Da das in dieser Arbeit häufig eingesetzte Substratmaterial PMMA, wie andere Kunststoffe auch, das Phänomen der Doppelbrechung unter Spannungsbelastung zeigt, ist es möglich, durch das „Einprägen“ von Spannungsveränderungen durch fs-Bearbeitung im Materialvolumen gezielte Änderungen des Brechungsindizes zu verursachen, die Wellenleitung ermöglichen. Im Rahmen von PlanOS konnte sowohl Wellenleitung unter [65], als auch zwischen [64] linearen, fs-geschriebenen Strukturen nachgewiesen werden. Durch die sehr kleine typische Strukturgröße der Modifikationen von etwa $3\ \mu\text{m}$ und durch den geringen Brechungsindexhub, der in [65] experimentell zu $\Delta n = 6,2 \cdot 10^{-4}$ bestimmt wurde, entstehen auf diese Weise Singlemode-Wellenleiter mit sehr geringen Verlusten von bis zu $0,5\ \text{dB/cm}$.

5.2 Gitterherstellung durch fs-Laserschreiben

Schreibt man Gruppen der vorgestellten Art von Wellenleitern mit einem festen Abstand g nebeneinander in ein transparentes Substrat, lassen sich auf diese Weise Phasengitter herstellen. Im Vergleich zu Amplitudengittern findet im Verlauf einer Gitterperiode keine Absorption des einfallenden Strahls statt, sondern eine über die Gitterperiode veränderliche Phasenverzögerung. Diese Möglichkeit ist besonders interessant, da der im Rahmen dieser Arbeit betrachtete chromatische Dehnungssensor ein beliebiges dispersives Element benötigt, mit dem chromatisch Dehnung aufgeschlüsselt werden kann. Gitter, deren Beugungswinkel sowohl von der einfallenden Wellenlänge als auch von der Gitterkonstante abhängt, erfüllen diese Anforderungen. Darüber hinaus wären solche Gitter, wie auch die Wellenleiter selbst, durch fs-Laserbearbeitung herzustellen. Sensoren, die eine Dehnung durch chromatische Auswertung der Gitterkonstante messen, wären somit in einem Bearbeitungsprozess herzustellen.

Abbildung 5.4 zeigt eine mögliche Konfiguration von fs-geschriebenen Wellenleitern und fs-geschriebenen Gittern, die eine Messung von Dehnung ermöglicht. Weißlicht aus der Quelle links wird vom eingeschriebenen Gitter chromatisch aufgespalten und koppelt in den Detektor rechts vom Gitter. Eine Dehnung des Gitters führt zu einer Änderung der Gitterkonstante, diese wiederum zu einer Änderung des in den Detektor eingekoppelten Spektrums. Abbildung 5.5 zeigt eine Skizze der gewünschten Strukturen als Anhaltspunkt für die Herstellung am Institut für Quantenoptik der LUH.

Dort steht im Rahmen von PlanOS Teilprojekt B04 ein diodengepumpter Ytterbium Kalium-

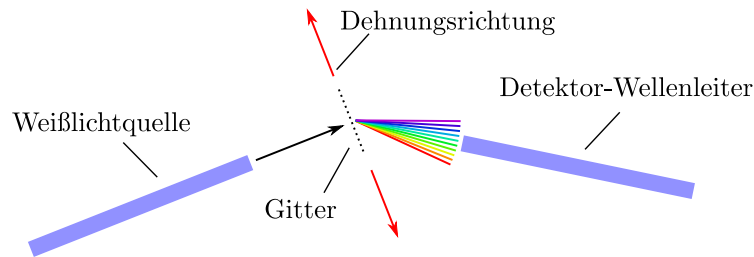


Abbildung 5.4: Mögliche Konfiguration von fs-geschriebenen, eingebetteten Wellenleitern und einem fs-geschriebenen Gitter für die Detektion von Dehnung

Yttrium-Wolframat Femtosekunden-Laser zur Verfügung, der bis zu $7 \mu\text{J}$ starke Pulse bei einer Wellenlänge von 1045 nm mit einer Wiederholrate von 1 MHz generiert [63]. Lineare und auch gekrümmte Strukturen können geschrieben werden, indem die Probe mittels eines hochpräzisen Aerotech Positioniertisches unter dem fokussierten Strahl des kontinuierlich laufenden Lasers hinwegbewegt wird. Aus den Abbildungen 5.4 und 5.5 wird allerdings offensichtlich, dass für die Herstellung der Wellenleiter eine Bewegung senkrecht zur Strahlrichtung (d.h. in der XY-Ebene) notwendig ist, während für die Herstellung der im Substrat aufrecht stehenden „Gitterstäbe“ eine Bewegung der Probe parallel zur Strahlrichtung (in Richtung der Z-Achse) erfolgen muss.

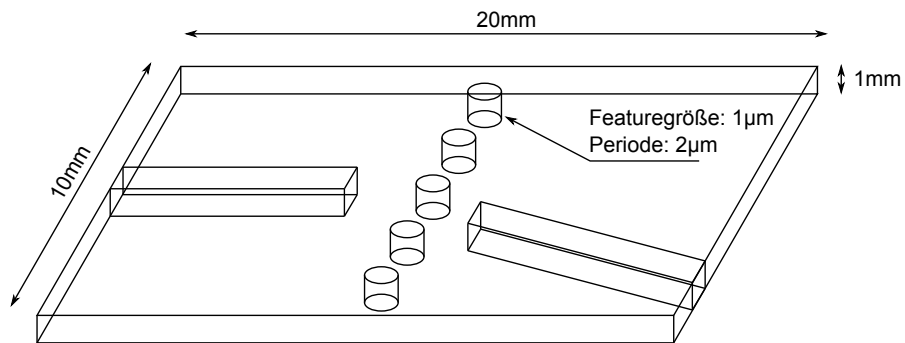


Abbildung 5.5: Skizze eines Gitters in einem transparenten Substrats („Gitterstäbe“ als Zylinder angedeutet)

Da die notwendigen Parameter zur Herstellung von planaren, linearen Wellenleitern in verschiedenen Acrylatkunststoffen schon seitens des Projektes B04 untersucht worden sind, bietet es sich an, zunächst planar im Substrat liegende Gitter näher zu betrachten. Da die Sensitivität eines chromatischen Sensors unter anderem von der Gitterkonstante des Gitters abhängt, ist deren prozessbestimmte untere Grenze von besonderem Interesse. Mindestens ebenso wichtig für die Funktion des Sensors ist der Wirkungsgrad des hergestellten Gitters. Dieser definiert sich aus der gemessenen Leistung in der betrachteten Beugungsordnung und der Gesamtleistung zu

$$\eta_{+1} = \frac{I_{+1}}{\sum_{-n}^{+n} I_n}. \quad (5.1)$$

Die Nummer der Beugungsordnung wird dabei mit n bezeichnet. Wie oben dargestellt, wird der Wirkungsgrad zumeist auf die +1ste Beugungsordnung bezogen. Abbildung 5.6 a) zeigt die Lage der einzelnen „Gitterstäbe“ des Beugungsgitters im Kunststoff-Substrat und skizziert die Herstellung. Das Substrat selbst liegt flach auf einem luftgelagerten Kreuztisch und wird in xy -Richtung bewegt, während die z -Position des Fokuspunktes durch Verschieben des Objektivs (eine asphärische Linse Newport 5722-H-B mit einer NA von 0,22) in z -Richtung eingestellt werden kann. Die Gitterkonstante beträgt in allen nachfolgend gezeigten Ergebnissen $10 \mu\text{m}$, wenn nicht anders beschrieben. Dieser Wert stellte sich schon in Vorversuchen als untere Grenze für den eingesetzten Versuchsaufbau heraus.

Die Gitter wurden mit einer Geschwindigkeit von 60 mm/s geschrieben, die Wiederholrate des gepulsten Lasersystems von maximal 1 MHz auf 100 kHz herabgesetzt. Als Substratmaterial diente PMMA mit einer Dicke von $1,5 \text{ mm}$. Durch ein koaxial positioniertes Kamerasystem und einen roten Diodenlaser wurde mit dem Positioniersystem zunächst auf die Substratoberfläche fokussiert. Die Wellenleiter/Gitterstäbe wurden später in einer Tiefe von $150 \mu\text{m}$ unter der Substratoberfläche geschrieben. Eine automatische Blende diente auch hier zur Steuerung des kontinuierlich laufenden fs-Lasersystems. Immer wenn der Positioniertisch nach dem Schreiben einer Spur wieder am Anfang der Probe ($x = 0$) neu positionierte, war die Blende geschlossen, sonst beim Schreibvorgang geöffnet. Es wurden Gitter mit verschiedenen Pulsenergien zwischen 100 nJ und 300 nJ hergestellt.

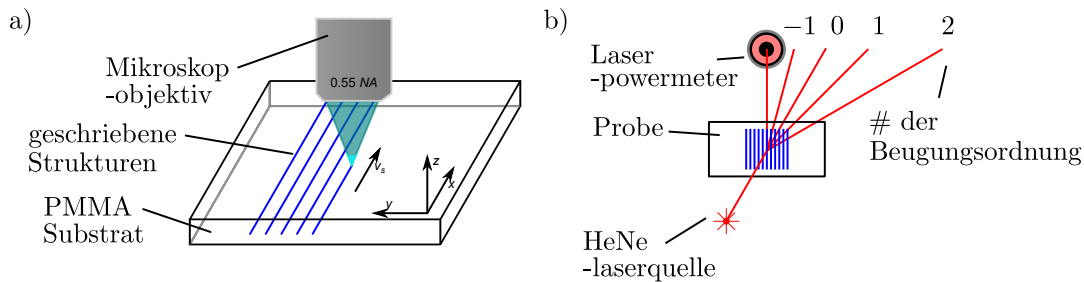


Abbildung 5.6: a) Aufbau zum fs-Schreiben von planaren Gittern in Polymer substraten. b) Charakterisierung der geschriebenen Strukturen durch Aufzeichnung der Intensitäten in den einzelnen Beugungsordnungen

Zur anschließenden Charakterisierung des Gitters wurde ein HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von 633 nm und einer Leistung von $4,5 \text{ mW}$ und ein Laserleistungsmessgerät Thorlabs PM200 mit einem S120C Diodenmesskopf eingesetzt. Wie in Abb. 5.6 b) dargestellt, wird die Probe senkrecht zum kollimierten Laserstrahl positioniert und die Leistungen in den einzelnen Beugungsordnungen gemessen. Um zeitliche Schwankungen der Laserleistung zu kompensieren, wurden die einzelnen Leistungen aus jeweils 100 Messungen, aufgenommen über einen Zeitraum von 10 s , gemittelt. Betrachtet wurden die Beugungsordnungen von $n = -8$ bis $n = +8$.

Um sicherzustellen, dass die Parameter, innerhalb derer das fs-Lasersystem arbeitet, während des Schreibvorganges stabil bleiben, wurden zunächst Messungen an drei hintereinander mit den gleichen Parametern hergestellten Proben durchgeführt. Abbildung 5.7 a) zeigt die mit dem Leistungsmessgerät gemessene Leistung in den Beugungsordnungen $n = -8 \dots 8$ der drei unterschiedlichen Proben. Jede Probe ist unterschiedlich farblich markiert. Deutlich ist zu erkennen, dass die Messpunkte fast exakt aufeinander liegen. Dies bedeutet, dass die Schreibparameter des Lasers so stabil sind, dass keine messbare Abweichung der Gitterfunktion aus Parameterschwankungen im Lasersystem resultiert. Weiterhin kann der Abbildung entnommen werden, dass für die gewählten Parameter (Pulslänge $t_{\text{Puls}} = 600$ fs, Pulsenergie $E_{\text{Puls}} = 180$ nJ) ein vergleichsweise geringer Gitterwirkungsgrad resultiert. Wird die im Vorfeld genannte Definition zugrunde gelegt, ergeben sich Werte von $\eta_{+1} = 1,159 \cdot 10^{-3}$ mit einer Standardabweichung von $61,4 \cdot 10^{-6}$. Dieser Wert liegt eine Größenordnung unter der Beugungseffizienz von z.B. einem einfachen transmissions-Strichgitter, dessen Beugungseffizienz ca. $\eta = 0,1$ beträgt.

In einem nächsten Schritt wurden, bei ansonsten gleichen Parametern, Gitter mit unterschiedlichen Pulsenergien geschrieben. Da zuvor sichergestellt wurde, dass eventuelle Schwankungen in den übrigen Schreibparametern vergleichsweise kleine Auswirkungen haben, wären alle Änderungen, die mit variierender Pulsenergie festzustellen sind, sicher auf diese zurückzuführen. Abbildung 5.7 b) zeigt den Wirkungsgrad für die +1. Beugungsordnung η_{+1} und für die -1. Beugungsordnung η_{-1} aufgetragen über der Pulsenergie. Es ist gut zu erkennen, dass der Wirkungsgrad mit zunehmender Pulsenergie ansteigt. Die zusätzliche Betrachtung der -1. Beugungsordnung wurde eingeführt, um eventuelle Asymmetrien in der Gitterwirkungsweise zu untersuchen. Grundsätzlich ist es denkbar, dass beim aufeinander folgenden Schreiben der einzelnen Gitterlinien unsymmetrische Strukturen entstehen, da das Substratmaterial einseitig bereits modifiziert ist (auf der positiven Y-Seite der Schreibposition) und es sich auf der anderen Seite noch im Originalzustand befindet (auf der negativen Y-Seite der Schreibposition). Bis hinauf zu einer Pulsenergie von 200 nJ ist allerdings keine eindeutige Asymmetrie im Gitterwirkungsgrad zu erkennen.

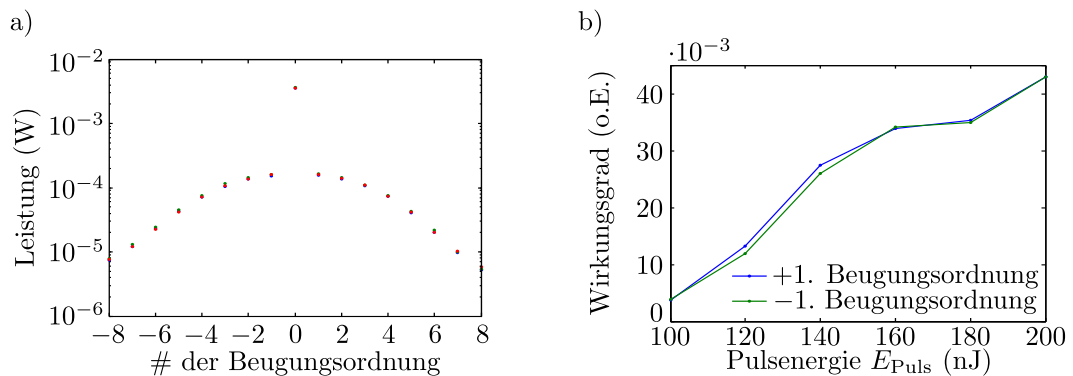


Abbildung 5.7: a) Leistungsprofil der Beugungsordnung -8 bis 8 für drei unterschiedliche, mit den gleichen Parametern geschriebene Gitter. b) Vergleich der Wirkungsgrade für die +1. und -1. Beugungsordnung.

Werden die geschriebenen Strukturen in ihrem Querschnitt unter dem Mikroskop betrachtet, wie in Abb. 5.8 a) dargestellt, so sind annähernd kreisförmige dunkle Modifikationen zu erkennen, die von einem etwas helleren Bereich umgeben sind. Die Abbildungen 5.8 b) - d) entstanden am Institut für Quantenoptik. Da in anderen Arbeiten [64, 65] Wellenleitung nie exakt auf der Modifikation beobachtet wurde, sondern vor allem entweder in kreisförmigen Bereichen um die Modifikation herum, bzw. unter den Strukturen (in Richtung des Schreibstrahls), kann davon ausgegangen werden, dass der hier dunkel zu sehende Bereich optisch zerstört ist. Eine mögliche Schlussfolgerung daraus wäre, dass der zerstörte Bereich stark streut und durch einen dadurch undefinierten Phasenhub bzw. die dadurch nicht wesentliche Absorption kaum zum Beugungseffekt des Gitters beiträgt. Die weiteren Untersuchungen in diesem Abschnitt dienen einer Überprüfung dieser These.

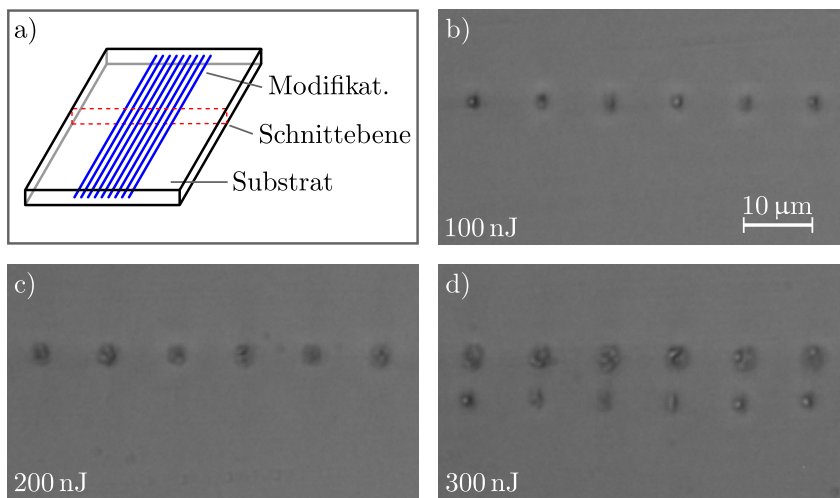


Abbildung 5.8: a) Skizze der Schnittebene für Mikroskopieaufnahmen und Lichtmikroskopische Aufnahmen der entstandenen Strukturen bei einer Pulsenergie von b) 100 nJ, c) 200 nJ und d) 300 nJ.

