

Uta Jauernig

**Herstellung funktioneller Dünnschichtelemente
auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern mittels
hochauflösender lithografischer
Strukturierungsverfahren**

**Herstellung funktioneller
Dünnschichtelemente
auf den Stirnflächen von
Lichtleitfasern mittels
hochauflösender lithografischer
Strukturierungsverfahren**

Uta Jauernig



Universitätsverlag Ilmenau
2012

Impressum

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

Diese Arbeit hat der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Ilmenau als Dissertation vorgelegen.

Tag der Einreichung: 25. Oktober 2011

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Stefan Sinzinger
(Technische Universität Ilmenau)

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Hartmut Bartelt
(Institut für Photonische Technologien,
Forschungsabteilung Faseroptik)

3. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jens Bliedtner
(Fachhochschule Jena, Fachbereich SciTec,
Fertigungstechnik und Fertigungsautomatisierung)

Tag der Verteidigung: 02. Mai 2012

Technische Universität Ilmenau/Universitätsbibliothek

Universitätsverlag Ilmenau

Postfach 10 05 65

98684 Ilmenau

www.tu-ilmenau.de/universitaetsverlag

Herstellung und Auslieferung

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG

Am Hawerkamp 31

48155 Münster

www.mv-verlag.de

ISBN 978-3-86360-030-3 (Druckausgabe)

URN urn:nbn:de:gbv:ilm1-2012000088

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung von Technologien für lithografische Prozesse zur Herstellung von hochfrequenten diffraktiven Dünnschichtbauelementen direkt auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern. Dazu müssen für die Prozessdurchführung auf Wafern optimierte lithografische Verfahren geeignet modifiziert werden. Dies betrifft sowohl die Herstellung der Schichten als auch die einzustellenden Prozessparameter sowie die Prozessführung. In Abhängigkeit von den eingesetzten Materialien und der Strukturdimensionierung können unterschiedliche Funktionalitäten der strukturierten Schichten erzeugt werden.

Für die Belichtung kommen zwei Systeme zum Einsatz. Zur Herstellung von Strukturen mit Perioden größer $3\ \mu\text{m}$ findet die direkt schreibende Laserbelichtung bei einer Wellenlänge von $442\ \text{nm}$ Anwendung. Zur Erzeugung hochfrequenter Gitter mit Perioden kleiner $1\ \mu\text{m}$ wird die DUV-Interferenzlithografie unter Nutzung eines bei einer Wellenlänge von $248\ \text{nm}$ emittierenden Excimerlasers eingesetzt. Bei dieser Wellenlänge wird die interferenzoptische Strukturierbarkeit eines ursprünglich für die Elektronenstrahlithografie spezifizierten Resists untersucht, der aufgrund seiner Eigenschaften wie geringe Feuchteempfindlichkeit, hohe Langzeitstabilität, gute Haftung und vereinfachte Prozessführung bei der Entwicklung für die Herstellung von Strukturen auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern besonders gut geeignet ist. Es werden die für die Realisierung hochfrequenter Gitterstrukturen geeigneten Belichtungs- und sonstigen Prozessierungsparameter für die Prozessführung auf Substratschichten aus unterschiedlichen Materialien ermittelt.

Die Strukturierung metallischer Schichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern führt zu faserbasierten Lithografiemasken, mit deren Hilfe mittels Faser-zu-Faser-Belichtung eine effiziente und reproduzierbare Fotolithografie auf Faserstirnflächen ermöglicht wird.

Durch die direkte Oberflächenstrukturierung von Hochfrequenzgittern in auf die Stirnflächen von Quarzglaslichtleitfasern aufgebracht

hochbrechenden Schichten aus $As_{35}S_{65}$ mittels Excimerlaser-Interferenzlithografie entstehen effiziente fasergekoppelte Gitter mit hohem Brechungsindexkontrast. Es werden auf solchen Gitterstrukturen basierende Wellenlängen- und Polarisationsfilter entworfen, geeignete Belichtungsbedingungen ermittelt und die Eigenschaften von realisierten Strukturen mit Simulationsergebnissen verglichen.

Abstract

In this thesis the development of technologies for lithographic processes for the fabrication of high-frequency diffractive thin film elements directly on the end-faces of optical fibres is described. For this purpose lithographic procedures, optimised for wafer processing lithographic procedures, have to be modified in a convenient way. This concerns the fabrication of the layers as well as the processing and the required process parameters. In dependence on used materials and structural dimensions different functionalities of the structured layers can be implemented.

Two different systems are applied for exposure. Direct laser writing at 442 nm exposure wavelength is used for the fabrication of structures with grating periods larger than 3 μm . For the realisation of high-frequency gratings with periods smaller than 1 μm laser interference lithography utilizing an excimerlaser emitting at a wavelength of 248 nm is applied. At this specific wavelength is investigated the feasibility to structure a resist which is actually designed for electron-beam-lithography also by interference lithography. Due to its unique properties like small sensitivity to humidity, good long-term stability, good adhesion and simplified process management this resist is particularly well-suited for the development of technologies for the structuring of materials on fibre-end-faces. Suitable parameters for the realisation of high-frequency grating structures regarding exposure and general processing parameters for different substrate layers are determined.

Structuring of metallic layers on fibre-end-faces results in fibre based lithographic masks which can be used for efficient and reproducible photolithography on fibre-end-faces by fibre-to-fibre exposure.

Efficient fibre-coupled high-index-contrast gratings can be realised by direct excimer-laser-interference-lithography surface-structuring of high-frequency gratings in high-index layers of $\text{As}_{35}\text{S}_{65}$ at the end-face of fused-silica-fibres. Wavelength and polarising filters based on such gratings are designed, appropriate exposure conditions are determined and the properties of realised structures are compared to results of simulations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	13
2	Konzepte und Einordnung dieser Arbeit	15
3	Beugungsgitter	21
4	Planare Wellenleiter	29
4.1	Lichtleitfasern	35
4.2	Resonante Wellenleitergitter	37
5	Lithografie	41
5.1	Eingesetzte Geräte und Technologien	41
5.2	Belichtungssysteme	42
5.2.1	Laserbelichter DWL66	42
5.2.2	Interferenzbelichter	44
5.3	Resiste	47
5.3.1	Der Elektronenstrahlresist AR-P 610	47
5.3.2	Bottom-Anti-Reflex-Coating DUV 252	48
5.3.3	Der Resist AZ 1514H	49
5.4	Chalkogenidglas	51
5.5	Beschreibung Faserhalterung	52
6	Vorbetrachtungen und Voruntersuchungen zu eingesetzten Verfahren und Materialien	55
6.1	Bestimmung der optischen Parameter des Resists AR-P 610	55
6.2	Theoretische Betrachtungen zum Reflexionsverhalten verschiedener Substrate	57
6.3	Experimentelle Untersuchungen zum Reflexionsverhalten	65
6.3.1	Reflexionsverhalten verschiedener Schichten	65
6.3.2	Bestimmung der optimierten Belichtungs-dosis anhand eines Strukturbeispiels	68
6.4	Untersuchungen zur Homogenität der Strukturabmessungen bei der DUV-Interferenzlithografie	70
6.5	Beschreibung des experimentellen Aufbaus zur Messung von Transmissionsspektren an LLF	72

6.6	Untersuchungen zur Bestimmung der Schichtdicke von Chalkogenidglasschichten	75
6.6.1	Vorbetrachtungen zur Genauigkeit der Schichtdickenbestimmung	75
6.6.2	Ausgewählte Spektren für Chalkogenidglasschichten unterschiedlicher Schichtdicke	81
6.7	Zusammenfassung der Vorbetrachtungen	83
7	Design und Realisierung von funktionellen Strukturen	85
7.1	Herstellung von Amplitudenmasken	86
7.1.1	Herstellung von Amplitudenmasken mittels Laserbelichter	86
7.1.1.1	Eindimensionales Lineargitter	86
7.1.1.2	Zweidimensionale Strukturen	88
7.1.2	Herstellung von Amplitudenmasken mittels DUV-LIL	90
7.1.3	Diskussion der Ergebnisse zur Herstellung von Amplitudenmasken	95
7.2	Betrachtungen zu erforderlichen Gitterparametern von Wellenleitergittern in Chalkogenidglas	96
7.3	Entwurf, Herstellung und Test resonanter Wellenleitergitter	98
7.3.1	Betrachtungen zur Dimensionierung von Gittern in Chalkogenidglasschichten auf Quarzglas	99
7.3.2	Theoretische Untersuchungen zu eindimensionalen Strukturen in Chalkogenidglas	107
7.3.3	Experimentelle Untersuchung an Gitterstrukturen in Chalkogenidglas	120
7.3.3.1	Eindimensionale Strukturen auf Glaswafern	120
7.3.3.2	Eindimensionale Strukturen auf den Stirnflächen von LLF	131
7.3.3.3	Zweidimensionale Strukturen auf den Stirnflächen von LLF	138
7.3.4	Systematisierung der Ergebnisse der Strukturierung von Chalkogenidglasschichten	141
7.3.5	Zusammenfassung der Ergebnisse der Gitterstrukturierung von Chalkogenidglasschichten	143
8	Zusammenfassung und Ausblick	145

Literaturverzeichnis	148
Liste der Symbole	152
Liste der Abkürzungen	153
Verzeichnis der Abbildungen	154
Verzeichnis der Tabellen	161
Danksagung	162

1 Einleitung und Motivation

Im Jahrhundert der Optik wachsen die Anforderungen an die Funktionalität optischer Bauelemente ständig. Diese sollen in zunehmendem Maße dem Trend der Miniaturisierung bei steigender optischer Qualität folgen. Somit werden an die eingesetzten Fertigungsverfahren höhere Ansprüche hinsichtlich Genauigkeit, Wirtschaftlichkeit und Reproduzierbarkeit gestellt.

Lichtleitfasern (LLF) werden heute in vielfältiger Weise, etwa zur Übertragung von Strahlung und Information, als Sensorelement oder als Faserlichtquelle eingesetzt. Dabei ermöglichen sie eine verlustarme Wellenleitung über lange Strecken. Aufgrund ihres geringen Durchmessers und ihrer Flexibilität ist ein Einsatz auch unter engen räumlichen Verhältnissen möglich. Somit ist eine Lichtführung mit Lichtleitfasern auch an schwer zugänglichen Stellen möglich.

Diese Arbeit befasst sich mit der Erzeugung von unterschiedlichen funktionellen mikrooptischen Strukturen in auf die Stirnflächen von Lichtleitfasern aufgebracht dünnen Schichten mittels lithografischer Verfahren. Dadurch lassen sich kompakte und miniaturisierte Bauelemente an Faserendflächen realisieren. Da sich die funktionalisierte Schicht direkt auf der Stirnfläche der LLF befindet, entfällt die Justage unterschiedlicher Komponenten zueinander, wodurch sich der erforderliche Aufwand im Einsatz der Elemente verringert und die Anwendung erleichtert wird. Durch hochfrequente diffraktive Strukturen können dabei unterschiedliche Funktionalitäten wie zum Beispiel Strahlteilung, spektrale Filterung und Polarisationssteuerung implementiert werden. Auch für die faseroptische Sensorik können solche Strukturen vorteilhaft zum Einsatz kommen. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert. Im zweiten Kapitel werden aus der Literatur bekannte Konzepte vorgestellt und eine entsprechende Einordnung dieser Arbeit vorgenommen. Ein Vergleich zeigt, welche Vorteile die im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzten Technologien und Elemente gegenüber den aus der Literatur bekannten Systemen aufweisen. Dem schließt sich die Betrachtung theoretischer Grundlagen an. Von besonderer Bedeutung sind hierbei im dritten Abschnitt Aspekte der

Beugungstheorie sowie Ausführungen zur Funktionsweise von Wellenleitern im vierten Kapitel.

Der fünfte Abschnitt beschreibt die eingesetzten Geräte, Systeme und Materialien. Es wird auf die Funktionsweise der Belichtungssysteme, den Ablauf der Lithografieprozesse und die Eigenschaften der unterschiedlichen zu belichtenden Materialien eingegangen.

Da zur Prozessdurchführung an Lichtleitfasern die erforderlichen Parameter nicht bekannt sind und Materialien in nicht vom Hersteller spezifizierten Wellenlängenbereichen eingesetzt werden, ist eine Reihe von Voruntersuchungen erforderlich. Dies umfasst die Ermittlung geeigneter Prozessparameter während der Belackung, der optischen Parameter des Resists sowie der optimalen Belichtungsbedingungen. Das sechste Kapitel stellt die diesbezüglichen Untersuchungen vor.

Den Hauptteil der vorliegenden Arbeit stellt der siebte Abschnitt dar. Dieser beschreibt die Überlegungen zum Design von diffraktiven Strukturen in unterschiedlichen Materialien. Dabei wird auf verschiedene Einflussgrößen, insbesondere bei der Strukturierung auf Lichtleitfasern, eingegangen. Es erfolgen Abschätzungen zu erforderlichen Gitterparametern und realisierbaren Funktionen. Dem schließt sich die Beschreibung der Herstellung von mikrooptischen Strukturen in Resisten, Metallen und Chalkogenidglas an. Die erzeugten Strukturen werden hinsichtlich ihrer Funktionalität untersucht. Zudem findet ein Vergleich der durchgeführten theoretischen Betrachtungen mit den an den realisierten Strukturen gemessenen optischen Eigenschaften statt. Dabei wird auf spezielle Einflussgrößen wie die Divergenz der aus einer Lichtleiterfaser austretenden Strahlung eingegangen. Es wird der Einfluss der Parameter der realisierten Strukturen auf die erreichbare Funktionalität beschrieben.

Den Abschluss der Arbeit bildet das achte Kapitel, in dem die durchgeführten Untersuchungen und die daraus gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst werden. Es werden Möglichkeiten zur Weiterführung der Untersuchungen und zur Optimierung der durchgeführten Prozesse und Verfahren aufgezeigt.

2 Konzepte und Einordnung dieser Arbeit

Hochfrequente diffraktive Strukturen in dünnen Schichten können verschiedene Funktionalitäten erfüllen. Diese sind abhängig von den eingesetzten Materialien und den Parametern der Strukturen. Dabei handelt es sich unter anderem um Strahlteilung, Polarisationssteuerung und spektrale Filterung mit Beugungsgittern und um Anwendungen in der Sensorik. Im Folgenden wird auf die unterschiedlichen in der Literatur beschriebenen Konzepte und Realisierungsbeispiele von diffraktiven Strukturen auf Lichtleitfaserstirnflächen eingegangen.

Die Herstellung von Oberflächenreliefgittern in Azopolymerfilmen für die Strahlformung und Steuerung der Ausbreitung der aus der Lichtleitfaser austretenden Strahlung beschreiben sowohl [Kim 2007] als auch [Choi 2003]. Bei diesem Material ist es möglich, durch die Belichtung mittels eines Argonionenlasers der Wellenlänge 488 nm eine direkte Oberflächenstrukturierung zu erzielen. Dabei handelt es sich um eine Masseverschiebung, hervorgerufen durch eine fotochemische Reaktion. Ein- und zweidimensionale Strukturbeispiele mit Gitterperioden von 2 μm und einer Strukturtiefe von 450 bis 500 nm sind realisiert worden.

[Jauernig 2006] beschreibt ein Verfahren zur Erzeugung von Beugungsgittern auf den Stirnflächen von LLF mittels DUV-Laser-Interferenzlithografie (DUV-LIL) bei einer Wellenlänge von 248 nm mit Gitterperioden zwischen 280 nm und 800 nm. Dabei wurden ausschließlich Fotoresiststrukturen erzeugt, die eine geringe thermische und mechanische Stabilität aufweisen.

In der vorliegenden Arbeit wurden systematischere Untersuchungen zur Optimierung der Resistprozessierung auf Glasoberflächen sowie der für die Erzeugung von Resiststrukturen auf hochreflektierenden metallischen Schichten erforderlichen Modifikationen durchgeführt.

Bezüglich der Eignung eines Resists für angestrebte Prozessabläufe werden bei [Zhang 2008] folgende Anforderungen an den Resist definiert:

- hohe Empfindlichkeit für die Belichtungswellenlänge
- hoher Kontrast
- hohe Ätzbeständigkeit
- hohe mechanische Stabilität

Der in der Arbeit untersuchte Resist AR-P 610 ist vom Hersteller Allresist für die Elektronenstrahlithografie konzipiert. Die Untersuchung der Einsetzbarkeit für die DUV-LIL ist von Interesse, da der Resist über einen hohen Kontrast verfügt und aufgrund seiner geringen Empfindlichkeit im VIS für Belichtungen außerhalb des Reinraumes geeignet ist. Zudem zeichnet sich der Resist durch eine hohe Langzeitstabilität unter Laborbedingungen und eine geringe Feuchteempfindlichkeit aus. Weiterhin sind zur Bearbeitung dieses Resists der Auftrag einer Haftvermittlerschicht und das Tempern nach der Belichtung (Hardbake) nicht erforderlich. Dies vereinfacht den Prozessablauf und verkürzt die Prozessdauer. Der Resist verfügt somit über mehrere Eigenschaften, die für die Prozessfolge im Rahmen der DUV-LIL, insbesondere auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern, sehr vorteilhaft sind. Vom Hersteller des Resists, der Fa. Allresist, wird lediglich angegeben, dass eine Strukturierung im DUV möglich ist [Allresist 2007]. Es werden jedoch keine Empfindlichkeiten oder erforderliche Prozessparameter aufgeführt. Ein Ziel ist es daher, die Eignung dieses Resists für die Belichtung mittels DUV-Interferenzlithografie nachzuweisen und erforderliche Prozessbedingungen zu bestimmen.

Die Strukturierung von fotoempfindlichen Materialien auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern ist nicht ohne Modifikationen der Prozessschritte von Lithografieprozessen an Wafern möglich. Flächige Substrate wie Wafer werden während der Schleuderbelackung auf Chucks fixiert. Ebenso ist bei derartigen Proben das Tempern mittels Hotplate möglich. Dagegen ist eine konventionelle Probenaufnahme, beispielsweise mittels Chucks, für die Prozessdurchführung an Lichtleitfasern nicht verfügbar. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit besteht daher die Aufgabe auch darin, eine für alle Schritte der fotolithografischen Prozesskette taugliche Faserhalterung zu entwickeln und einzusetzen.

Grundsätzlich ermöglichen die Elektronen- und die Ionenstrahlolithografie die Herstellung von Werkzeugen für die Prototypenherstellung, sie sind jedoch langsam und teuer. Dagegen stellt die Laser-Interferenzlithografie (LIL) das einzige maskenlose Verfahren dar, das einen hohen Probendurchsatz bei geringen Kosten erlaubt [Ellmann 2009]. Auf dem Gebiet der Interferenzlithografie wurden in den vergangenen Jahren zahlreiche Arbeiten durchgeführt, die sich mit Grenzen bezüglich der erreichbaren Strukturgrößen und den Resisteigenschaften beschäftigen. So vergleicht [Lu 2009] Möglichkeiten der Interferenzzeugung mittels mehrerer Teilstrahlen aus ebenen Wellen. Unterschieden wird in Zweistrahl- und Vielstrahlinterferenz. Zur Strahlteilung kommen verschiedene Prismen oder Strahlteiler zum Einsatz. Wird eine zweidimensionale Struktur angestrebt, ist dies durch einen mehrstufigen Belichtungsprozess mit zwei Teilstrahlen oder durch Vielstrahlinterferenz möglich. Jedoch wächst der Justageaufwand mit zunehmender Zahl der Teilstrahlen. Vorgestellt wird bei [Lu 2009] außerdem ein System mit Unterstützung diffraktiver Elemente (diffraction element assisted lithography). Dabei können in Abhängigkeit von der eingesetzten Maske Strukturen verschiedener Auflösungen realisiert werden. Die Morphologie derart erzeugter Strukturen wird dabei stark vom Abstand zwischen der Maske und der Resistschicht bestimmt. Die Positionierung hinsichtlich des Abstandes muss mit einer Genauigkeit von 100 nm erfolgen.

Basiert dagegen der eingesetzte Aufbau zur Erzeugung einer Zweistrahlinterferenz auf einem Talbot-Interferometer, steht eine größere Schärfentiefe zur Positionierung zur Verfügung. Diese wird durch die Kohärenzlänge des eingesetzten Lasers begrenzt. [Hagemann 2001] gibt für das am IPHT zur Verfügung stehende Lasersystem die erreichbare Kohärenzlänge mit 650 μm an. Dies stellt somit hinsichtlich der Justiergenauigkeit geringere Anforderungen und erhöht die Reproduzierbarkeit. Ziel ist es zu untersuchen, welche Strukturparameter unter Einsatz dieses Systems erreicht werden können. Die realisierbaren Strukturgrößen sind vergleichbar den bei [Lin 2009] beschriebenen. Jedoch besteht eine größere

Flexibilität hinsichtlich der Probengröße. Die erforderlichen Prozessparameter werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelt.

Die Realisierung eines metallischen Polarisationsfilters auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern ist in [Lin 2009] beschrieben. Dabei dienen hochfrequente Goldgitter mit einer Periode von 200 nm und einer Tiefe von 100 nm als auf plasmonischen Effekten basierende breitbandige optische Polarisatoren. Beschrieben wird die Erzeugung der Strukturen mittels Elektronenstrahlithografie und anschließendem reaktivem Ionenstrahlätzen.

Strukturen in metallischen Schichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern können zudem als Belichtungsmasken eingesetzt werden. Jedoch ist die Strukturierung von Materialien direkt auf der Stirnfläche von Lichtleitfasern in herkömmlichen Lithografieprozessen nur schwer automatisierbar und mit hohem Justageaufwand verbunden. So verfügen Maskenbelichtungsanlagen nicht über die nötige Ausrichtungsgenauigkeit in der Probenebene [Petrusis 2009]. Gelingt es, Belichtungsmasken präzise und schnell gegenüber der zu belichtenden Stirnfläche auszurichten, ist eine einfachere serielle Prozessdurchführung möglich. Zur reproduzierbaren Ausrichtung der Faserstirnflächen nutzen die Autoren handelsübliche Spleißgeräte. So ist es möglich, die Stirnflächen von so genannter Maskenfaser und zu belichtender Faser zuverlässig zueinander zu justieren. Petrusis beschreibt, dass in die metallische Schicht der Maskenfaser eine Struktur mittels Ionenstrahlbearbeitung eingebracht wird. Durch eine Faser-zu-Faser Belichtung ist es dann möglich, die Strukturen in eine Fotoresistschicht auf der Oberfläche der zu prozessierenden Lichtleitfaser zu übertragen. Die minimale Strukturbreite beträgt im beschriebenen Fall 2 μm . Petrusis nennt als Ursache der Limitierung die Ausbildung eines Resistfilms nicht konstanter Dicke. Zur Fasermitte hin steigt die Schichtdicke an. Eine Verringerung der Strukturgröße ist nur unter Optimierung der Homogenität der aufgetragenen Resistschicht zu erreichen.

Im Unterschied zu den Versuchen von Petrusis wird in der vorliegenden Arbeit das Konzept der Maskenherstellung variiert und geeignete Pro-

zessparameter gefunden. Dazu werden auch für die Maskenherstellung die direkt schreibende Laserlithografie und für kleinere Strukturabmessungen die DUV-LIL eingesetzt. Die direkt schreibende Laserlithografie zeichnet sich durch eine große Flexibilität hinsichtlich der herstellbaren Strukturgeometrien aus. Zur Überprüfung der Anwendbarkeit des Verfahrens zur Herstellung der metallischen Amplitudenmasken werden Gitter mit Gitterperioden von $3\ \mu\text{m}$ erzeugt. Strukturen dieser Größe können auch lichtmikroskopisch schnell beurteilt werden. Wie [Petrucci 2009] beschreibt auch [Jauernig 2006], dass sich auf den Stirnflächen der LLF kein homogener Resistfilm ausbildet. Es ist ein Einfluss der Resistfilmdicke auf die Strukturhomogenität zu erkennen. Mit zunehmender Schichtdicke ändern sich die Aspektverhältnisse der Strukturen und die Kantensteilheit der Stege wird bei über die belichtete Fläche konstanter Belichtungs dosis verschlechtert. Diese Arbeit beschränkt sich bei der Herstellung von Masken mittels DWL auf moderate Aspektverhältnisse mit minimalen Perioden von $3\ \mu\text{m}$.

Die hochfrequente Gitterstrukturierung hochbrechender dielektrischer Schichten auf Substraten mit deutlich geringerem Brechungsindex (high-index-contrast gratings) ermöglicht die vorteilhafte diffraktive Realisierung unterschiedlicher Funktionalitäten. Dazu zählen hochreflektierende Schmal- und Breitbandspiegel, schmalbandige Wellenlängenfilter, effiziente Strahlteiler, polarisationsselektive Komponenten und andere [Zhou 2009], [Chung 2010], [Mote 2009].

Die Änderung der Bedingung für eine effiziente Einkopplung von Strahlung in die unter diesen Bedingungen als planarer Wellenleiter fungierende hochbrechende Schicht mittels eines Oberflächengitters infolge veränderter Umgebungsbedingungen kann andererseits vorteilhaft sensorisch ausgenutzt werden. Dazu zählen unter anderem chemische Sensoren zur Messung von Feuchtigkeit und für die Gasdetektion oder zur Erfassung biochemischer Reaktionen [Brandenburg 1993], [Sychugov 1997], [Brandenburg 2000], [Vörös 2002], [Szekacs 2009]. Ändern sich zum Beispiel die optischen Eigenschaften des Umgebungsmediums, führt dies zu einer Modifikation der effektiven Brechzahl der Wellenleitermode,

was eine sensorisch nutzbare Veränderung der Modenanregungsbedingungen zur Folge hat. Die Veränderung der effektiven Brechzahl kann auch durch den Einbau von Molekülen aus dem umgebenden Medium in den Wellenleiter oder die Adsorption von Molekülen auf der Wellenleiteroberfläche und die entsprechende Zunahme der Dicke des Wellenleiters verursacht werden. Zur Auswertung wird die Modifikation des Verhältnisses der eingekoppelten Intensitäten zu den reflektierten bzw. transmittierten spektralen Anteilen herangezogen.

In der vorliegenden Arbeit wird erstmalig die Strukturierung von Oberflächengittern in auf Stirnflächen von Quarzglaslichtleitfasern aufgebraute Schichten aus hochbrechendem Material beschrieben. Als Wellenleitermaterial wird amorphes $As_{35}S_{65}$ mit einem Brechungsindex von 2,58 bei 633 nm eingesetzt. Dieses Material zeichnet sich dadurch aus, dass eine direkte Oberflächenstrukturierung guter Qualität durch UV-Belichtung mit moderaten Belichtungs Dosen möglich ist, wie es von [Vlcek 2009] für Gitterperioden von 540 nm mit Anwendungen im Wellenlängenbereich um 1,5 μm erstmals beschrieben wurde. Dabei kamen als Substrat Glaswafer zum Einsatz.

Bei der Anregung von Wellenleitermoden in der strukturierten Chalkogenidglasschicht kommt es unter bestimmten Bedingungen zu einer polarisationsabhängigen resonanten Umverteilung der Energie zwischen transmittierter und reflektierter Welle, was in dieser Arbeit zur Polarisations- und Wellenlängenfilterung von Strahlung ausgenutzt wird.

3 Beugungsgitter

Gitter lassen sich anhand ihrer räumlichen Lage im Substrat in Oberflächengitter und Volumengitter unterteilen. Ein weiteres Kriterium ist die Modulation der einfallenden Welle. So ist die Einteilung in Phasengitter und Amplitudengitter (siehe Abb. 3.1) möglich, für die eine Phasenmodulation (Δ) bzw. Amplitudenmodulation ($i\Delta$) auftritt. Auch die gleichzeitige Modulation beider Parameter kann eintreten. In Abhängigkeit von den Nutzungsbedingungen ist die Unterscheidung der Gitter in Reflexionsgitter und Transmissionsgitter möglich.

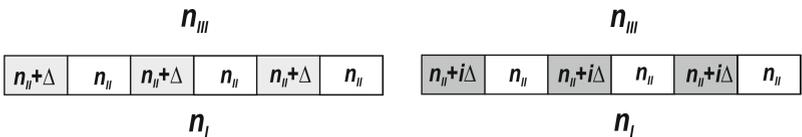


Abb. 3.1: Unterteilung von Gittern in Phasengitter (links) und Amplitudengitter (rechts) nach [Loewen 1997]

In den durchgeführten Untersuchungen werden Oberflächengitter in Transmission und Reflexion betrachtet, die zu einer Modulation der Phase der einfallenden Strahlung führen. Zur Beschreibung eines Gitters dienen beispielsweise die Gitterperiode Λ , die Gittertiefe D sowie die Brechzahl des Gittermaterials. Von Bedeutung sind außerdem die Brechzahlen der umgebenden Materialien. Die Medien werden dabei nach folgender Systematik mit dem Index j durchnummeriert: oberhalb des Gitters befindet sich das Superstrat ($j = I$). Die einfallende Welle trifft, aus diesem Medium kommend, auf die Gitterregion. Das Gitter erhält den Index $j = II$. Bei der darauf folgenden Schicht mit dem Index $j = III$ handelt es sich um das Substrat. Betrachtet werden ein- und zweidimensionale Gitter. Um eindimensionale Gitter handelt es sich, wenn es in einer Raumrichtung, beispielsweise in x-Richtung, zu einem periodischen Strukturwechsel

kommt. Ist sowohl in x - als auch in y -Richtung eine Periodizität vorhanden, liegen zweidimensionale Gitter vor (siehe Abb. 3.2).

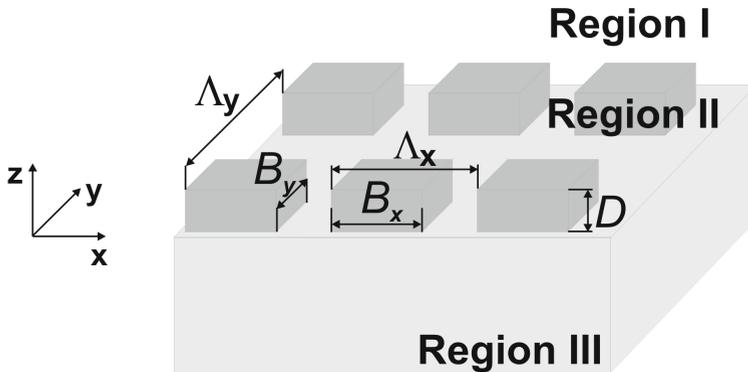


Abb. 3.2: Zweidimensionales Gitter mit wesentlichen Gitterparametern

In dieser Arbeit werden vorrangig binäre Gitter betrachtet, das heißt die Stege weisen ein rechteckförmiges Profil mit konstanter Gittertiefe D auf. Zu ihrer Charakterisierung wird auch der Füllfaktor f , der Quotient aus Stegbreite B und Gitterperiode Λ , verwendet.

Um die beim Auftreffen einer Welle auf ein Gitter entstehenden Ausbreitungsrichtungen der Strahlung zu beschreiben, kommt folgende Nomenklatur zum Einsatz. Der einfallende Strahl trifft unter dem Einfallswinkel θ_0 auf das Gitter. Als Nullte Ordnung wird der ungebeugt transmittierte (0T) bzw. reflektierte Strahl (0R) bezeichnet. Die unter dem jeweiligen Beugungswinkel (θ_{jl}) austretenden Strahlen werden als Beugungsordnungen der Ordnungszahl l ($l \in \mathbb{Z}$) bezeichnet. Wenn die Ausbreitung des einfallenden Strahls in der Gitterebene (y -Komponente des Ausbreitungsvektors = 0) stattfindet, liegen auch alle gebeugten Ordnungen in dieser Einfallsebene. Abb. 3.3 veranschaulicht die beschriebenen Zusammenhänge.

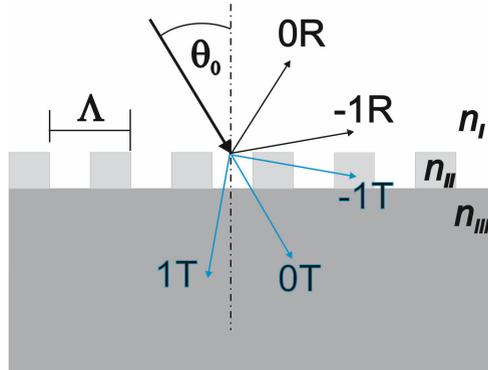


Abb. 3.3: Kennzeichnung der am Gitter auftretenden Strahlen

Im Fall der konischen Beugung liegen dagegen die Einfallsebene und die Gitterlinien nicht senkrecht zueinander (y -Komponente des Ausbreitungsvektors $\neq 0$). Der von der Einfallsebene und den Gitterlinien aufgespannte Winkel wird als Azimutalwinkel ϕ bezeichnet.

Der Ausbreitungsvektor einer ebenen Welle wird als β bezeichnet, mit den Komponenten β_x , β_y und β_z . Zur Beschreibung der Ausbreitungsrichtungen der gebeugten Welle der Beugungsordnung l in das Medium der Nummer j kommt Gl. 3.1 zum Einsatz [Hecht 2001].

$$\beta_{jl} = \begin{pmatrix} \beta_{x,jl} \\ \beta_y \\ \beta_{z,jl} \end{pmatrix} = k_j \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta_{jl} \cdot \cos \phi_{jl} \\ \sin \theta_{jl} \cdot \sin \phi_{jl} \\ \cos \theta_{jl} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_l \sin \theta_0 \cdot \cos \phi_0 + l \cdot K \\ k_l \sin \theta_0 \cdot \sin \phi_0 \\ \sqrt{\beta_j^2 - \beta_{x,l}^2 - \beta_y^2} \end{pmatrix} \quad \text{Gl. 3.1}$$

mit dem Gittervektor K :

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{Gl. 3.2}$$

und der Wellenzahl k_j :

$$k_j = n_j \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{Gl. 3.3}$$

Die allgemeine Gittergleichung ist aus der x-Komponente des Ausbreitungsvektors in Gl. 3.1 ableitbar:

$$n_j \cdot \sin \theta_{jl} \cdot \cos \phi_{jl} - n_I \sin \theta_0 \cdot \cos \phi_0 = l \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{mit } j = \text{I, III} \quad \text{Gl. 3.4}$$

Im Fall der klassischen Beugung ($\phi = 0$) wird in Transmission aus Gl. 3.4 die Gittergleichung

$$n_{III} \cdot \sin \theta_{jI} = n_I \sin \theta_0 + l \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{Gl. 3.5}$$

ermittelt. In Reflexion gilt folgender Zusammenhang:

$$n_I \cdot \sin \theta_{jI} = n_I \sin \theta_0 + l \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{Gl. 3.6}$$

Dabei treten reelle Lösungen für θ_{jl} jeweils nur auf, wenn

$$|\sin \theta_{jl}| \leq 1 \quad \text{Gl. 3.7}$$

Die Ermittlung des Beugungswinkels θ_{jl} bzw. des Azimutalwinkels ϕ_{jl} im allgemeinen Fall ist durch die Betrachtung der Komponente β_y in Gl. 3.1 möglich. Für θ_{jl} ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\sin^2 \theta_{jl} = \frac{\left(n_I \sin \theta_0 \cos \phi_0 + l \frac{\lambda}{\Lambda} \right)^2 + n_I^2 \sin^2 \theta_0 \sin^2 \phi_0}{n_j^2} \quad \text{Gl. 3.8}$$

Um „Zero-Order-Gitter“ handelt es sich, wenn keine Beugungsordnungen auftreten, die einfallende Welle also ungebeugt transmittiert wird:

$$\sin^2 \theta_{III,1} > 1 \quad \text{Gl. 3.9}$$

Die größte Gitterperiode, bei der dieser Effekt zu verzeichnen ist, lässt sich aus Gl. 3.8 berechnen und wird als Λ_{ZOG} bezeichnet. In Transmission gilt:

$$\Lambda_{\text{ZOG}} = \frac{\lambda}{\sqrt{n_{III}^2 - n_I^2 \sin^2 \theta_0 \sin^2 \phi_0 - n_I \sin \theta_0 \cos \phi_0}} \quad \text{Gl. 3.10}$$

In Reflexion dagegen wird Λ_{ZOG} anhand

$$\Lambda_{\text{ZOG}} = \frac{\lambda}{\sqrt{n_I^2 - n_I^2 \sin^2 \theta_0 \sin^2 \phi_0 - n_I \sin \theta_0 \cos \phi_0}} \quad \text{Gl. 3.11}$$

berechnet.

Aus Gl. 3.5 lassen sich unter der Bedingung aus Gl. 3.7 und $0^\circ \leq \theta_0 \leq 90^\circ$ die minimal zulässigen Gitterperioden ermitteln, bei denen die Beugungsordnung der Ordnungszahl l ($l \geq 1$) gerade noch auftreten kann. In Transmission ergibt sich:

$$\Lambda_{\pm l}^{\min} = \frac{|l| \lambda_0}{n_{III} \pm n_I \sin \theta_0} \quad \text{Gl. 3.12}$$

In Reflexion gilt:

$$\Lambda_{\pm l}^{\min} = \frac{|l| \lambda_0}{n_I (1 \pm \sin \theta_0)} \quad \text{Gl. 3.13}$$

Im Fall zweidimensionaler Gitter kommt die dreidimensionale Gittergleichung zum Einsatz. Der Beugungswinkel in x- und y-Richtung wird

unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Gitterperioden anhand Gl. 3.14 für Transmission und Gl. 3.15 für Reflexion berechnet. Anwendung finden korrigierte Betrachtungen aus [Päivaranta 2007]. Dabei bezeichnen m und n die Beugungsordnung in x - bzw. y -Richtung.

$$\sin \theta_{mn} = \frac{1}{k^2 n_{III}^2} \left[\left(kn_1 \sin \theta_0 \cos \phi + \frac{2\pi \cdot m}{\Lambda_x} \right)^2 + \left(kn_l \sin \theta \sin \phi + \frac{2\pi \cdot n}{\Lambda_y} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. 3.14}$$

$$\sin \theta_{mn} = \frac{1}{k^2 n_I^2} \left[\left(kn_1 \sin \theta_0 \cos \phi + \frac{2\pi \cdot m}{\Lambda_x} \right)^2 + \left(kn_l \sin \theta \sin \phi + \frac{2\pi \cdot n}{\Lambda_y} \right)^2 \right] \quad \text{Gl. 3.15}$$

Effektive Medien Theorie (EMT)

Wird die Gitterperiode klein genug, so treten keine Beugungsordnungen mehr auf. Die einfallende Welle wird an diesen Zero-Order-Gittern ungebeugt transmittiert bzw. reflektiert. Jedoch wird eine polarisationsabhängige Phasenänderung der transmittierten Welle hervorgerufen. Diese Elemente werden als form-doppelbrechend bezeichnet [Born 1965]. Für sie können näherungsweise effektive Brechzahlen für die jeweiligen Polarisationskomponenten ermittelt werden [Bräuer 1994]. Bei TE-Polarisation ist das elektrische Feld senkrecht zur Einfallsebene ausgerichtet. TM-Polarisation liegt vor, wenn das Magnetfeld senkrecht zur Einfallsebene orientiert ist. Wird für die Dielektrizitätskonstanten der Gitterfurchen bzw. Gitterstege ϵ_a bzw. ϵ_b eingesetzt und für das Verhältnis von Stegbreite zu Gitterperiode f , so gilt für binäre Gitter:

$$\epsilon_{TE} = (1 - f)\epsilon_a + f\epsilon_b \quad \text{Gl. 3.16}$$

$$\epsilon_{TM} = \frac{\epsilon_a \epsilon_b}{f\epsilon_a + (1 - f)\epsilon_b} \quad \text{Gl. 3.17}$$

wobei stets $\varepsilon_{\text{TE}} \geq \varepsilon_{\text{TM}}$ gilt [Born 1965]. Handelt es sich um verlustfreie Medien, gilt zudem

$$\varepsilon_x = n_x^2 \quad \text{Gl. 3.18}$$

Hinreichend genaue Ergebnisse werden durch diese Formeln jedoch nur für $\Lambda/\lambda \rightarrow 0$ erreicht. Steigt das Verhältnis von Λ/λ , können die effektiven Brechungsindizes besser anhand der folgenden Formeln näherungsweise ermittelt werden.

$$\varepsilon_{\text{TE}(2)} = \varepsilon_{\text{TE}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \pi f (1-f) (\varepsilon_b - \varepsilon_a) \right)^2 \quad \text{Gl. 3.19}$$

$$\varepsilon_{\text{TM}(2)} = \varepsilon_{\text{TM}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \pi f (1-f) \left(\frac{1}{\varepsilon_b} - \frac{1}{\varepsilon_a} \right) \right)^2 \cdot \varepsilon_{\text{TM}}^3 \varepsilon_{\text{TE}} \quad \text{Gl. 3.20}$$

4 Planare Wellenleiter

Wellenleiter ermöglichen die Leitung von Strahlung in dünnen Schichten. Sie zeichnen sich durch eine Unabhängigkeit gegenüber äußeren Einflüssen im Strahlengang und optischen Elementen wie Linsen oder Spiegeln aus [Saleh 1991].

Das Wellenleiternmaterial besitzt eine höhere Brechzahl als die umgebenden Medien. Somit kommt es zur Wellenleitung durch innere Totalreflexion. Die Strahlung wird im höher brechenden Material verlustarm geführt. Im Folgenden werden die relevanten Kenngrößen planarer dielektrischer Wellenleiter vorgestellt und Berechnungsvorschriften angegeben. Die Betrachtungen erfolgen auf Basis einer strahlenoptischen Darstellung. Auf eine wellenoptische Beschreibung für spezifischere Lösungen wird im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen. Eine ausführliche Herleitung ist z.B. bei [Saleh 2001] gegeben. Der Grundaufbau eines planaren Wellenleiters ist in Abb. 4.1 gezeigt. Als n_1 wird die Brechzahl der wellenleitenden Schicht bezeichnet, die von Medien der Brechzahlen n_2 und n_3 umgeben ist, wobei $n_2 \leq n_3 < n_1$ gilt. In den nachfolgenden Betrachtungen wird von $n_2 = n_3$, einem symmetrischen Wellenleiter, ausgegangen.

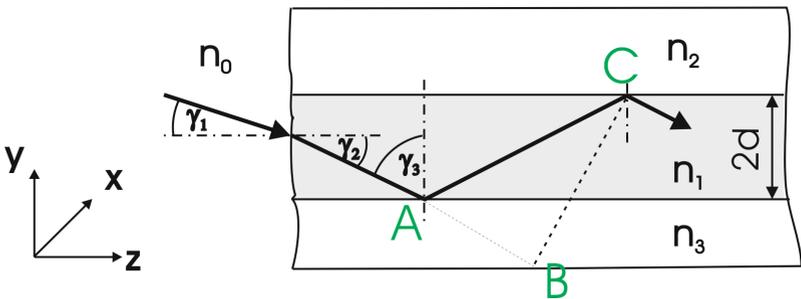


Abb. 4.1: Aufbau eines planaren Wellenleiters nach [Saleh 1991]

Die einfallende Welle trifft unter dem Einfallswinkel γ_1 auf die Grenzfläche zwischen Wellenleiterschicht n_1 der Dicke $2d$ und Umgebungsmedium n_0 und wird dort nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz gebrochen.

$$n_0 \sin \gamma_1 = n_1 \sin \gamma_2 \quad \text{Gl. 4.1}$$

Bei Auftreffen einer Welle in der yz -Ebene unter dem Winkel γ_3 zur z -Achse kommt es zur verlustfreien Leitung durch innere Totalreflexion, wenn gilt:

$$\sin \gamma_3 > \frac{n_3}{n_1} = \sin \gamma_g \quad \text{Gl. 4.2}$$

Dabei wird γ_g als Grenzwinkel der Totalreflexion bezeichnet. Wird betrachtet, welcher Einfallswinkel γ_1 dazu erforderlich ist, ergeben sich folgende Berechnungen nach [Jahns 2001]. Daher gilt:

$$\gamma_2 = \frac{\pi}{2} - \gamma_3 \quad \text{Gl. 4.3}$$

$$\sin \gamma_2 = \cos \gamma_3 \quad \text{Gl. 4.4}$$

Durch Einsetzen von Gl. 4.2 kann somit hergeleitet werden:

$$\cos \gamma_g = \sqrt{1 - \sin^2 \gamma_g} = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_3^2}}{n_1} \quad \text{Gl. 4.5}$$

mit Gl. 4.1 ergibt sich daraus

$$n_0 \sin \gamma_1 = \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \quad \text{Gl. 4.6}$$

Dabei handelt es sich um die Numerische Apertur NA des Wellenleiters. Daraus lässt sich der Grenzwinkel γ_1 ermitteln, unter dem Strahlung auf die Grenzfläche zur Wellenleiterschicht auftreten darf:

$$\sin \gamma_1 = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_3^2}}{n_0} \quad \text{Gl. 4.7}$$

Im Folgenden wird untersucht, wie viele Moden in einem Wellenleiter geführt werden. Dabei soll die Selbstkonsistenzbedingung gelten, wonach die Welle sich nach jedem Umlauf selbst reproduziert. Bei Moden handelt es sich somit um Felder, die an allen Orten entlang der Achse des Wellenleiters dieselbe transversale Verteilung und Polarisation besitzen [Saleh 1991]. Jede Wellenleitermode breitet sich unter dem zugehörigen Ausbreitungswinkel aus.

Die Bestimmung der Wellenleitermoden erfolgt anhand der Betrachtung ebener elektromagnetischer Wellen. Diese werden zwischen den Grenzflächen reflektiert. Der Reflexionswinkel der Moden kann aufgrund der Selbstkonsistenzbedingung ermittelt werden und dient der Herleitung der Ausbreitungskonstanten.

Die Ausbreitung der Welle erfolgt mit der Geschwindigkeit

$$c_1 = \frac{c_0}{n_1} \quad \text{Gl. 4.8}$$

Die Welle wird beschrieben durch die Wellenzahl k_1

$$k_1 = n_1 k_0 \quad \text{mit} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{Gl. 4.9}$$

sowie den Wellenvektor mit den Komponenten

$$k_x = 0, \quad k_y = n_1 k_0 \sin \gamma_2 \quad \text{und} \quad k_z = n_1 k_0 \cos \gamma_2 \quad \text{Gl. 4.10}$$

Die reflektierte Welle legt im Vergleich zur einfallenden Welle einen Wegunterschied von

$$\overline{AC} - \overline{AB} = 2d \sin \gamma_2 \quad \text{Gl. 4.11}$$

zurück. Zudem tritt bei der Reflexion an der Grenzfläche des Wellenleiters eine Phasenverschiebung φ_R auf. Soll die Selbstkonsistenzbedingung

erfüllt sein, muss die Phasenverschiebung zwischen den Wellen Null oder Vielfache von 2π betragen. Daraus ergibt sich:

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2d \sin \gamma - 2\varphi_R = 2\pi \cdot m \quad \text{mit } m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Gl. 4.12}$$

oder

$$2k_y d - 2\varphi_R = 2\pi \cdot m \quad \text{Gl. 4.13}$$

Im Fall der Reflexion ist φ_R eine Funktion des Winkels γ_2 und der Polarisation der einfallenden Welle. Bei TE-Polarisation gilt:

$$\tan \frac{\varphi_R}{2} = \sqrt{\frac{\sin^2 \gamma_g}{\sin^2 \gamma_2} - 1} \quad \text{Gl. 4.14}$$

Wird für Gl. 4.12

$$\tan \left(\frac{\pi d \sin \gamma_2}{\lambda} \right) - \frac{m\pi}{2} = \tan \left(\frac{\varphi_R}{2} \right) \quad \text{Gl. 4.15}$$

geschrieben, ergibt sich

$$\tan \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \gamma_2 - m \frac{\pi}{2} \right) = \sqrt{\frac{\sin^2 \gamma_g}{\sin^2 \gamma_2} - 1} \quad \text{Gl. 4.16}$$

Die Lösungen dieser Gleichung mit der Variablen γ_2 ergeben die Reflexionswinkel γ_m der Moden. Die Winkel liegen zwischen 0 und γ_g und entsprechen den Wellenvektoren mit den Komponenten gemäß Gl. 4.10. Bei den z-Komponenten handelt es sich um die Ausbreitungskonstanten

$$\beta_m = n_1 k_0 \cos \gamma_m \quad \text{Gl. 4.17}$$

Die Anzahl M der im Wellenleiter geführten TE-Moden ist gegeben durch [Saleh 1991]:

$$M = \left[\frac{\sin \gamma_g}{\frac{\lambda}{4d}} \right]_{\text{int}} \quad \text{Gl. 4.18}$$

M sind ganze Zahlen, die sich aufgerundet aus den berechneten Werten ergeben. Wird

$$\cos \gamma_g = \frac{n_3}{n_1} \quad \text{Gl. 4.19}$$

in Gl. 4.18 eingesetzt, so folgt

$$M = \frac{4d}{\lambda_0} NA \quad \text{Gl. 4.20}$$

Ist die Dicke des Schichtwellenleiters klein genug bzw. die Wellenlänge groß, handelt es sich um einen Einmodenwellenleiter. Es gilt dann:

$$1 > \frac{2d}{\lambda_0} NA \quad \text{Gl. 4.21}$$

In den beschriebenen dielektrischen Wellenleitern wird mindestens eine Mode geführt, da die Grundmode stets erlaubt ist. Jeder Mode wird eine eigene Grenzwellenlänge zugeordnet. Wird

$$v > v_g \quad \text{oder} \quad \omega > \omega_g \quad \text{Gl. 4.22}$$

erfüllt, so berechnet sich die Grenzfrequenz der Mode anhand

$$v_g = \frac{\omega_g}{2\pi} = \frac{1}{NA} \frac{c_0}{2d} \quad \text{Gl. 4.23}$$

Für die Zahl der Moden ergibt sich dann:

$$M = \frac{\nu}{\nu_g} = \frac{\omega}{\omega_g} \quad \text{Gl. 4.24}$$

Werden die Zusammenhänge für TM-Moden betrachtet, wird in Gleichung Gl. 4.12 für die Phasenverschiebung

$$\tan \frac{\varphi_R}{2} = \frac{-1}{\sin^2 \gamma_g} \sqrt{\frac{\cos^2 \gamma_g}{\cos^2 \gamma_2} - 1} \quad \text{Gl. 4.25}$$

eingesetzt.

Für asymmetrische Wellenleiter gilt unter der Bedingung $n_1 > n_3 \geq n_2$ [Adams 1981]:

$$\nu = k_0 d \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \quad \text{Gl. 4.26}$$

Die cut-off-Frequenz für TE-Moden beträgt

$$\nu_c = \frac{1}{2} \tan^{-1} \sqrt{\frac{n_3^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_3^2}} + \frac{N\pi}{2} \quad \text{Gl. 4.27}$$

Die Anzahl der geführten Moden wird anhand

$$M = \left[\frac{1}{\pi} \left(2\nu - \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{n_3^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_3^2}} \right) \right) \right]_{\text{int}} \quad \text{Gl. 4.28}$$

berechnet.

Bei der Betrachtung der TM-Moden ergibt sich entsprechend:

$$\nu_c = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sqrt{\frac{n_3^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_3^2}} \right] + \frac{N\pi}{2} \quad \text{Gl. 4.29}$$

$$M = \left[\frac{1}{\pi} \left(2\nu - \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sqrt{\frac{n_3^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_3^2}} \right] \right) \right]_{\text{int}} \quad \text{Gl. 4.30}$$

Für den Fall $n_2 \geq n_3$ sind in Gl. 4.26 bis Gl. 4.30 n_2 und n_3 miteinander zu vertauschen.

4.1 Lichtleitfasern

Lichtleitfasern stellen eine Sonderform symmetrischer Wellenleiter dar. Sie zeichnen sich durch eine rotationssymmetrische Geometrie aus. Bei Lichtleitfasern können zwei Strukturformen unterschieden werden, deren wesentlicher Aufbau in Abb. 4.2 dargestellt ist. Haben sowohl Kern als auch Mantel einen konstanten Brechungsindex und weisen sie zueinander einen Brechzahlssprung auf, handelt es sich um Stufenindexfasern. Dagegen wird von Gradientenindexfasern gesprochen, wenn der Brechungsindex des Kernmaterials zur Faserachse hin ansteigt.

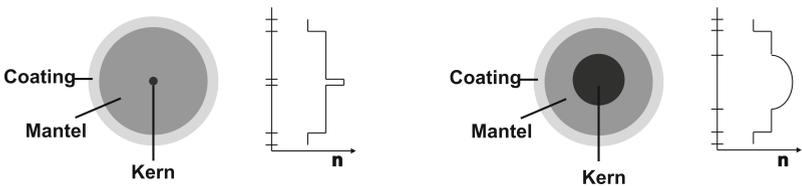


Abb. 4.2: Aufbau von Stufenindexfaser (links) und Gradientenindexfaser (rechts)

Insbesondere wenn nur die meridionalen Strahlen berücksichtigt werden, welche im Gegensatz zu schiefen Strahlen in Ebenen verlaufen, die die Faserachse enthalten, gelten die für symmetrische planare Wellenleiter in Kapitel 4 aufgeführten Formeln im Wesentlichen analog.

Die Bedingung für die Monomodigkeit einer LLF wird durch $V < 2,405$ mit

$$V = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad \text{Gl. 4.31}$$

angegeben. Bei a handelt es sich um den Kernradius. Die Grenze für Monomodigkeit wird als „cut-off“ ($V = V_c = 2,405$) bezeichnet. Entsprechend handelt es sich bei der zugehörigen Wellenlänge λ_c um die Grenzwellenlänge. Diese wird nach folgender Formel ermittelt:

$$\lambda_c = \frac{2\pi \cdot aNA}{V_c} \quad \text{Gl. 4.32}$$

Die Intensitätsverteilung der Grundmode einer LLF in einer zur Faserachse senkrechten Ebene kann für V-Parameter in der Nähe von $V = V_c$ sehr gut durch eine Gaußverteilung in der Form

$$I(r) = I(0)e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} \quad \text{Gl. 4.33}$$

approximiert werden, worin r der radiale Abstand von der Faserachse ist. Für $2 \leq V \leq 3$ gilt dabei $0,9 < \omega < 1,1$ [Agrawal 1989] und mindestens 80 % der Leistung werden innerhalb des Faserkerns geführt.

In dieser Arbeit werden Stufenindexfasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern verwendet. Der Manteldurchmesser beträgt jeweils 125 μm . Die verwendete Nomenklatur ist in Tab. 4.1 veranschaulicht. Dabei erfolgt die Unterscheidung grundsätzlich anhand des Kerndurchmessers der LLF. Anschließend erhalten die einzelnen Fasern des jeweiligen Fasertyps eine fortlaufende Nummer, auf die in den durchgeführten Untersuchungen Bezug genommen wird, beispielsweise 3/5 für die fünfte Faser mit einem Kerndurchmesser von 3 μm . Zugleich wird in der Tabelle für die eingesetzten Lichtleitfasern die NA bei einer Wellenlänge von 633 nm angegeben. Die Angabe des V-Parameters erfolgt für den untersuchten Wellenlängenbereich von 400 bis 860 nm.

Tab. 4.1: Aufstellung der eingesetzten Lichtleitfasern mit ihren wesentlichen Eigenschaften

Name	Bezeichnung im Folgenden	Numerische Apertur bei 633 nm	V-Parameter (ohne Dispersion)*
Versuchsfaser SM HB600	3	0,14	3,30 – 1,53
Versuchsfaser mit Kerndurch- messer 15 μm	15	0,08	9,42 – 4,38
Versuchsfaser mit Kerndurch- messer 50 μm	50	0,20	78 – 37

$$* n_M \equiv 1,457 = n_{\text{Quarz}}^{633\text{nm}} \quad n_K = \sqrt{NA^2 + n_M^2}$$

Da in den durchgeführten Untersuchungen die Auskopplung von Strahlung aus der LLF betrachtet wird, ist die Divergenz der Strahlung beim Austritt aus der Faser von Bedeutung. Es wird davon ausgegangen, dass der größte Einstrahlwinkel auf die auf den Stirnflächen befindlichen Schichten dem Divergenzwinkel entspricht.