Abbildung 5.8 b) und c) zeigen die Modifikationen bei einer Pulsenergie von 100 nJ bzw. 200 nJ - erwartungsgemäß ist die zweite Modifikation größer und besser sichtbar als die erste. Durch die höhere Pulsenergie wird nach der Anfangsionisation mehr Energie in das schon bestehende Plasma eingetragen, die als Wärme an das umliegende Material weitergegeben wird. Diese zusätzliche Wärme bewirkt eine Vergrößerung der modifizierten Zone. Wird die Pulsenergie weiter erhöht - hier auf einen Wert von 300 nJ, wie in Abb. 5.8 d) zu sehen - so stagniert allerdings die Größe der Modifikation und eine zweite Modifikation wird sichtbar, die auch in [65] beobachtet werden konnte.

Wird die Beugungseffizienz von bei höheren Pulsenergien geschriebener Gitter betrachtet, so ergibt sich ein Bild wie in Abb. 5.9 dargestellt. In der dargestellten Messreihe wurden Gitter mit einer Pulsenergie von $E_{\text{Puls}} = 200 \text{ nJ}$, 400 nJ und 600 nJ geschrieben. Deutlich ist zu erkennen, dass der Wirkungsgrad für die +1. und -1. Beugungsordnung auseinanderläuft. Die Gitter zeigen ein asymmetrisches Beugungsbild und müssen dementsprechend auch eine

asymmetrische Amplituden- oder Phasenfunktion aufweisen.

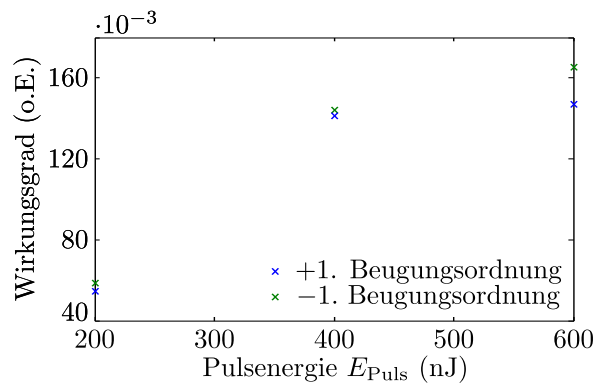


Abbildung 5.9: Wirkungsgrade für die +1. und -1. Beugungsordnung von Gittern, die mit höheren Pulsenergien geschrieben wurden. Bei $E_{\text{Puls}} = 600$ nJ ist ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Wirkungsgraden zu erkennen.

5.2.1 Charakterisierung der hergestellten Gitter

Um die hergestellten Gitter für eine zuverlässige Dehnungsmessung zu nutzen, müssen zwei wichtige Punkte beachtet werden; Zum einen ist es von besonderem Interesse, Gitter mit einem möglichst hohen Wirkungsgrad herzustellen, um die spektrale Auflösung, die mit dem Sensor erreicht werden kann, zu optimieren. Zum anderen muss sichergestellt sein, dass die hergestellten Gitter immer die gleichen Eigenschaften aufweisen. Eine Massenproduktion der Sensoren ohne kostspielige Kalibrierung jedes einzelnen Sensors wäre sonst nicht möglich.

Da sowohl der Wirkungsgrad, als auch die Mikroskopieaufnahmen Hinweise darauf liefern, dass es sich bei den hergestellten Strukturen um teilweise oder ausschließliche Phasengitter handeln könnte, erfolgt eine tiefgreifendere Charakterisierung der Gitter mit einem Phasenrekonstruktionsalgorithmus. Die Entstehung der Doppelstrukturen, als auch das asymmetrische Verhalten der hergestellten Gitter stellen zusätzliche Herausforderungen bei der Charakterisierung dar. Aus diesem Grund beschränkt sich die nachfolgende Betrachtung auf die vergleichsweise einfachen Strukturen, die bis zu einer Pulsenergie von 200 nJ entstehen.

Der Gerchberg-Saxton Algorithmus

Algorithmen zur Phasenrekonstruktion kommen z.B. bei der Auslegung von holographischen Strahlformern (Beamshaper) zum Einsatz. Diese generieren, wie in Abb. 5.10 dargestellt, eine gewünschte Intensitätsverteilung im Fernfeld hinter dem Strahlformer alleine durch eine Variation der Phase einer einfallenden Wellenfront. Da diese Wellenfront eben und monochromatisch sein muss, kommt als Lichtquelle für diese Anwendung zumeist ein Laser zum Einsatz, dessen Strahl durch eine strahlaufweitende Optik (meist zwei Linsen in 2f-Anordnung) auf die räumlichen Abmessungen des Strahlformers vergrößert wurde. Holographische Strahlformer haben den Vorteil, vergleichsweise einfach herstellbar zu sein. Der gewünschte Phasenhub

$\varphi(x,y)$ lässt sich z.B. durch das Strukturieren eines analogen Photolackes auf einer Glasscheibe einstellen. Die für die klassische Strukturierung notwendigen Belichtungsmasken können - je nach geforderter Auflösung und zur Umsetzung von Rapid-Prototyping-Prozessen - durch den Einsatz eines maskenlosen Belichters [68] ersetzt werden. Da die meisten der Systeme zur Photomaskenherstellung und auch die maskenlosen Belichter digital arbeiten, sind die entstehenden Strahlformer ebenfalls in diskrete Pixel aufgeteilt.

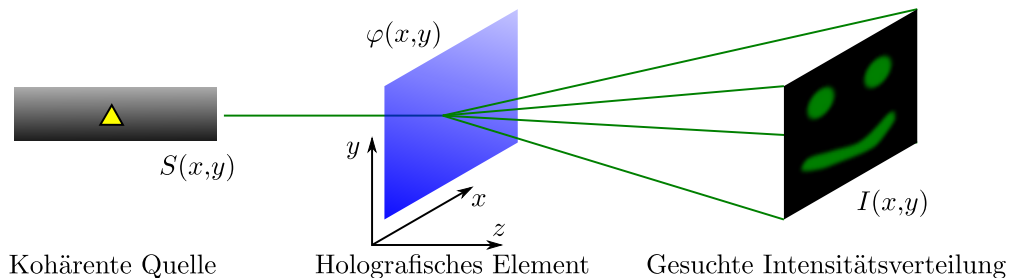


Abbildung 5.10: Anwendungsbeispiel eines holographischen Strahlformers zur Erzeugung einer gewünschten Intensitätsverteilung $I(x,y)$ im Fernfeld.

Das Design eines holographischen Strahlformers beginnt klassisch mit der zu erzielenden Intensitätsverteilung $I(x,y)$. Diese dient als Eingangsgröße für einen iterativen Algorithmus, ursprünglich entwickelt von R. W. Gerchberg und W. O. Saxton [30]. Die Funktionsweise des Gerchberg-Saxton (GS) Algorithmus ist in Abb. 5.11 dargestellt. Er startet mit der Intensitätsverteilung der Lichtquelle (typischerweise eine Normal-, oder Gleichverteilung) $S(x,y)$ und einer zunächst zufälligen Phasenverteilung $\varphi(x,y)$, aus der die komplexe Funktion $A(x,y)$ zusammengesetzt wird. Nach der Projektion von $A(x,y)$ in den Fourierraum wird die Amplitude von $I'(x,y)$ durch die Zielgröße $I(x,y)$ ersetzt und es erfolgt die Rücktransformation. Vor Beginn der nächsten Iteration wird die Amplitude der Rücktransformation wieder durch die Intensitätsverteilung der Quelle $S(x,y)$ ersetzt. Während der GS-Algorithmus läuft, kann die Intensitätsverteilung $I'(x,y)$ genutzt werden um das endgültige Ergebnis der Berechnung zu überwachen. Die Phasenverteilung $\varphi(x,y)$ beschreibt schließlich den Phasenhub, den der Strahlformer auf die ebene Wellenfront der Lichtquelle aufbringen muss.

Umgekehrt ist es natürlich auch möglich mit diesem Algorithmus den durch bereits vorhandene Strukturen verursachten Phasenhub zu rekonstruieren. Dafür ist eine Aufnahme des entstehenden Intensitätsprofils (im Falle von fs-geschriebenen Gittern entspricht dies einer Messung der Intensitäten der einzelnen Beugungsordnungen) notwendig, die dann als Zielintensität dem GS-Algorithmus übergeben wird. Die dann entstehende Phasenfunktion $\varphi(x,y)$ ist der Phasenhub, der durch die schon vorhandene Struktur verursacht wird.

Da der GS-Algorithmus auf einer wechselseitigen Transformation zwischen Bild- und Fourierraum beruht, ist nicht gegeben, dass das Ergebnis der Berechnung unter allen Umständen eindeutig ist. Mehrdeutigkeiten der zweidimensionalen Fouriertransformation finden sich vor allem in der Form gespiegelter oder lateral verschobener Intensitätsbilder, deren Fouriertransformierte gleich derer der originalen Intensitätsverteilung ist. Dieser Umstand führt typischerweise zu sogenannten „Geisterbildern“, Kombinationen aus der originalen Intensitätsverteilung

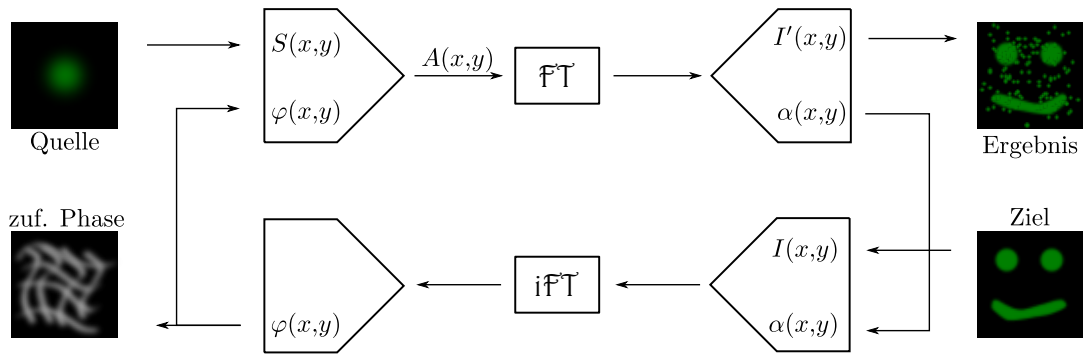


Abbildung 5.11: Funktionsprinzip des Gerchberg-Saxton Algorithmus zur Phasenrekonstruktion.

ung und anderen Ergebnissen, deren Fouriertransformierten jedoch alle identisch sind. Zwar existieren Methoden, um die Bildung solcher Geisterbilder zu verhindern [25], jedoch kommt im Falle der Identifikation von Phasengittern erschwerend hinzu, dass die gesuchten Phasenfunktionen und gegebenen Intensitätsverteilungen in eine der beiden Raumrichtungen invariant sind. Im Ergebnis bleibt so ein eindimensionales Problem zur Phasenrekonstruktion bestehen, dessen Anzahl an möglichen Lösungen nur durch die Anzahl der gewählten Stützpunkte begrenzt wird [7].

Der Farn-Algorithmus

Es ist also notwendig ein Verfahren zu finden, das weniger anfällig auf Mehrdeutigkeiten im möglichen Lösungsraum reagiert. Ein Ansatz dafür ist ein alternativer Rekonstruktionsalgorithmus der zuerst 1991 von Michael Farn [22] vorgestellt wurde. Dieses Verfahren startet ebenfalls mit einer zufälligen Phasenfunktion innerhalb einer Gitterperiode (es wird davon ausgegangen, dass die gefertigten Gitter periodische Veränderungen der Phase des einfallenden Lichtes verursachen, basierend auf periodischen Veränderungen des Brechungsindex im Substrat). Aus der Phasenfunktion $\varphi(k)$ (jetzt nur noch eindimensional mit k Stützpunkten) wird das entsprechende Beugungsmuster durch

$$c(n) = \frac{1}{K} \sum_{k=0}^{K-1} e^{i\varphi(k)} e^{i2\pi nk/K} = |c(n)| e^{i\alpha(n)} \quad (5.2)$$

errechnet. Hierbei ist $c(n)$ der komplexe Wert des elektrischen Feldes in der n . Beugungsordnung mit dem Betrag $|c(n)|$ und der Phase $\alpha(n)$ und K die Anzahl der Stützstellen der Phasenfunktion $\varphi(k)$. Dies entspricht der diskreten Fouriertransformation der Phasenfunktion des fs-geschriebenen Gitters [42]. Der Algorithmus verfolgt nun zwei Ziele: Das erste ist, die Beugungseffizienz zu maximieren, d.h.

$$E = \sum_n (|c(n)|) \stackrel{!}{=} \max. \quad (5.3)$$

Das zweite Ziel ist, die Form des Beugungsbildes dem der vorgegebenen Intensitätsverteilung anzupassen. Die Vorgabefunktion wird auch hier als $I(n)$ bezeichnet, ist allerdings nun eindimensional und besitzt n Einträge, gemäß der Anzahl der gemessenen Beugungsordnungen. Farn nutzt für die Bewertung der Form die Metrik

$$S = \text{mean} \left(\frac{||c(n)|^2 - fI(n)}{fI(n)} \right) \quad \text{mit} \quad f = \frac{\sum_n |c(n)|^2}{\sum_n I(n)}. \quad (5.4)$$

f wird so gewählt, dass die Mittelwerte von $|c(n)|^2$ und $fI(n)$ gleich sind. S ist dann die mittlere Abweichung zwischen den Formen der beiden Intensitätsverteilungen $|c(n)|^2$ und $I(n)$. Die Metrik

$$M = \sum_n w(n)|c(n)| \quad (5.5)$$

dient nun dazu, gleichzeitig die Effizienz E zu maximieren und die Formabweichung S zu minimieren. $w(n)$ ist dabei eine Anzahl von Gewichtungsgrößen (eine pro Beugungsordnung). Wird $w(n)$ festgehalten und $\varphi(k)$ so gewählt, dass $|c(n)|$ maximiert wird (vergleiche Gleichung (5.2)), ist die Effizienz der gefundenen Phasenfunktion maximal, die Form S aber sehr wahrscheinlich nicht zufriedenstellend. Hier lässt sich nun mit den Gewichten $w(n)$ eingreifen. Wird $w(n)$ verändert, so lässt sich für eine andere Phasenfunktion $\varphi(k)$ die maximale Effizienz finden. Die Form der Beugungsfigur ist so durch die Gewichte beeinflussbar.

Wird in Gleichung (5.5) $|c(n)|$ durch Gleichung (5.2) substituiert, so erhält man

$$M = \sum_n w(n) \cdot \text{real} \left[\frac{1}{K} \sum_k e^{i\varphi(k)} \cdot e^{-i2\pi nk/K} \cdot e^{-i\alpha(n)} \right] \quad (5.6)$$

und nach Umsortieren der Summationen

$$M = \frac{1}{K} \sum_k \text{real} \left[e^{i\varphi(k)} \cdot \sum_n \left(w(n) \cdot e^{-i2\pi nk/K} \cdot e^{-i\alpha(n)} \right) \right]. \quad (5.7)$$

Um M zu maximieren, muss der Realteil des Terms in den eckigen Klammern maximiert werden. Dies ist der Fall, wenn die Phase des Terms Null ist. Da $\varphi(k)$ beeinflussbar ist, kann die Phasenfunktion an dieser Stelle so gewählt werden, dass sie die Phase des Terms hinter der Summation über n exakt auf Null terminiert. Es muss somit gelten

$$\varphi(k) = -\text{phase} \left[\sum_n \left(w(n) \cdot e^{-i2\pi nk/K} \cdot e^{-i\alpha(n)} \right) \right]. \quad (5.8)$$

Mit dieser Gleichung lässt sich dann $\varphi(k)$ aus der (nicht gemessenen) Phase im Beugungsbild $\alpha(n)$ berechnen. Anders herum lässt sich durch die Kombination der Gleichungen (5.2) und (5.8) die Phase im Beugungsbild $\alpha(n)$ aus der Phasenfunktion $\varphi(k)$ errechnen. Um M nun zu maximieren, muss nun zwischen der Berechnung von $\alpha(n) = f(\varphi(k))$ und von $\varphi(k) = f(\alpha(n))$ so lange iteriert werden, bis die schrittweise Veränderung von M hinreichend klein geworden ist. In der Arbeit von Farn [22] stellte sich heraus, dass dafür nur wenige und in den meisten Fällen nur ein Durchlauf der Iterationsschleife zwischen $\alpha(n)$ und $\varphi(k)$ genügt.