4.2 Resonante Wellenleitergitter

In den vorgestellten Untersuchungen werden durch die Oberflächenstrukturierung von hochbrechenden Schichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern Gitterkoppler erzeugt. Das Funktionsprinzip der resonanten Wellenleitergitter ist in Abb. 4.3 dargestellt.

Die hochbrechende Schicht wird von zwei Schichten geringerer Brechzahl umgeben. Dabei handelt es sich einerseits um das Kernmaterial der Lichtleitfaser, aus dem die Strahlung auf die Wellenleiterschicht trifft. Oberhalb befindet sich der strukturierte Schichtanteil, das erzeugte Gitter.

Die Strahlung trifft aus der Lichtleitfaser austretend rückseitig auf die an ihrer Oberseite strukturierte Schicht. Ein Teil der Strahlung durchläuft

diese ungebeugt. Gleichzeitig entstehen am Gitter gebeugte Wellen. Beispielsweise die unter dem Beugungswinkel θ_{-1} auftretende 1. Beugungsordnung in Reflexion. Entspricht der Beugungswinkel dem Ausbreitungswinkel einer Mode des Schichtwellenleiters, wird dieser Strahlungsanteil effektiv in der Schicht geführt. Unter bestimmten Bedingungen kommt es zu einer resonanten Umverteilung der Energie der einfallenden Welle auf transmittierte, reflektierte und im Wellenleiter geführte Teilwellen. Bei Einstrahlung von weißem Licht ist dadurch eine wellenlängenselektive und polarisationsabhängige Filterung der einfallenden Strahlung realisierbar.

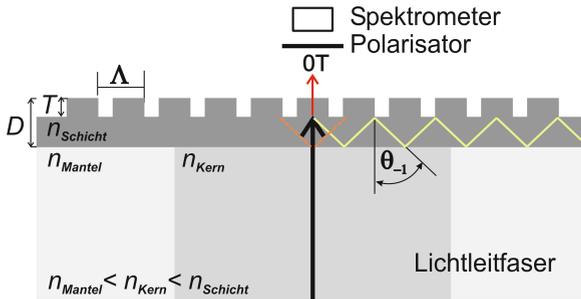


Abb. 4.3: Gitterkoppler auf der Endfläche einer LLF

Die Verhältnisse bei nicht senkrechtem Einfall der Strahlung auf die gitterstrukturierte Schicht sind in Abb. 4.4 dargestellt.

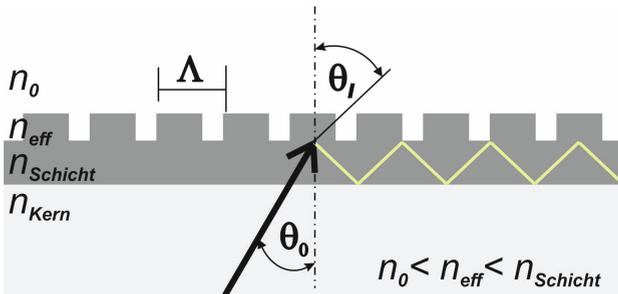


Abb. 4.4: Prinzipdarstellung Wellenleiter mit Gitterstruktur

Wird die effektive Brechzahl der Wellenleitermode als n_{eff} bezeichnet und die Brechzahl des Umgebungsmediums als n_0 , gilt folgender Zusammenhang für die Anregung einer Wellenleitermode [Brandenburg 1993]:

$$n_{\text{eff}} - n_{\text{Kern}} \sin \theta_0 = \frac{l\lambda}{\Lambda} \quad \text{Gl. 4.34}$$

Dabei ist θ_0 der Einstrahlwinkel auf das Gitter und l die betrachtete Beugungsordnung. Die Wellenlänge der Strahlung wird mit λ bezeichnet, die Gitterperiode mit Λ . Bei gegebenen übrigen Parametern kann eine Modenanregung durch eine geeignete Kombination von Einstrahlwinkel und Einstrahlwellenlänge erreicht werden.

5 Lithografie

Mit Hilfe der Fotolithografie ist es möglich, Mikro- und Nanostrukturen in fotoempfindliche Materialien einzuschreiben. Werden diese in das darunter liegende Material übertragen, entstehen thermisch und mechanisch beständigere Strukturen.

Der Lithografieprozess beginnt mit dem Strukturentwurf. Dem schließt sich das Reinigen und Ausheizen der Substrate an. Darauf folgt der Auftrag des Haftvermittlers und des Resists. Nach dem Softbake finden die Belichtung und Entwicklung der Resiste statt. Das Hardbake/UV-Härten und das Ätzen schließen die Prozesskette ab. Dabei sind der Einsatz eines Haftvermittlers sowie die Durchführung des Hardbake optional und abhängig vom verwendeten Resist.

In den folgenden Abschnitten werden die in dieser Arbeit eingesetzten Technologien und Materialien beschrieben. Es werden die grundlegenden Eigenschaften und Parameter erläutert.

5.1 Eingesetzte Geräte und Technologien

Der Auftrag der Resiste auf die Substrate erfolgt mittels Schleuderbeladung. Zum Einsatz kommen Spin-Coater der Firma Sawatec, mit denen Drehzahlen bis 6000 min^{-1} realisiert werden können. Sämtliche Heizschritte werden anstatt auf Hotplates in Konvektionsöfen durchgeführt, da die eingesetzten Substrate eine unebene Rückfläche aufweisen und deutlich dicker als übliche Substrate sind. Somit kann ein gleichmäßiger Wärmeeintrag durch Hotplates nicht gewährleistet werden. Für die Belichtungen kommen zwei Systeme zum Einsatz, die in den Kapiteln 5.2.1 und 5.2.2 beschrieben werden. Für die UV-Härtung der entwickelten Resiste wird eine UV-Bestrahlungskammer der Firma Hönle eingesetzt. Das Trockenätzen erfolgt mittels reaktivem Ionenstrahlätzen (RIBE) unter Verwendung von Argon.

5.2 Belichtungssysteme

Es werden zwei Belichtungssysteme eingesetzt. Diese werden nachfolgend eingehender beschrieben. Dabei handelt es sich einerseits um das direkt schreibende Lasersystem DWL66 und andererseits um ein DUV-Interferenzbelichtungssystem. Ein Vorteil des direkten Einschreibens liegt in der frei programmierbaren Strukturgeometrie. Mithilfe der Interferenzbelichtung können mit wenigen Belichtungspulsen mehrere Quadratmillimeter große Belichtungsfelder erzeugt werden.

5.2.1 Laserbelichter DWL66

Kernstück dieses Lasersystems ist ein HeCd-Laser, dessen Emissionswellenlänge 442 nm beträgt. Das Gerät ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Daten der zu erzeugenden Strukturen werden computergeneriert an die Maschinensteuerung übertragen. Das Einschreiben der Strukturen direkt in die fotoempfindlichen Materialien erfolgt seriell im Raster-Scan-Verfahren. Dabei wird das Substrat unter dem Laserstrahl bewegt. Eine luftumströmte Düse umgibt das Objektiv und erzeugt zwischen Objektiv und dem Substrat einen Staudruck. Über dessen Erfassung erfolgt die Abstandregelung des fokussierten Laserstrahls zum Substrat.



Abb. 5.1: Laserbelichtungsanlage DWL66 [Jauernig 2006]

Die erreichbare Auflösung eines optischen Systems ist durch das Rayleigh-Kriterium begrenzt [Born 1965]. Der kleinste Abstand δ benachbarter Punkte beträgt:

$$\delta = 0,61 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad \text{Gl. 5.1}$$

In die Berechnung gehen die Wellenlänge λ der Strahlung sowie die Numerische Apertur NA des eingesetzten Objektivs ein.

Grundlegende Betrachtungen zur minimalen Größe der realisierbaren Strukturdetails cd (critical dimension) mittels Gl. 5.2 wurden bei [Jauernig 2006] durchgeführt.

$$cd = k_f \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad \text{Gl. 5.2}$$

Diese sind durch den kleinsten erreichbaren Durchmesser des fokussierten Laserstrahls limitiert. Der dimensionslose Faktor k_f umfasst Prozessparameter sowie die Reflexionseigenschaften des Substrates und die Beschaffenheit des Fotolacks. Für die eingesetzten Lacke beträgt dieser Faktor zwischen 0,8 und 1,2 [Völklein 2000]. Von Bedeutung ist weiterhin die Energiedichte ρ , mit der die Belichtung erfolgt. Für das eingesetzte System wurden dazu Betrachtungen bei [Fehling 2002] angestellt. In die Berechnung nach Gl. 5.3 gehen dabei die Belichtungsleistung P am Ausgang des Schreibobjektives, die Verfahrensgeschwindigkeit v des Objektives, die Belichtungszeit t pro Flächenelement sowie die belichtete Fläche A ein.

$$\rho = \frac{P \cdot t}{A} = \frac{P \cdot t}{\pi \cdot r^2} = \frac{P \cdot t}{\pi \cdot r \cdot v \cdot t} = \frac{P}{\pi \cdot r \cdot v} \quad \text{Gl. 5.3}$$

Die Verfahrensgeschwindigkeit lässt sich anhand Gl. 5.4 berechnen:

$$v = \frac{r}{t} \quad \text{Gl. 5.4}$$

Bei kreisförmigem Strahlquerschnitt ergibt sich zur Ermittlung der belichteten Fläche:

$$A = \pi \cdot r^2 \quad \text{Gl. 5.5}$$

Die wesentlichen Parameter des Systems sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

Tab. 5.1: Parameter der Belichtungsanlage DWL 66

Laser	HeCd
Schreibwellenlänge λ_S	442 nm
Objektivbrennweite f'	4 mm
maximale Schreibgeschwindigkeit v_{\max}	100 mm·s ⁻¹
Faktor k_f	0,8 – 1,2
Numerische Apertur NA	0,85
Auflösungsvermögen cd	640 nm
Strahldurchmesser $2r$	640 nm

Als die kleinste reproduzierbar herstellbare Gitterperiode ist in vorhergehenden Untersuchungen 1,6 μm ermittelt worden [Jauernig 2006]. In der vorliegenden Arbeit wird jedoch mit Gitterperioden von minimal 3 μm gearbeitet. Es können dabei grundlegende Erkenntnisse zu erforderlichen Prozessparametern für die Herstellung von Strukturen auf Lichtleitfaser-Stirnflächen gewonnen werden.

5.2.2 Interferenzbelichter

Mit der Interferenzlithografie steht ein weit verbreitetes Verfahren zur Mikro- und Nanostrukturierung zur Verfügung [Fütterer 2002,

Xie 2008, Cheng 2009]. So hat sich die DUV-Laserinterferenzlithografie bei 248 nm als Technologie zum Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern in Lichtleitfasern etabliert [Chojetzki 2004, Bartelt 2007]. In kurzen Belichtungszeiten von einigen Sekunden bis wenigen Minuten können mehrere Quadratmillimeter große Gitterflächen erzeugt werden. Aus diesem Grund wird der Einsatz des Verfahrens zur Belichtung von bei dieser Wellenlänge empfindlichen Materialien sowohl auf Glaswafern als auch auf den Stirnflächen von LLF untersucht.

Das Belichtungssystem kommt im IPHT routinemäßig für das Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern zum Einsatz [Lindner 2009, Wang 2009]. Der für die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Belichtungen modifizierte Interferometeraufbau ist in Abb. 5.2 dargestellt. Aus dem TE-polarisierten Laserstrahl der Größe (22 x 8) mm² wird mittels einer Blende ein Feld von (5 x 5) mm² ausgeschnitten. Durch ein Teleskop im Verhältnis 5:1 wird der Strahl anschließend aufgeweitet. Da sich somit der zentrale Bereich des Laserstrahls ausdehnt, wird das Strahlprofil des zur Belichtung genutzten Strahls innerhalb der Blende 1 homogenisiert. Nachfolgend findet eine Umlenkung über einen Scannerspiegel und durch Blende 1 auf die Phasenmaske statt. An dieser wird der Strahl mit einer Ausdehnung von (10 x 10) mm² aufgeteilt. Der ungebeugt transmittierte Strahlungsanteil wird durch die Blende 2 blockiert. Die Strahlen der ± 1 . Beugungsordnung treffen auf drehbar gelagerte Spiegel und werden dort umgelenkt und nachfolgend auf der Probenoberfläche zur Interferenz gebracht. Untersuchungen zur durch die Kohärenzlänge limitierten realisierbaren Schärfentiefe des Systems haben einen Wert von 650 μm ergeben [Hagemann 2001]. Der Aufbau ist so konzipiert, dass Gitter mit Perioden zwischen 200 nm und 1 μm erzeugt werden können. Durch sukzessives Verschieben des Scannerspiegels ist es möglich, die Größe des belichteten Feldes auszudehnen. Der Laserstrahl weist eine spektrale Breite von 6 pm auf. Es kann eine Pulsfrequenz von maximal 20 Hz bei einer Pulsdauer von 20 ns realisiert werden. Die Pulsenergie beträgt bis zu 220 mJ am Laserausgang. In den nachfolgend beschriebenen Untersuchungen liegen typische Pulsenergieleistungen bei

lediglich 8 mJ/cm^2 in den Interferenzmaxima. Durch Änderung der Belichtungspulszahl kann somit die optimale Belichtungsdosis präziser ermittelt werden.

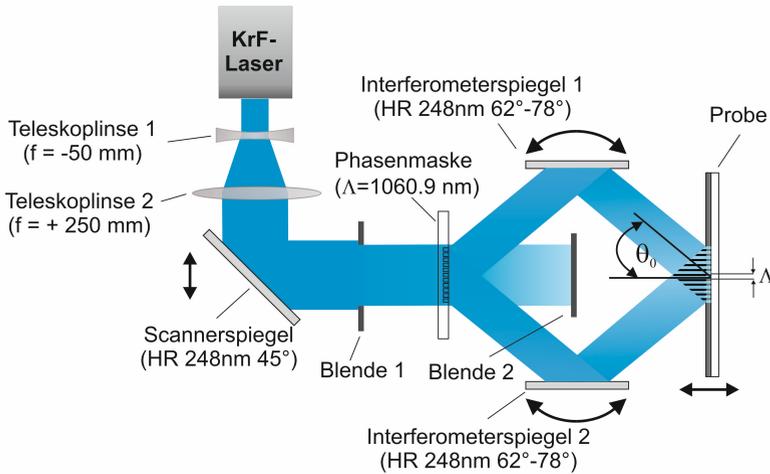


Abb. 5.2: Darstellung des Interferometeraufbaus zur Bestimmung der Reflexion an verschiedenen Oberflächen

Anhand

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin \theta_0}$$

Gl. 5.6

lassen sich für die jeweiligen Gitterperioden die Einfallswinkel θ_0 des Laserstrahls berechnen. Es treten Einfallswinkel zwischen 8° und 44° auf. Dargelegt sind im Folgenden vorrangig die Anforderungen bei der Erzeugung von Gittern mit kleineren Perioden.

5.3 Resiste

Im folgenden Abschnitt sind die im Belichtungsprozess eingesetzten Materialien genannt. Es werden wesentliche Prozessierungsparameter und wesentliche Eigenschaften aufgeführt.

5.3.1 Der Elektronenstrahlresist AR-P 610

Der für die Elektronenstrahlithografie konzipierte Resist AR-P 610 der Firma Allresist wird am IPHT bereits seit langem erfolgreich für die Erzeugung von Strukturen mittels Elektronenstrahlanlagen eingesetzt [Glaser 1998, Glaser 2001, Glaser 2002, Huebner 2005]. Dieser Resist zeichnet sich beim Einsatz für die Elektronenstrahlithografie durch einen hohen Kontrast sowie durch eine sehr geringe Empfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich aus. Zudem zeigen mit diesem Resist erzeugte Strukturen eine gute Langzeitstabilität. Weitere Vorteile dieses Resists liegen in der Prozessdurchführung bei der Belackung. Einerseits weist der Resist eine gute Haftung auf den Substraten Silizium und Quarzglas sowie metallischen Schichten aus Gold und NiCr auf, so dass der Auftrag einer Haftvermittlerschicht entfällt. Zum anderen ist kein Hardbake-schritt erforderlich. Somit vereinfacht und verkürzt sich der Prozessablauf. Der Hersteller gibt außerdem die Möglichkeit an, derartige Elektronenstrahlresiste auch für Strukturierungen mittels DUV anzuwenden [Allresist 2007]. Jedoch werden keine Angaben zu erforderlichen Prozessparametern oder erzielbaren Ergebnissen gemacht.

Beim Resist AR-P 610 handelt es sich um ein Copolymer auf der Basis von Methylmethacrylat und Methacrylsäure. Als Lösungsmittel wird 2-Methoxyethanol eingesetzt. Für die Entwicklung finden Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol im Mischungsverhältnis 1:3 Verwendung.

Es erfolgten Untersuchungen an Resistfilmen mit einer Dicke von 350 nm bei einem Feststoffgehalt von 6,7 %. Die wesentlichen Parameter bei der Durchführung der Prozesse bei diesem Resist sind in Tab. 5.2 aufgeführt.

Tab. 5.2: Parameter zur Prozessdurchführung beim Resist AR-P 610

Reinigen	Spülen in Aceton und danach in Isopropanol; anschließend Spülen mit Wasser und Trocknen mit Stickstoff
Ausheizen	20 min bei 120 °C
Belacken	90 s bei 2000 bis 6000 min ⁻¹
Tempern	60 min bei 210 °C
Belichten	DUV-LIL
Entwickeln	20 bis 30 s mit MIBK:ISO 1:3 Stoppen 20 s mit ISO
Trockenätzen	4 min RIBE

Der Resist wird mittels Schleuderbelackung bei Drehzahlen zwischen 2000 und 6000 min⁻¹ auf die Substrate aufgetragen und bei 210 °C für 60 min im Konvektionsofen getempert. Ein weiterer Vorteil dieses Resists für die Bearbeitung im UV liegt in der Unempfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich. Somit ist ein Handling ohne Gelblicht möglich, was die Bearbeitung außerhalb des Reinraumes vereinfacht.

Die in Kapitel 6.1 beschriebenen Voruntersuchungen zu den optischen Parametern des Resists ergaben, dass der Resist AR-P 610 bei den verwendeten Schichtdicken im DUV weniger als 1 % absorbiert. Die Leistung der auf die Grenzfläche zum Substrat treffenden Strahlung ist somit hoch. Kommt zusätzlich ein Bottom-Anti-Reflex-Coating (BARC) zum Einsatz, werden die Reflexionen unterdrückt und Strahlung wird in der BARC-Schicht absorbiert.

5.3.2 Bottom-Anti-Reflex-Coating DUV 252

Verwendung findet der BARC DUV 252 der Firma Brewer Science, der für Belichtungen bei einer Wellenlänge von 248 nm konzipiert wurde. Als Lösungsmittel ist 2-Methoxy-1-Methylethylacetat (PGMEA) enthalten. In Tab. 5.3 sind die optischen Parameter des Materials aufgeführt [Brewer 2010].

Tab. 5.3: *Optische Parameter für BARC DUV 252 [Brewer 2010]*

n bei 248 nm	1,47
k bei 248 nm	0,41
n bei 633 nm	1,58

Zur Substratvorbereitung erfolgt eine Reinigung mit PGMEA. Nachfolgend wird der Resist aufgetragen, ein Haftvermittler ist nicht erforderlich. In der verwendeten, vom Hersteller angebotenen Verdünnung der Bezeichnung -314, bildet der BARC bei der Schleuderbelackung mit einer Drehzahl von 1100 min^{-1} einen 140 nm dicken Film aus. Im Anschluss erfolgt das Tempern des Substrates für 6 min bei $200 \text{ }^\circ\text{C}$. Nach dem Abkühlen der Probe erfolgt dann die Schleuderbelackung mit dem Resist AR-P 610. Die Prozessschritte und -parameter sind in Tab. 5.4 zusammengefasst.

Tab. 5.4: *Prozessablauf beim Einsatz von BARC DUV 252*

Reinigen	Spülen in Aceton und danach in Isopropanol; anschließend Spülen mit Wasser und Trocknen mit Stickstoff
Ausheizen	20 min bei $120 \text{ }^\circ\text{C}$
Lösungsmittel	PGMEA 20 s bei 2000 min^{-1}
Belackten	30 s bei 1100 min^{-1}
Tempern	6 min bei $200 \text{ }^\circ\text{C}$

5.3.3 Der Resist AZ 1514H

Bei diesem Fotolack handelt es sich um einen Positivresist der Firma MicroChemicals. Der Feststoffgehalt beträgt im Auslieferungszustand 27,8 %. Als Lösungsmittel kommt dabei 2-Methoxy-1-Methylethylacetat (PGMEA) zum Einsatz. Der Resist ist für Strahlung der Wellenlängen

zwischen 310 und 440 nm spektral empfindlich. Eine Aufstellung der genannten Prozessschritte und der Parameter ist in Tab. 5.5 gezeigt.

Tab. 5.5: Prozessablauf beim Einsatz von AZ 1514H

Reinigen	Spülen in Aceton und danach in Isopropanol; anschließend Spülen mit Wasser und Trocknen mit Stickstoff
Ausheizen	20 min bei 120 °C
Haftvermittler auftragen	30 s bei 3000 min ⁻¹
Tempern	10 min bei 120 °C
Belacken	30 s bei 3000 min ⁻¹
Tempern	20 min bei 80 °C
Belichten	DWL66
Entwickeln	20 bis 30 s mit AZ Developer im Verhältnis 1:1 gemischt mit Wasser
Aushärten	15 min UV-Härten
Trockenätzen	4 min RIBE

Für die beschriebenen Anwendungen wird der Fotolack auf einen Feststoffgehalt von 10 % verdünnt. Für eine bessere Schichthftung wird auf das Substrat eine Haftvermittlerschicht aus Hexamethyldisilazan (HMDS) mittels Schleuderbelackung aufgetragen. Nach zehnmütigem Tempern der Probe im Konvektionsofen bei 120 °C erfolgt der Auftrag des Resists bei einer Schleuderdrehzahl von 3000 min⁻¹ für 30 s. Anschließend wird die Probe für 20 min bei 80 °C im Konvektionsofen getempert. Dadurch kommt es zu einer Verdunstung überschüssigen Lösungsmittels aus dem Resistfilm. Es verbessert sich die Lackhaftung auf dem Substrat und der Dunkelabtrag beim Entwickeln wird verringert.

Nach der Belichtung erfolgt die Entwicklung des Fotolacks für 20 s. Dabei kommt der Entwickler AZ Developer in einem Mischungsverhältnis von 1:1 mit Wasser zum Einsatz. Abschließend wird der Resistfilm für

15 min einer UV-Bestrahlung ausgesetzt. Dies verbessert die Stabilität des Lacks im anschließenden Trockenätzprozess.

5.4 Chalkogenidglas

Bei Chalkogenidgläsern handelt es sich um amorphe Festkörper, bei denen als Glasbildner Sauerstoff, Schwefel, Selen und Tellur zum Einsatz kommen. In das Glasnetzwerk sind zudem Stoffe wie Arsen, Germanium, Phosphor, Blei, Antimon, Bor, Aluminium, Gallium, Indium, Titan und Natrium eingebaut.

In den dargestellten Untersuchungen kommt das fotoempfindliche hochbrechende Material Arsensulfid in der Zusammensetzung $As_{35}S_{65}$ zum Einsatz. Mittels Aufdampfen wurden Schichten mit Dicken zwischen 100 und 1200 nm auf die Substrate aufgetragen. Für die lithografische Strukturierung sind diese Materialien von Interesse, da bei moderaten Energiedichten eine direkte Oberflächenstrukturierung bei guter Strukturqualität erfolgt. Überschreitet die auftreffende Strahlung die Schwellenergie, wird durch den Energieeintrag Material verdampft. Die Abhängigkeit der Brechzahl und des Extinktionskoeffizienten von der Wellenlänge ist in Abb. 5.3 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass beide Parameter im belichteten Zustand des Materials ansteigen. Bei einer Wellenlänge von 633 nm beträgt die Brechzahl im unbelichteten Zustand 2,448 und im belichteten 2,579. Der Extinktionskoeffizient ist mit $1,6 \cdot 10^{-5}$ bzw. $4,3 \cdot 10^{-5}$ gering. Dagegen ist ersichtlich, dass das Schichtmaterial für Wellenlängen kleiner 450 nm stark absorbiert. Bei einer Wellenlänge von 250 nm weist das Material einen Brechungsindex von 2,4 und einen Extinktionskoeffizienten von 1,2 auf. Somit ist eine Strukturierung im DUV durch Absorption möglich. Die Eindringtiefe der Strahlung beträgt nur 33,2 nm bei einem Abfall der Intensität der Strahlung im Material auf $1/e^2$.

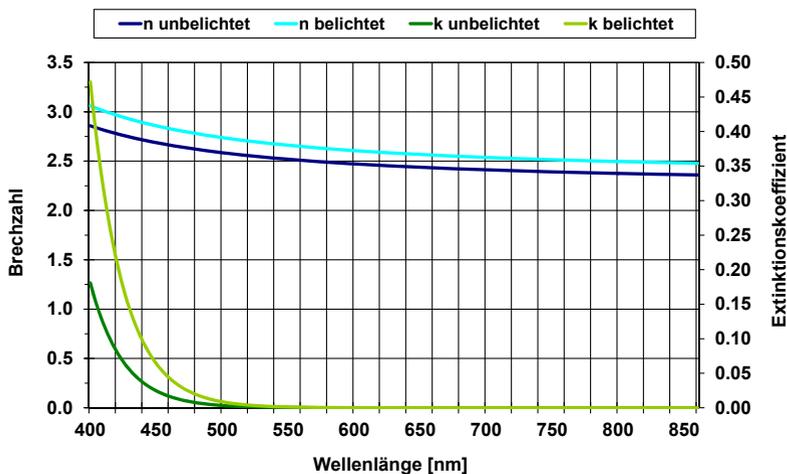


Abb. 5.3: Brechzahl und Extinktionskoeffizient von $As_{35}S_{65}$ im unbelichteten und belichteten Zustand

Belichtungsuntersuchungen an diesem Material erfolgten mittels DUV-Interferenzlithografie sowohl auf Glaswafern als auch auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern.

5.5 Beschreibung Faserhalterung

Zur Erzeugung von Strukturen auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern ist eine spezielle Präparation der LLF erforderlich. So ist eine Schleuderbelackung nur möglich, wenn eine Oberfläche hinreichender Größe vorhanden ist, über die es zur Ausbildung eines homogenen Lackfilmes durch das Einwirken der Fliehkraft kommt. Auch bei der Belichtung mittels direkt schreibender Laserlithografie mit den zur Verfügung stehenden Anlagen ist eine Grundfläche der Probe von einigen Quadratzentimeter erforderlich, da eine Abstandregelung zwischen Schreibkopf und Probe über die Ausbildung eines Staudruckes erfolgt. Weiterhin setzt dieses Be-

lichtungssystem Grenzen hinsichtlich der Probenhöhe. Diese darf maximal 12 mm betragen. Nach erfolgter Durchführung der lithografischen Prozesse an der Faser soll diese auch hinsichtlich ihrer optischen Funktion überprüft werden. Um Messungen und Applikationen durchführen zu können, ist das Anspießen von Faserstücken erforderlich. Dazu muss die in der Halterung aufgenommene LLF mehrere Zentimeter lang sein. Eine Halterung, die die Lichtleitfaser während aller Prozessschritte aufnimmt und sämtliche Anforderung erfüllt, wurde entwickelt und ist in Abb. 5.4 dargestellt. In einen Quarzglasblock mit der Grundfläche (25×25) mm² und einer Höhe von 10 mm wird eine Ferrule eingearbeitet. Die Ferrule weist eine Bohrung mit dem Durchmesser 130 nm auf, in die die Lichtleitfaser ohne Coating eingefädelt wird. Rückseitig verfügt die Halterung über eine Aussparung des Durchmessers 10 mm, in die die Faser aufgewickelt wird. Die Rückseite wird anschließend mit Silikon verschlossen, so dass eine plane Fläche entsteht. Die Vorderseite wird anschließend poliert, damit die Lichtleitfaser mit der umgebenden Halterung eine plane Oberfläche bildet.