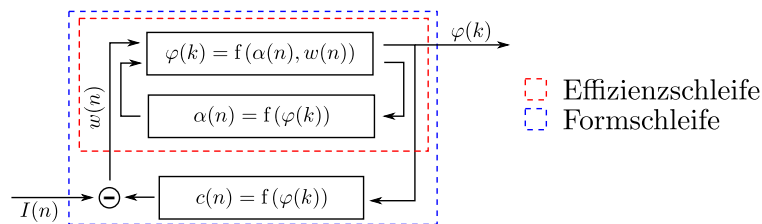


Abbildung 5.12: Ablaufdiagramm des Algorithmus von Farn für eindimensionale Phasenrekonstruktion

Das Ergebnis dieser beschriebenen Schleife - eine beliebige Phasenfunktion $\varphi(k)$, die M maximiert, wird allerdings nicht die gewünschte Form der Beugungsfigur aufweisen, die durch Gleichung (5.2) kontrolliert werden kann. Die Form kann nun durch die Gewichte $w(n)$ korrigiert werden. Der Effekt der Gewichte in der oben gezeigten Metrik lässt sich wie folgt beschreiben: Wird z.B. das Gewicht der -1. Beugungsordnung $w(-1)$ erhöht, so muss auch der entsprechende Betrag der komplexen Feldstärke $|c(-1)|$ steigen, um wieder eine Phasenfunktion maximaler Effizienz E zu erhalten.

Werden die Gewichte $w(n)$ in einer übergeordneten Iterationsschleife durchgehend angepasst, so lässt sich auf die Weise die Form von $|c(n)|$ so lange verändern, bis die verbleibende Formabweichung zufriedenstellend ist. Abbildung 5.12 zeigt die Effizienz- und die übergeordnete Formschleife in einem Blockschaltbild. Die Regelung der Gewichte realisiert Farn durch eine lineare Rückführung des Fehlers zwischen dem berechneten Beugungsbild $|c(n)|$ und dem tatsächlich aufgenommenen Beugungsbild $I(n)$.

Erweiterung des Farn-Algorithmus

Das Ziel aller Phase-Retrieval Algorithmen, aus der Fouriertransformation einer Amplituden-, und/oder Phasenfunktion (dem entstehenden Beugungsbild) ebendiese Phasenfunktion zu rekonstruieren, führt zwangsläufig zu einer Entstehung von mehrdeutigen Lösungen. Diese entstehen durch den Umstand, dass gerade im eindimensionalen Fall beliebig viele Funktionen existieren, deren Fouriertransformationen identisch sind. Abbildung 5.13 a) illustriert diesen

Umstand für drei Phasenfunktionen, die gegeneinander phasenverschoben oder invertiert sind. Das Ergebnis der zeitdiskreten Fouriertransformation, gezeigt in Abb. 5.13 b), ist dort jeweils identisch. Der Unterschied in der Amplitude wurde zur Veranschaulichung manuell hinzugefügt.

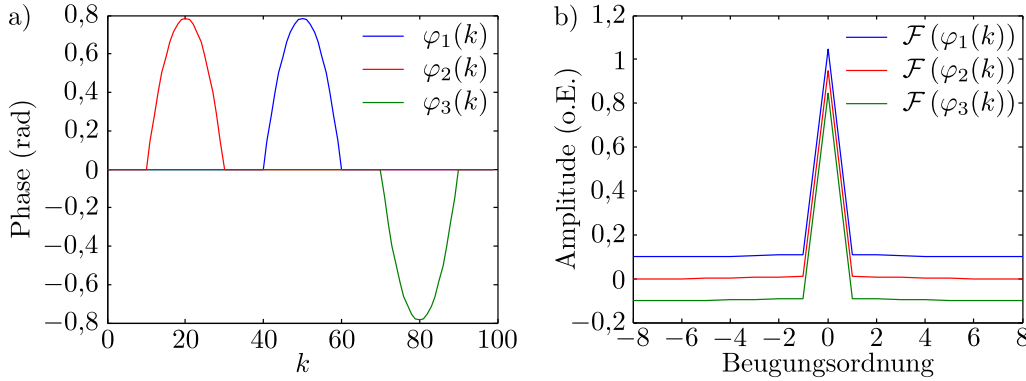


Abbildung 5.13: a) Verschiedene, gegeneinander verschobene und invertierte Phasenfunktionen und b) die dazugehörigen Ergebnisse der diskreten Fouriertransformation. Diese wurden leicht gegeneinander versetzt dargestellt.

Neben diesen gezeigten, trivialen, Transformationen der Phasenfunktion sind auch vollständig nicht-identische Phasenfunktionen möglich, deren Fouriertransformation ebenfalls ein identisches Ergebnis zeigt. Werden darüber hinaus noch Messungenauigkeiten bei der Aufnahme der Intensitäten in den Beugungsordnungen in Betracht gezogen, kommen weitere Lösungen hinzu, deren Fouriertransformation zumindest in der Nähe der gemessenen Werte liegt.

Um diese Mehrdeutigkeiten auszuschließen ist es wünschenswert, den Algorithmus durch eine intelligente Vorauswahl der Phasenfunktion in der Nähe einer physikalisch sinnvollen lokalen Lösung starten zu lassen. Einen Anhaltspunkt für die Form der Phasenfunktion bieten die Mikroskopieaufnahmen aus Abbildung 5.8. Rund um die dunkel erscheinenden Modifikation ist eine lokale Änderung des Brechungsindizes und damit der Phase zu erwarten, während ausreichend Raum zwischen den einzelnen Modifikationen liegt, um davon ausgehen zu können, dass der Phasenhub zum Rand der zu ermittelnden Phasenfunktion Null ist.

Eine simple Annäherung, die diese Bedingungen erfüllt, ist in Abb. 5.14 a) dargestellt. Die Funktion besitzt eine Fußbreite b , die die äußere Grenze der Modifikation abbildet und einen maximalen Phasenhub h , abkürzend hier Höhe genannt. Die Höhe der Funktion kommt zustande durch die räumliche Ausdehnung der Brechungsindexmodifikation und dem Brechungsindexunterschied zum nicht-modifizierten Substratmaterial. Sie beschreibt die optische Weglänge $n \cdot l$, wenn die Welle durch die Mitte der Phasenfunktion läuft. Die Funktion wird durch eine umgedrehte Parabel dargestellt mit

$$\varphi_{\text{Start}}(y) = -t \cdot (y - k/2)^2 + h \quad \text{mit} \quad t = \frac{h}{(b/2)^2}. \quad (5.9)$$

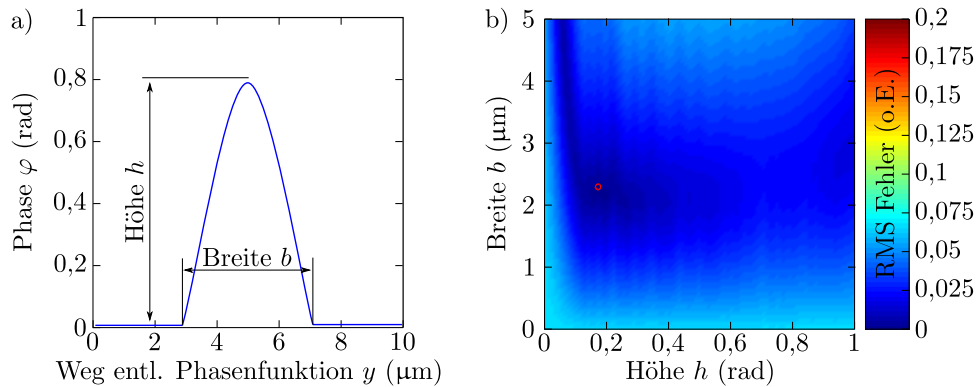


Abbildung 5.14: a) Darstellung der simplifizierten Phasenfunktion zum Auffinden eines Startpunktes für den Phase-Retrieval Algorithmus. b) Darstellung der Fehlerquadratsumme zwischen der Fouriertransformation der Start-Phasenfunktion φ_{Start} und dem gemessenen Beugungsbild $I(n)$. Das Minimum wurde rot markiert.

Hier ist y die Länge entlang einer Periode der Phasenfunktion und k die Gitterkonstante. Durch anschließendes Nullsetzen aller negativen Werte entsteht dann die in der Abbildung gezeigte Funktion. Das Quadrat des Absolutwertes der Fouriertransformation $\mathcal{F}(\varphi_{\text{Start}})$ der Start-Phasenfunktion gibt dann das Beugungsbild, das für ein Gitter dieser Phasenfunktion zu erwarten wäre. Durch einen Vergleich der Summe der Fehlerquadrate, des RMS-Fehlers, lässt sich die Nähe zur tatsächlichen Phasenfunktion bewerten.

Abbildung 5.14 b) zeigt den RMS-Fehler zwischen Start-Phasenfunktion und gemessener Intensitätsverteilung als zweidimensionale Funktion von h und b . Rot markiert wurde das Minimum bei ca. $h = 0,2$ rad und $b = 2,3$ μm . Mit einem RMS-Fehler von unter 0,025 ist davon auszugehen, dass eine Phasenfunktion dieser Breite und Höhe eine gute Näherung an die tatsächliche, durch den fs-Schreibprozess verursachte, Modifikation darstellt.

Die so ermittelte Funktion $\varphi_{\text{Start}}(y)$ wird jetzt als Startwert für $\varphi(k)$ dem Farn-Algorithmus übergeben, der, wie zuvor beschrieben, in seiner inneren Schleife nach einer Phasenfunktion mit optimalen Wirkungsgrad sucht, während die äußere (regelnde) Schleife mit Hilfe der Gewichte $w(n)$ den Fehler zwischen dem simulierten Beugungsbild $|c(n)|^2$ und den gemessenen Werten $I(n)$ zu minimieren versucht. Da der Algorithmus nun schon mit einer Phasenfunktion startet, die einen vergleichsweise kleinen Fehler aufweist und physikalisch sinnvoll ist, ist gewährleistet, dass die schließlich erreichte Lösung sowohl optimal auf die gemessene Intensitätsverteilung passt, als auch den durch Auswertung der Mikroskopieaufnahmen vermuteten Verlauf der Phasenfunktion abbildet.

Einfluss der Pulsenergie auf die Phasenfunktion

Wie zuvor in Abb. 5.8 a) - d) gezeigt, hat die Pulsenergie im fs-Schreibprozess Einfluss auf die Größe der geschriebenen Strukturen. Im Weiteren wird postuliert, dass es eine obere Grenze im erreichbaren Brechungsindexunterschied Δn zwischen nichtbearbeitetem und bearbeitetem

tem Material gibt. So kann davon ausgegangen werden, dass der Phasenhub der entstandenen Gitter und vor allem der maximale Phasenhub in erster Linie abhängig von der räumlichen Ausdehnung, d.h. dem Durchmesser der annähernd runden Struktur in der XY -Ebene, ist. Damit definiert sich der maximale Phasenhub der Funktion $\varphi(y)$ grob an $\Delta n \cdot r$.

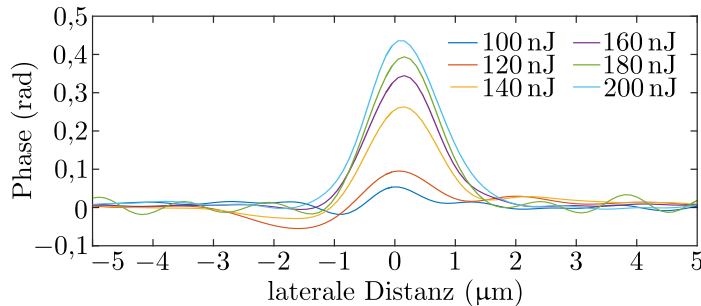


Abbildung 5.15: Durch den Phase-Retrieval Algorithmus ermittelte Phasenfunktionen für mit unterschiedlichen Pulsenergien geschriebene Gitter.

Um diese Theorie zu untersuchen, wurde mit dem zuvor vorgestellten Algorithmus eine Reihe von Gitter untersucht, die bei sonst gleichbleibenden Parametern mit Pulsenergien zwischen 100 nJ und 200 nJ geschrieben wurden. Abbildung 5.15 zeigt die Ergebnisse des modifizierten Farn-Algorithmus für die sechs untersuchten Proben. Zunächst ist festzuhalten, dass die Phasenfunktion sich über alle Pulsenergien ähneln: Mittig zeigen sie ein Maximum, das kontinuierlich zum Rand der Funktion abfällt. Am äußeren Rand der Funktion (auf den Mikroskopieaufnahmen genau zwischen zwei Modifikationen) ist der Phasenhub dann Null. Da der Algorithmus durch die Gewichte $w(n)$ ein Gitter möglichst perfekter Form zu errechnen versucht, entstehen nach längerer Iterationszeit Artefakte in Form höherfrequenter „Schwingungen“ auf der Phasenfunktion, mit der kleine Abweichungen zur gemessenen Phasenfunktion korrigiert werden.

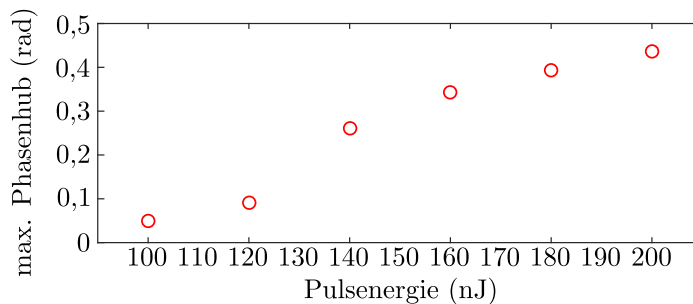


Abbildung 5.16: Maximaler Phasenhub der ermittelten Phasenfunktionen (Spitze-Spitze) über der Pulsenergie.

Neben einer kontinuierlichen Vergrößerung des maximalen Phasenhubs ist ebenfalls zu erkennen, dass das Maximum in der Mitte der Phasenfunktion mit zunehmender Pulsenergie

breiter wird. Beide Beobachtungen sind in guter Übereinstimmung mit den zuvor gezeigten Mikroskopiebildern. Wird der Maximalwert der Phasenfunktion gegen die Pulsenergie aufgetragen, ergibt sich ein Bild wie in Abb. 5.16 dargestellt. Mit steigender Pulsenergie erfolgt eine kontinuierliche Erhöhung des maximalen Phasenhubes, wobei der Verlauf asymptotisch ist und gegen einen Maximalwert von 0,43 rad strebt.

Auswertung & Fazit

Fs-geschriebene Gitter sind ein vielversprechendes Bauteil zur Herstellung chromatisch arbeitender Sensoren, wie in diesem Fall zur Messung von Dehnung. Durch die chromatische Auswertung sind veränderliche Koppelverluste bei einer versehentlichen oder absichtlichen Bewegung des Arrangements aus Sensor sowie zu-, -und wegführenden Fasern vernachlässigbar, da zwar die gemessene Leistung von der Koppelleffizienz abhängt, nicht jedoch das gemessene Spektrum. Darüber hinaus weist der fs-Schreibprozess den Vorteil auf, dass mit ihm ebenfalls Wellenleiter geschrieben werden können. In Zukunft wäre so eine Herstellung chromatischer Sensoren ausschließlich durch den fs-Schreibprozess erlaubt.

Zur Charakterisierung der hergestellten Gitter wurde ein Algorithmus basierend auf der Arbeit von Farn [22] herangezogen, der durch einen selbstentwickelten Brute-Force Ansatz zum Auffinden einer geeigneten Startfunktion erweitert wurde. Das Ergebnis des Algorithmus, die Phasenfunktion des Gitters, ermöglicht es, aufgrund ihrer Höhe (dem maximalen Phasenhub in rad) und ihrer Breite, Rückschlüsse auf die räumliche Ausdehnung der Modifikation zu erhalten, die durch eine reine Auswertung der Mikroskopbilder nicht möglich ist. So kann gezeigt werden, dass es eine Obergrenze des maximalen Phasenhubes gibt, der bei Pulsenergien von über 200 nJ erreicht wird.

Diese Tatsache wird durch das Mikroskopbild in Abb. 5.8 unterstützt. Bei einer Pulsenergie von 300 nJ bildet sich unter der ersten eine zweite, kleinere Modifikation aus. Gleichzeitig scheint die erste Modifikation in ihrer Größe nicht zu wachsen - eine Vermutung, die von der in ihrer Breite für höhere Pulsenergien (vergl. Abb. 5.15) nicht wachsende Phasenfunktion unterstützt wird. Abbildung 5.17 skizziert eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen.

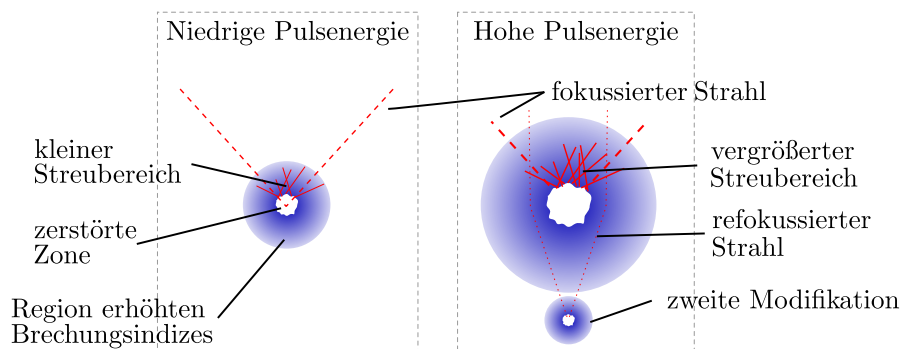


Abbildung 5.17: Skizze eines möglichen Modells, das die Entstehung von Sekundärmodifikationen erklärt.