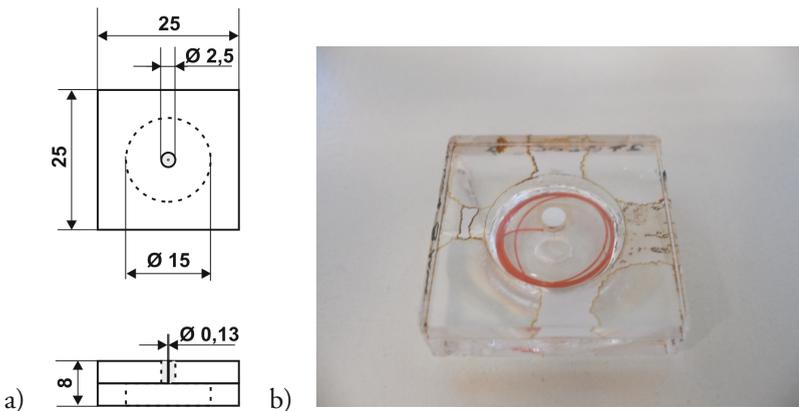


Abb. 5.4: Faserhalterung zur Erzeugung lithografischer Strukturen auf der Stirnfläche von Lichtleitfasern [Jauernig 2006] a) grafische Darstellung, b) fotografische Aufnahme

Die so entwickelte Halterung hat sich im experimentellen Einsatz bewährt. Durch das Tempern der polierten Faser inklusive der Halterung kommt es vereinzelt zu Höhenabweichungen zwischen Faserstirnfläche und Halterungsoberfläche. Diese Verschiebung stellt jedoch keinen entscheidenden Nachteil dar, da bei der Belichtung mittels DUV-Interferenzlithografie eine Schärfentiefe größer $100\ \mu\text{m}$ gegeben ist. Im Fall der Belichtung mittels direkt schreibender Laserlithografie kann der entstehende Höhenversatz durch Verschiebung der Fokusslage korrigiert werden. Somit ist in jedem Fall eine hinreichend gut auf die Faserstirnfläche fokussierte Belichtung möglich.

6 Vorbetrachtungen und Voruntersuchungen zu eingesetzten Verfahren und Materialien

Im folgenden Abschnitt werden die erforderlichen Voruntersuchungen und Berechnungen beschrieben. So werden unter anderem die optischen Parameter des Elektronenstrahlresists AR-P 610 im UV bestimmt. Weiterhin werden theoretische Betrachtungen zum Reflexionsverhalten der eingesetzten Materialien durchgeführt. Der zur Ermittlung der Transmissionspektren an Lichtleitfasern mit unstrukturierten und strukturierten Chalkogenidglasschichten eingesetzte Messaufbau wird veranschaulicht. Weiterhin wird das Vorgehen zur Ermittlung der Schichtdicke unstrukturierter Chalkogenidglasschichten erläutert.

Mithilfe dieser Ergebnisse ist eine Bestimmung der zu verwendenden Prozessparameter möglich.

6.1 Bestimmung der optischen Parameter des Resists AR-P 610

Der für die Belichtung mittels Elektronenstrahlolithografie konzipierte Resist wird beim Einsatz im DUV in einem vom Hersteller nicht spezifizierten Spektralbereich eingesetzt. Es wurden daher ellipsometrische Messungen zur Bestimmung der Komponenten n und k der komplexen Brechzahl n' mit

$$n' = n - ik \qquad \text{Gl. 6.1}$$

durchgeführt. Dazu wurde der Resist mit einer Schichtdicke von 500 nm auf ein Siliziumsubstrat aufgebracht. Die Untersuchungen erfolgten am Multiwinkel-Spektraellipsometer SE850 bei einem Einfallswinkel von 70° . Der Resist wird während der Messungen keiner relevanten Belichtungsdosis im DUV ausgesetzt, so dass die ermittelten optischen Konstanten die des unbelichteten Resists sind. Die ellipsometrischen Messungen ergeben folgende Cauchy-Parameter.

$$\begin{aligned} n_0 &= 1,490; & n_1 &= 38,8; & n_2 &= 9,9 \\ k_0 &= 0; & k_1 &= 0,01; & k_2 &= 1,057 \end{aligned}$$

Zur Berechnung der Brechzahl n und des Extinktionskoeffizienten k werden die Gl. 6.2 und Gl. 6.3 eingesetzt. Dabei betragen $C_0 = 10^2$ und $C_1 = 10^7$. Die Wellenlänge λ wird in nm angegeben.

$$n = n_0 + C_0 \frac{n_1}{\lambda^2} + C_1 \frac{n_2}{\lambda^4} \quad \text{Gl. 6.2}$$

$$k = k_0 + C_0 \frac{k_1}{\lambda^2} + C_1 \frac{k_2}{\lambda^4} \quad \text{Gl. 6.3}$$

Die spektrale Abhängigkeit der Brechzahl und des Extinktionskoeffizienten im Bereich zwischen 200 und 950 nm ist in Abb. 6.1 a) und b) dargestellt. Für die Wellenlänge von 248 nm ergeben sich folgende Werte: $n_{\text{AR-P}} = 1,579$ und $k_{\text{AR-P}} = 0,0028$.

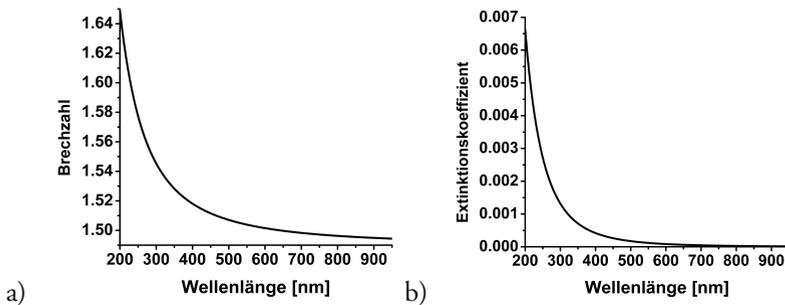


Abb. 6.1: Abhängigkeit a) der Resistbrechzahl n und b) des Extinktionskoeffizienten k von der Wellenlänge λ

Nachfolgend kann der Absorptionskoeffizient α anhand

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad \text{Gl. 6.4}$$

ermittelt werden [Swanepoel 1983]. Dieser zeigt den in Abb. 6.2 gezeigten Verlauf im betrachteten Spektralbereich. Es ist erkennbar, dass der Resist mit $\alpha = 0,14 \mu\text{m}^{-1}$ bei einer Wellenlänge von 248 nm für die untersuchten Schichtdicken eine Absorption kleiner 1 % aufweist.

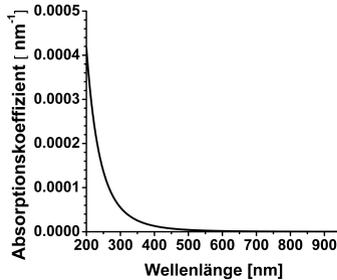


Abb. 6.2: Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von der Wellenlänge λ .

Die Strukturierung des Resists auf Quarzglassubstrat ist trotz des geringen Absorptionskoeffizienten reproduzierbar möglich. Bei der Strukturierung des Resists auf hochreflektierenden Materialien kommt es jedoch bei vergleichbaren Belichtungs Dosen zu einer Zerstörung des Resists. Dies wird auf eine Überbelichtung des Resists durch reflektierte Strahlungsanteile zurückgeführt. Es wird im Folgenden sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht, ob durch den Einsatz einer BARC-Schicht die Reflexionen an der hochreflektierenden Oberfläche mindestens auf die für Quarzglassubstrate geltenden Werte reduziert werden können. Dann könnte auch für hochreflektierende Substrate und Beschichtungen eine zerstörungsfreie und reproduzierbare Strukturierung des Resists realisiert werden.

6.2 Theoretische Betrachtungen zum Reflexionsverhalten verschiedener Substrate

Zur Bestimmung der zu erwartenden Reflexionen an den betrachteten Substraten und metallischen Beschichtungen wurden numerische Berechnungen mittels der Software GSolver [GSolver] durchgeführt. Die

Betrachtungen erfolgen für verschiedene Substrate und Schichtmaterialien, die für unterschiedliche Anwendungen eingesetzt werden. So erfolgt beispielsweise der Einsatz von nicht metallbeschichtetem Quarzglas im sichtbaren Spektralbereich. Weiterhin ist, beispielsweise zur Herstellung von Ätzmasken oder metallischen Masken aus Chrom oder Gold, die Strukturierung des Resists auf metallischen Schichten erforderlich. Die genannten funktionellen Strukturen werden in dieser Arbeit auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern erzeugt. Die Berechnungen für Siliziumsubstrate dienen als Referenz, da beispielsweise die eingesetzte Anti-Reflex-Beschichtung für dieses Material konzipiert wurde.

Trifft Strahlung auf die Grenzfläche zwischen zwei optischen Medien unterschiedlicher Brechzahl, so kommt es zur Reflexion eines Strahlungsanteils. Abb. 6.3 stellt dies dar. Gemäß dem Reflexionsgesetz gilt $\theta_0 = \theta_r$.

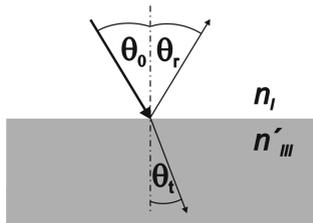


Abb. 6.3: Reflexion an der Grenzfläche zwischen den Medien mit den Indexzahlen I und III

Unter der Annahme eines verlustfreien Einfallsmediums der Brechzahl n_I ist der Reflexionsgrad für senkrechten Einfall gegeben durch Gl. 6.5 [Hecht 2001]:

$$R = \frac{(n_I - n_{III})^2 + k_{III}^2}{(n_I + n_{III})^2 + k_{III}^2} \quad \text{Gl. 6.5}$$

Dabei gilt für Medien mit Absorptionsverlusten die komplexe Brechzahl

$$\overset{\cdot}{n}_{III} : \\ \overset{\cdot}{n}_{III} = n_{III} - ik_{III} \quad \text{Gl. 6.6}$$

Bei nicht senkrechtem Einfall der Strahlung finden die Fresnel-Formeln für verlustfreie Medien zur Berechnung des Reflexionsgrades in Abhängigkeit von der Polarisation Anwendung [Saleh 1991]:

$$R_{\text{TE}} = \frac{n_I \cos \theta_0 - n_{\text{III}} \cos \theta_t}{n_I \cos \theta_0 + n_{\text{III}} \cos \theta_t} \quad \text{Gl. 6.7}$$

$$T_{\text{TE}} = 1 - R_{\text{TE}} \quad \text{Gl. 6.8}$$

$$R_{\text{TM}} = \frac{n_{\text{III}} \cos \theta_0 - n_I \cos \theta_t}{n_{\text{III}} \cos \theta_0 + n_I \cos \theta_t} \quad \text{Gl. 6.9}$$

$$T_{\text{TM}} = 1 - R_{\text{TM}} \quad \text{Gl. 6.10}$$

Die Reflexionskoeffizienten können nach Berechnung des Brechungswinkels θ_t anhand des Snellius'schen Brechungsgesetzes Gl. 4.1 ermittelt werden.

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_I}{n_{\text{III}}}\right)^2 \sin^2 \theta_0} \quad \text{Gl. 6.11}$$

Die Berechnungen wurden für unbeschichtete Quarzglas- und Siliziumsubstrate und metallbeschichtetes Quarzglas (Gold-, Chrombeschichtung) durchgeführt. Die verwendeten Werte für die Brechzahlen und Extinktionskoeffizienten sind in Tab. 6.1 aufgeführt.

Tab. 6.1: Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k der betrachteten Materialien bei der Lithografiewellenlänge 248 nm

Material	n	k
Quarzglas	1,51	~ 0
AR-P 610	1,579	0,0028
Silizium	1,65	3,60
Gold	1,28	1,67
Chrom	0,85	2,01

Für den Übergang von AR-P 610 zu den in Tab. 6.1 aufgeführten Materialien ergeben sich unter Verwendung von Gl. 6.5 die in Tab. 6.2 aufgeführten Reflexionsgrade bei senkrechtem Einfall der Strahlung und Vernachlässigung der Absorption im Resist.

Tab. 6.2: Reflexionsgrade R an der Grenzfläche von AR-P 610 zu unterschiedlichen Materialien bei einer Wellenlänge von 248 nm

Material	Reflexionsgrad R [%]
Quarzglas	0,05
Silizium	55,4
Gold	26,3
Chrom	46,0

Aufgrund der geringen Absorption des Resists AR-P 610 treten Reflexionen mit hoher Intensität auf. Es kommt zu einer rückseitigen Belichtung des Resists. Weiterhin führt die Ausbildung stehender Wellen zu einer Strukturverbreiterung und verstärkten Kantenrauheit [Enomoto 2001, Zhang 2008, Barnes 1992, Kim 2005]. Um diese Effekte hinreichend zu unterdrücken, wird die Wirkung eines BARC untersucht.

Bei den Metallschichten handelt es sich um 30 nm dicke NiCr-Schichten und Goldschichten. Da metallische Schichten eingesetzt werden sollen, wie sie zum Beispiel zur Erzeugung von Ätzmasken und metallische Masken Verwendung finden, wurden minimale Schichtdicken von 30 nm gewählt, weil sie einen ausreichenden Ätzwiderstand bieten. Das Ätzratenverhältnis von Chrom gegen den Resist liegt beispielsweise beim durchgeführten Trockenätzen (RIBE mit Argon) bei 1:5.

Aufgrund der starken Absorption von Strahlung der Wellenlänge von 248 nm in den metallischen Schichten genügen die genannten Schichtdicken, um Reflexionen an der Grenzfläche zum Quarzglassubstrat hinreichend zu verringern. Daher werden die metallischen Schichten als Substrat betrachtet, wie in Abb. 6.4 gezeigt. Der Resist AR-P 610 transmittiert bei 248 nm und Schichtdicken von 350 nm mehr als 99 % der

auftreffenden Strahlung. In den durchgeführten Berechnungen wird der Resist als Superstrat betrachtet.



Abb. 6.4: Darstellung des Schichtaufbaus aus metallischer Schicht und AR-P 610

Trifft Strahlung auf das resistbeschichtete Quarzglassubstrat, treten Reflexionen von 5 % auf (siehe Abb. 6.5). Dagegen erreichen bei Oberflächen wie metallischen Beschichtungen oder Siliziumsubstraten die Reflexionen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel Werte von 30 bis 40 % für Siliziumsubstrate und 20 bis 30 % für Chromschichten. Auf den betrachteten Goldschichten beträgt die Reflexion maximal 10 %.

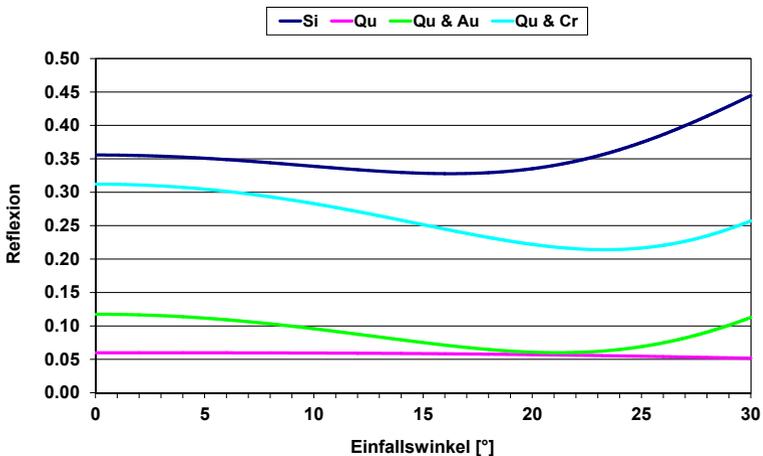


Abb. 6.5: Simulation der Reflexion an Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr) – bei Betrachtung des AR-P 610 als Superstrat

Abb. 6.6 zeigt den Schichtaufbau auf dem metallisierten Quarzglassubstrat.

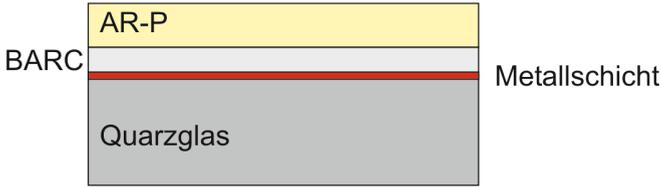


Abb. 6.6: Darstellung des Schichtaufbaus aus Quarzglassubstrat, metallischer Schicht, BARC und AR-P 610

In Vorarbeiten [Jauernig 2006] wurden Strukturierungen des Resists AR-P 610 auf Quarzglas realisiert. Dabei wurde festgestellt, dass ein Reflexionsgrad von 5 %, wie er an Quarzglas substraten auftritt, eine reproduzierbare Strukturierung mit guter Kantensteilheit erlaubt. Daher wird auch für die vorgesehenen Materialkombinationen ein Reflexionsgrad von kleiner gleich 5 % angestrebt. Eine Reflexionsminderung kann durch den Einsatz des BARC erreicht werden. Dafür wird die erforderliche Schichtdicke für senkrechten Strahlungseinfall ermittelt. Diese wird aufgrund der in Abb. 6.7 dargestellten Ergebnisse auf den Bereich zwischen 100 und 150 nm festgelegt. Dabei tritt an den einzusetzenden Substraten und metallischen Beschichtungen eine Reflexion von 5,5 bis 6 % auf. Zwar wird für Schichtdicken um 40 nm eine bessere Unterdrückung der Reflexionen theoretisch möglich, jedoch ist die reproduzierbare Herstellung dieser Schichtdicke mit der erforderlichen Genauigkeit technologisch sehr anspruchsvoll. Geringe Abweichungen von der optimalen Schichtdicke haben in diesem Bereich zudem einen stärkeren Einfluss auf den Anstieg der Reflexion. Auch Schichtdicken weit oberhalb der angestrebten 100 bis 150 nm führen theoretisch nicht zu einer Erhöhung der Reflexion, jedoch treten technologische Aspekte in den Vordergrund. So stellen größere Schichtdicken zum Beispiel beim Trockenätzen zusätzliche Anforderungen an die Prozessgestaltung, insbesondere für den Fall großer Ätztiefen.

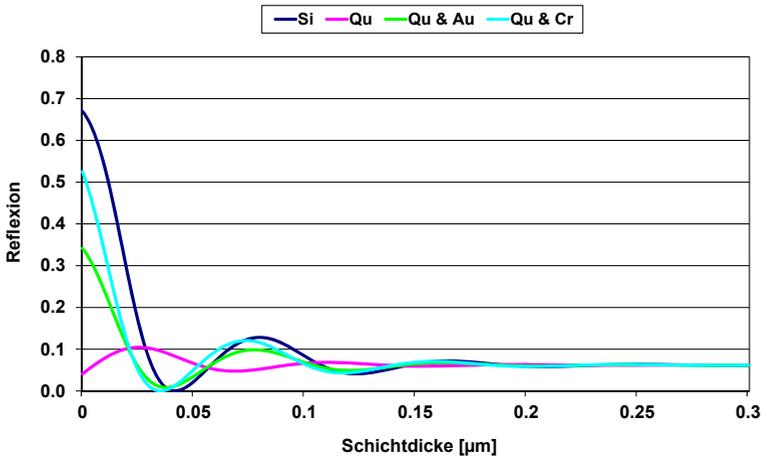


Abb. 6.7: Simulation der Reflexion an Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr) in Abhängigkeit von der Schichtdicke des BARC für senkrechten Einfall

Es wird nun im Folgenden untersucht, wie sich der Einsatz einer BARC-Schicht der Dicke 140 nm auf das Reflexionsverhalten der untersuchten Metalle und Substrate unter Einfallswinkeln bis 30° auswirkt. Wie Abb. 6.8 zeigt, kann eine deutliche Verringerung der Reflexion durch den Einsatz des BARC auf stärker reflektierenden Oberflächen erzielt werden. Es ist erkennbar, dass die antireflektive Wirkung des BARC, wie vom Hersteller angegeben, für den Einsatz auf Silizium (Kurve Si) optimiert ist. Die Reflexion verringert sich in Abhängigkeit vom betrachteten Einfallswinkel auf 5,2 bis 5,4 %. Für die anderen Materialien (Quarzglas mit BARC bzw. metallbeschichtetes Quarzglas mit BARC) wird eine Reflexion von 6,1 bis 6,4 % erzielt. Somit führt der BARC auf Gold oder Chrom zu einer hinreichenden Verminderung der Reflexionen.

In Abb. 6.9 ist das Reflexionsverhalten des Schichtsystems BARC und AR-P 610 in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Strahlung dargestellt. Es ist erkennbar, dass Reflexionen zwischen 1,5 % für Gitterperioden von

280 nm (Einfallswinkel 26°) und 5,5 % für Gitterperioden von 800 nm (Einfallswinkel 8°) auftreten.

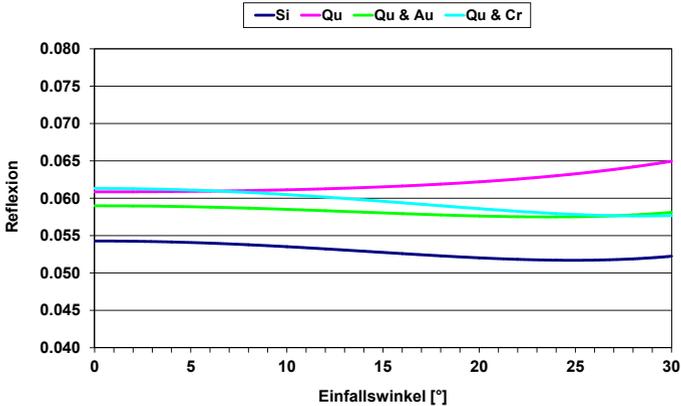


Abb. 6.8: Simulation der Reflexion an der Grenzfläche BARC-Luft, Schichtdicke 140 nm auf Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr)

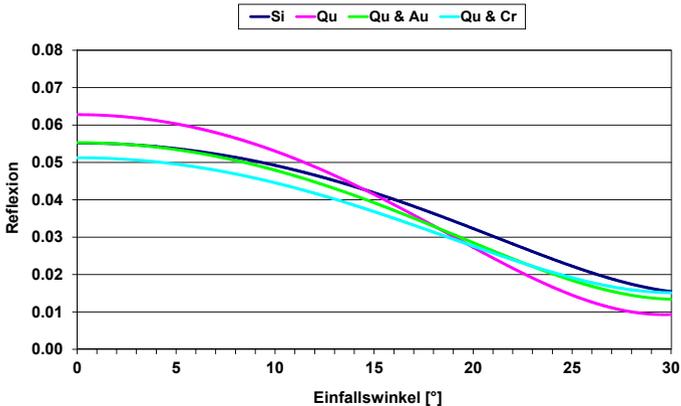


Abb. 6.9: Simulation der Reflexion von Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr), jeweils beschichtet mit BARC der Schichtdicke 140 nm und AR-P 610

Die theoretischen Betrachtungen zum Reflexions- und Transmissionsverhalten der eingesetzten Materialien haben zusammenfassend folgende Erkenntnisse erbracht. Da der eingesetzte Resist AR-P 610 im DUV nur eine relativ geringe Absorption aufweist, entstehen am Übergang zu Grenzflächen mit großem Brechungsindexkontrast reflektierte Wellen hoher Intensität. Durch die resultierende starke rückseitige Belichtung des Resists sowie die mögliche deutliche Ausprägung einer stehenden Welle in ihm ist zu erwarten, dass eine hochqualitative und zerstörungsfreie Strukturierung kaum möglich sein sollte. Wird in das Schichtsystem jedoch eine DUV 252-Schicht geeigneter Dicke, ein BARC-Material, das für die Strukturierung von typischen DUV-Resisten auf Siliziumsubstrat entwickelt wurde, eingefügt, so lassen sich die Reflexionen auch bei der Prozessierung auf Chrom- und Goldschichten auf Werte im Bereich von einigen Prozent reduzieren.

6.3 Experimentelle Untersuchungen zum Reflexionsverhalten

Den theoretischen Betrachtungen schließt sich die Beschreibung der experimentellen Untersuchungen an. Es werden der experimentelle Aufbau erläutert und die gewonnenen Messergebnisse mit den berechneten Werten verglichen.

6.3.1 Reflexionsverhalten verschiedener Schichten

Vergleichend zu den Simulationsrechnungen aus Kapitel 6.2 wurden mittels DUV-Interferenzlithografie experimentelle Untersuchungen zum Reflexionsverhalten der beschriebenen Schichtsysteme durchgeführt. Dazu erfolgten Messungen der Reflexion bei einer Pulsfrequenz von 2 Hz und einer Pulsenergie von 7 mJ bei einer Pulsspitzenleistung von 350 kW. Der Strahl wurde durch eine Blende der Größe (4 x 4) mm² begrenzt. Somit ergeben sich eine Energiedichte von 43,75 mJ/cm² und

eine Leistungsdichte von $87,5 \text{ mW/cm}^2$. In Abb. 6.10 ist der Strahlverlauf skizziert. Der aus dem Laser austretende Strahl (1) trifft auf einen 50/50-Strahlteiler und wird dort in den Referenzstrahl (2) und den Messstrahl (3) aufgespalten. Die Messung des an der Probenoberfläche reflektierten Strahls (4) erfolgte unter einem Winkel von $1,5^\circ$. Wie Abb. 6.9 zeigt, finden die Messungen damit bei Winkeln statt, unter denen im betrachteten Winkelbereich die maximal zu erwartenden Reflexionen auftreten. Ein größerer Einfluss der Reflexionen auf die Strukturierung kann daher für beliebige Gitterperioden im betrachteten Bereich ausgeschlossen werden.

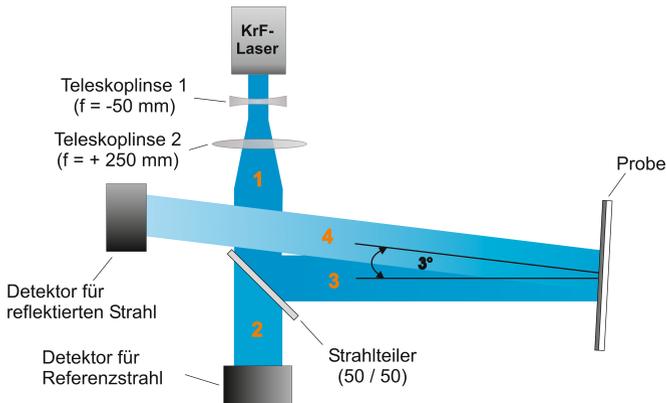


Abb. 6.10: Darstellung des eingesetzten Aufbaus zur Messung der Reflexion an der Probe

Um die Schichtdicke von 140 nm zu erzielen, wird der BARC mittels Schleuderbelackung bei $1100 \text{ U} \cdot \text{min}^{-1}$ auf das Substrat aufgebracht und bei 200°C für 60 s auf der Hotplate getempert.

In Abb. 6.11 sind die Ergebnisse der beschriebenen Reflexionsmessungen exemplarisch für goldbeschichtetes Quarzglas dargestellt. Untersucht wurde die Reflexion an den Proben ohne Resistbeschichtung (Messkurve Au), mit 140 nm dicker BARC-Schicht (Messkurve Au & BARC), mit 350 nm dicker Resistschicht (Messkurve Au & ARP) sowie den entsprechenden Proben mit gleichzeitig 140 nm dicker BARC-Schicht und 350 nm dicker Resistschicht (Messkurve Au & BARC & ARP).

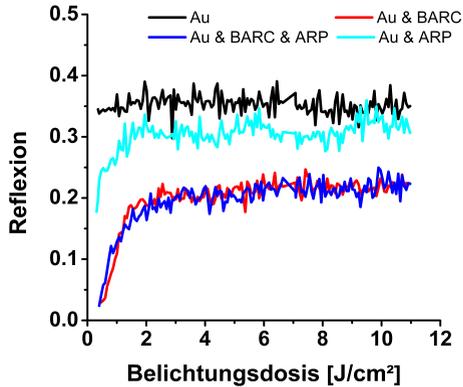


Abb. 6.11: Messung der Reflexion an verschiedenen Schichtsystemen auf Quarzglassubstrat

Die in den Messkurven auftretenden Fluktuationen liegen in Schwankungen der Puls-zu-Puls-Energie des Lasers begründet, da die Messungen des Referenzstrahls und des reflektierten Strahls nacheinander durchgeführt werden. Die aufgeführten Messungen erfolgten bei Pulsenergien von 7 mJ pro Teilstrahl. Zur Belichtung von Gittern wird dagegen nur eine Pulsenergie von 3,25 mJ verwendet, wodurch eine genauer abgestufte Einstellung der optimalen Belichtungs-dosis möglich ist.

An der reinen Metallschicht treten Reflexionen von 35 % (Messkurve Au) auf. Weiterhin ist erkennbar, dass die Reflexion durch die Beschichtung mit BARC bzw. BARC und AR-P auf 5 % reduziert wird. Mit steigender Pulszahl bzw. Belichtungs-dosis kommt es für diese beiden Schichtsysteme jedoch zu einer Erhöhung der Reflexion, bis sich bei ca. 20 % oberhalb einer Dosis von 2 J/cm² ein konstanter Wert der Reflexion einstellt. Ohne Einsatz des BARC beträgt die Reflexion zu Beginn der Belichtung etwa 20 % und steigt mit zunehmender Belichtungs-dosis auf ca. 30 % an und bleibt annähernd konstant (Kurve Au & ARP). Die reflexionsmindernde Wirkung des BARC ist durch dessen Zerstörung nicht mehr gegeben. In Folge dessen kommt es zu Abweichungen in der Struktursymmetrie innerhalb des belichteten Bereichs (siehe Abb. 6.13 b). Die Differenz der verbleibenden Reflexionswerte gegenüber unbehandelten

Metallbeschichtungen kann durch das Auftreten diffuser Streuung an den noch auf der Probenoberfläche befindlichen Resist- und BARC-Schichten erklärt werden. Diese Anteile werden durch den Detektor nur teilweise erfasst. Zudem haben vermutlich die stochastisch auf der Oberfläche verteilten Resistpartikel eine gewisse antireflektive Wirkung.

Entsprechende Messungen für NiCr-Schichten haben zu annähernd gleichen Ergebnissen wie bei den beschriebenen Versuchen zu goldbeschichteten Substraten geführt.

Die experimentellen Ergebnisse zum Reflexionsverhalten verschiedener Schichtsysteme zeigen insgesamt eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen.

Die Reflexionen wurden von 20 % für Beschichtungen ohne BARC auf 5 % mit zusätzlicher 140 nm dicker BARC-Schicht verringert. Dieser Wert entspricht den bei der Strukturierung des Resists AR-P 610 auf Quarzglassubstraten auftretenden Reflexionen, bei denen eine zerstörungsfreie Strukturierung des Resists nachgewiesen wurde. Somit wird auch für höher reflektierende Substrate und Beschichtungen eine Prozessierung mit für Quarzglas vergleichbaren Prozessparametern möglich. Es wurde zudem aber auch deutlich, dass eine Überbelichtung zu einer Zerstörung der BARC-Schicht führen kann, wodurch deren reflexionsmindernde Wirkung aufgehoben wird.

6.3.2 Bestimmung der optimierten Belichtungs-dosis anhand eines Strukturbeispiels

Zur Strukturierung wird der Laserstrahl auf Pulsenergien von 0,5 bis 0,7 mJ abgeschwächt (Energiedichte 3,25 mJ/cm², Leistungsdichte 3,25 mW/cm²). Die optimierten Belichtungs-dosen (siehe Abb. 6.12 a) liegen zwischen 2,0 und 2,5 J/cm². Es kommt nicht zu einer Zerstörung der BARC-Schicht und des Resists. Jedoch erfolgt die Strukturierung auch in der BARC-Schicht, wie Abb. 6.12 b) verdeutlicht. Es ist keine kompakte Schicht mehr vorhanden.

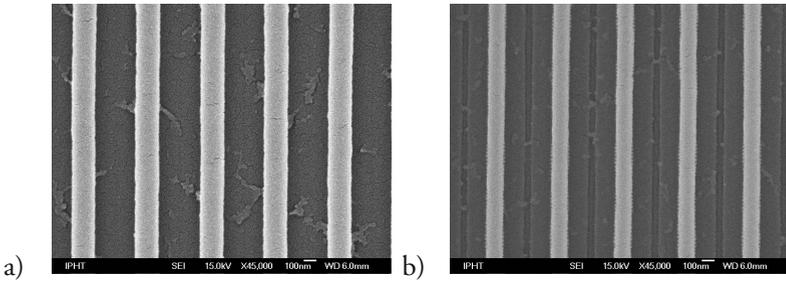


Abb. 6.12: REM-Aufnahmen eines Gitters in 350 nm AR-P 610 auf Quarzglassubstrat mit 30 nm NiCr, 140 nm BARC, Gitterperiode 534 nm, Vergrößerung 45 000, a) Belichtungsdosis 2,1 J/cm², b) Belichtungsdosis 2,4 J/cm²

Wird die Belichtungsdosis weiter erhöht, so wird die BARC-Schicht vollständig durchstrukturiert (siehe Abb. 6.13 a). In diesem Zustand sind die Resiststrukturen noch intakt. Eine Zerstörung der Gitterstrukturen ist in Abb. 6.13 b) erkennbar. Die Stege lösen sich während der Entwicklung teilweise vom Substrat und lagern sich wieder an. Dies zeigt sich in den schwankenden Stegabständen und wechselnden Gitterperioden.

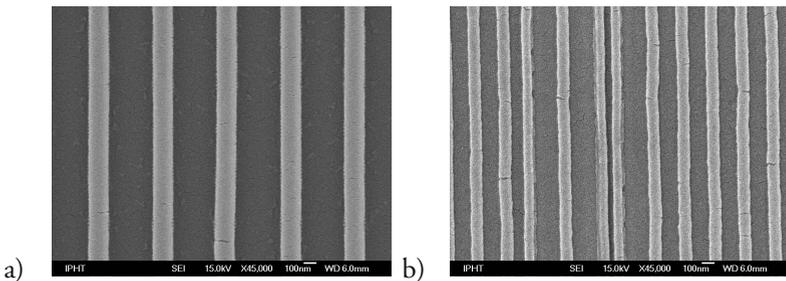


Abb. 6.13: REM-Aufnahmen eines Gitters in 350 nm AR-P 610 auf Quarzglassubstrat mit 30 nm NiCr, 140 nm BARC, Gitterperiode 534 nm, Vergrößerung 45 000, a) Belichtungsdosis 2,6 J/cm² und b) Belichtungsdosis 5,2 J/cm²

Durch den Einsatz eines BARC ist es somit möglich, AR-P 610 auch auf stärker reflektierenden Materialien wie Metallen zu strukturieren.

6.4 Untersuchungen zur Homogenität der Strukturabmessungen bei der DUV-Interferenzlithografie

Zur Ermittlung der Homogenität der Strukturabmessungen innerhalb des belichteten Feldes der Größe $(10 \times 10) \text{ mm}^2$ wurde das in Abb. 6.14 gezeigte typische Strukturbeispiel hinsichtlich der Stegbreiten, Grabenbreiten und Gitterperioden vermessen. Die Messungen erfolgten mittels SEM (JOEL Metrologie Software Tool) senkrecht zu den Gitterlinien, jeweils im Abstand von einem Millimeter. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.15 und Tab. 6.3 dargestellt.

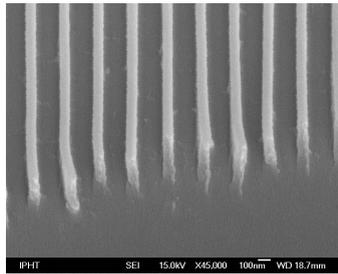


Abb. 6.14: REM-Aufnahme des Stegprofils eines Gitters aus AR-P 610 auf Quarzglas, Gitterperiode 280 nm, Schichtdicke 350 nm; Stegprofil bei einem Kippwinkel von 30° , Belichtungs-dosis $2,1 \text{ J/cm}^2$, Vergrößerung 45 000

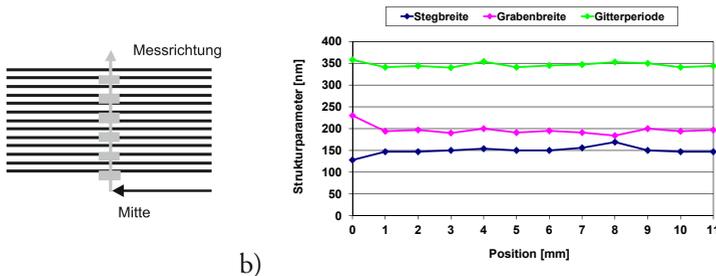


Abb. 6.15: a) Skizze der Messrichtung bei Vermessung der Grabenbreite, Stegbreite und Gitterperiode und b) Darstellung der Messwerte in Abhängigkeit von der Messposition

Tab. 6.3: Strukturparameter im Abstand von einem Millimeter bei Messung senkrecht zu den Gitterlinien; *[Werte in Klammern bei Berechnung ohne Messwerte der Position Null]

Position [mm]	Stegbreite [nm]	Grabenbreite [nm]	Gitterperiode [nm]
0	128	230	358
1	147	194	341
2	147	197	344
3	150	190	340
4	154	200	354
5	150	191	341
6	150	195	345
7	156	191	347
8	169	184	353
9	150	200	350
10	147	194	341
11	147	197	344
Mittelwert	150 (152)*	197 (194)*	347 (345)*
Standard- abweichung	9 (7)*	11 (5)*	6 (5)*

Es zeigt sich, dass eine Standardabweichung von maximal 11 nm auftritt. Werden die Messwerte am Rand nicht in die Bewertung einbezogen, ergibt sich eine Standardabweichung von 5 bis 7 nm. Dies entspricht ca. 2,5 % der Größe und stellt eine ausreichende Homogenität dar. Jedoch nimmt an den Rändern die Uniformität aufgrund der an der Phasenmaske auftretenden Beugung ab. Erfolgt die Berechnung ohne Berücksichtigung der Messwerte für die Position Null, verringert sich die Standardabweichung auf 7 nm.

Durch eine Optimierung des Belichtungsprozesses war es möglich, die oben beschriebene Homogenität der Strukturen innerhalb des belichteten Bereichs zu realisieren. Somit ist es mittels des vorhandenen Interferenzbelichtungssystems möglich, periodische Strukturen über mehrere Quadratmillimeter Fläche durch wenige Belichtungspulse in kurzer Belichtungszeit mit ausreichender Homogenität zu erzeugen.

6.5 Beschreibung des experimentellen Aufbaus zur Messung von Transmissionsspektren an LLF

Für die Messung der Transmissionsspektren chalcogenidbeschichteter LLF kam der in Abb. 6.16 und Abb. 6.17 dargestellte Laboraufbau zum Einsatz. Eine Schwanenhalslampe „KL1500 LCD“ der Firma Carl Zeiss mit einer 150 W Halogenlampe wurde als Weißlichtquelle verwendet. Die Strahlung wurde mithilfe einer Übertragungsfaser zur Probenlichtleitfaser geführt. Die Justage der Faserstirnflächen zur Lichteinkopplung in die zu vermessende LLF erfolgte mittels eines Dreiachs-Verstell-elementes. Am Auskoppelende der zu vermessenden Lichtleitfaser wurde ein Polarisator in den Strahlengang eingesetzt. Nach Durchgang durch diesen trifft die Strahlung auf eine weitere Übertragungsfaser, die das Licht dem Universal-Spektrumanalysator „Spekro 320“ der Firma Instrument Systems zuführt. Die Signale wurden mit der Systemsoftware „IS-Spectra“ ausgewertet.

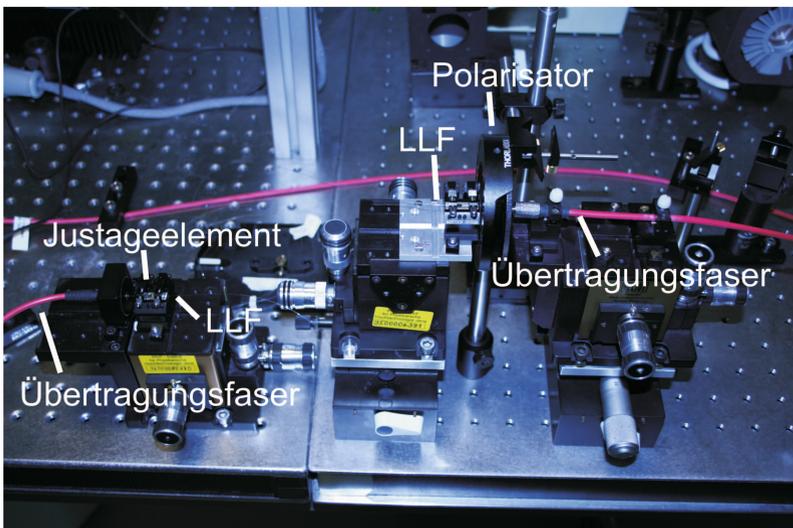


Abb. 6.16: Aufbau zur Messung der Transmissionsspektren an Lichtleitfasern

Folgende Einstellungen wurden dabei vorgenommen:

- Messbereich: 400 bis 860 nm
- Gitter mit 1200 Linien/mm
- Scan-Geschwindigkeit: 500 ms / 100 nm
- spektrale Auflösung: 1 nm

Je Einstellung wurde der Mittelwert aus drei Messungen, bei denen die Integration jeweils über vier Scans erfolgte, berechnet. Der Einfluss von Schwankungen im Signal durch Rauschen bei sehr schwachen Signalen wird somit verringert. Weiterhin wurde ein Kantenfilter eingesetzt. Dieser verhindert das Auftreten höherer Beugungsordnungen für kürzere Wellenlängen, die im gewählten Messbereich das Signal im längerwelligen Spektralbereich beeinflussen könnten.

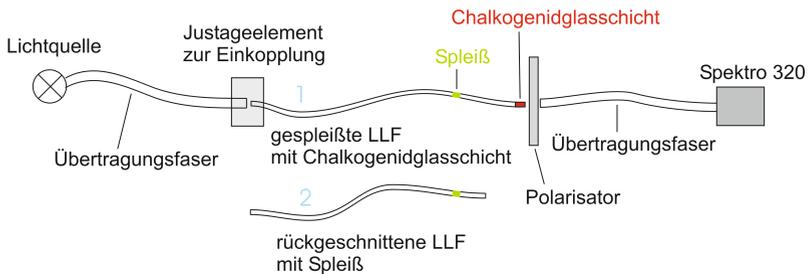


Abb. 6.17: Prinzipdarstellung des Aufbaus zur Messung der Transmissionsspektren an Lichtleitfasern

Die Transmissionsspektren wurden anhand einer zweistufigen Messung ermittelt. Dazu wurde die zu vermessende Faser über einen Spleiß (grün) mit einem Stück desselben Fasertyps verbunden, um eine für den Messaufbau ausreichende Faserlänge zu erhalten. Zuerst fand eine Messung an der zusammengesetzten Faser (1) samt Chalkogenidglasschicht (rot) statt. Für einen zweiten Messdurchlauf wurde der Faserabschnitt mit Schicht abgetrennt und die restliche Faser vermessen, um Einflüsse, beispielsweise durch den Spleiß, zu eliminieren und eine Normierung auf das Emissionsspektrum der Lichtquelle vorzunehmen (2). Anhand dieser

beiden Messungen erfolgte die normierte Ermittlung des Transmissionspektrums der Faser mit Chalkogenidglasschicht.

Es verblieb während der zwei Messungen das der Lichtquelle zugewandte Faserende unverändert justiert im Aufbau. Abweichungen in der Justage des zweiten Faserendes hinsichtlich des Abstandes und der Ausrichtung zur Übertragungsfaser können zu Abweichungen in der Bestimmung der absoluten Messwerte der Transmission führen. Es erfolgt der Vergleich der gemessenen Spektren mit den berechneten Werten bezüglich ihres spektralen Verlaufs. Dass dieses Vorgehen zur Ermittlung der Schichtdicke geeignet ist, wird im folgenden Abschnitt 6.6 erläutert.

Anhand des beschriebenen Messablaufs erfolgte die Bestimmung der Transmissionspektren der unstrukturierten Chalkogenidglasschichten. Bei der Messung an Fasern mit gitterstrukturierter Chalkogenidglasschicht wurden Erweiterungen im Messablauf vorgenommen. Im ersten Schritt erfolgte die Ermittlung von Spektren ohne den Einsatz des Polarisators. Die Messung an unbeschichteten Lichtleitfasern hat gezeigt, dass an deren Ende unpolarisierte Strahlung vorliegt. Das Spektrum enthält sowohl den TE- als auch den TM-polarisierten Strahlungsanteil in gleicher Intensität. Anschließend wurde der Polarisator am Ausgang der zu vermessenden LLF in den Strahlengang eingesetzt. Zur Bestimmung der Polarisationsrichtung der aus der Faser austretenden Strahlung fand die Messung der Spektren unter Drehung der Auskoppelstirnfläche in 5°-Schritten statt. Dabei wurde insgesamt ein Winkelbereich von 90° erfasst.

Durch Auswertung der gemessenen Spektren kann die Ausrichtung des Gitters bestimmt werden. Dies ermöglicht die Zuordnung der gemessenen zu den für die Polarisationsrichtungen 0°, 45° und 90° berechneten Spektren. Dazu erfolgt ein Vergleich der experimentell erfassten Spektren mit und ohne Polarisator. Ermittelt wird das unter Einsatz des Polarisators gemessene Spektrum, das mit dem berechneten der Polarisationsrichtung 45° übereinstimmt. In diesem Fall enthält das Spektrum zu gleichen Anteilen Strahlung der TE- als auch der TM-Polarisation. So-

mit ist anschließend eine Zuordnung der tatsächlichen Polarisierung der Strahlung entsprechend TE- und TM-Richtung möglich, für die jeweils die Berechnung der Transmissionsspektren erfolgte. Eine Beurteilung der Eigenschaften der hergestellten Strukturen kann anhand des Vergleichs der gemessenen mit den durch Simulationsrechnungen ermittelten Spektren erfolgen.

6.6 Untersuchungen zur Bestimmung der Schichtdicke von Chalkogenidglasschichten

Auf die Stirnflächen der verschiedenen LLF wurden Chalkogenidglasschichten aufgetragen. Je Fasertyp wurden mehrere Lichtleitfasern auf Platten befestigt und in die Beschichtungskammer eingebracht. Der Beschichtungsprozess erfolgt für Glaswafer unter Rotation der Proben, um die Ausbildung einer für alle Substrate konstanten Schichtdicke zu gewährleisten. Auf die Rotation der Proben musste bei Prozessdurchführung an Lichtleitfasern verzichtet werden. Daher kommt es je nach Position der Proben in der Beschichtungskammer zur Ausbildung von Schichten unterschiedlicher Dicke. Um die jeweilig zu erwartenden optischen Funktionalitäten vorherzusagen zu können, ist es notwendig, die entsprechenden Schichtdicken zu bestimmen. Dazu wurden die Transmissionsspektren der Fasern mit unstrukturierten Schichten ermittelt und diese mit den berechneten Spektren für unterschiedliche Schichtdicken verglichen. Im Folgenden werden jeweils die gemessenen Spektren zusammen mit den berechneten Spektren mit der besten spektralen Übereinstimmung dargestellt.

6.6.1 Vorbetrachtungen zur Genauigkeit der Schichtdickenbestimmung

Anhand eines Beispiels wird die Vorgehensweise bei der Ermittlung der Schichtdicke der unstrukturierten Chalkogenidglasschichten auf LLF

durch die Gegenüberstellung mit berechneten Transmissionsspektren erläutert. Die optischen Konstanten des Schichtmaterials sind dabei bekannt. Im ersten Schritt erfolgt die Messung des Transmissionsspektrums der beschichteten LLF. Im Folgenden findet ein Vergleich mit den berechneten Spektren für Schichten unterschiedlicher Dicke statt. Im gezeigten Beispiel (siehe Abb. 6.18) kommt es bei einer Schichtdicke von 1110 nm zu einer Übereinstimmung der Spektren hinsichtlich der spektralen Lage der Transmissionsminima und -maxima.

Für die Bestimmung der Dicke der Chalkogenidglasschichten auf der untersuchten LLF wurden bei der Berechnung der Transmissionsspektren zur Vorauswahl Variationen der Schichtdicke mit einer Schrittweite von 25 nm gewählt. Zur Ermittlung genauerer Werte wurde die Schrittweite nachfolgend auf 10 nm reduziert. Anhand des Vergleichs ist somit eine Schichtdickenabschätzung mit einer hinreichenden Genauigkeit von ca. 5 nm möglich.

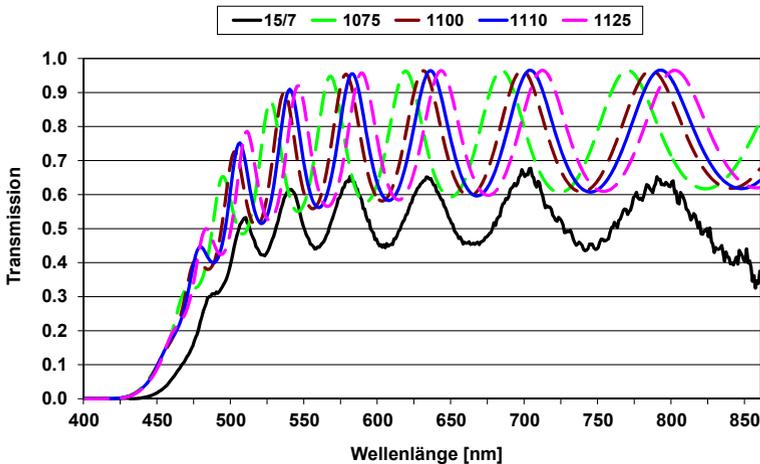


Abb. 6.18: Vergleich der Messung des Transmissionsspektrums einer chalkogenidglasbeschichteten Faser mit dem Kerndurchmesser 15 μm mit den berechneten Werten für 1075, 1100, 1110 und 1125 nm dicke Schichten aus Chalkogenidglas auf einem Quarzglassubstrat

Die rechnerische Bestimmung der Schichtdicke anhand der Lage der Minima und Maxima im Transmissionsspektrum ist bei [Swanepoel 1983] beschrieben. Betrachtet wird dabei der Übergang von Strahlung durch eine absorbierende Schicht mit dem komplexen Brechungsindex n' in das Substrat der Brechzahl s . Wird von einer unendlichen Dicke des Substrates ausgegangen, haben Reflexionen an der Rückseite des Substrates keinen Einfluss auf die Transmission des Systems aus Schicht und Substrat. Es gilt dann für die Transmission T :

$$T = \frac{Ax}{B - Cx \cos \varphi + Dx^2} \quad \text{mit } A = 16ns \quad \text{Gl. 6.12}$$

$$B = (n+1)^3(n+s^2)$$

$$C = 2(n^2-1)(n^2-s^2)$$

$$D = [(n-1)^3(n-s^2)]$$

$$x = e^{-\alpha d} \quad \text{mit } \alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}$$

$$\varphi = \frac{4\pi \cdot nd}{\lambda}$$

Die Dicke d der Schicht kann anhand der Auswertung der Interferenzstreifen des Spektrums nach Gl. 6.13 berechnet werden. Dabei bezeichnet m die Ordnungszahl der Extremwerte der Transmissionskurve, die sich bei den jeweiligen Wellenlängen λ befinden. Maxima sind gekennzeichnet durch einen ganzzahligen Wert, Minima durch einen halbzahligen.

$$d = \frac{m\lambda}{2n} \quad \text{Gl. 6.13}$$

Die Transmission bei den jeweiligen Extremwerten kann anhand Gl. 6.14 und Gl. 6.15 ermittelt werden.

$$T \max = \frac{Ax}{B - Cx + Dx^2} \quad \text{Gl. 6.14}$$

$$T \min = \frac{Ax}{B + Cx + Dx^2} \quad \text{Gl. 6.15}$$

Es ist somit eine hinreichend genaue Abschätzung sowohl der zu erwartenden Transmission als auch der Dicke der vorhandenen Schicht möglich. Im nachfolgenden Beispiel wird das gemessene Transmissionsspektrum (Kurve 15/7) mit berechneten Spektren verglichen. In Abb. 6.19 wird das anhand der gegebenen Werte für die Schichtbrechzahl und den Extinktionskoeffizienten ermittelte Spektrum (Kurve 1100) dargestellt. Dies gibt an, dass die vermessene Schicht eine Dicke von 1100 nm aufweist. Der Verlauf des gemessenen Transmissionsspektrums der LLF 15/7 stimmt qualitativ damit überein. Jedoch treten Abweichungen hinsichtlich der gemessenen Transmissionswerte auf.

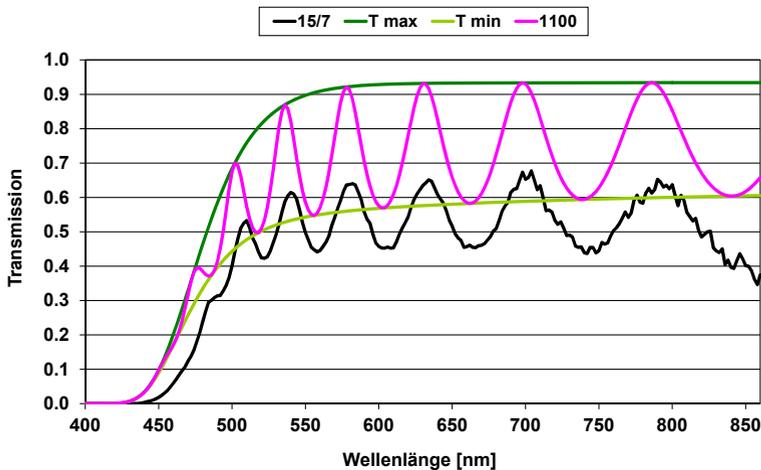


Abb. 6.19: Gemessenes Transmissionsspektrum der LLF 15/7 im Vergleich zum nach Gl. 6.12 berechneten Transmissionsspektrum zur Ermittlung der Schichtdicke einer $As_{35}S_{65}$ -Schicht auf Quarzglas (Kurve 1100) unter Anwendung der Formeln Gl. 6.14 und Gl. 6.15 zur Ermittlung der Stützstellen (Kurven T_{max} und T_{min})

Aus diesem Grund werden die Stützstellen gemäß Gl. 6.14 und Gl. 6.15 unter Verwendung von Fitfunktionen (Abb. 6.20) an die Extremwerte

des gemessenen Spektrums berechnet. Anhand derer erfolgt die erneute Berechnung des Spektrums mittels Gl. 6.12.

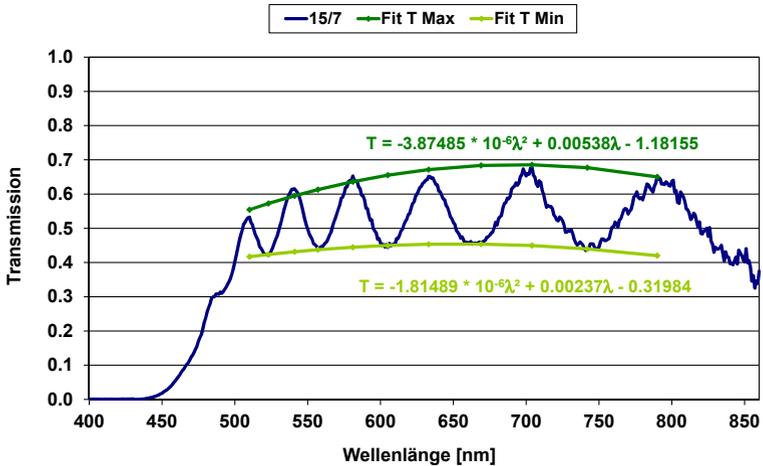


Abb. 6.20: Gemessenes Transmissionspektrum und ermittelte Fitfunktionen

Wird auf Basis der Fitfunktionen das zu erwartende Transmissionspektrum (Abb. 6.21) dargestellt, wird deutlich, dass sich hinsichtlich der ermittelten Schichtdicke keine Änderungen ergeben. Diese beträgt 1100 nm. Die Lage der Extremwerte bleibt unverändert (Kurve 1100). Lediglich bis zum Bereich mittlerer Absorption kommt es zu einer Verringerung der Transmission. Zur Überprüfung der Ergebnisse wurde eine Berechnung des Transmissionspektrums unter Annahme eines stark erhöhten Extinktionskoeffizienten im Bereich mittlerer und schwacher Absorption durchgeführt. Auch in diesem Fall bleibt die spektrale Lage der Extrema gleich. Die Genauigkeit des herangezogenen Kurvenfits wird folglich nicht wesentlich durch die Abweichung im Wert des Extinktionskoeffizienten beeinflusst. Dagegen zeigen die Kurven bei Annahme abweichender Ausgangsschichtdicken (Kurven 1110 und 1090) eine deutliche spektrale Verschiebung der Extremwerte.