Links ist dort die entstehende Modifikation bei geringer Pulsenergie skizziert. Mittig ent-

steht ein streuender Bereich, der optisch zerstört ist. Um diesen Bereich bildet sich eine Region erhöhten Brechungsindizes aus, verursacht durch mechanische Spannungen im umgebenden Material. Mit steigender Pulsenergie vergrößert sich die zerstörte Zone (rechts in der gleichen Abbildung). Dies führt dazu, dass einfallendes Licht des fs-Pulses schon früher gestreut wird als zuvor. In Folge ist es nicht mehr möglich, das Volumen des Fokus bei steigender Größe des Streubereichs in genügend kleinen Dimensionen zu halten um durch die hohe Energiedichte eine nichtlineare Absorption von Energie zu gewährleisten. Durch das Fehlen des nichtlinearen Effektes entsteht kein Plasma, das den restlichen Puls absorbieren kann und keine weitere Energie wird in das Material eingetragen. Dies bewirkt eine Stagnation der Größenzunahme der Modifikation.

Die Bildung der Sekundärmodifikation, ebenfalls beobachtet in [65], erfolgt ohne Inbezugnahme des streuenden Bereiches. Hier kann davon ausgegangen werden, dass es Aberrationen gibt, ausgelöst vom Übergang des Lichtes von Luft in das Substrat, da die fokussierende Optik eine einfache asphärische Linse ist. Diese leicht defokussierten Strahlen werden durch das an- und abfallende Brechungsindexprofil, das die Modifikation umgibt, refokussiert und verursachen so eine zweite Modifikation. Es kann davon ausgegangen werden, dass dieser Effekt der Refokussierung immer und unabhängig von der Pulsenergie eintritt, die Leistung im zweiten Fokus aber erst mit höheren Pulsenergien für eine Modifikation des Materials ausreicht.

Zukünftige Arbeiten an diesem Thema sollten vor allem die Untersuchung des Mechanismus bei der Bildung des Brechungsindexprofils zum Ziel haben. Denkbar ist vor allem eine mechanische Simulation der durch den fs-Puls und das im Material expandierende Plasma eingeschriebenen Spannungen und deren Auswirkung auf den lokalen Brechungsindex. Ein Anhaltspunkt könnte das Feld der Blasendynamik („Bubble Dynamics“) liefern, das z.B. die Dynamik der Blasenentstehung durch Druckverminderung in Fluiden (Kavitation) untersucht. Nach aktuellem Stand ist die Bildung dieser Brechungsindexmodifikationen in Kunststoffen durch fs-Laserstrahlung nicht untersucht und abschließend erklärt.

5.3 Messung an einem gedehnten Gitter

Um das Funktionsprinzip des chromatischen Sensors im Rahmen eines Machbarkeitsnachweises zu evaluieren, wurden Messungen mit einem, wie in Abb. 5.4 gezeigt, senkrecht im Substrat stehenden Gitter durchgeführt. Wellenleiter waren nicht in das Substrat integriert. Das Probenmaterial ist PMMA der Firma MICROFLUIDIC CHIPSHOP GMBH, das fs-geschriebene Gitter steht vertikal im Substrat, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben. Wie die dort untersuchten horizontalen Gitter weist auch dieses eine Periodenlänge von $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ auf. Die Abmessungen des Substratmaterials betragen 8 mm in der Breite, 666 mm in der Länge und $375 \mu\text{m}$ in der Dicke. Die Probe wurde auf speziellen, um 45° geneigten Aufnahmen auf der mikro-Zugprüfmaschine montiert. Wie in Abb. 5.18 zu erkennen, wird die Krafteinleitung in das Substrat durch zwei geklebte PMMA-Adapter gelöst.

In diesem Aufbau wird das Gitter von hinten mit einem kollimierten HeNe-Laserstrahl durchleuchtet und das entstehende Beugungsbild aufgezeichnet. Dafür wird eine Anordnung aus Laser, Probe, Schirm und CCD-Kamera, wie in Abb. 5.19 dargestellt, eingesetzt. Das auf den Schirm geworfene Beugungsbild kann mit der Kamera aufgezeichnet und die Gitterperiode

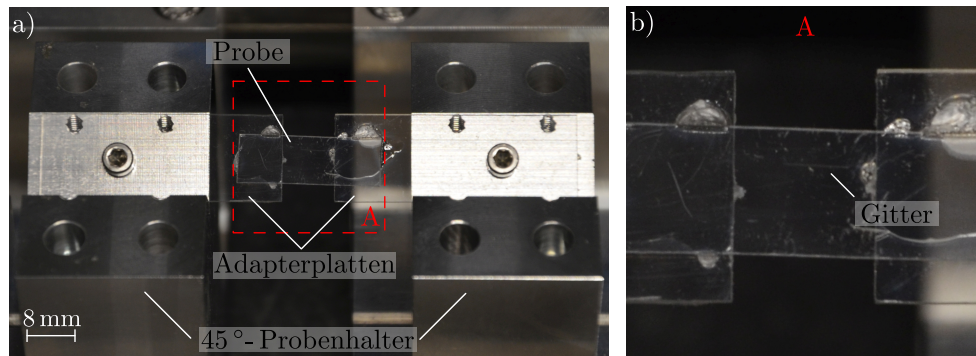


Abbildung 5.18: a) Übersichtsaufnahme der auf der Zugprüfmaschine montierten Probe für eine proof-of-concept Messung. b) Detailansicht

über den Abstand zwischen Gitter und Schirm und den Abstand zwischen den beiden ersten Beugungsordnungen ausgelesen werden. Mit zunehmender Kraft wird eine Dehnung der Probe und damit eine Vergrößerung der Gitterperiode erwartet. Da dieser Effekt von der starken Spannungsabhängigkeit des Brechungsindex des Substratmaterials beeinflusst werden kann, ist die experimentelle Untersuchung dieser eigentlich naheliegenden Vermutung angebracht.

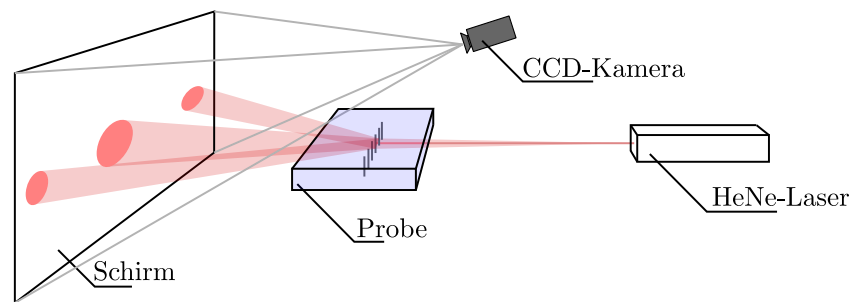


Abbildung 5.19: Aufbau zur Messung des Abstandes des +1. und -1. Beugungsmaximums bei einer auf Zug belasteten Probe.

Für die Messung wurde die Probe, wie in den beiden Fotografien zuvor gezeigt, eingespannt und der bewegliche Schlitten der Zugprüfmaschine schrittweise verfahren. Sowohl der zurückgelegte Weg, als auch die gemessene Kraft wurde dabei für jeden Schritt aufgezeichnet. Für jeden Schritt wurde ein Bild des Schirmes aufgenommen, um das aktuelle Beugungsbild aufzuzeichnen. Das Beugungsbild im nicht belasteten Zustand gibt dabei den Grundzustand wieder. Über den Abstand der +1. und -1. Beugungsordnung und über den Abstand Schirm-Gitter wurde für jeden Schritt die aktuelle Gitterperiode aufgezeichnet. Abbildung 5.20 zeigt in schwarz den Mittelwert der Gitterperiode, in grau die Standardabweichung, aufgetragen über die Kraft von 0 . . . 12 N für drei unterschiedliche Proben. Die Gitterperiode steigt erwartungsgemäß mit zunehmender Kraft, auch wenn anzumerken ist, dass für eine zuverlässige Berechnung der Standardabweichung die Stichprobengröße zu klein ausfällt.

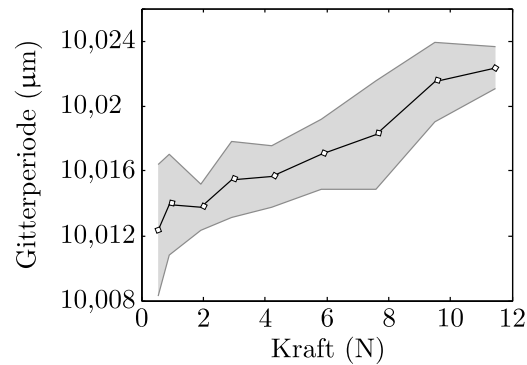


Abbildung 5.20: Mittelwert (schwarz) und Standardabweichung (grau hinterlegt) der Gitterperiode, eingezeichnet über der Kraft. Es wurden drei auf gleiche Weise hergestellte Proben betrachtet.

Mit dem vorgestellten Setup konnte demonstriert werden, dass die durch fs-Laserstrahlung geschriebene Materialmodifikation auch bei mechanischer Verformung ihre diffraktiven Eigenschaften behält und der vorhergesagte Effekt (Vergrößerung der Gitterperiode mit größer werdender Dehnung) eintritt. Einsetzende Doppelbrechung scheint keinen negativen Einfluss auf die Dehnungsmessung zu haben.

5.4 Fazit

Das Konzept des chromatischen Dehnungssensors ist wie folgt zu beschreiben: Ein Gitter, vertikal in einem transparenten Substrat stehend und von einem Emitter-Wellenleiter mit Weißlicht angestrahlt, dient als dispersives Element. Das hinter dem Gitter entstehende Beugungsbild kann durch einen Receiver-Wellenleiter zu einer Auswerteeinheit (z.B. einem CCD-Spektrometer) weitergeleitet und dort untersucht werden. Eine Verformung eines solchen Sensors in Richtung der periodischen Gitterstruktur führt zur Änderung der Gitterperiode und damit zu einer Änderung des gemessenen Spektrums.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte – in Zusammenarbeit mit Welm Pätzold von Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover – ein neuartiges Verfahren entwickelt werden, um mittels fs-Laserstrahlung erstmals vertikale Gitter in transparentes Polymer-Bulkmaterial zu schreiben. Solche Gitter sind zum aktuellen Zeitpunkt in der Literatur noch nicht beschrieben. Die hergestellten Gitter wurden durch Phasenrekonstruktion hinsichtlich ihres Phasenhubs und ihrer Strukturgröße untersucht. Die gewählte Methode beruht auf der rekursiven Berechnung von Objekt-, und Bildphase aus dem Beugungsbild des Gitters und wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals für die Untersuchung bereits bestehender Strukturen eingesetzt. Die Auswertung konnte zudem durch die Berechnung von Startwerten aus einem empirischen Modell der Phasenstruktur bedeutend beschleunigt werden. Die so gewonnenen Erkenntnisse können zukünftig genutzt werden, um z.B. gezielt Gitter mit einer asymmetrischen Phasenfunktion und damit einer bevorzugten Beugungsordnung, ähnlich einem Blaze-Gitter, herzustellen. Schlussendlich konnte die Funktion der fs-geschriebenen Gitter als Kraftsensor durch

eine Änderung des Beugungswinkels in einem makroskopischen Aufbau nachgewiesen werden.

Ausschlaggebend für eine hohe Genauigkeit des Sensors ist die möglichst genaue Einhaltung der Gitterperiode im Herstellungsprozess. Durch die vergleichsweise große Gitterperiode von $10\ \mu\text{m}$ und den geringen Abstand zwischen Emitter-Endfacette und Gitter werden nur wenige Gitterpunkte angestrahlt. Dadurch wird das Spektrum des gebeugten Strahls durch den Mittelwert der Gitterperiode einer kleinen Stichprobe von Gitterpunkten beeinflusst. Dies kann bei Schwankungen der Gitterperiode zu Fehlmessungen führen, selbst wenn die mittlere Gitterperiode sehr genau dem Sollwert entspricht. Dieser Effekt ist in weiteren Arbeiten zu untersuchen, um die Genauigkeit solcher Sensorsysteme gut vorhersagen zu können.

Für die Zukunft ist geplant, mit den Erkenntnissen dieser einzelnen Untersuchungen einen integrierten Sensor aufzubauen, der in mehreren Schritten durch Heißprägen, Rakeln und fs-Schreiben hergestellt wird. Diese Schritte sind als alleinstehende Prozesse hinreichend untersucht. Sowohl die Übergabe der teilbearbeiteten Sensorsubstrate zwischen den Prozessschritten, als auch der Einfluss, den die späteren Prozessschritte auf vorherige ausüben (denkbar ist z.B. eine Beschädigung fs-geschriebener Strukturen durch Wärme beim Heißprägen oder Lösungsmittel beim Füllen der Grabenstrukturen durch Rakeln), ist nicht geklärt und bleibt in Zukunft zu untersuchen.

6 Räumlich aufgelöste Dehnungsmessung

Als Demonstrationsobjekt für die Leistungsfähigkeit der intensitätsbasierten Dehnungssensoren wird an dieser Stelle ein System zur ortsaufgelösten Dehnungsmessung vorgestellt. Das System verfügt über mehrere Sensoren, zugehörige Lichtquellen und -Senken auf einer gemeinsamen Trägerfolie. Abbildung 6.1 zeigt eine Skizze der projektierten Trägerfolie mit aufgebrauchten Wellenleitern, Quellen und Senken.

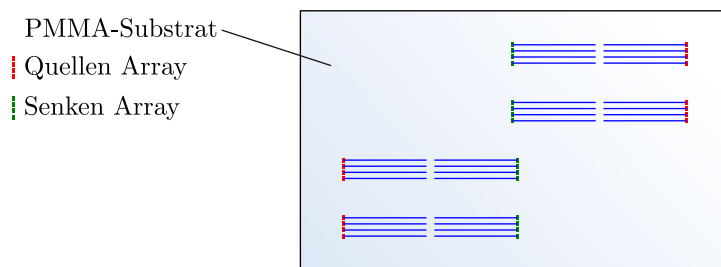


Abbildung 6.1: Konzept der räumlich verteilten Dehnungsmessung mit vier im Flexodruckverfahren hergestellten Dehnungssensoren auf einer PMMA-Trägerfolie

6.1 Herstellung

Für die Herstellung der Sensorfolie ist eine schrittweise Abfolge automatischer und manueller Teilprozesse notwendig, die an dieser Stelle näher erläutert werden. Während die automatischen Prozesse eine gute Wiederholbarkeit der Ergebnisse bieten, ist ihre Flexibilität jedoch stark eingeschränkt. Die manuelle Nachbearbeitung gleicht diesen Umstand in Teilen aus, die Qualität der Modifikationen ist allerdings abhängig vom Geschick des Bearbeiters.

Die Wellenleiter selbst werden in einem Flexodruckverfahren auf die Trägerfolie aufgebracht, das in Abbildung 6.3 a) skizziert ist. In diesem Verfahren wird der Drucklack aus einem Reservoir auf eine Rasterwalze übertragen, deren Vertiefungen kleine Mengen des Lackes aufnehmen. In einem weiteren Schritt wird die Druckformwalze benetzt, auf die mit Hilfe der Gegendruckwalze das Substratmaterial gepresst wird und so die zu druckenden Muster auf die Substratfolie überträgt. Nach dem Druckvorgang wird der Lack mittels UV-Strahlung ausgehärtet. Da die erzielbare Schichthöhe vergleichsweise gering ist, muss dieser Vorgang mit bereits bedruckten Folien mehrfach wiederholt werden, wobei die Schichtdicke mit jedem Vorgang wächst. Weitere Details zum Druckprozess finden sich in [86] und [87].

Prozesstypisch weisen die Wellenleiter eine parabolische Form auf und sitzen als annähernde Rippenstrukturen auf dem Substratmaterial. Abbildung 6.2 a) zeigt eine schematische Zeich-

nung der verwendeten Wellenleiter, Abb. 6.2 b) eine Fotografie der Endfacette mit weiß erscheinendem Beleuchtungspot in einem Messaufbau (Institut für Automatisierungstechnik, Leibniz Universität Hannover). Aufgrund des flachen Flankenwinkels und aufgrund des in diesem Aufbau fehlenden Claddings werden Wellenleiter dieses Typs aktuell nur für geradlinige Strukturen eingesetzt. Ihr Vorteil liegt in den selbst im Forschungsmaßstab großen verfügbaren Mengen bei gleichzeitig großen Substratdimensionen mit Seitenlängen von mehreren hundert Millimetern. Gerade für die hier anvisierte Verwendung als Hauptbauteil einer Sensorfolie ist diese Kombination von Eigenschaften sehr vorteilhaft.

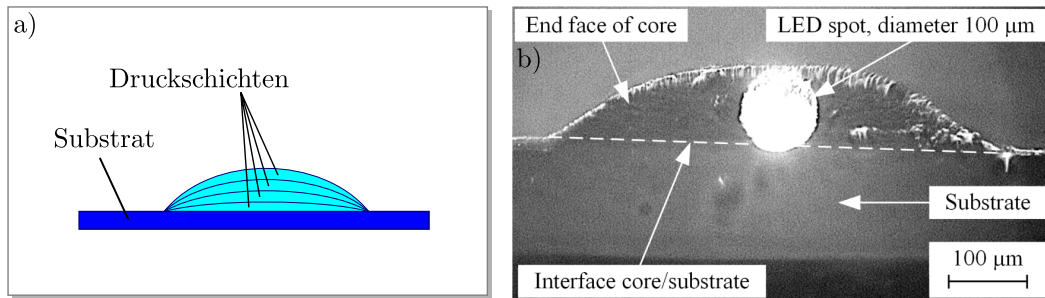


Abbildung 6.2: a) Skizze des Querschnitts von Flexodruck-Wellenleiter. b) Mikroskopaufnahme einer Endfacette mit weiß erscheinendem Beleuchtungspot (Institut für Transport-, und Automatisierungstechnik, Leibniz Universität Hannover).