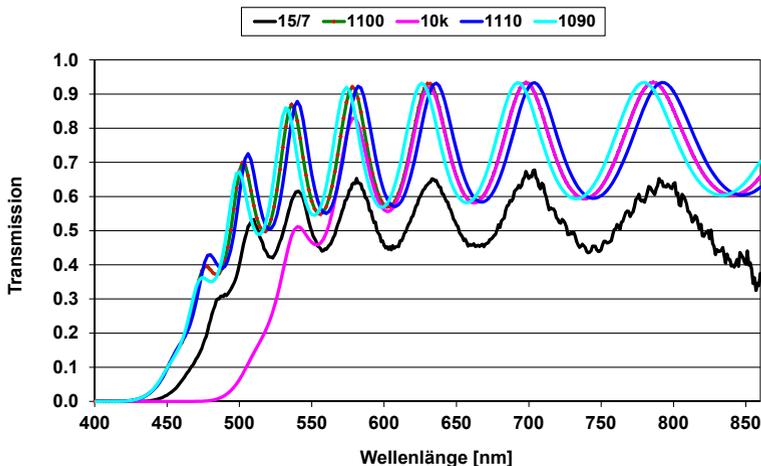


Abb. 6.21: Gemessenes Transmissionsspektrum und berechnete Spektren für Schichtdicken von 1100, 1090 und 1110 nm sowie des Spektrums bei zehnfachem Extinktionskoeffizienten für die Schichtdicke 1100 nm

Werden die gewonnenen Werte zur Ermittlung der Schichtdicke genutzt, so wird eine sehr gute Übereinstimmung sowohl mit den gemessenen Werten als auch den Ergebnissen der Simulationsrechnungen erreicht. Die Schichtdicke beträgt 1107 ± 6 nm.

Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Abweichungen der Höhe der gemessenen Transmissionswerte von den berechneten Werten nicht auf einer unzureichenden Genauigkeit der Schichtdickenbestimmung beruhen. Die somit ermittelten Werte der Schichtdicke unstrukturierter Schichten dienen als Grundlage für die Durchführung der Simulationsrechnungen an Wellenleitergittern.

Der Extinktionskoeffizient unterliegt bei der Herstellung der Chalkogenidglasschichten Schwankungen. Es treten Abweichungen dieses Parameters beim Vergleich unterschiedlicher Beschichtungschichten auf. Es wurde deutlich, dass dieser keinen Einfluss auf die Lage der Minima und Maxima des Spektrums hat.

6.6.2 Ausgewählte Spektren für Chalkogenidglas-schichten unterschiedlicher Schichtdicke

Folgende Schichtdicken wurden durch den Vergleich der gemessenen Transmissionsspektren mit berechneten Spektren ermittelt.

Auf Lichtleitfasern mit dem Kerndurchmesser 50 μm bildeten sich, wie in Abb. 6.22 zu erkennen, einerseits Schichten der Dicke 325 nm aus. Andererseits weisen die Schichten bei abweichender Position der Lichtleitfasern in der Probenkammer eine Dicke von 500 nm auf, siehe Abb. 6.23.

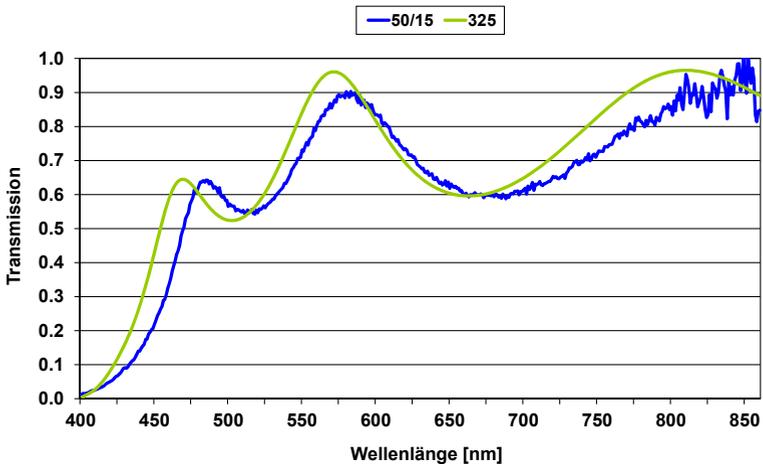


Abb. 6.22: Vergleich der Messung des Transmissionsspektrums einer chalkogenidglasbeschichteten Faser mit dem Kerndurchmesser 50 μm mit den berechneten Werten für eine 325 nm dicke Schicht aus Chalkogenidglas auf Quarzglas

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für die Beschichtung der Stirnflächen der Lichtleitfasern nicht von einer in der gesamten Probenkammer gleichmäßigen Schichtabscheidung ausgegangen werden kann. Bei der Schichtabscheidung auf Wafern werden diese auf Kalotten befestigt,

welche während des Prozesses in der Kammer rotieren. Dies führt zu einer homogenen Beschichtung mit gleichen Schichtdicken für alle Proben in der Probenkammer. Bei der Prozessdurchführung an Lichtleitfasern konnte lediglich eine Befestigung der Proben in deren ruhendem Zustand gewährleistet werden. Somit kommt es zur Ausbildung von Schichten unterschiedlicher Dicke in Abhängigkeit von der Positionierung der Lichtleitfasern in der Probenkammer.

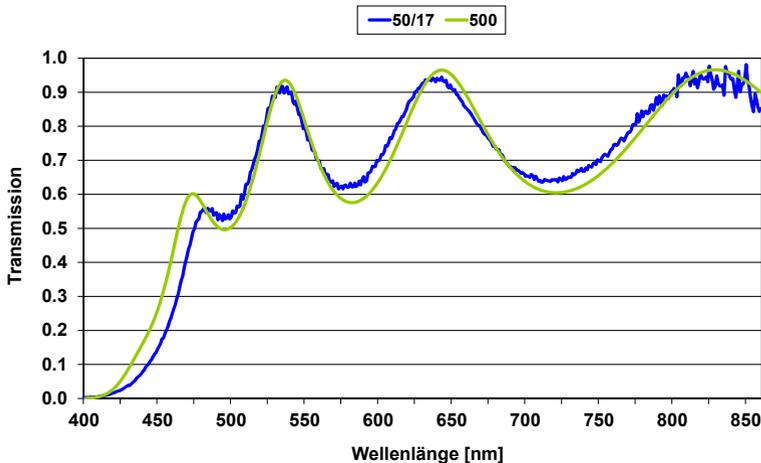


Abb. 6.23: Vergleich der Messung des Transmissionsspektrums einer chalkogenidglasbeschichteten Faser mit dem Kerndurchmesser 50 μm mit den berechneten Werten für eine 500 nm dicke Schicht aus Chalkogenidglas auf Quarzglas

Im beschriebenen Beispiel wurden Schichtdicken zwischen ca. 300 und 1300 nm ermittelt. Um für die strukturierten Schichten aussagekräftige Berechnungen durchführen zu können, war es erforderlich, für die jeweilige Beschichtungscharge und für die jeweilige Probe einzeln die Schichtdicken anhand der Transmissionsspektren der beschichteten Fasern vor der Schichtstrukturierung zu ermitteln.

6.7 Zusammenfassung der Vorbetrachtungen

Für die Durchführung der Untersuchungen waren Vorbetrachtungen zu den eingesetzten Technologien und Materialien erforderlich. Die Bestimmung der optischen Parameter des Elektronenstrahlresists AR-P 610 erfolgte sowohl im UV als auch im sichtbaren Spektralbereich, da der Resist für eine Anwendung in diesen Bereichen nicht spezifiziert ist. Bei der Belichtungswellenlänge von 248 nm beträgt die Brechzahl $n_{\text{AR-P}}$ des Resists 1,579 und der Extinktionskoeffizient $k_{\text{AR-P}} = 0,0028$. Berechnungen und Messungen zum Reflexionsverhalten der eingesetzten Materialien wurden durchgeführt, um die Eignung des Belichtungsverfahrens und der Materialien für eine reproduzierbare Strukturierung im DUV zu untersuchen. Es konnte gezeigt werden, dass der Einsatz des BARC DUV 252 durch eine Verringerung der Reflexionen an der Grenzfläche des Resist zu den hochreflektierenden Materialien eine zerstörungsfreie und hochqualitative Strukturierung des Resists ermöglicht. Bei der DUV-Interferenzlithografie ist eine gute Homogenität der Strukturabmessungen im Belichtungsfeld erreichbar. Die Standardabweichung der Strukturabmessungen betrug ca. 2,5 %. Zudem wurde ein Verfahren zur Bestimmung der Schichtdicke unstrukturierter Chalkogenidglasschichten anhand des Transmissionsspektrums vorgestellt.

7 Design und Realisierung von funktionellen Strukturen

Wie in Kapitel 2 beschrieben, stehen für die Durchführung von lithografischen Prozessschritten auf Lichtleitfasern keine Standardlösungen zur Verfügung. Daher erfolgte eine Modifizierung der Prozessschritte und Optimierung der Prozessparameter. Die zu strukturierenden Schichtmaterialien wurden auf die in Kapitel 4.1 beschriebenen Lichtleitfasern aufgebracht. Die Strukturierung von Resisten erfolgte auf den Stirnflächen der Lichtleitfasern mit metallischer Zwischenschicht. Die Beständigkeit der erzeugten Gitterstrukturen gegenüber Umgebungsmedien und -temperaturen kann somit erhöht werden. Diese Anwendung wurde in den vorgestellten Untersuchungen nicht weiter verfolgt. Zudem können funktionale metallische Elemente realisiert werden. So ist die Steuerung der Polarisations-eigenschaften der transmittierten Strahlung durch metallische Strukturen möglich. Eine weitere Anwendung stellen Amplitudenmasken dar. Diese ermöglichen eine reproduzierbare Strukturübertragung in Resistenschichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern. In Abschnitt 7.1 werden unterschiedliche Strukturgeometrien und die erforderlichen Prozessparameter vorgestellt.

Die Herstellung von Wellenleitergittern erfolgt in Chalkogenidglas. Dieses Material weist einen hohen Brechungsindex auf und führt somit zu einem großen Indexkontrast. In den Abschnitten 7.2 und 7.3 werden theoretische Betrachtungen sowohl für unstrukturierte Schichten als auch zu Strukturparametern durchgeführt. Für strukturierte Schichten wird auf unterschiedliche Einflussgrößen wie Gittertiefe, Füllfaktor und den Akzeptanzwinkel der Lichtleitfasern eingegangen. Zudem erfolgt der Vergleich der an realisierten Strukturbeispielen gemessenen Transmissionspektren mit den theoretisch ermittelten Werten.

7.1 Herstellung von Amplitudenmasken

In den nachfolgenden Versuchen besteht das Ziel darin, im Unterschied zu den Untersuchungen von [Petrusis 2009] auch für die Herstellung der metallischen Maske einen fotolithografischen Prozess zu nutzen, da die Ionenstrahlbearbeitung mit hohem Aufwand verbunden ist. Es werden verschiedene Strukturbeispiele vorgestellt, die mittels der unterschiedlichen Belichtungssysteme realisiert wurden.

7.1.1 Herstellung von Amplitudenmasken mittels Laserbelichter

Wie beschrieben, liegt der Vorteil dieses Belichtungsverfahrens in der variabel erzeugbaren Strukturgeometrie. Es wurden Lineargitter mit einer Gitterperiode von $3\ \mu\text{m}$, Kreisgitter mit einer Gitterperiode von $6\ \mu\text{m}$ und wabenförmige Strukturen mit einer Gitterperiode von $6\ \mu\text{m}$ und einer Stegweite von $3,8\ \mu\text{m}$ erzeugt. Dazu wurde der Fotolack AZ 1514H auf den Stirnflächen von LLF mit einem Kerndurchmesser von $50\ \mu\text{m}$ belichtet und die Strukturen wurden nachfolgend mittels reaktivem Ionenstrahlätzen in die darunter befindliche $80\ \text{nm}$ dicke NiCr-Schicht übertragen.

7.1.1.1 Eindimensionales Lineargitter

Auf der Stirnfläche einer LLF mit dem Kerndurchmesser $50\ \mu\text{m}$ erfolgte die Strukturierung eines $350\ \text{nm}$ dicken Resistfilms. Mit einer Belichtungsdosis von $0,358\ \text{J}/\text{cm}^2$ wurde ein Lineargitter der Gitterperiode $3\ \mu\text{m}$ in den Fotolack eingeschrieben und geätzt. Das so erzeugte Gitter ist in Abb. 7.1 dargestellt. Das Gitter ist nicht auf der gesamten Faserstirnfläche vorhanden. Dies liegt an der Ausbildung eines inhomogenen Resistfilms bei der Belackung. Bereiche, die nicht von Resist bedeckt waren, weisen keine Gitterstruktur auf. Im Kernbereich ist jedoch im Wesentlichen ein intaktes Gitter erzeugt worden.

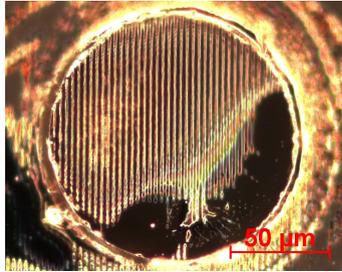


Abb. 7.1: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Lineargitters der Gitterperiode $3 \mu\text{m}$ in einer NiCr-Schicht auf der Stirnfläche einer LLF mit dem Kerndurchmesser $50 \mu\text{m}$, Vergrößerung 500

Abb. 7.2 zeigt eine REM-Aufnahme der Struktur nach dem Entfernen der Fotolackreste.

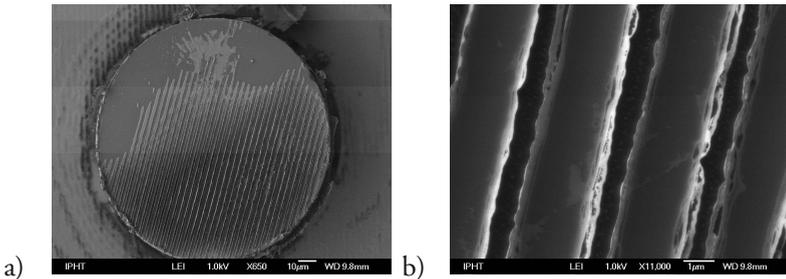


Abb. 7.2: REM-Aufnahmen eines in NiCr geätzten linearen Gitters auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser $50 \mu\text{m}$, Gitterperiode $3 \mu\text{m}$, a) Vergrößerung 650, b) Vergrößerung 11 000

In Abb. 7.2 b) sind an den Rändern der Gitterstege wellige, teilweise an den Stegen anliegende Strukturen erkennbar. Dabei handelt es sich um Rückablagerungen von bereits entferntem NiCr, so genannte Redeposite. Dadurch kommt es zu einer Verschlechterung der Kantenqualität an den Stegen.

7.1.1.2 Zweidimensionale Strukturen

In Abb. 7.3 a) und b) sind mikroskopische Aufnahmen eines konzentrischen Kreisgitters der Periode $6\ \mu\text{m}$ auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit einem Kerndurchmesser von $50\ \mu\text{m}$ und einem Außendurchmesser von $125\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die Belichtungsdosis zur Strukturierung des Fotolacks betrug $0,358\ \text{J}/\text{cm}^2$. Die Zentrierung der Strukturen bezüglich der Faserachse wurde visuell mittels einer Kamera im Belichtungssystem vorgenommen. Somit konnte eine hinreichende Übereinstimmung der Faserachse mit dem Zentrum der Struktur realisiert werden. Abweichungen entstehen durch einen lateralen Versatz zwischen Kameraachse und Schreibkopfachse. Abb. 7.3 a) gibt eine Übersicht über die in Quarzglashalterung und Ferrule befindliche Lichtleitfaserstirnfläche. Dabei befindet sich auf der Faserstirnfläche eine nahezu vollständig ausgeprägte Kreisgitterstruktur. Am Rand der Ferrule bildet sich ebenfalls ein Kreisgitter aus, da die Fokusebene dort mit der Faserstirnfläche übereinstimmt.

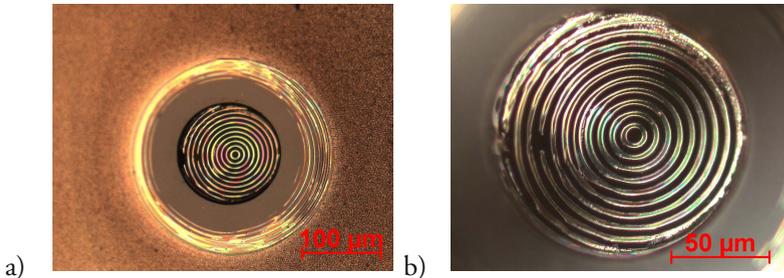


Abb. 7.3: Lichtmikroskopische Aufnahmen eines Kreisgitters der Periode $6\ \mu\text{m}$ auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser $50\ \mu\text{m}$, a) Aufnahme im Hellfeld bei einer Vergrößerung 200 und b) im differentiellen Interferenzkontrast bei einer Vergrößerung von 500

Von dieser Struktur wurden nach dem Entfernen der Resistreste REM-Aufnahmen erstellt. Diese sind in Abb. 7.4 gezeigt. Am Rand der Struktur sind Bereiche erkennbar, in denen es nicht zu einer vollständigen

Strukturierung der metallischen Schicht gekommen ist. Diese befinden sich jedoch außerhalb des Kernbereiches mit einem Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$ und sind für die optische Funktion nicht relevant.

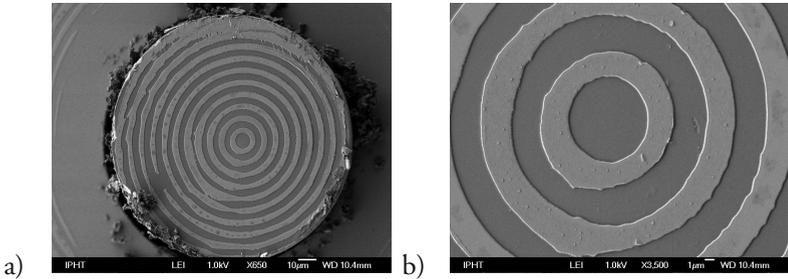


Abb. 7.4: REM-Aufnahmen eines in NiCr geätzten Kreisgitters auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser $50\ \mu\text{m}$, Gitterperiode $6\ \mu\text{m}$, a) Vergrößerung 650, b) Vergrößerung 3 500

Abb. 7.5 zeigt eine Wabenstruktur der Periode $6\ \mu\text{m}$ und einer Schlüsselweite von $3,81\ \mu\text{m}$. Die Belichtung des Fotolacks erfolgte mit einer Dosis von $0,398\ \text{J}/\text{cm}^2$. Anschließend wurde die Struktur in die NiCr-Schicht übertragen.

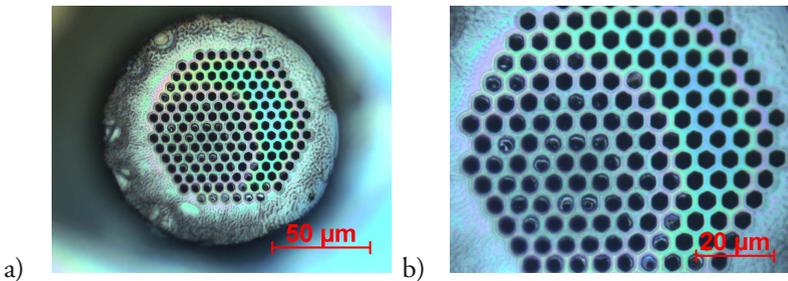


Abb. 7.5: Lichtmikroskopische Aufnahmen eines Wabengitters der Periode $6\ \mu\text{m}$ auf der Stirnfläche einer Lichtleitfasern mit Kerndurchmesser $50\ \mu\text{m}$, Aufnahme im Hellfeld bei einer Vergrößerung a) von 500 und b) von 1 000

Nach dem Entfernen der Resistreste erfolgte die Erstellung von REM-Aufnahmen, die in Abb. 7.6 gezeigt sind.

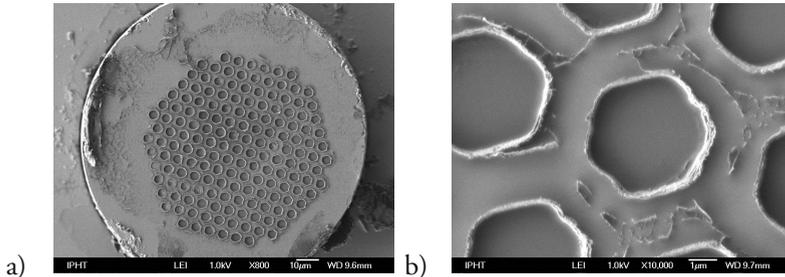


Abb. 7.6: REM-Aufnahmen eines in NiCr geätzten Kreisgitters auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser 50 μm , Gitterperiode 6 μm , a) Vergrößerung 800, b) Vergrößerung 10 000

In einigen Öffnungen der erzeugten Waben befinden sich noch Reste der NiCr-Schicht. Auch bei dieser Struktur kommt es zur Anlagerung von abgetragener Material an den Rändern der Strukturen. Die Waben weisen jedoch eine gute Formtreue auf.

7.1.2 Herstellung von Amplitudenmasken mittels DUV-LIL

Im Unterschied zu dem zur Verfügung stehenden direkt schreibenden Laserbelichtungssystem ist die Geometrie der herstellbaren Strukturen auf ein- und zweidimensionale Lineargitter begrenzt. Jedoch sind kleinere Gitterperioden zwischen 280 und 850 nm erreichbar. Weiterhin ist, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, eine schnelle Belichtung durch wenige Belichtungspulse realisierbar.

Die im vorhandenen Aufbauzustand des Interferometers maximal erreichbare Gitterperiode beträgt 850 nm. Die Herausforderung liegt in diesem Fall in der vollständigen Strukturierung des Resists durch die gesamte Resistdicke und die anschließende Übertragung der Resiststrukturen in die metallische Schicht.

Die für Glaswafer gewonnenen Erkenntnisse (siehe Abschnitt 6.3) wurden auf die Anwendung für Lichtleitfasern übertragen. Zum Einsatz kamen LLF mit einem Kerndurchmesser von $50\ \mu\text{m}$ und einer NA von 0,2. Die Proben wurden wie für die planaren Substrate beschrieben prozessiert. Die Gitterperiode beträgt ein- und zweidimensional $850\ \text{nm}$.

In Abb. 7.7 ist die lichtmikroskopische Aufnahme eines Lineargitters gezeigt, das mit einer Belichtungs-dosis von $1,8\ \text{J}/\text{cm}^2$ erzeugt wurde. Die Resiststrukturen wurden nach der Entwicklung in einer Mischung aus Methylbutylisoketon und Isopropanol mittels reaktivem Ionenstrahlätzen in die NiCr-Schicht übertragen. Zu erkennen ist die Ausbildung eines inhomogenen Resistfilms über der Faserstirnfläche. Über dem Faserkern, siehe Abb. 7.7 b), liegt eine konstante Schichtdicke vor, da bei lichtmikroskopischer Beurteilung keine Farbunterschiede erkennbar sind.

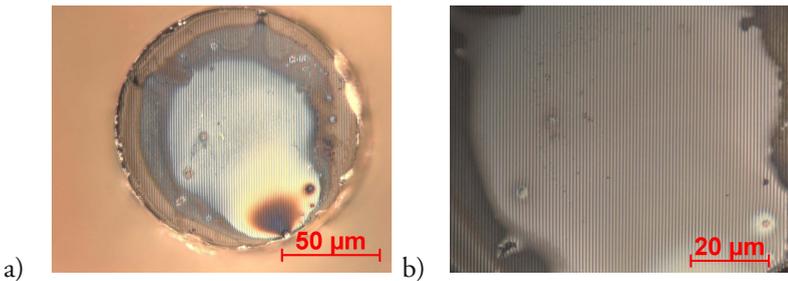


Abb. 7.7: Lichtmikroskopische Aufnahmen eines Lineargitters der Gitterperiode $850\ \text{nm}$ auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser $50\ \mu\text{m}$, a) im Dunkelfeld, Vergrößerung 500 und b) im differentiellen Interferenzkontrast, Vergrößerung 1 000

Bei der Untersuchung der erzeugten Strukturen nach dem Entfernen der Resistreste im Sauerstoffplasma wurde festgestellt, dass nur in sehr geringem Umfang, vorwiegend im Randbereich der Faser, eine Übertragung des Gitters in die metallische Schicht erfolgt ist (siehe Abb. 7.8). Die NiCr-Schicht wurde nicht über die gesamte Schichtdicke strukturiert.

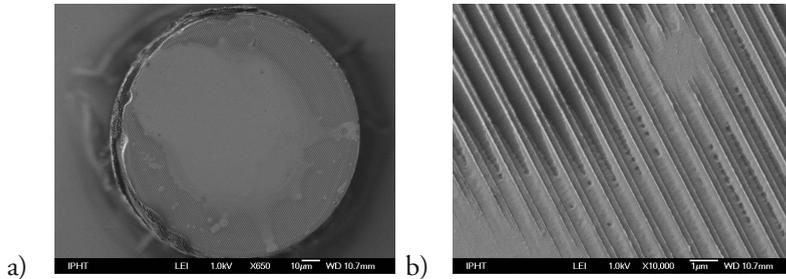


Abb. 7.8: REM-Aufnahmen eines Lineargitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 µm, a) Vergrößerung 850 und b) Vergrößerung 10 000

Zudem erfolgte die Herstellung zweidimensionaler Gitter durch eine schrittweise Belichtung in zwei senkrecht zueinander liegenden Richtungen. Die Belichtungs-dosis betrug für jede Richtung 0,9 J/cm². Abb. 7.9 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen der erzeugten Struktur. Zu erkennen ist die inhomogene Schichtausbildung über der Faserstirnfläche. Einen Ausschnitt über dem Faserkern stellt Abb. 7.9 b) dar.

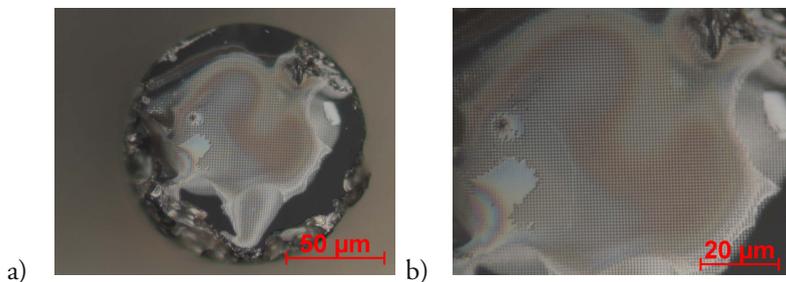


Abb. 7.9: Lichtmikroskopische Aufnahmen eines gekreuzten Gitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 µm, im differentiellen Interferenzkontrast a) Vergrößerung 500 und b) Vergrößerung 1 000

Auch bei dieser Struktur zeigt sich nach dem Entfernen der Resistreste von der LLF, dass es nur partiell zu einer vollständigen Strukturübertragung in die metallische Schicht gekommen ist (siehe Abb. 7.10).