Als Trägermaterial dient eine PMMA-Folie mit 350 µm Dicke, die mit einer modifizierten Heidelberger Speedmaster 52 Offset/- und Flexodruckmaschine mit UV-aushärtbarem Fotolack bedruckt wird. Als Drucklack kommt „UV Glanzlack prägefähig“ der Firma Jänecke und Schneemann Druckfarben zum Einsatz. Die hergestellten Wellenleiterstrukturen sind etwa 300 µm breit und 30 µm hoch und werden nachfolgend manuell weiterbearbeitet. Abbildung 6.3 b) zeigt eine Fotografie eines solchen gedruckten Foliensystems.

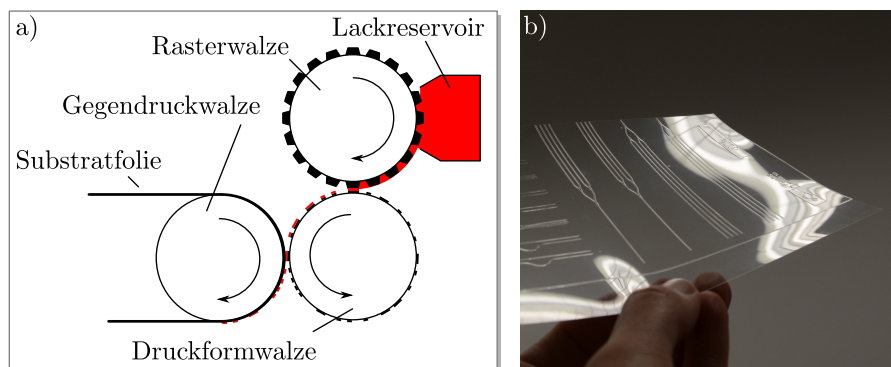


Abbildung 6.3: a) Skizze des Flexodruckverfahrens b) Foto bereits hergestellter Wellenleiter

Durch die vergleichsweise makroskopischen Abmessungen der im Flexodruckverfahren hergestellten Wellenleiter (vergl. [87]) ist eine Kopplung an nichtkohärente Quellen mit größerer

Abstrahlfläche prinzipiell gut möglich. Durch das transparente Substrat und die Erhabenheit der Wellenleiter über der Substratfolie bietet sich in diesem Fall eine Spiegelkopplung an, wie in Abbildung 6.4 a) dargestellt. Da die hergestellten Wellenleiter auf das Trägermaterial aufgesetzt sind, lassen sie sich mit einer entsprechenden Vorrichtung im 45° -Winkel einschneiden, worauf der nun überflüssige Rest des Wellenleiters entfernt werden kann. Diese Vorgehensweise wird von der Tatsache unterstützt, dass es zwar eine zufriedenstellende adhäsive Verbindung zwischen Lack und Substrat gibt, die aber nicht durch eine chemische Reaktion zwischen den beiden Materialien unterstützt wird. In der Folge lässt sich der Wellenleiter bei entsprechender Krafteinwirkung beschädigungsfrei und rückstandslos vom Substratmaterial entfernen.

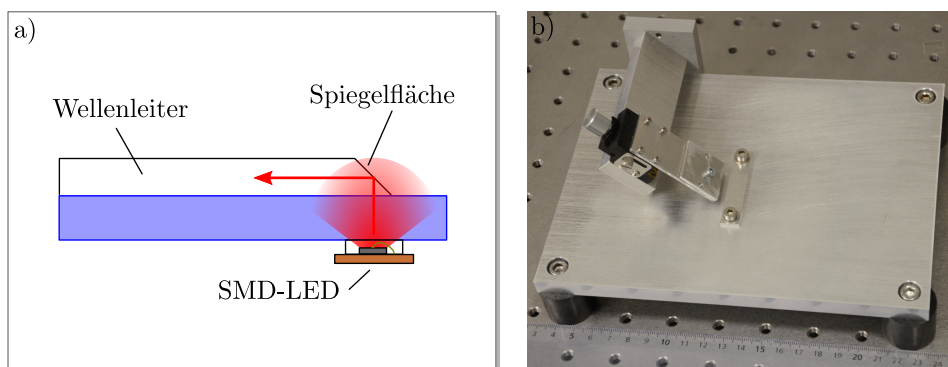


Abbildung 6.4: a) Konzept der Spiegelkopplung an einem Rippenwellenleiter. b) Abbildung der Schneidemaschine zum Erstellen von 45° Spiegelflächen an gedruckten Wellenleitern.

Abbildung 6.4 b) zeigt eine Fotografie der Schneidemaschine, mit der die Spiegelflächen an den Wellenleiter angebracht wurden. Sie besteht aus einer Grundplatte zur Ablage des Substrats und einer im Winkel von 45° dazu angebrachte Klinge, die mittels Stellschraube verfahren werden kann. Als mögliche Klingen wurden sowohl solche mit zweiseitigem (Rasiermesser) als auch mit einseitigem Anschlag (z.B. Dermatorklingen) getestet, wobei der einseitige Anschlag für diese Art von Bearbeitung zu einer höheren Qualität der Schnittfläche führte, wenn die nicht angeschliffene Seite in Richtung der späteren Spiegelfläche ausgerichtet wurde.

6.2 Mechanische-Optische Simulation

Das Verhalten des Gesamtsystems unter Beaufschlagung mit einer Punktlast kann mit den Methoden der klassischen Festkörpermechanik beschrieben werden. Die laterale Verschiebung der Oberflächenpunkte zueinander kann dann in einer nachfolgenden optischen Betrachtung der Koppeffizienz zwischen den Emittoren und Empfängern der einzelnen Dehnungssensoren genutzt werden, um eine Empfindlichkeit des Systems bezüglich Punktlasten abzuschätzen.

Kirchhoff'sches Modell

Die Auslenkung einer dünnen, einfach eingespannten Platte kann im Rahmen der Beschreibung rechteckiger Kirchhoff-Love Platten für sinusförmige Lasten angenähert werden. Zur Berechnung der Auslenkung $w(x,y)$ sind als Materialparameter das E-Modul E und das Poisson-Verhältnis ν notwendig, als geometrische Parameter die Abmessungen der Platte in x - und y -Richtung, a und b und die Dicke der Platte H . Von zentraler Bedeutung ist die Definition der Biegesteifigkeit

$$D = \frac{EH^3}{12(1-\nu)}. \quad (6.1)$$

Für eine beliebige sinusförmige Last der Form

$$q(x,y) = q_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (6.2)$$

ergibt sich die Auslenkung nach u.a. [70] dann zu

$$w(x,y) = \frac{q_0}{\pi^2 D} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right)^{-2} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right). \quad (6.3)$$

Die Charakterisierung des Systems wird vor allem hinsichtlich dessen Verhalten unter einer einzelnen Punktlast durchgeführt. Diese kann durch eine Sinusreihenentwicklung angenähert werden. Da das System der Kirchhoff-Love Platten linear ist, lässt sich durch Addition der einzelnen Lösungen für die Auslenkung dann die Gesamtauslenkung bestimmen.

Punktlast und resultierende Auslenkung

Die Auslenkung der frei eingespannten Folie unter einer Punktlast, wie sie z.B. durch einen Fingerdruck ausgelöst werden kann, lässt sich [70] mit

$$w(x,y) = \frac{a}{b} \sum_m \sum_n \frac{A_{mn} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)}{\left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2\right]^2} \quad (6.4)$$

und

$$A = \sin\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right) \quad (6.5)$$

errechnen. Dabei sind n und m die Tiefe der Sinusreihenentwicklung für jeweils die x - und y -Richtung. Abbildung 6.5 zeigt die Auslenkung der Folie für $m = n = 8$, ein E-Modul von $E = 2700 \text{ N/mm}^2$, ein Poisson-Verhältnis von $\nu = 0,4$, eine Foliendicke $H = 0,5 \text{ mm}$ und eine Last von $P = 0,1 \text{ N}$ für einen zufällig gewählten Druckpunkt in der Ecke (rechts) und in der Mitte der Folie (links). Die maximalen Auslenkungen werden an der Position der Punktlast erreicht und nehmen entsprechend für den außermittigen und mittigen Lastfall Werte von $0,4 \text{ mm}$ und $0,3 \text{ mm}$ an.

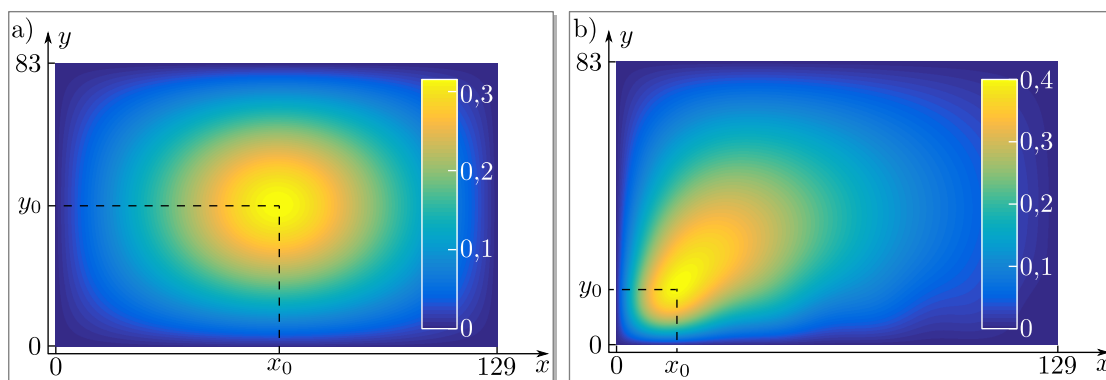


Abbildung 6.5: Auslenkungen in negative z -Richtung im a) mittigen und b) außermittigen Lastfall, Kraftangriffspunkt jeweils bei $x_0 = 65$ mm, $y_0 = 42$ mm und $x_0 = 10$ mm, $y_0 = 10$ mm

Änderung der Koppelleffizienz

Durch Ableitung der Auslenkung w in x - bzw. y -Richtung lässt sich mit

$$u(x,y) = -z \frac{\delta w}{\delta x} \quad \text{und} \quad v(x,y) = -z \frac{\delta w}{\delta y} \quad (6.6)$$

das Feld der lateralen Verschiebungen auf der Folie berechnen. Da die Positionen der Aus- und Einkopplflächen der Emitter und Receiver der aufbrachten Dehnungssensoren bekannt sind, ist es so möglich, eine Reaktion in Form einer Änderung der Koppelleffizienzen über die Veränderung des lateralen Abstandes der Koppelflächen in y -Richtung abzuschätzen. Dafür werden ebenfalls die räumlichen Abmessungen des Systems benötigt. Abbildung 6.6 zeigt die technische Zeichnung des Rahmens, in dem die Substratfolie eingespannt ist. Aus dieser lassen sich die maximalen Abmessungen des Substrats entnehmen (129 mm in x -Richtung und 83 mm in y -Richtung) und die Positionen der einzelnen Wellenleitergruppen, die für die Abschätzung der Systemreaktion von Bedeutung sind.

Abbildung 6.7 zeigt eine Karte der lateralen Verschiebung der einzelnen Punkte auf der Oberfläche bei Aufbringen einer Punktlast von 0,1 mN, jeweils 10 mm vom linken und unteren Rand der eingespannten Folie entfernt. Erwartungsgemäß findet am Punkt der Krafteinleitung keine laterale Verschiebung in y -Richtung (Abb. 6.7 a) oder in x -Richtung (6.7 b) statt. Alle Punkte auf der Substratoberfläche wandern in Richtung des Punktes der Krafteinleitung.

Sind die Positionen der einzelnen Messstrecken auf der Sensorfolie bekannt, lässt sich durch einen Vergleich der lateralen Verschiebungen von Emitter- und Receiver-Endfacette ein Rückschluss auf die zu erwartende Dehnung und damit auf die Sensorantwort ziehen. Dabei ist zu beachten, dass das zur Beschreibung der Folienbewegung eingesetzte Modell linear ist. Gerade für größere Auslenkungen ist damit zu erwarten, dass das Modell nicht mehr mit den Ergebnissen von Messungen an realen Systemen übereinstimmt.

6 Räumlich aufgelöste Dehnungsmessung

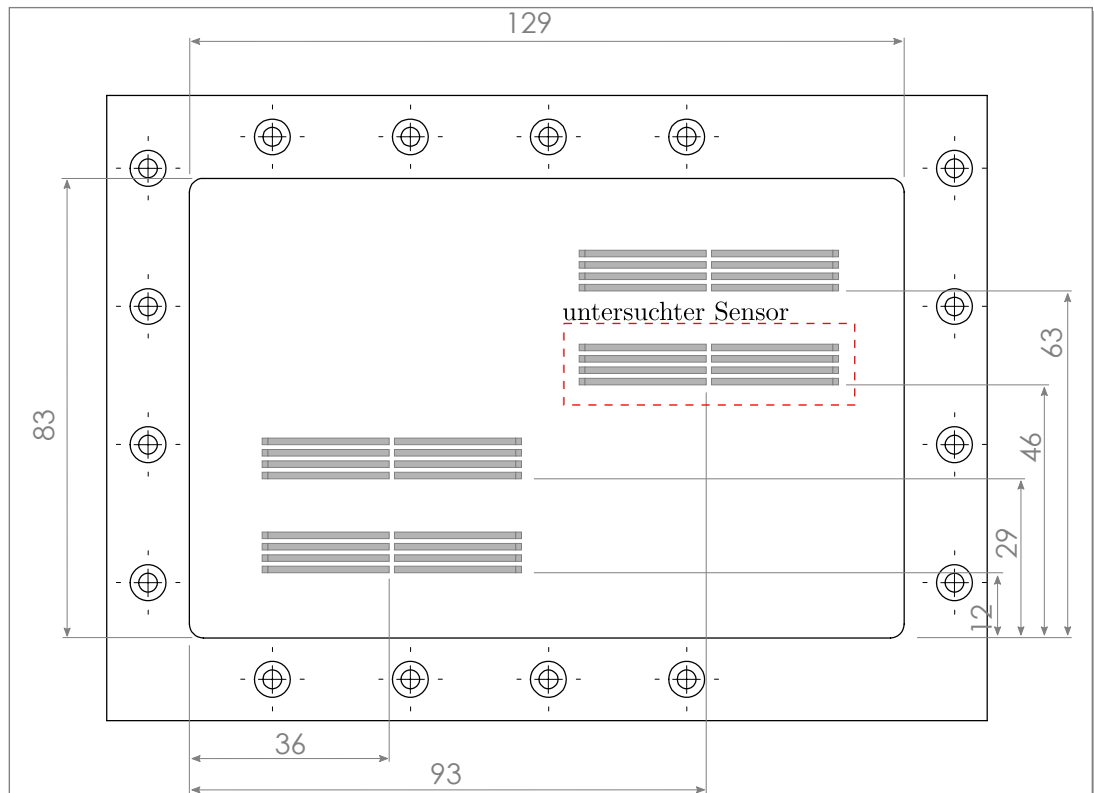


Abbildung 6.6: Zeichnung des Rahmens, der die Substratfolie einspannt sowie der Positionen der Wellenleitergruppen, die die einzelnen Dehnungssensoren darstellen.

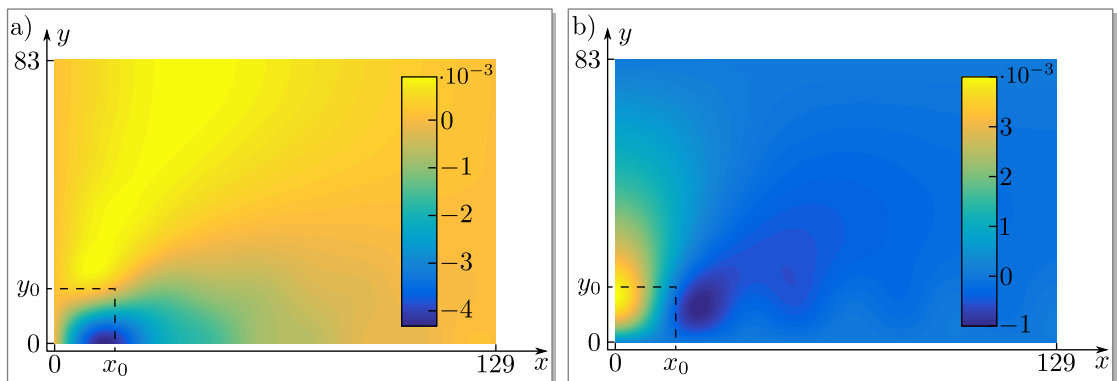


Abbildung 6.7: Laterale Verschiebung der Punkte auf der Substratfolie in mm bei einer außermittigen Punktlast von 0,1 mN an der Position $x_0 = 10$ mm, $y_0 = 10$ mm. a) zeigt den y-Anteil der lateralen Verschiebung, b) den x-Anteil.

6.3 Machbarkeitsnachweis

Für einen Nachweis der generellen Funktionsfähigkeit der vorgestellten Sensorfolie wurde ein einfaches Experiment entworfen, dessen Ziel es ist, generell die Reaktion von auf der Folie aufgebrachtene Sensoren auf eine Punktlast zu untersuchen. Um die Folie definiert dehnen zu können, wurde über den Halterahmen, der in Abb. 6.6 dargestellt ist, ein Balken befestigt, der eine Mikrometerschraube trägt.

Material	E-Modul	Poisson-Zahl	Dicke	Abmessungen
PMMA	2700 N/mm ²	0,4	0,5 mm	129 mm × 83mm

Tabelle 6.1: Parameter für die Berechnung der eingespannten Folie nach Kirchhoff-Love.