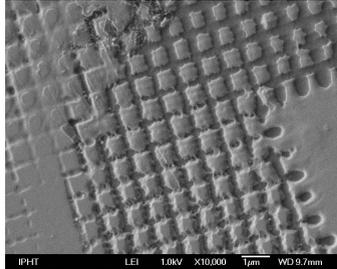


Abb. 7.10: REM-Aufnahme eines gekreuzten Gitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 μm , Vergrößerung 10 000

Ein Strukturbeispiel bei minimaler Gitterperiode von 280 nm zeigt Abb. 7.12. Eine LLF mit dem Kerndurchmesser 8 μm wurde mittels Schleuderbelackung mit einer 350 nm dicken Schicht aus AR-P 610 beschichtet. Die Belichtung erfolgte in einem zweistufigen Prozess mit einer Dosis von 0,99 J/cm^2 pro Richtung. Die Resistsäulen weisen einen Durchmesser von durchschnittlich 150 nm auf. Es wird deutlich, dass auf der Faserstirnfläche durchgängig eine Strukturierung des Resists durch die gesamte Schichtdicke erzielt werden kann. Zudem ist aber auch erkennbar, dass das Verfahren für Strukturen dieser Größe an Grenzen hinsichtlich der erreichbaren Strukturhomogenität stößt. In Abb. 7.12 b) sind Schwankungen der Geometrie erkennbar. Am Rand der Stirnfläche (siehe Abb. 7.12 a rechter Rand) verringert sich die Schichtdicke, was zu Abweichungen der Strukturabmessungen führt.

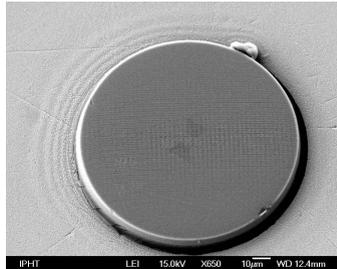


Abb. 7.11: REM-Aufnahme einer LLF mit Kerndurchmesser $8\ \mu\text{m}$, mit Gitter der Periode $280\ \text{nm}$ in AR-P 610, Belichtungs-dosis $2 \times 0,99\ \text{J}/\text{cm}^2$. Vergrößerung 650 bei Kippwinkel 30°

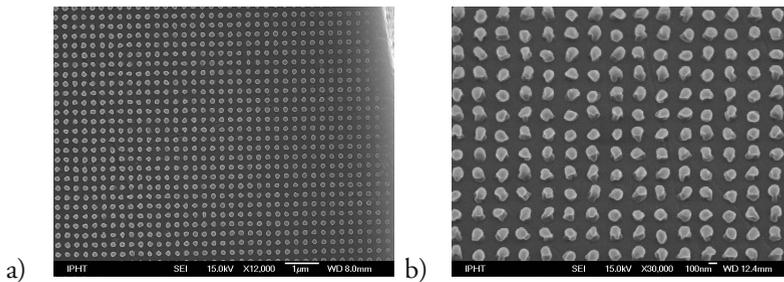


Abb. 7.12: REM-Aufnahmen einer LLF mit Kerndurchmesser $8\ \mu\text{m}$, mit Gitter der Periode $280\ \text{nm}$ in AR-P 610, Belichtungs-dosis $2 \times 0,99\ \text{J}/\text{cm}^2$; a) Vergrößerung 12 000 am Rand der Stirnfläche b) Vergrößerung 30 000 mittig auf Stirnfläche

Die Abbildungen machen deutlich, dass eine Resiststrukturierung auch für kleine Gitterperioden realisiert werden kann. Jedoch ist für eine hinreichend formgetreue Übertragung in metallische Schichten eine Optimierung der Ätztechnik erforderlich.

7.1.3 Diskussion der Ergebnisse zur Herstellung von Amplitudenmasken

Um Resistsschichten reproduzierbarer Dicke auf den Stirnflächen der LLF herzustellen, waren Anpassungen im Belackungsprozess erforderlich. Die bei der Prozessdurchführung an Glaswafern gewonnenen Ergebnisse konnten nicht direkt übertragen werden. Trotz der durchgeführten Modifikationen im Prozessablauf war es nicht möglich, über die gesamte Faserstirnfläche einen Resistfilm homogener Dicke herzustellen. Insbesondere während des Ausheizens und Temperns der LLF mitsamt der Halterung treten aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung der verschiedenen Werkstoffe und des Klebers Höhenverschiebungen der Faserstirnfläche gegenüber der Grundfläche der Faserhalterung auf. Somit kann sich, im Unterschied zu Glaswafern, kein homogener Resistfilm ausbilden. Bei feststehender Belichtungsdosis führten Schwankungen der Resistfilmdicke zu Abweichungen der Strukturhöhe und Änderungen der Stegbreite.

Die direkt schreibende Laserlithografie ermöglicht die Erzeugung zweidimensionaler Strukturen variabler Geometrie. Deren Herstellung konnte anhand verschiedener Beispiele gezeigt werden. Zudem erfolgte die Übertragung der Strukturen in die metallische Schicht mittels Trockenätzens. Es wurden Strukturgrößen von minimal $1,5 \mu\text{m}$ realisiert. Sowohl konzentrische Ringe als auch Wabengitter wurden mit guter Formgenauigkeit in die metallische Schicht übertragen. Jedoch kommt es an den Kanten der Strukturen zu Rückablagerungen des bereits abgetragenen Metalls, den so genannten Redepositen. Das eingesetzte Trockenätzverfahren ist nicht für die Prozessdurchführung an Lichtleitfasern optimiert. Eine derartige Optimierung des Ätzprozesses war nicht wesentlicher Bestandteil der durchgeführten Untersuchungen. So erfolgte beispielsweise keine Kühlung der Proben, wie sie bei flächigen Substraten angewendet wird. Modifikationen lassen jedoch eine Verbesserung der Qualität der Strukturränder erwarten.

Bei der Herstellung metallischer Amplitudenmasken mittels DUV-Interferenzlithografie wurden kleinste Strukturbreiten von 140 nm realisiert. Dabei erwies sich die homogene Strukturierung metallischer Schichten als schwierig. In diesem Bereich besteht Optimierungsbedarf für die eingesetzten Prozesse.

7.2 Betrachtungen zu erforderlichen Gitterparametern von Wellenleitergittern in Chalkogenidglas

Die im Folgenden angewendete rigorose Beugungstheorie ist nicht hinsichtlich der Strukturparameter der Gitter beschränkt. Anstatt analytische Lösungen für die Beugungseffizienzen zu liefern, sind numerische Algorithmen zur Lösung der Wellengleichungen erforderlich, bei deren Anwendung die Berücksichtigung der Polarisationsseigenschaften der Wellen möglich ist. Dazu stehen kommerzielle Berechnungsprogramme zur Verfügung. Für die Gittersimulationen in dieser Arbeit wurden die Programme GSolver Version 4.20b [GSolver] und Unigit [Unigit] verwendet, die auf rigorous coupled wave analysis (RCWA) beruhen [Moharam 1972].

Für resonante Wellenleitergitter in Chalkogenidglas wird zu Beginn der Berechnungen untersucht, welche minimalen Gitterperioden für das Auftreten der unterschiedlichen Beugungsordnungen bei senkrechtem Strahleinfall erforderlich sind. Es gilt Gl. 3.13. Dabei wurden, wie auch in allen weiteren Simulationen, die dielektrischen Funktionen für $\text{As}_{35}\text{S}_{65}$ im bis zur Sättigung belichteten Zustand verwendet. Untersucht wird der Spektralbereich von 400 bis 860 nm. Die Ergebnisse sind in Tab. 7.1 dargestellt.

Tab. 7.1: Minimale erforderliche Gitterperiode für die Existenz der jeweiligen Beugungsordnung in Reflexion in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Strahlung bei senkrechtem Strahlenfall

Wellenlänge λ_0 [nm]	Ordnung l	minimale Gitterperiode Λ_{\min} [nm]
400	1	131
	2	261
	3	392
	4	522
	5	653
	6	784
550	1	207
	2	413
	3	620
	4	827
633	1	245
	2	491
	3	736
860	1	247
	2	694

Mittels des vorhandenen Interferometeraufbaus zur Belichtung können maximale Gitterperioden von 850 nm realisiert werden. Im betrachteten Spektralbereich bis 860 nm tritt bei dieser Gitterperiode stets mindestens eine reflektierte Beugungsordnung auf. Unterhalb einer Wellenlänge von 550 nm ist die Anwendung der Gitter aufgrund der Verluste durch Absorption im Chalkogenidglas nicht von Interesse. Wird das Vorhandensein lediglich einer positiven bzw. negativen gebeugten reflektierten Ordnung bei dieser Wellenlänge angestrebt, sind Gitterperioden kleiner 413 nm erforderlich. Daher wird in den nachfolgenden Betrachtungen eine Gitterperiode von 400 nm verwendet.

Da Strahlung, bedingt durch die NA der LLF, nicht ausschließlich senkrecht auf das Gitter trifft, folgt die Bestimmung der Beugungswinkel der Beugungsordnungen für schrägen Einfall der Strahlung aus Lichtleitfasern. Der Einfallswinkel beträgt für die betrachteten Lichtleitfasern maximal 12° . Die Ergebnisse der Berechnungen nach Gl. 3.8 sind in Tab. 7.2 aufgezeigt.

Tab. 7.2: *Beugungswinkel für die jeweilige reflektierte Beugungsordnung bei Wellenlänge 633 nm, Gitterperiode 400 nm in Chalkogenidglasschicht*

Ordnung l	Beugungswinkel θ_l [°] bei $\theta_0 = 0$	Beugungswinkel θ_l [°] bei $\theta_0 = -12^\circ$	Beugungswinkel θ_l [°] bei $\theta_0 = 12^\circ$
0	0	12	12
1	40,3	58,7	26,0
2	nicht existent	nicht existent	nicht existent

7.3 Entwurf, Herstellung und Test resonanter Wellenleitergitter

Hochbrechende Materialien wie Chalkogenidglas eignen sich in Kombination mit niedrigbrechenden Substraten wie Quarzglas zur Herstellung von Wellenleitern mit hohem Brechungsindexkontrast. Wird die Oberfläche der wellenleitenden Schicht gitterstrukturiert, können resonante Wellenleitergitter (siehe Abschnitt 4.2) erzeugt werden. In den nachfolgenden Betrachtungen wird die Wirkungsweise der Wellenleitergitter als Polarisations- und Wellenlängenfilter untersucht. Zudem finden Wellenleitergitter in der chemischen oder biologischen Sensorik Anwendung. Die Strukturierung von Chalkogenidglasschichten auf Glaswafern dient der Ermittlung grundlegender Zusammenhänge zwischen Belichtungs-dosis und Strukturparametern. Zudem wurden die Eigenschaften derart strukturierter Gitter bei Beleuchtung mit ebenen Wellen experimentell ermittelt. Dem schließt sich die Gitterstrukturierung von Chalkogenid-

glasschichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern an. Diese werden hinsichtlich des Verlaufs der Transmissionspektren untersucht. Es findet ein Vergleich der Eigenschaften von Strukturen auf Glaswafern und Stirnflächen von Lichtleitfasern statt.

7.3.1 Betrachtungen zur Dimensionierung von Gittern in Chalkogenidglasschichten auf Quarzglas

Den Berechnungen liegt ein System aus Quarzglassubstrat, Chalkogenidglasschicht und Luft zugrunde.

Für planare Wellenleiter ist in Tab. 7.3 exemplarisch dargestellt, wie viele Wellenleitermoden auftreten können. Die Berechnungen erfolgen anhand Gl. 4.28 und Gl. 4.30.

Tab. 7.3: Anzahl der auftretenden Moden im Wellenlängenbereich von 400 bis 860 nm für eine Chalkogenidglasschicht auf Quarzglassubstrat und das Umgebungsmedium Luft

Schichtdicke [nm]	Modenanzahl TE	Wellenlänge [nm]	Modenanzahl TM	Wellenlänge [nm]
50	1	400 – 860	1	400 – 544
150	2	400 – 574	2	400 – 494
	1	575 – 860	1	495 – 860
250	4	400 – 414	3	400 – 486
	3	415 – 528	2	487 – 732
	2	529 – 860	1	733 – 860

Anhand der Berechnungen können aus der Anzahl der zu erwartenden Moden Rückschlüsse auf den Verlauf der Transmissionspektren gezogen werden. Es wird deutlich, dass für Schichtdicken bis 150 nm für TM-Polarisation eine Monomodigkeit des Schichtwellenleiters bei Wellenlängen größer als 500 nm gegeben ist. Bei TE-polarisierter Strahlung

tritt dies erst für Wellenlängen größer 575 nm auf. Für unterschiedliche Anwendungen können durch Variation der Schichtdicke gezielt Transmissionsspektren mit der gewünschten Anzahl von Resonanzen entworfen werden.

Wird in die Chalkogenidglasschicht ein Gitter mit hinreichend kleiner Periode eingeschrieben, so kann dieses näherungsweise als homogene Schicht mit einer effektiven Brechzahl betrachtet werden. In Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung der Strahlung wird die effektive Brechzahl anhand Gl. 3.19 und Gl. 3.20 berechnet. Die Materialverluste werden dabei, wie in allen nachfolgenden Betrachtungen, nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse für unterschiedliche Stegbreiten sind in Abb. 7.13 und Abb. 7.14 dargestellt. Es wird deutlich, dass die so berechnete effektive Brechzahl des Gitters bei TE-Polarisation für Wellenlängen kleiner als 550 bis 600 nm die Schichtbrechzahl übersteigt.

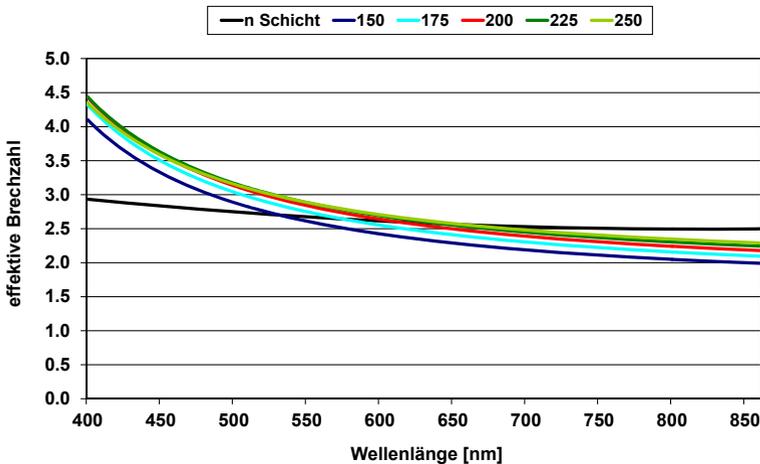


Abb. 7.13: Berechnete effektive Brechzahl eines Chalkogenidglasgitters der Periode 400 nm für unterschiedliche Stegbreiten bei TE-Polarisation

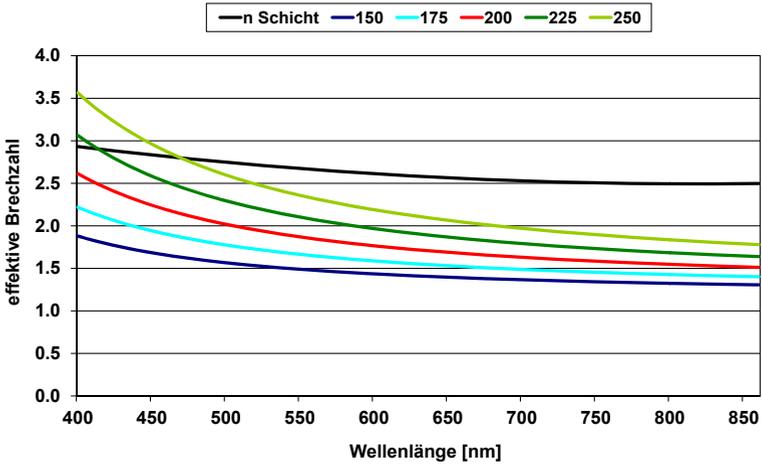


Abb. 7.14: Berechnete effektive Brechzahl eines Chalkogenidglasgitters der Periode 400 nm für unterschiedliche Stegbreiten bei TM-Polarisation

Bei steigenden Füllfaktoren übersteigt bei Berechnungen nach diesem Modell somit die effektive Brechzahl des Gitters für TE-Polarisation deutlich die Brechzahl der Schicht, das heißt, das Berechnungsmodell versagt. Rigorose Simulationen mittels RCWA führen zu zuverlässigeren Werten. Deren Ergebnisse werden in Abb. 7.15 den Ergebnissen der Berechnung der effektiven Brechzahl anhand der Näherungsformeln Gl. 3.16 bis Gl. 3.20 gegenübergestellt. Die rigoros ermittelten Werte liegen im betrachteten Spektralbereich für TE-Polarisation unterhalb der anhand der Näherungsformeln berechneten Kurvenverläufe, bei TM-Polarisation verhält es sich umgekehrt.

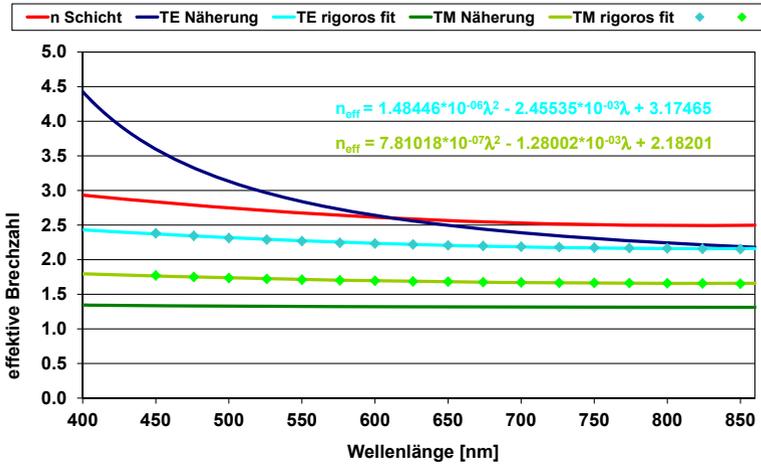


Abb. 7.15: Anhand unterschiedlicher Methoden ermittelte effektive Brechzahlen eines Chalkogenidgitters bei einer Gitterperiode von 400 nm, Füllfaktor 0,5

Die Tab. 7.4 stellt für eine Wellenlänge von 633 nm dar, welche effektive Brechzahl eine strukturierte Chalkogenidglasschicht aufweist, wenn sich in den Furchen des binären Gitters Luft befindet. Die Gitterperiode beträgt 350, 400 bzw. 450 nm. Die darunter liegende unstrukturierte Chalkogenidglasschicht hat die Brechzahl 2,578. Die Materialverluste sind dabei vernachlässigt ($k \equiv 0$). Es wird deutlich, dass mit steigender Gitterperiode die mittels Näherungsformeln ermittelte effektive Brechzahl die Schichtbrechzahl übersteigt und somit eine zuverlässige Berechnung nicht möglich ist.

Tab. 7.4: Effektive Brechzahlen eines Chalkogenidgitters an Luft bei einer Wellenlänge von 633 nm, bei einem Tastverhältnis von 1:1

Gitterperiode [nm]	$n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$	$n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$
350	2,416	1,628
400	2,540	1,712
450	2,674	1,802

Mit den ermittelten effektiven Brechzahlen des Gitters ist wiederum die Bestimmung der Anzahl der geführten Moden möglich. Die Ergebnisse für eine Gitterperiode von 400 nm bei der Wellenlänge 633 nm zeigt Tab. 7.5 auf. Das Gitter wird dabei als Superstrat betrachtet, das heißt als unendlich ausgedehnt angenommen.

Tab. 7.5: Anzahl der geführten Moden bei einer Gitterperiode von 400 nm, einem Füllfaktor des Gitters von 0,5 und der Wellenlänge 633 nm in Abhängigkeit von der Dicke der unstrukturierten Schicht bei rigoroser Berechnung der effektiven Brechzahl und bei der Berechnung mittels Näherungsformeln

Schichtdicke [nm]	Moden- anzahl TE Näherung	Moden- anzahl TE rigoros	Modenan- zahl TM Näherung	Modenan- zahl TM rigoros
100	–	1	1	1
275	–	2	1	2
1150	2	7	5	7

Für kurze Wellenlängen treten bei der Berechnung der effektiven Brechzahl mittels Näherungsformeln keine Moden auf, da diese Methode keine zuverlässigen Werte liefert. Die effektive Brechzahl des Gitters übersteigt die Brechzahl der unstrukturierten Schicht.

Eine Übersicht über die Anzahl der mittels rigoroser Berechnung ermittelten geführten Moden im Spektralbereich von 400 bis 860 nm geben Abb. 7.16 für TE-Polarisation und Abb. 7.17 für TM-Polarisation. Es ist zu erkennen, dass stets mindestens eine Mode geführt wird. Eine Monomodigkeit im gesamten betrachteten Spektralbereich ist lediglich bei Schichtdicken bis 100 nm für beide Polarisationsrichtungen gegeben.

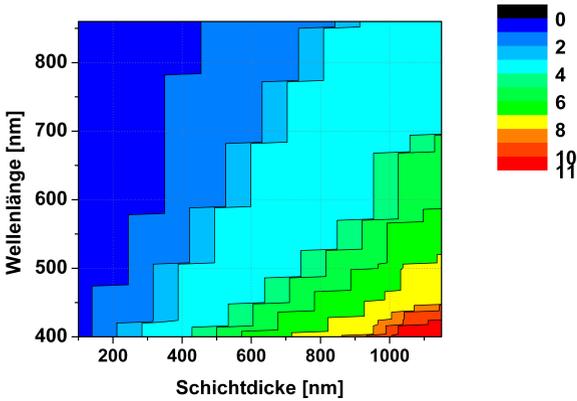


Abb. 7.16: Anzahl der geführten TE-Moden in Abhängigkeit von der Dicke der unstrukturierten Schicht bei einer Gitterperiode von 400 nm und dem Füllfaktor 0,5 bei rigoroser Berechnung der effektiven Brechzahl des Gitters

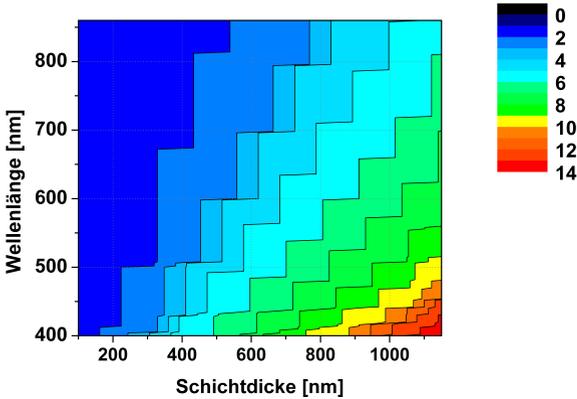


Abb. 7.17: Anzahl der geführten TM-Moden in Abhängigkeit von der Dicke der unstrukturierten Schicht bei einer Gitterperiode von 400 nm und dem Füllfaktor 0,5 bei rigoroser Berechnung der effektiven Brechzahl des Gitters

Die effektiven Brechzahlen der Wellenleitermoden in Abhängigkeit von der Polarisation sind in den folgenden Abbildungen dargestellt. Abb. 7.18 zeigt die mit dem Programm ATOSOS [ATOSOS] berechneten effektiven modalen Brechungsindizes unter der Annahme, dass die gitterstrukturierte Schicht das Superstrat bildet, das heißt halbbunendlich ausgedehnt ist. Es wird zur Veranschaulichung das Beispiel der Gesamtdicke der Chalkogenidglasschicht von 375 nm gewählt. Abb. 7.19 zeigt die Moden für das reale 4-Schicht-System, bestehend aus Quarzglassubstrat, 275 nm dicker Schicht aus $\text{As}_{35}\text{S}_{65}$, 100 nm tiefem Gitter der Periode 400 nm in $\text{As}_{35}\text{S}_{65}$ und Luft als Superstrat. Es wird deutlich, dass unter Berücksichtigung der realen Gittertiefe die Anzahl der geführten Moden steigt. Dieses System bildet die realen Verhältnisse am Gitter und für den Wellenleiter ab.

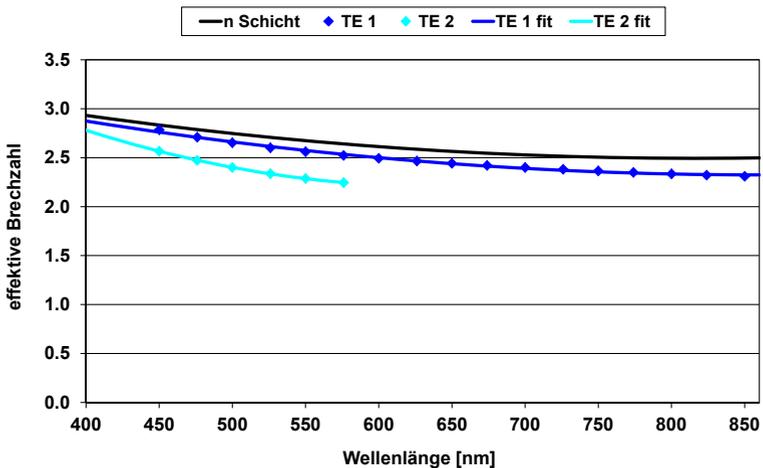


Abb. 7.18: Berechnete effektive Brechzahl der Wellenleitermoden für TE-Polarisation unter Vernachlässigung der realen Gittertiefe

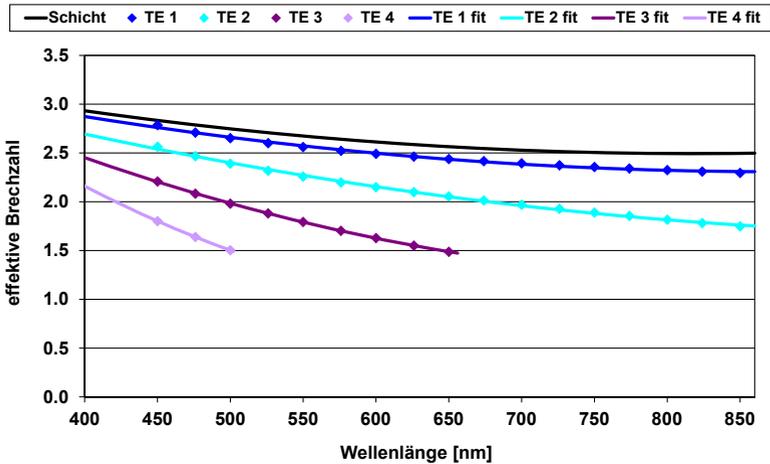


Abb. 7.19: Berechnete effektive Brechzahl der Wellenleitermoden für TE-Polarisation bei Betrachtung der realen Gittertiefe von 100 nm und dem Superstrat Luft

Die im Wellenleiter geführten Moden weisen nach Gl. 4.17 bei einer Wellenlänge von 633 nm die in Tab. 7.6 aufgeführten Ausbreitungswinkel auf.

Tab. 7.6: Reflexionswinkel der auftretenden Moden in einem Wellenleiter mit Gitter der Periode 400 nm mit Tastverhältnis 1:1 bei einer Wellenlänge von 633 nm und den in Abb. 7.19 dargestellten effektiven Brechzahlen bei TE-Polarisation

Modenzahl l	Reflexionswinkel γ_m [°]
1	17,8
2	36,0
3	53,5

Die Berechnungen der effektiven Brechzahlen der Gitterstrukturen erfolgten anhand verschiedener Modelle. Es wurde deutlich, dass die auf der EMT basierenden Näherungsformeln in den betrachteten Fällen nur für kleine und mittlere Füllfaktoren aussagekräftige Ergebnisse liefern.

Bei größeren Füllfaktoren übersteigen dagegen die so berechneten effektiven Brechzahlen der Gitter sogar die Brechzahl der unstrukturierten kompakten Schicht. Die Ergebnisse dienen jedoch als Ausgangspunkt weiterer Abschätzungen. Die Erkenntnisse der Simulationsrechnungen auf Basis der RCWA sind geeignet, optimale Strukturparameter für die Herstellung von Gitterstrukturen zu ermitteln.