Mittels dieser Schraube kann die Folie dann schrittweise an einer bestimmten Stelle um einen definierten Weg in z -Richtung gedehnt werden. Der Aufbau ist in Abb. 6.8 a) von oben und in b) von unten dargestellt. Beispielhaft wird an dieser Stelle die Reaktion des in Abb. 6.6 rot umrandeten Sensors auf eine mittige Punktlast untersucht. Als Vergleich können die Ergebnisse der zuvor beschriebenen analytischen Betrachtung dienen.

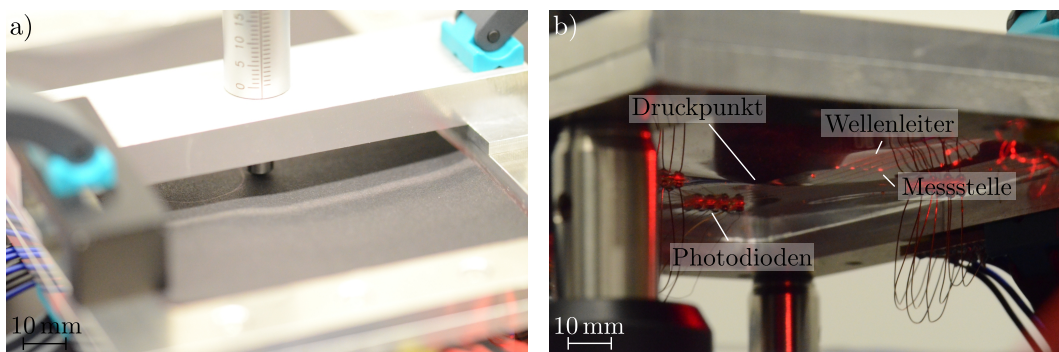


Abbildung 6.8: a) Ansicht der Folie mit montierter Mikrometerschraube von oben. Die schwarze Pappe dient der Abschirmung der Photodioden vor Umgebungslicht. b) Ansicht von unten, mit um ca. 2,5 mm ausgelenkter Folienmitte.

Hierfür wurde zunächst eine Simulation der Folienauslenkung durchgeführt, deren Ziel es war, die Gradienten des lateralen Verschiebungsfeldes an den Positionen der vier Referenzstreifen des untersuchten Detektors zu ermitteln. Die in die Simulation eingesetzten Materialparameter sind in Tabelle 6.1 gelistet. Da die Berechnung auf Basis einer Punktlast, angegeben in Newton, beruht, die Folie aber mittels Mikrometerschraube schrittweise um einen festen Weg ausgelenkt wurde, wurde die Maximalkraft in der Simulation entsprechend den Auslenkungen im Experiment angepasst. Für eine Maximalkraft von 0,8 N ergibt sich eine maximale Auslenkung der Folie (an der Stelle der Punktlast) von 2,529 mm.

Aufgrund der manuellen Herstellung der Folie kam es bei den verbauten LEDs und PDs sporadisch vor, dass diese nach Verkleben und Verlöten nicht wie vorgesehen oder überhaupt nicht

funktionierten. Auch bei dem hier betrachteten Sensor war die LED von Detektor #2 defekt, d.h. es wurde kein Licht in die Messstrecke eingekoppelt. Trotzdem ist das Messsignal der betroffenen Strecke von Interesse, um Informationen über Messsignaleinflüsse zu gewinnen, die nicht der Dehnung des Messbereichs dieser Strecke entstammen. Ebenfalls war die Photodiode oder die Verstärkereinheit von Detektor #4 defekt und die Strecke gab kein Messsignal zurück. Eine Detailansicht des untersuchten Sensors, den geometrischen Gegebenheiten und dem Status der jeweiligen Detektorstrecke ist in Abb. 6.9 gegeben.

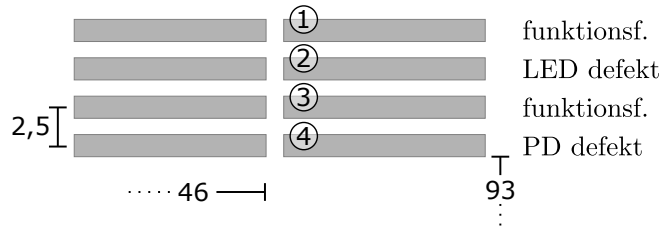


Abbildung 6.9: Detaillierte Ansicht des untersuchten Detektors. Lage auf der Folie und Zustand der einzelnen Detektorstrecken.

Da alle Sensoren auf der Folie in x -Richtung orientiert sind, ist als Ergebnis der Simulation ebenfalls die laterale Verschiebung der Folie in x -Richtung dw/dx , bzw. deren Gradient d^2w/dx^2 von Interesse. Wie zuvor schon geschrieben, erfolgt die Verschiebung der Folie immer in Richtung des Punktes der Krafteinleitung. Aus dem Vorzeichen der Verschiebung und aus dem Vorzeichen des Gradienten lässt sich dann eine Aussage über die Dehnung bzw. Stauchung der Folie an dem jeweiligen Punkt machen. Hat die Verschiebung z.B. ein negatives Vorzeichen (Bewegung in negative x -Richtung) und der Gradient ein positives Vorzeichen (die Verschiebung wird für kleinere x vom Betrag her größer) dann liegt an der betrachteten Position eine Dehnung der Folie vor. Alle möglichen Kombinationen zeigt Tabelle 6.2.

Richtung d. lat. Versch.	Vorz. d. Gradienten	Effekt
Positiv	Positiv	Dehnung
Positiv	Negativ	Stauchung
Negativ	Positiv	Dehnung
Negativ	Negativ	Stauchung

Tabelle 6.2: Interpretation des Gradienten der lateralen Verschiebung der Punkte auf der Foliensoberfläche.

Die Abbildungen 6.10 a) und b) zeigen jeweils die Ergebnisse einer Simulation und einer Messung, in der eine Folienauslenkung von $0 \dots 2,5$ mm betrachtet wurde. Eine simulierte / gemessene Dehnung der Folie wurde in beiden Abbildungen in hellgrau hinterlegt, eine Stauchung in dunkelgrau. Wie bereits beschrieben, lag bei Detektor #2 ein Ausfall der LED, bei Detektor #4 ein Ausfall der PD vor. Der Vollständigkeit halber sind trotzdem die Ausgangssignale aller vier Photodioden dargestellt.

Die Simulationsergebnisse in Abb. 6.10 a) zeigen, dass mit zunehmender Punktlast für die Detektoren #2 bis #4 eine Dehnung, für Detektor #1 eine Stauchung der Referenzstrecke erwartet werden kann. Demzufolge ist bei einer Messung der Intensitäten über die Auslenkung zu erwarten, dass für die Detektoren #2 bis #4 eine Abnahme der Intensität, für Detektor #4 eine Zunahme zu erwarten ist.

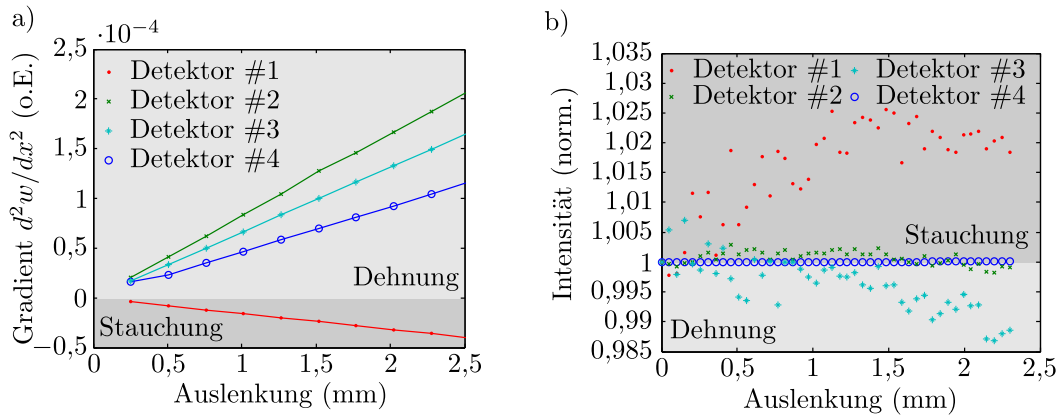


Abbildung 6.10: a) Simulation des Gradienten der Verschiebung für die Positionen der Referenzstrecken der Detektoren #1 bis #4. b) Auf einen Wert von 1 normierte Ergebnisse einer Messung der Spannung an den Photodioden der Detektoren #1 bis #4.

Tatsächlich lässt sich der Abb. 6.10 entnehmen, dass ein Sensor mit einer Erhöhung der Intensität auf die zunehmende Dehnung der Folie reagiert, ein Sensor mit einem Sinken der gemessenen Intensität auf eine lokale Stauchung. Wie bereits beschrieben zeigt Detektor #4 ein gleichbleibendes Signal aufgrund des Defektes in der Photodiode oder der Verstärkereinheit. Das ebenfalls gleichbleibende Signal von Detektor #2 über der Auslenkung der Folie zeigt allerdings, dass bei einem Defekt der Quelle kein mit der Auslenkung korrelierendes Messergebnis erzeugt wird. Vielmehr zeigt der Sensor abseits des Rauschens keine deutliche Variation in der aufgenommenen Intensität. Diese Messung kann somit unter Einschränkungen als Referenz für das Signal der beiden funktionsfähigen Detektoren herangezogen werden und gibt einen Hinweis darauf, dass die Messung von Dehnung und Stauchung in diesem zweidimensionalen System erfolgreich war.

Dieser Hinweis ist deswegen von so großer Bedeutung, weil in dem gezeigten Aufbau eine Vielzahl von Störquellen die Messung beeinflussen können. Unter anderem kommen folgende Effekte in Frage, deren Auftreten eine Änderung in der gemessenen Intensität zur Folge haben könnte:

- Bewegung bzw. teilweise Ablösung der Photodioden bzw. LED im Kleberbett und damit Änderung der Koppeleffizienz.
- Bei zunehmendem Druck zunehmende evaneszente Kopplung aus den Wellenleitern in die als Abschattung eingesetzte Auflage aus Kartonpappe, wenn der Punkt der Krafteinleitung über den Wellenleitern eines Sensors sitzt.

- Partielle Ablösung der Wellenleiter vom Folienmaterial bei zunehmender Verformung durch ungünstige Materialpaarung
- Zu oder Abnahme von Streulicht durch Bewegung der Folie, das als falsches Intensitätssignal von anderen Detektoren des selben Sensors als Änderung der Referenzstreckenlänge interpretiert wird.

Durch die Erkenntnis, dass bei nicht eingeschalteter Quellen-LED keine messbare Reaktion der Intensität auf die zunehmende Auslenkung der Folie erfolgt, können diese Effekte zwar nicht vollständig ausgeschlossen werden, jedoch wird die allgemeine Tauglichkeit des Messprinzips mit diesem Ergebnis untermauert.

6.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde die Herstellung einer großflächigen Sensorfolie mit räumlich verteilten Dehnungssensoren nach dem Prinzip des intensitätsbasierten Sensors aus Kapitel 4 beschrieben. Die zum Einsatz kommende Prozesstechnik beschränkte sich auf die eingesetzten flexogedruckten Wellenleiter, die das Institut für Transport- und Automatisierungstechnik der Leibniz Universität Hannover zur Verfügung stellte.

Durch den Vergleich der von einem Detektor aufgenommenen Intensitäten über eine zunehmende punktuelle Auslenkung der Folie von bis zu 2,5 mm mit Simulationsergebnissen, konnte nachgewiesen werden, dass eine Messung der lokalen Dehnung auf der Folie durch den Einsatz der vorgestellten Methoden prinzipiell möglich ist.

Nachteil der vorgestellten Folie ist vor allem die sehr aufwändige Herstellung durch das Positionieren und Kontaktieren der LED und PD durch manuelle Arbeit sowie die ebenfalls manuelle Präparation der Wellenleiter zur Herstellung der Koppelspiegel. Durch den vergleichsweise kleinen Anteil an automatisierten Schritten ist die Positionsgenauigkeit der auf der Folie aufgetragenen Sensoren gering. Dadurch ist die Wiederholbarkeit in der Herstellung und daraus folgend auch die Wiederholbarkeit der Sensitivität der aufgetragenen Sensoren stark eingeschränkt. Dementsprechend ist für eine abschließende Untersuchung des hergestellten Systems über ein Proof-of-Concept hinaus eine Verfeinerung des Herstellungsprozesses nötig.

Für die Herstellung kleiner Mengen der vorgestellten Folie könnte eine Kombination aus Flexodruck, CO₂-Laserbearbeitung zur Spiegelherstellung und Positionierung der elektronischen Bauteile mittels Fineplacer von Vorteil sein. Dies würde die Herstellungszeit von mehreren Wochen auf wenige Tage herabsetzen und durch erhöhte Präzision zu besser vergleichbaren Messergebnissen führen. Als Alternative ist eine Überführung des Prinzips in das in Abschnitt 4.3 gezeigte Konzept der lokalen Dehnungsmessung mittels eines verknüpften Netzwerks denkbar. Auch hier könnte für die Herstellung solcher Systeme der Flexodruck zum Einsatz kommen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Resümee

Diese Arbeit beschreibt das Design, den Bau und die Evaluation zweier unterschiedlicher Sensorsysteme zur Messung von Dehnung in Polymersubstraten. Ziel bei der Entwicklung der Sensoren war vor allem die Kompatibilität zu massenproduktionstauglichen Herstellungsmethoden wie z.B. Heißprägen oder Laminieren. Für beide Messprinzipien – eines intensitätsbasiert und eines chromatisch auswertend – konnte gezeigt werden, dass sowohl die Messung von Dehnung als auch die kostengünstige Herstellung prinzipiell möglich ist.

Das Funktionsprinzip des chromatischen Dehnungssensors ist die Auswertung eines Spektrums im Beugungsbild eines von Weißlicht bestrahlten Beugungsgitters. Wird das Sensorsystem in Richtung des Gitters gedehnt, so ändert sich die Gitterperiode und damit das in einen Receiver-Wellenleiter gekoppelte Spektrum. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wurden per fs-Laserstrahlung Beugungsgitter senkrecht in ein Polymersubstrat geschrieben und untersucht. Erstmals konnte so die Funktionsfähigkeit von fs-geschriebenen, senkrecht im Substrat stehenden Gittern nachgewiesen werden. Nur Gitter in dieser Orientierung sind kompatibel zu planaren Wellenleitern, die z.B. durch Heißprägen oder Fotolithografie hergestellt werden können. Für ein besseres Verständnis der hergestellten Strukturen wurde ein Phasenrekonstruktionsalgorithmus eingesetzt, mit dessen Hilfe es möglich ist, die Abmessungen der geschriebenen Strukturen und den sie verursachten Phasenhub zu charakterisieren. Ursprünglich für das Design holographischer Elemente eingesetzt wurde der Algorithmus hier erstmals für die Bewertung schon vorhandener Strukturen eingesetzt. Durch eine Startwertvorgabe aus einem empirischen Modell der fs-geschriebenen Strukturen konnte die notwendige Rechenzeit gesenkt und die Stabilität des Algorithmus verbessert werden. Die Ergebnisse wurden in [42] veröffentlicht.

Ein Array aus fünf parallel angeordneten Emitter- und Receiver-Wellenleitern bildet den intensitätsbasierten Dehnungssensor. Durch Änderung des Abstandes zwischen Emitter und Receiver wird eine Änderung der Koppeffizienz bewirkt, die als Intensitätsänderung messbar ist. Es konnte am Beispiel eines manuell hergestellten Prototypen gezeigt werden, dass mit einem solchen System nicht nur Dehnung, sondern auch Verkippung messbar ist. Unter Nutzung von kostengünstigen, allgemein verfügbaren Elektronikbauteilen wurde eine Auswerteelektronik entworfen, mithilfe derer die Funktionsfähigkeit des Sensors nachgewiesen werden konnte. Eine Beschreibung der Arbeiten findet sich in [43]. In Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Prozesstechnologie des Instituts für Mikrosystemtechnik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg wurde ein neuartiger Reaktivlaminationsprozess für die Herstellung von in Polymer-substrat eingebetteten Multimode-Wellenleitern realisiert. Erstmals konnten so in Laminationstechnik optische Polymerwellenleiter hergestellt und untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Kollaboration wurden in [44] veröffentlicht.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeiten wurden mehrere Sondermaschinen und Vorrichtungen entworfen und hergestellt. Ein Cleaver mit beheizter Klinge und Grundplatte dient zum Trennen von Polymersubstraten mit integrierten Wellenleitern und dem gleichzeitigen Herstellen einer Oberfläche von optischer Qualität, um in die Wellenleiter Licht einkoppeln zu können. Zwar kann dies auch durch Schneiden mit einer Schere und anschließendes Polieren der Endflächen geschehen, diese Vorgehensweise ist aufgrund der großen Anzahl von Trennvorgängen im Laboralltag jedoch nicht praktikabel. Der Cleaver verkürzt die Zeit pro Schnitt auf wenige Sekunden, führt zu Oberflächen von gleichbleibender optischer Güte und ermöglicht auch die Bearbeitung empfindlicher Substrate mit aufgesetzten Rippenwellenleiter.

Ebenfalls wurde eine Zugprüfmaschine für kleine Proben mit optischer Funktion konzipiert und hergestellt. Das Gerät arbeitet horizontal und verfügt über Luftlager, um Losbrechkräfte zu unterdrücken und sehr kleine Kräfte zu messen. Gleichzeitig ist die Maschine als einzige ihrer Art kompatibel zu THORLABS Substrat-, und Faserhaltern und ermöglicht so die Vermessung polymeroptischer Systeme unter externer Krafteinwirkung.

Um die Anwendbarkeit der intensitätsbasierten Sensoren zur räumlich aufgelösten Dehnungsmessung zu demonstrieren, wurde eine Sensorfolie hergestellt, auf der vier Gruppen von je vier Emitter-Receiver Paaren als Dehnungssensoren angeordnet sind. Die Herstellung der Folie erfolgte in Handarbeit in Zusammenarbeit mit dem Institut für Transport- und Automatisierungstechnik der LUH. Messungen im Rahmen eines Machbarkeitsnachweises an einem der aufgebracht Sensoren ergaben eine Empfindlichkeit des Sensors auf die Dehnung der Folie und stimmten qualitativ mit den Ergebnissen einer analytischen Betrachtung überein.

7.2 Zukünftige Arbeiten

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse bilden eine gute Grundlage für die spätere massenproduktionstaugliche Herstellung von planaren, folienintegrierten Dehnungssensoren. An jedem System konnte die generelle Tauglichkeit zur Dehnungsmessung im Rahmen eines Machbarkeitsnachweises demonstriert werden. Durch den hohen Anteil an manuellen Arbeitsschritten ist allerdings die Wiederholbarkeit der Messungen eingeschränkt, so dass für eine genauere Untersuchung der Sensoren eine höhere Automatisierung der einzelnen Arbeitsschritte wünschenswert ist. Dies gilt vor allem unter dem Aspekt, dass eine Kalibrierung jedes Einzelsystems die Herstellungskosten deutlich erhöhen würden, ohne Kalibrierung aber eine sehr gute Übereinstimmung der Sensoren untereinander notwendig ist. Unter diesen Voraussetzungen wäre im laufenden Produktionsprozess eine stichprobenhafte Qualitätskontrolle einzelner Chargen ausreichend. Weiterhin zeigte sich bei der Herstellung der Sensorfolie, dass selbst bei der Integration von nur vier Dehnungssensoren auf einer Folie ein extrem hoher elektrischer Anschlussaufwand vorlag, bedingt durch das Aufbringen von LED und Photodioden auf der Folie selbst. Durch die direkte Integration von Lichtquellen, und -senken auf der Folie ließe sich dieser Aufwand verringern. Möglich wäre z.B. die Nutzung von fluoreszierenden Polymeren in einzelnen Wellenleiterabschnitten als integrierte Lichtquelle oder das direkte Aufbringen von organischen Leuchtdioden und die evaneszente Kopplung des abgestrahlten Lichtes in darunterliegende Wellenleiter. Die Detektion der durch Sensorik modulierten Intensität könnte

durch fotografische Auswertung eines spezifischen Auskoppelfeldes auf der Folie (z.B. durch ein Array von Spiegelkopplern) oder durch das Aufbringen organischer Photodioden vorgenommen werden.

7.3 Potential der Technik

Zukünftig ist vor allem die weitere Verfolgung des Themas der räumlich aufgelösten Dehnungsmessung in großflächigen Systemen interessant. Denkbar ist z.B. die punktuelle Überwachung von Dehnung mittels Messstellen in einem optischen binomialen Netz. Als mögliche Herstellungsmethoden kommen vor allem Heißprägen, aber auch das Aktivlaminationsverfahren in Frage. Erste Versuche mit beiden Verfahren wurden schon durchgeführt und zeigen vielversprechende Ergebnisse. Auch die zusätzliche Integration von Feuchtigkeitssensoren, wie z.B. in [41] gezeigt, ist von Interesse.

Verwendungspotential für solche folienbasierten Systeme findet sich unter anderem in der Zustandsüberwachung von Hochleistungsakkumulatoren, deren Verpackung durch Polymerfolie vorgenommen wird. Eine Integration von Dehnungs-, Temperatur-, oder Feuchtigkeitssensorik könnte – eine kostengünstige Produktionstechnik vorausgesetzt – durch eine Verbesserung der Überwachung zu einer Steigerung der möglichen Ladeströme führen. Ein weiteres Einsatzgebiet findet sich in der Biomedizintechnik: Von der Atemfrequenzanalyse, über die Blutdruckmessung bis hin zur Bewegungsanalyse in der Sportmedizin findet sich Bedarf an flexiblen und dünnen Dehnungssensoren mit großem Messbereich. Da in diesem Bereich aus Sterilitätsgründen häufig mit Wegwerfartikeln gearbeitet wird, sind auch hier massenproduktionstaugliche polymeroptische Sensoren gut aufgestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] ABDI, O ; WONG, KC ; HASSAN, T ; PETERS, KJ ; KOWALSKY, MJ: Cleaving of solid single mode polymer optical fiber for strain sensor applications. In: Optics Communications 282 (2009), Nr. 5, S. 856–861
- [2] AREF, SH ; LATIFI, H ; ZIBAH, MI ; AFSHARI, M: Fiber optic Fabry–Perot pressure sensor with low sensitivity to temperature changes for downhole application. In: Optics communications 269 (2007), Nr. 2, S. 322–330
- [3] ATMEL CORPORATION (Hrsg.): ATMEL 8-BIT MICROCONTROLLER WITH 4/8/16/32KBYTES IN-SYSTEM PROGRAMMABLE FLASH. Rev. 8271J. 1600 Technology Drive, San Jose, CA 95110 USA: Atmel Corporation, 2015. http://www.atmel.com/images/Atmel-8271-8-bit-AVR-Microcontroller-ATmega48A-48PA-88A-88PA-168A-168PA-328-328P_datasheet_Complete.pdf
- [4] BAMIEDAKIS, Nikolaos ; BEALS, Joseph ; PENTY, Richard V. ; WHITE, Ian H. ; DEGROOT, Jon V. ; CLAPP, Terry V.: Cost-effective multimode polymer waveguides for high-speed on-board optical interconnects. In: IEEE Journal of Quantum Electronics 45 (2009), Nr. 4, S. 415–424
- [5] BASS, Michael ; DECUSATIS, Casimer ; ENOCH, Jay: Handbook of Optics, Volume I. Mcgraw Hill Book Co, 2009
- [6] BAUDACH, Steffen ; KRÜGER, Jörg ; KAUTEK, Wolfgang: Femtosecond laser processing of soft materials. In: The Review of Laser Engineering 29 (2001), Nr. 11, S. 705–709
- [7] BEINERT, Robert ; PLONKA, Gerlind: Ambiguities in one-dimensional discrete phase retrieval from Fourier magnitudes. In: Journal of Fourier Analysis and Applications 21 (2015), Nr. 6, S. 1169–1198
- [8] BESCHERER, Klaus ; MUNZKE, Dorit ; REICH, Oliver ; LOOCK, Hans-Peter: Fabrication and modeling of multimode fiber lenses. In: Applied optics 52 (2013), Nr. 4, S. B40–B45
- [9] BETHMANN, Konrad ; ORGHICI, Rozalia ; PICHLER, Elke ; ZYWIETZ, Urs ; SCHIMDT, Thomas ; GLEISSNER, Uwe ; KELB, Christian ; ROTH, Bernhard ; REINHARDT, Carsten ; WILLER, Ulrike u. a.: New design for a wavelength demultiplexing device. In: SPIE Sensing Technology+ Applications International Society for Optics and Photonics, 2015, S. 948010–948010
- [10] BOLTON, William: Mechatronics: a multidisciplinary approach. Bd. 10. Pearson Education, 2008

- [11] BONA, Gian L. ; OFFREIN, Bert J. ; BAPST, Urs ; BERGER, Christoph ; BEYELER, Rene ; BUDD, Russell ; DANGEL, Roger ; DELLMANN, Laurent ; HORST, Folkert: Characterization of parallel optical-interconnect waveguides integrated on a printed circuit board. In: Photonics Europe International Society for Optics and Photonics, 2004, S. 134–141
- [12] BUTTER, Charles D. ; HOCKER, GB: Fiber optic strain gauge. In: Applied Optics (1978), S. 2867–2869
- [13] CHENG, Kai (Hrsg.) ; HUO, Dehong (Hrsg.): Micro-Cutting: Fundamentals and Applications. John Wiley & Sons Ltd., 2013
- [14] CIBULA, Edvard ; DONLAGIC, Denis ; STROPNIK, Chrtomir: Miniature fiber optic pressure sensor for medical applications. In: Sensors, 2002. Proceedings of IEEE Bd. 1 IEEE, 2002, S. 711–714
- [15] COLLADON, Daniel: On the reflections of a ray of light inside a parabolic liquid stream. In: Comptes Rendus 15 (1842), S. 800–802
- [16] COVESTRO DEUTSCHLAND AG (Hrsg.): Makrolon GP, Massivplatten aus Polycarbonat. MF0107D. Kaiser-Wilhelm-Allee 60, 51373 Leverkusen, Deutschland: Covestro Deutschland AG, 2015. https://www.thyssenkrupp-plastics.de/fileadmin/inhalte/03_Produnkte/00_NEU_Ablage_Bilder_Medien/Bayer/Makrolon_GP_FR/Makrolon-GP.pdf
- [17] DI VITA, P ; ROSSI, U: Theory of power coupling between multimode optical fibres. In: Optical and quantum electronics 10 (1978), Nr. 2, S. 107–117
- [18] DINH, Nghia T.: Direkter Drucksensor unter Verwendung von Kohlenstoffnanoröhren-Nanokompositen. Universitätsverlag der Technischen Universität Chemnitz, 2016
- [19] EHMANN, Kornel F. ; BOURELL, David ; CULPEPPER, Martin L. ; HODGSON, Thom J. ; KURFESS, Thomas R. ; MADOU, Marc ; RAJUKAR, Kamalakar ; DEVOR, Richard E.: International assessment of research and development in micromanufacturing, final report / World Technology Evaluation Center. 2005. – Forschungsbericht
- [20] EL-NICKLAWY, MM ; EL-AGMY, R ; HASSAN, AF ; EL-HAGARY, Magdy ; ADEL, Amany: Variations in refractive optical properties of nylon 66 fibres under different thermal conditions. In: Ukr. J. Phys. Opt 11 (2010), Nr. 3, S. 139
- [21] EVONIK PERFORMANCE MATERIALS GMBH (Hrsg.): Plexiglas Film 99524. 239-25. Kirschenallee, 64293 Darmstadt, Deutschland: Evonik Performance Materials GmbH, 2016. <http://www.plexiglas.net/sites/lists/PM/DocumentsAP/239-25-PLEXIGLAS-Folie-99524-en.pdf>
- [22] FARN, Michael W.: New iterative algorithm for the design of phase-only gratings. In: Proc. SPIE 1555, Computer and Optically Generated Holographic Optics International Society for Optics and Photonics, 1991, S. 34–42

- [23] FASANO, Andrea ; WOYESSA, Getinet ; STAJANCA, Pavol ; MARKOS, Christos ; STEFANI, Alesio ; NIELSEN, Kristian ; RASMUSSEN, Henrik K. ; KREBBER, Katerina ; BANG, Ole: Fabrication and characterization of polycarbonate microstructured polymer optical fibers for high-temperature-resistant fiber Bragg grating strain sensors. In: Optical Materials Express 6 (2016), Nr. 2, S. 649–659
- [24] FERM, Paul M. ; SHACKLETTE, Lawrence W.: High volume manufacturing of polymer planar waveguides via UV embossing. In: International Symposium on Optical Science and Technology International Society for Optics and Photonics, 2000, S. 1–10
- [25] FIENUP, James R.: Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform. In: Optics letters 3 (1978), Nr. 1, S. 27–29
- [26] GATTASS, Rafael R. ; MAZUR, Eric: Femtosecond laser micromachining in transparent materials. In: Nature photonics 2 (2008), Nr. 4, S. 219–225
- [27] GAUCH, Melanie ; LIESSMANN, Matthias ; EHLERS, Henrik ; RISTAU, Detlev: Optical properties of fluorocarbon thin films prepared by ion beam sputtering of PTFE. In: Optical Interference Coatings Optical Society of America, 2013, S. ThA–2
- [28] GE, Ting ; GREY, Gary S. ; ROBBINS, Mark O.: Structure and Strength at Immiscible Polymer Interfaces. In: ACS Macro Letters 2 (2013), Nr. 10, 882–886. <http://dx.doi.org/10.1021/mz400407m>. – DOI 10.1021/mz400407m
- [29] GEORGIU, Savas ; KAUTEK, W ; KRÜGER, J ; LIPPERT, TK ; ZHANG, Y ; LIPPERT, Thomas: Polymers and light. Bd. 168. Springer Science & Business Media, 2004
- [30] GERCHBERG, Ralph W.: A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures. In: Optik 35 (1972), S. 237
- [31] GHAWANA, Karuna ; SINGH, Sanjeev ; SHARMA, Vinod K. ; KAPOOR, Avinashi ; TRIPATHI, Kailash N.: Dip-coated thin-film polycarbonate optical waveguides. In: Applied optics 37 (1998), Nr. 18, S. 4051–4053
- [32] GOMEZ-REINO, Carlos ; PEREZ, Maria V. ; BAO, Carmen: Gradient-index optics: fundamentals and applications. Springer Science & Business Media, 2012
- [33] HALBRITTER, Hubert: High-Speed Switching of IR-LEDs (Part I): Background and Datasheet Definition / OSRAM Opto Semiconductors GmbH. 2014 (1). – Forschungsbericht. – Application Note
- [34] HECHT, Eugene: Optik. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2014
- [35] HECHT, Jeff: Illuminating the origin of light guiding. In: Optics and Photonics News 10 (1999), Nr. 10, S. 26
- [36] HOBBS, Philip C.: Building Electro-Optical Systems. John Wiley & Sons, 2000

- [37] HUANG, Jinsong ; LI, Gang ; YANG, Yang: A semi-transparent plastic solar cell fabricated by a lamination process. In: Advanced materials 20 (2008), Nr. 3, S. 415–419
- [38] JIA, Nanying ; KAGAN, V: Mechanical Performance of Polyamides with Influence of Moisture and Temperature–Accurate evaluation and better understanding. In: Journal: Plastics Failure: Analysis and Prevention (2001), S. 95–104
- [39] JUDD, Deane B.: Report of US secretariat committee on colorimetry and artificial daylight. In: Proceedings of the Twelfth Session of the CIE, Stockholm 1 (1951), Nr. 11
- [40] KAO, TW ; TAYLOR, HF: High-sensitivity intrinsic fiber-optic Fabry–Perot pressure sensor. In: Optics letters 21 (1996), Nr. 8, S. 615–617
- [41] KELB, Christian ; KÖRNER, Martin ; PRUCKER, Oswald ; RÜHE, Jürgen ; REITHMEIER, Eduard ; ROTH, Bernhard: PDMAA hydrogel coated U-bend humidity sensor suited for mass-production. In: Sensors 17 (2017), Nr. 3, S. 517
- [42] KELB, Christian ; PÄTZOLD, Welm M. ; MORGNER, Uwe ; RAHLVES, Maik ; REITHMEIER, Eduard ; ROTH, Bernhard: Characterization of femtosecond laser written gratings in PM-MA using a phase-retrieval approach. In: Optical Materials Express 6 (2016), Nr. 10, S. 3202–3209
- [43] KELB, Christian ; RAHLVES, Maik ; REITHMEIER, Eduard ; ROTH, Bernhard: Realization and performance of an all-polymer optical planar deformation sensor. In: IEEE Sensors Journal 15 (2015), Nr. 12, S. 7029–7035
- [44] KELB, Christian ; ROTHER, Raimund ; SCHULER, Anne-Katrin ; HINKELMANN, Moritz ; RAHLVES, Maik ; PRUCKER, Oswald ; MÜLLER, Claas ; RÜHE, Jürgen ; REITHMEIER, Eduard ; ROTH, Bernhard: Manufacturing of embedded multimode waveguides by reactive lamination of cyclic olefin polymer and polymethylmethacrylate. In: Optical Engineering 55 (2016), Nr. 3, 037103. <http://dx.doi.org/10.1117/1.OE.55.3.037103>. – DOI 10.1117/1.OE.55.3.037103. ISBN 0091–3286
- [45] KINGBRIGHT ELECTRONIC EUROPE GMBH (Hrsg.): KPHCM-2012SURCK, Hyper Red. Rev. 7. Lindenau 7, 47661 Issum, Deutschland: Kingbright Electronic Europe GmbH, 2010. [http://kingbright-europe.de/download/SMD-LED/KPHCM-2012SURCK\(Ver.7\).pdf](http://kingbright-europe.de/download/SMD-LED/KPHCM-2012SURCK(Ver.7).pdf)
- [46] LI, Wenjun ; ZHAI, Yinghao ; YI, Peiyun ; ZHANG, Yong: Fabrication of micro-pyramid arrays on PETG films by roll-to-roll hot embossing. In: Microelectronic Engineering 164 (2016), S. 100–107
- [47] LIEHR, Sascha ; NÖTHER, Nils ; KREBBER, Katerina: Incoherent optical frequency domain reflectometry and distributed strain detection in polymer optical fibers. In: Measurement Science and Technology 21 (2009), Nr. 1, S. 017001
- [48] LINEAR TECHNOLOGY CORPORATION (Hrsg.): Precision Zero-Drift Operational Amplifier with Internal Capacitors. 1050fb. 1630 McCarthy Blvd., Milpitas, CA 95035-7417: Linear Technology Corporation, 1991. <http://cds.linear.com/docs/en/datasheet/1050fb.pdf>

- [49] LINEAR TECHNOLOGY CORPORATION (Hrsg.): LTC2400 High Accuracy Differential to Single-Ended Converter for ± 5 V Supplies. 1630 McCarthy Blvd., Milpitas, CA 95035-7417: Linear Technology Corporation, 1999. <http://cds.linear.com/docs/en/design-note/ds0101.pdf>
- [50] LITFIN, Gerd: Technische Optik in der Praxis. Springer, 1997
- [51] LIU, Hongzhong ; JIANG, Weitao ; DING, Yucheng ; SHI, Yongsheng ; YIN, Lei: Roller-reversal imprint process for preparation of large-area microstructures. In: Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena 28 (2010), Nr. 1, S. 104–109
- [52] MASON, WP ; THURSTON, RN: Use of piezoresistive materials in the measurement of displacement, force, and torque. In: The Journal of the Acoustical Society of America 29 (1957), Nr. 10, S. 1096–1101
- [53] MICHAELI, W ; FORSTER, J ; HESSNER, S ; KLAIBER, F: Prozesskette zur optimierten Herstellung von optischen Bauteilen aus Kunststoffen im Spritzgieß- und -prägeverfahren. In: Zeitschrift Kunststofftechnik 3 (2007), Nr. 5
- [54] MICROCHEM (Hrsg.): SU-8 2000, Permanent Epoxy Negative Photoresist. Version 4. 1254 Chestnut St., Newton, MA 02464, USA: MicroChem, 2011. <http://www.microchem.com/pdf/SU-82000DataSheet2025thru2075Ver4.pdf>
- [55] MITSUBISHI RAYON CO., LTD (Hrsg.): ESKA Plastic Optical Fiber: CK100. 2 Penn Plaza East, 11th Floor, Newark, New York, USA: Mitsubishi Rayon Co., Ltd, 2010
- [56] MORALEDA, Alberto T. ; GARCÍA, Carmen V. ; ZABALLA, Joseba Z. ; ARRUE, Jon: A temperature sensor based on a polymer optical fiber macro-bend. In: Sensors 13 (2013), Nr. 10, S. 13076–13089
- [57] NAKAMURA, Motoshi ; YANG, Chunhe ; TAJIMA, Keisuke ; HASHIMOTO, Kazuhito: High-performance polymer photovoltaic devices with inverted structure prepared by thermal lamination. In: Solar Energy Materials and Solar Cells 93 (2009), Nr. 9, S. 1681–1684
- [58] NEUBER, Heinz: Kerbspannungslehre – Theorie der Spannungskonzentration – Genaue Berechnung der Festigkeit. Springer, 1985
- [59] NIEDRIG, Heinz ; BERGMANN, Ludwig ; EICHLER, Hans-Joachim ; SCHAEFER, Clemens: Lehrbuch der Experimentalphysik. 3. Optik: [enthält 77 Tabellen]. de Gruyter, 1993
- [60] NIKOLOV, S ; HAN, C-S ; RAABE, D: On the origin of size effects in small-strain elasticity of solid polymers. In: International Journal of Solids and Structures 44 (2007), Nr. 5, S. 1582–1592
- [61] OSRAM OPTO SEMICONDUCTORS GMBH (Hrsg.): Silicon PIN Photodiode BPW34. Version 1.4. Leibnizstraße 4, 93055 Regensburg, Deutschland: OSRAM Opto Semiconductors GmbH, 2016. http://www.osram-os.com/Graphics/XPic1/00215436_0.pdf/BPW%2034.pdf

- [62] PALMER, Christopher A. ; LOEWEN, Erwin G.: Diffraction grating handbook. Newport Corporation New York, 2005
- [63] PALMER, Guido ; SCHULTZE, Marcel ; EMONS, Moritz ; LINDEMANN, Anna L. ; POSPIECH, Matthias ; STEINGRUBE, Daniel ; LEDERER, Max ; MORGNER, Uwe: 12 MW peak power from a two-crystal Yb: KYW chirped-pulse oscillator with cavity-dumping. In: Optics express 18 (2010), Nr. 18, S. 19095–19100
- [64] PÄTZOLD, Welm M. ; DEMIRCAN, Ayhan ; MORGNER, Uwe: Low-loss curved waveguides in polymers written with a femtosecond laser. In: Optics Express 25 (2017), Nr. 1, S. 263–270
- [65] PÄTZOLD, Welm M. ; REINHARDT, Carsten ; DEMIRCAN, Ayhan ; MORGNER, Uwe: Cascaded-focus laser writing of low-loss waveguides in polymers. In: Optics letters 41 (2016), Nr. 6, S. 1269–1272
- [66] PICHLER, Elke ; BETHMANN, Konrad ; ZYWIETZ, Urs ; SPAD, Christian ; GLEISSNER, Uwe ; KELB, Christian ; ROTH, Bernhard ; REINHARDT, Carsten ; WILLER, Ulrike ; SCHADE, Wolfgang: Ring resonators in polymer foils for sensing of gaseous species. In: SPIE Sensing Technology+ Applications International Society for Optics and Photonics, 2015, S. 948613–948613
- [67] POISEL, H: POF strain sensor using phase measurement techniques. In: The 15th International Symposium on: Smart Structures and Materials & Nondestructive Evaluation and Health Monitoring International Society for Optics and Photonics, 2008, S. 69330Y–69330Y
- [68] RAHLVES, M: Fabrication of polymer based integrated photonic devices by maskless lithography. In: SPIE OPTO International Society for Optics and Photonics, 2016, S. 97450D–97450D
- [69] RAHLVES, Maik ; KELB, Christian ; REITHMEIER, Eduard ; ROTH, Bernhard: Methodology for the design, production, and test of plastic optical displacement sensors. In: Advanced Optical Technologies 5 (2016), Nr. 4, S. 325–334
- [70] REDDY, Junuthula N.: Theory and analysis of elastic plates and shells. CRC press, 2006
- [71] REZEM, Maher ; GUNTHER, Axel ; ROTH, Bernhard ; REITHMEIER, Eduard ; RAHLVES, Maik: Low-Cost Fabrication of All-Polymer Components for Integrated Photonics. In: Journal of Lightwave Technology (2016)
- [72] SÁEZ-RODRÍGUEZ, D ; MIN, R ; ORTEGA, B ; NIELSEN, K ; WEBB, DJ: Passive and Portable Polymer Optical Fiber Cleaver. In: IEEE Photonics Technology Letters 28 (2016), Nr. 24, S. 2834–2837
- [73] SALEH, Bahaa E. A. ; TEICH, Malvin C.: Fundamentals of Optics. John Williams & Sons Inc., 1991
- [74] SCHENATO, Luca ; MARCATO, Gianluca ; AHLSTEDT, Magnus: Optical Phase Interrogation in Crack Monitoring of Concrete Structures / Avago Technologies. 2015. – Forschungsbericht

- [75] SCHULER, Anne-Katrin ; PRUCKER, Oswald ; RÜHE, Jürgen: On the Generation of Polyether-Based Coatings through Photoinduced C, H Insertion Crosslinking. In: Macromolecular Chemistry and Physics (2016)
- [76] SCHULER, Anne-Katrin ; ROTHER, Raimund ; PRUCKER, Oswald ; MÜLLER, Claas ; REINECKE, Holger ; RÜHE, Jürgen: A Novel Reactive Lamination Process for the Generation of Functional Multilayer Foils for Optical Applications. In: Procedia Technology 15 (2014), 147 - 155. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.protcy.2014.09.066>. - DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.protcy.2014.09.066>. - ISSN 2212-0173
- [77] SMITH, David R. ; PENDRY, John B. ; WILTSHIRE, Mike C.: Metamaterials and negative refractive index. In: Science 305 (2004), Nr. 5685, S. 788-792
- [78] STEFANI, Alessio ; NIELSEN, Kristian ; RASMUSSEN, Henrik K. ; BANG, Ole: Cleaving of TOPAS and PMMA microstructured polymer optical fibers: Core-shift and statistical quality optimization. In: Optics Communications 285 (2012), Nr. 7, S. 1825-1833
- [79] THORLABS, INC. (Hrsg.): Operating Manual: Manual Fiber Cleaver. 5289-M01 Rev B. 435 Route 206, Newton, NJ 07860, USA: Thorlabs, Inc., 2009. <https://www.thorlabs.com/drawings/9f5c2e35bf34aa7a-D5803E29-5056-2306-D981870F1551BC33/XL411-Manual.pdf>
- [80] TOPAS ADVANCED POLYMERS GMBH (Hrsg.): Topas Cyclic Olefin Copolymer. 2011. Paulistraße 3, 65929 Frankfurt, Deutschland: TOPAS Advanced Polymers GmbH, 2011. [http://www.topas.com/sites/default/files/files/TOPAS_Brochure_E_2014_06\(1\).pdf](http://www.topas.com/sites/default/files/files/TOPAS_Brochure_E_2014_06(1).pdf)
- [81] TSCHÄTSCH, Heinz ; DIETRICH, Jochen: Praxis der Zerspantechnik: Verfahren, Werkzeuge, Berechnung. Springer-Verlag, 2008
- [82] VELTEN, Thomas ; BAUERFELD, Frank ; SCHUCK, Herbert ; SCHERBAUM, Sabine ; LANDESBERGER, Christof ; BOCK, Karlheinz: Roll-to-roll hot embossing of microstructures. In: Microsystem technologies 17 (2011), Nr. 4, S. 619-627
- [83] WANG, WJ ; LIN, RM ; GUO, DG ; SUN, TT: Development of a novel Fabry-Perot pressure microsensor. In: Sensors and Actuators A: Physical 116 (2004), Nr. 1, S. 59-65
- [84] WANG, Xiao ; LIEDERT, Christina ; LIEDERT, Ralph ; PAPAUTSKY, Ian: A disposable, roll-to-roll hot-embossed inertial microfluidic device for size-based sorting of microbeads and cells. In: Lab on a Chip 16 (2016), Nr. 10, S. 1821-1830
- [85] WANG, Xingwei ; XU, Juncheng ; ZHU, Yizheng ; YU, Bing ; HAN, Ming ; COOPER, Kristie L. ; PICKRELL, Gary R. ; WANG, Anbo: An optical fiber tip pressure sensor for medical applications. In: Quantum Electronics and Laser Science Conference Optical Society of America, 2005, S. JTuC46
- [86] WOLFER, Tim ; BOLLGRUEN, Patrick ; MAGER, Dario ; OVERMEYER, Ludger ; KORVINK, Jan G.: Flexographic and inkjet printing of polymer optical waveguides for fully integrated sensor systems. In: Procedia Technology 15 (2014), S. 521-529

- [87] WOLFER, Tim ; BOLLGRUEN, Patrick ; MAGER, Dario ; OVERMEYER, Ludger ; KORVINK, Jan G.: Printing and preparation of integrated optical waveguides for optronic sensor networks. In: Mechatronics 34 (2016), S. 119–127
- [88] WORGULL, Matthias: Hot embossing: theory and technology of microreplication. William Andrew, 2009
- [89] WOYESSA, Getinet ; FASANO, Andrea ; MARKOS, Christos ; RASMUSSEN, Henrik ; BANG, Ole: Low loss polycarbonate polymer optical fiber for high temperature FBG humidity sensing. In: IEEE Photonics Technology Letters (2017)
- [90] WOYESSA, Getinet ; FASANO, Andrea ; MARKOS, Christos ; STEFANI, Alessio ; RASMUSSEN, Henrik K. ; BANG, Ole: Zeonex microstructured polymer optical fiber: fabrication friendly fibers for high temperature and humidity insensitive Bragg grating sensing. In: Optical Materials Express 7 (2017), Nr. 1, S. 286–295
- [91] WU, Longcan ; WANG, Qi ; GUO, Mengjuan ; DU, Chao ; ZHANG, Ya-nan: Characterization of displacement sensing based on fiber optic microbend losses. In: Instrumentation Science & Technology 44 (2016), Nr. 5, S. 471–482
- [92] ZEON CORPORATION, SPECIALTY PLASTICS DIVISION (Hrsg.): Cyclo Olefin Polymer Zeonex. 0316005(SE). 1-6-2 Marunouchi, Chiyoda-ku, Tokyo 100-8246, Japan: Zeon Corporation, Specialty Plastics Division, 2016. <http://www.zeon.co.jp/content/200181690.pdf>
- [93] ZHANG, Wei ; WEBB, David J.: Factors influencing the temperature sensitivity of PMMA based optical fiber Bragg gratings. In: SPIE Photonics Europe International Society for Optics and Photonics, 2014, S. 91280M–91280M
- [94] ZIEMANN, Olaf ; KRAUSER, Jürgen ; ZAMZOW, Peter E. ; DAUM, Werner: POF handbook: optical short range transmission systems. Springer Science & Business Media, 2008

Eigene Publikationen

Aus dieser Arbeit sind die folgenden Journalartikel, Konferenzbeiträge und sonstigen Publikationen hervorgegangen:

Journalartikel

- [1] C. KELB, M. KÖRNER, O. PRUCKER, J. RÜHE, E. REITHMEIER, B. ROTH: PDMAA Hydrogel Coated U-Bend Humidity Sensor Suited for Mass-Production. In: Sensors, 17 (2017), Nr. 3. DOI: 10.3390/s17030517
- [2] C. KELB, R. ROTHER, A.-K. SCHULER, M. HINKELMANN, M. RAHLVES, O. PRUCKER, C. MUELLER, J. RÜHE, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: Manufacturing of embedded multimode waveguides by reactive lamination of cyclic olefin polymer and polymethylmethacrylate. In: Opt. Eng. 55 (2016), Nr. 3, 037103. DOI: 10.1117/1.OE.55.3.037103
- [3] C. KELB, WELM M. PÄTZOLD, U. MORGNER, M. RAHLVES, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: Characterization of femtosecond laser written gratings in PMMA using a phase-retrieval approach. In: Opt. Mater. Express 6 (2016), Nr. 10, 3202-3209. DOI: 10.1364/OME.6.003202
- [4] M. RAHLVES, C. KELB, E. REITHMEIER, B. ROTH: Methodology for the design, production, and test of plastic optical displacement sensors. In: Adv. Opt. Techn. 5 (2016), Nr. 4. DOI: 10.1515/aot-2016-0027
- [5] C. KELB, M. RAHLVES, E. REITHMEIER, B. ROTH: Realization and performance of an all-polymer optical planar deformation sensor. In: IEEE Sens. J. 15 (2015), Nr. 12, 7029 – 7035. DOI: 10.1109/JSEN.2015.2472301

Konferenzbeiträge & Proceedings

- [6] C. KELB, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: Foil-integrated 2D optical strain sensors. In: Procedia Technology 15 (2014), 710-715. DOI: 10.1016/j.protcy.2014.09.042
- [7] C. KELB, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: Planar integrated polymer-based optical strain sensor. In: Proceedings SPIE 8977 (2014). DOI: 10.1117/12.2037295
- [8] M. REZEM, A. GÜNTHER, A. B. PETERMANN, C. KELB, M. RAHLVES, M. WOLLWEBER, B. ROTH: Production and characterization of all-polymer based optical waveguides and interconnects. In: Proceedings of the DGaO, 116th Annual Meeting (2015)

- [9] M. RAHLVES, M. REZEM, C. KELB, K. BOROZ, D. GÖDEKE, S. SCHLANGEN, E. REITHMEIER, B. ROTH: Lab-level and low-cost fabrication technique for polymer based micro-optical elements and holographic structures. In: Proceedings SPIE 9508 (2015), DOI: 10.1117/12.2178890
- [10] K. BETHMANN, R. ORGHICI, E. PICHLER, U. ZYWIETZ, T. SCHIMDT, U. GLEISSNER, C. KELB, B. ROTH, C. REINHARDT, U. WILLER, AND W. SCHADE: New design for a wavelength demultiplexing device. In: Proceedings SPIE 9480 (2015), DOI: 10.1117/12.2183328
- [11] E. PICHLER, K. BETHMANN, U. ZYWIETZ, C. SPAD, U. GLEISSNER, C. KELB, B. ROTH, C. REINHARDT, U. WILLER, W. SCHADE: Ring resonators in polymer foils for sensing of gaseous species. In: Proceedings SPIE 9486 (2015). DOI: 10.1117/12.2183336
- [12] M. REZEM, C. KELB, A. GÜNTHER, M. RAHLVES, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: Low-cost fabrication of optical waveguides, interconnects and sensing structures on all-polymer based thin foils. In: Proceedings SPIE 9751 (2016). DOI: 10.1117/12.2213182
- [13] C. KELB, M. RAHLVES, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: Phase retrieval of optical gratings in transparent media. In: Proceedings of the DGaO, 117th Annual Meeting (2016). ISSN: 1614-8436
- [14] C. KELB, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: A Simple Polymer-Optical Tilt and Displacement Sensor. In: Proceedings of the DGaO, 117th Annual Meeting (2016). ISSN: 1614-8436
- [15] C. KELB, M. KÖRNER, O. PRUCKER, J. RÜHE, E. REITHMEIER, AND B. ROTH: A planar low-cost full-polymer optical humidity sensor. In: Procedia Technology 26 (2016), 530–536. DOI: 10.1016/j.protcy.2016.08.066

Sonstige

- [16] C. KELB, E. REITHMEIER, B. ROTH: Optische Dehnungssensoren in Polymerfolie, Kaiser Friedrich Forschungspreis 2015 / LED-Technologien