7.3.2 Theoretische Untersuchungen zu eindimensionalen Strukturen in Chalkogenidglas

Die Berechnungen erfolgen zur Veranschaulichung der Zusammenhänge zuerst für senkrechten Einfall der Strahlung. An Lichtleitfasern werden die Gitter beim Austritt der Strahlung aus der Stirnfläche unter einem Winkelspektrum beleuchtet. Es treten maximale Einfallswinkel auf, die dem Akzeptanzwinkel in der LLF entsprechen (siehe Abschnitt 4.1). Daher schließen sich Betrachtungen zum Einfluss des Einfallswinkels auf die strukturierte Chalkogenidglasschicht an. Um einen Überblick über den Einfluss von Strukturparametern auf die Lage und Breite der Resonanzen im Transmissionsspektrum zu gewinnen, wird in den Simulationsrechnungen eine Variation der Gittertiefe und des Füllfaktors durchgeführt. Im Folgenden wird eine Beispielstruktur gewählt, für die verschiedene Simulationen durchgeführt wurden. Dabei handelt es sich um eine 375 nm dicke Chalkogenidglasschicht. Schichten dieser Dicke wurden hergestellt und experimentell für Strukturierungen eingesetzt. Die Gittertiefe wird zur Veranschaulichung der auftretenden Effekte exemplarisch zunächst auf 100 nm festgelegt, die Gitterperiode auf 400 nm bei einem Tastverhältnis des binären Gitters von 1:1.

Die Simulationsrechnungen ergeben für senkrechten Einfall die in Abb. 7.20 dargestellten Transmissionsspektren für eine unpolarisierte sowie TE- und TM-polarisiert einfallende Wellen. Für quantitative Aussagen werden im Folgenden vor allem die im Transmissionsspektrum auftretenden Einbrüche, die Resonanzen, herangezogen. Zu erkennen ist die polarisationsabhängige Lage der Resonanzen in Teilen des betrachteten

Spektrums. Für die sensorische Anwendung oder den Einsatz als Filterelement ist auch deren spektrale Breite von Bedeutung. Bei einer Wellenlänge von 590 nm ergibt sich unabhängig von der Polarisationsrichtung der Strahlung ein Transmissionsminimum. Die spektrale Breite (bei einer Transmission von 30 %) beträgt 26 nm für den TE-polarisierten Strahlungsanteil und 4 nm für die TM-polarisierte Strahlung. Der zweite Einbruch im Transmissionspektrum zeigt eine deutliche Polarisationsabhängigkeit. Bei TE-Polarisation liegt die Resonanz bei 731 nm und weist eine spektrale Breite von 40 nm auf. Für die TM-polarisierte Strahlung tritt die Resonanz bei 687 nm auf mit einer spektralen Breite von 20 nm. Dieses Beispiel verdeutlicht, dass bei entsprechendem Design für eindimensionale Gitter auch eine polarisationsunabhängige vollständige Unterdrückung von Spektralanteilen der Strahlung erzielt werden kann, für die gewählte Struktur bei einer Wellenlänge von 575 nm.

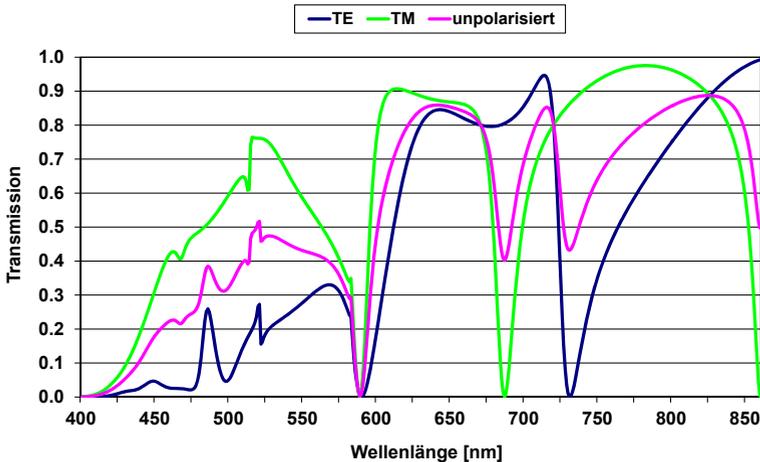


Abb. 7.20: Simulationsrechnung für das Transmissionspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat, in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung

Bezüglich des Einflusses der Gittertiefe auf die Wellenlänge der Resonanz und deren spektrale Breite sind in Abb. 7.21 und Abb. 7.22 annähernd lineare Abhängigkeiten zu erkennen. Für TE-polarisierte Strahlung verringert sich die Resonanzwellenlänge um durchschnittlich 8 nm je Erhöhung der Gittertiefe um 10 nm. Bei TM-Polarisation beträgt diese Verschiebung 7 nm. Dabei kommt es zu einer Verbreiterung der Resonanz, wie Abb. 7.22 zeigt. Für TE-Polarisation steigt die spektrale Breite um 3 bis 4 nm je 10 nm Zuwachs der Gittertiefe. Bei TM-Polarisation der Strahlung beträgt diese Verbreiterung durchschnittlich 1 nm pro 10 nm Anstieg der Gittertiefe.

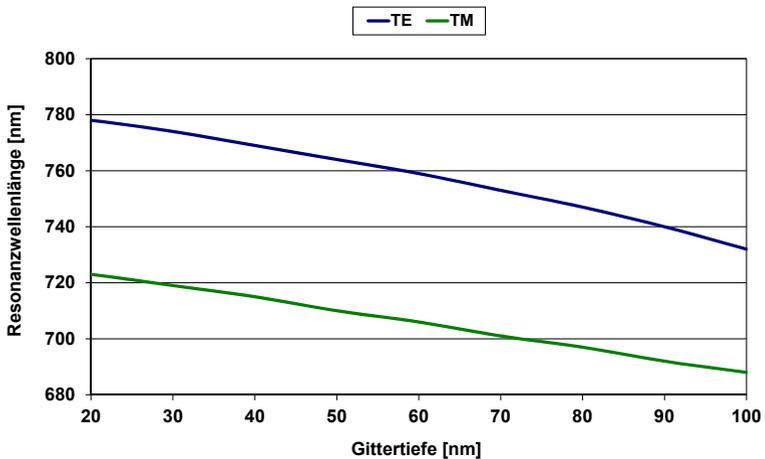


Abb. 7.21: Simulationsrechnung für die Verschiebung der Wellenlänge des Transmissionsminimums bei Änderung der Gittertiefe in einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung

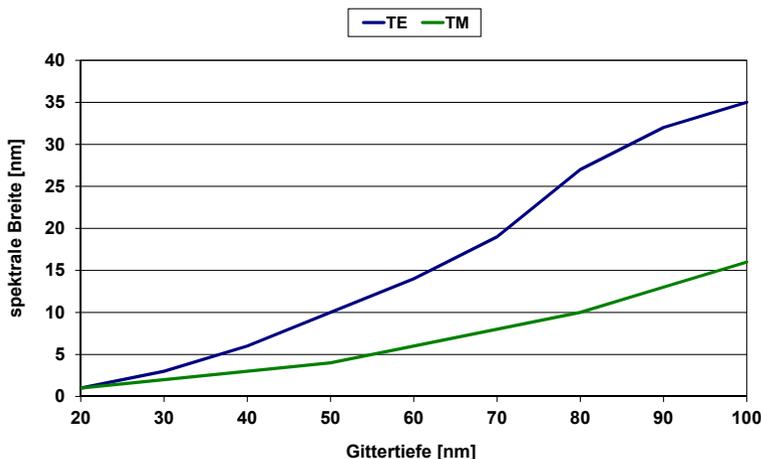


Abb. 7.22: Simulationsrechnung für die Abhängigkeit der spektralen Breite des Minimums bei Änderung der Tiefe eines Gitters der Periode 400 nm in einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung

Für die Gittertiefen 50 und 100 nm sind die Spektren in Abb. 7.23 exemplarisch dargestellt. Die Betrachtung erfolgt für einen eingeschränkten Wellenlängenbereich, in dem die näher betrachteten Resonanzen auftreten. Die Abbildung verdeutlicht die starke Abhängigkeit der Lage der Resonanzen und ihrer spektralen Breite von der Gittertiefe.

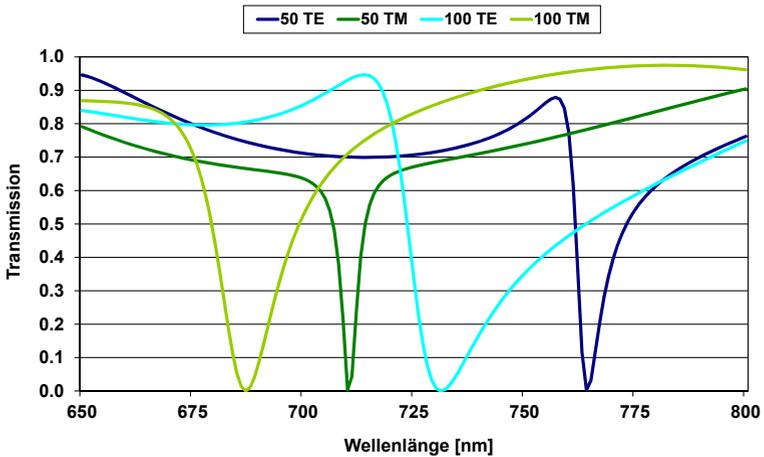


Abb. 7.23: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer Chalkogenidglas-schicht der Dicke 375 nm mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Polarisierung der Strahlung für zwei Gittertiefen

Wird die Abhängigkeit der Transmissionsspektren vom Füllfaktor der Gitter betrachtet, ergeben sich die in Abb. 7.24 und Abb. 7.25 gezeigten Zusammenhänge. Mit steigendem Füllfaktor kommt es zu einer Verschiebung der Transmissionsminima zu größeren Wellenlängen. Bei mittleren Füllfaktoren werden für TE-polarisierte Strahlung spektrale Breiten der Resonanzen von 15 nm erzielt. Diese nimmt sowohl bei kleineren als auch bei größeren Füllfaktoren ab.

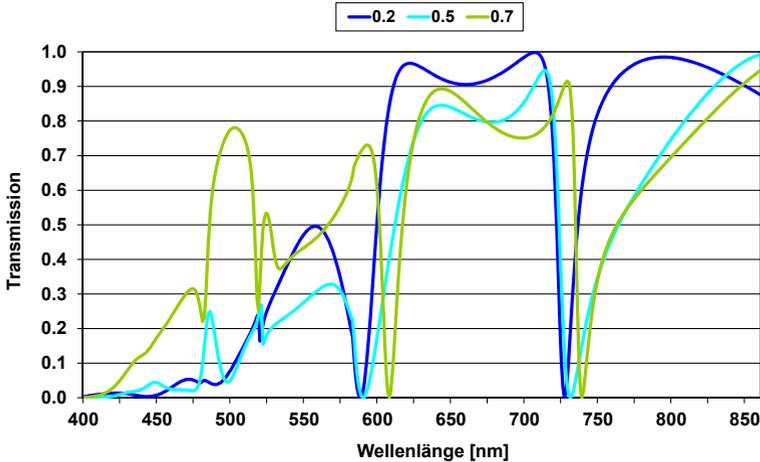


Abb. 7.24: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit vom Füllfaktor für TE-Polarisation

Bei TM-polarisierter Strahlung ist ebenso eine Verschiebung der Transmissionsminima zu längeren Wellenlängen mit steigendem Füllfaktor zu erkennen. Jedoch ist die Verbreiterung bei mittleren Füllfaktoren im Vergleich zu großen Füllfaktoren weniger stark ausgeprägt. Bei einem Füllfaktor von 0,5 wird eine spektrale Breite von 20 nm erreicht.

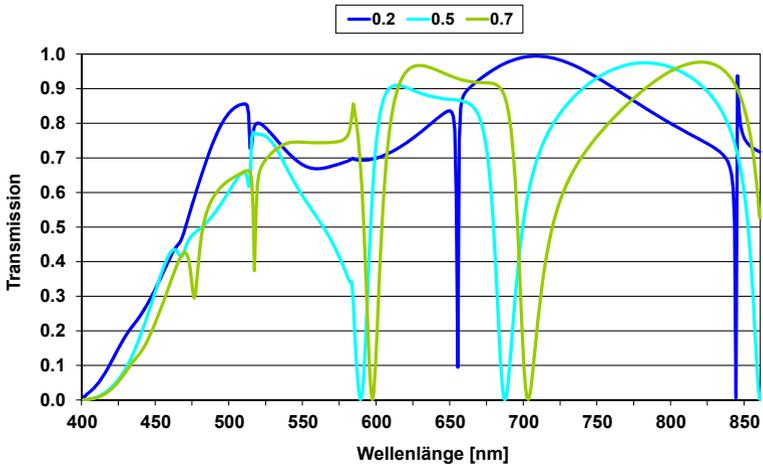


Abb. 7.25: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit vom Füllfaktor bei TM-Polarisation

Nur bei kleinen Füllfaktoren können bei TM-Polarisation sehr schmalbandige Resonanzen erzielt werden. Wird die LIL zur Herstellung der Strukturen eingesetzt, weisen die erzeugten Gitter jedoch mittlere Füllfaktoren auf. Es kommt zu einer Verbreiterung der Resonanzen um ca. 5 nm auf 10 nm für TE-Polarisation bei einer Wellenlänge von 575 nm im Vergleich zu Gittern mit großen bzw. kleinen Füllfaktoren. Die Breite der Resonanzen für TM-Polarisation im betrachteten Spektralbereich von 575 bis 600 nm ist bei mittleren und großen Füllfaktoren nahezu unabhängig vom Füllfaktor. Die spektrale Breite beträgt für die Füllfaktoren 0,5 und 0,7 ca. 15 nm.

Der Einfluss der Divergenz der aus der Faser austretenden Strahlung auf die Transmissionsspektren ist in Abb. 7.26 aufgezeigt. Bei einer NA der verwendeten Lichtleitfasern von maximal 0,2 ergibt sich ein maximaler Austrittswinkel für die aus der LLF austretende Strahlung von 12° . Im Folgenden findet ein Vergleich der Transmissionsspektren für den

Wellenlängenbereich von 550 bis 750 nm, in dem die näher betrachteten Resonanzen auftreten. Für die TE-polarisierte Strahlung kommt es bei einer Änderung des Austrittswinkels von 0° auf 12° zu einer Verschiebung der Transmissionsminima in den langwelligen Bereich, für den TM-polarisierten Strahlungsanteil dagegen in den Bereich kürzerer Wellenlängen.

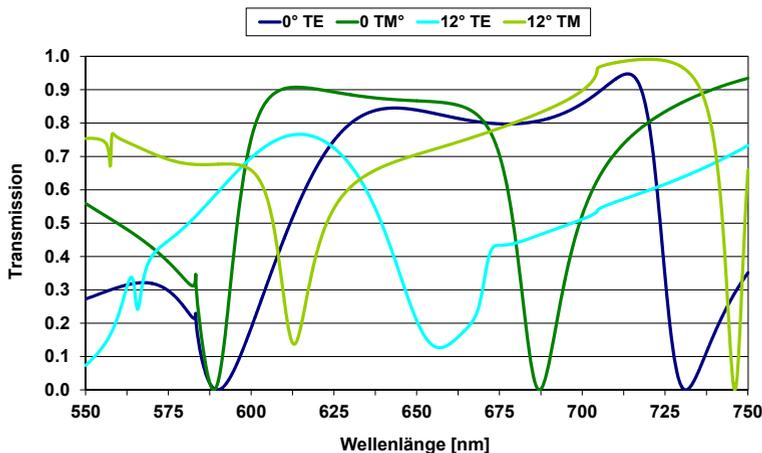


Abb. 7.26: Simulationsrechnung für das Transmissionspektrum einer Chalkogenidglasschicht (Schichtdicke 375 nm) mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und der Gittertiefe 100 nm auf einem Quarzglassubstrat für zwei Einfallswinkel

Es erfolgen nun detailliertere Simulationsrechnungen zur Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Einfallswinkel (bzw. eines Spektrums von Einfallswinkeln) auf die Ausbildung von Resonanzen. Für beispielhaft zur Veranschaulichung gewählte maximale Einfallswinkel θ_{\max} von 1° , 3° und 5° wurden die Transmissionspektren für eine bestimmte Anzahl diskreter Winkel berechnet und anschließend ungewichtet gemittelt, wobei jeweils eine Winkelvariation von $-\theta_{\max}$ bis θ_{\max} bei einer Schrittweite von $0,25^\circ$ erfolgte. Die in Abb. 7.27 dargestellten Transmissionspektren verdeutlichen, dass auch unter diesen Bedingungen in den Minima eine vollständige

dige Unterdrückung der Transmission bei Einfallswinkeln bis 1° erzielt werden kann. Mit steigendem θ kommt es zu einer Verbreiterung der Resonanzen und einer schwächeren Unterdrückung der Transmission.

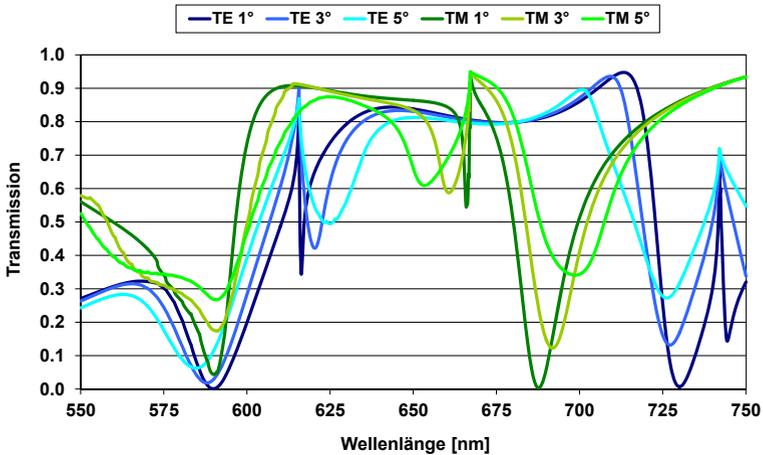


Abb. 7.27: Simulationsrechnung der Transmissionsspektren für Einfall der Strahlung bei maximalen Winkeln von 1° , 3° und 5° , ungewichtete Überlagerung der Spektren

Bei Überlagerung der unter Winkeln bis 12° auftretenden Strahlungsanteile auf das Transmissionsspektrum ergeben sich die in Abb. 7.28 dargestellten Zusammenhänge. Die Ermittlung der Kurven „TE“ und „TM“ resultiert aus der Annahme einer Gleichverteilung der Intensität der auftreffenden Strahlung über die Winkel von -12° bis 12° . Dabei wurden die 25 mit einer Schrittweite von 1° berechneten Spektren addiert und deren Mittelwert gebildet. Dagegen wird bei den Kurven „TE gew“ und „TM gew“ für den Austritt der Strahlung eine winkelabhängige Gaußverteilung der Intensität nach Gl. 7.1

$$I(\alpha) = \frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{18}\right) \quad \text{Gl. 7.1}$$

zugrunde gelegt.

Bei dem Erwartungswert $\mu = 0$ wird die Standardabweichung $\sigma = 3$ gesetzt. Somit liegen 99,7 % der austretenden Strahlung im betrachteten Winkelbereich von -12° bis 12° .

Wird eine Gleichverteilung über die Winkel von -12° bis 12° angenommen, kommt es zu einer stark verringerten Ausprägung der Resonanzen durch die Überlagerung der Winkelspektren. Eine Wichtung der Spektren gemäß der beschriebenen Gaußverteilung führt dagegen zur Ausbildung von deutlicheren Transmissionsminima.

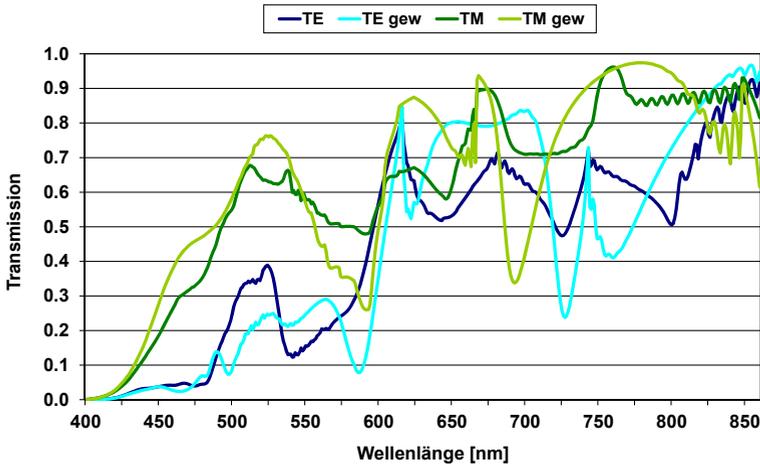


Abb. 7.28: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Wichtung der Intensität bezüglich des Einfallswinkels der Strahlung

In Abb. 7.29 ist die Wellenlänge des Transmissionsminimums in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ der Strahlung dargestellt. Zu erkennen ist ein nahezu linearer Zusammenhang. Für TE-polarisierte Strahlung erfolgt eine Verschiebung in den kurzwelligen Bereich um 5 nm je Grad

Änderung des Einfallswinkels. Umgekehrt verhält es sich für die TM-polarisierte Strahlung. In diesem Fall verschiebt sich die Wellenlänge der Resonanz um ebenfalls 5 nm je Grad, jedoch in Richtung größerer Wellenlängen.

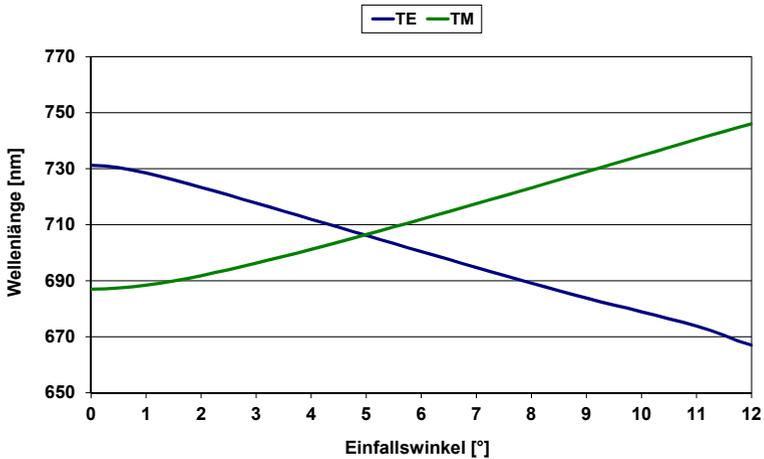


Abb. 7.29: Simulationsrechnung für die Abhängigkeit der Wellenlänge des Transmissionsminimums vom Einfallswinkel bei einer Gittertiefe von 100 nm eines Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, in Abhängigkeit von der Polarisation bei einer Schichtdicke von 375 nm

Eine Erhöhung des Einfallswinkels der Strahlung führt zu einer Verbreiterung der Resonanzen für die TE-polarisierte Strahlung im Bereich bis 5° um 1 nm (Abb. 7.30). Für Einfallswinkel zwischen 5° und 9° verringert sich die spektrale Breite der Resonanz von 19 nm auf 14 nm. Oberhalb eines Winkels von 9° kommt es zu einem starken Anstieg der spektralen Breite auf über 20 nm, wobei es nicht mehr zu einer vollständigen Unterdrückung der Transmission kommt (Abb. 7.26). Ein eindeutiger Trend ist dagegen für die TM-polarisierte Strahlung zu verzeichnen. Es kommt zu einer stetigen Verringerung der spektralen Breite von 20 nm bei senkrechtem Strahlaustritt auf 7 nm bei einem Einfallswinkel von 12°.

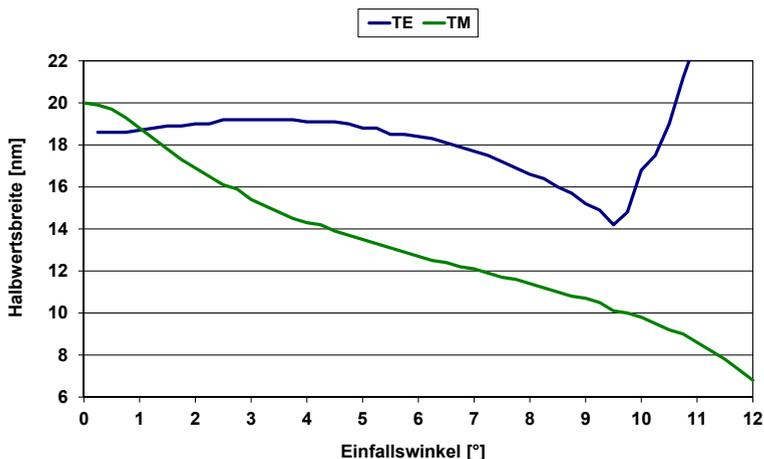


Abb. 7.30: Simulationsrechnung für die Abhängigkeit der spektralen Breite des Minimums vom Einfallswinkel der Strahlung bei einer Gittertiefe von 100 nm einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, in Abhängigkeit von der Polarisierung der Strahlung

Exemplarisch ist in Abb. 7.31 für die Schichtdicke von 1250 nm und zwei Einfallswinkel das Transmissionsspektrum dargestellt. Mit zunehmendem Einfallswinkel steigt die Anzahl der Resonanzen. Zudem kommt es teilweise nicht mehr zu einer vollständigen Unterdrückung der Strahlung.

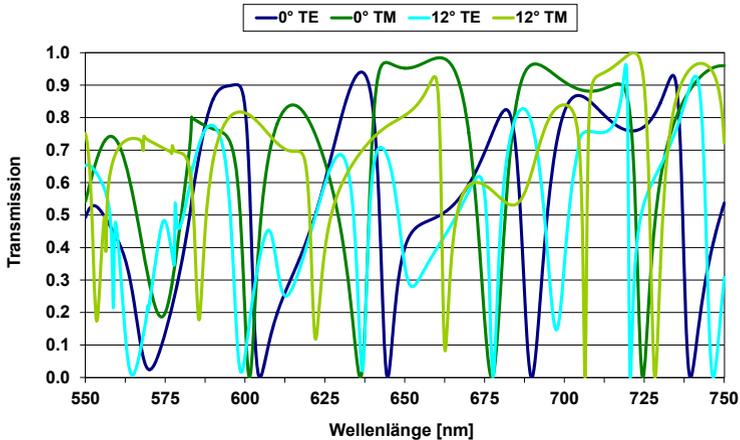


Abb. 7.31: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und der Gittertiefe 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Strahlung

Ausgehend von den Betrachtungen zu erforderlichen Gitterparametern in Kapitel 7.3.1 wurde für die Gitterperiode 400 nm der theoretische Einfluss verschiedener Strukturparameter auf die Transmissionsspektren in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung der Strahlung untersucht. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen lassen sich wie folgt zusammenfassen. Eine Erhöhung der Gittertiefe führt für die untersuchte Schichtdicke von 375 nm zu einer Verbreiterung der Resonanzen bei gleichzeitiger Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen. Der Füllfaktor des Gitters hat bei mittleren Werten nur einen geringen Einfluss auf die spektrale Breite der Resonanzen. Die Apertur der Lichtleitfaser kann einen entscheidenden Einfluss auf die Transmissions- und Reflexionseigenschaften von auf ihrer Stirnfläche strukturierten Subwellenlängengittern haben. Der maximal auftretende Einfallswinkel von aus der Lichtleitfaser austretender Strahlung wird durch die Numerische Apertur bestimmt. Eine Zunahme dieses Winkels führt zu einer Verbreiterung der Resonanzen und einer gleichzeitigen Verringerung der Resonanztiefe.

7.3.3 Experimentelle Untersuchung an Gitterstrukturen in Chalkogenidglas

Chalkogenidglasschichten auf Glaswafern und den Stirnflächen von Lichtleitfasern wurden mit unterschiedlichen Belichtungs Dosen gitterstrukturiert. Für diese Strukturen wurden die jeweiligen Transmissionspektren bestimmt und mit Simulationsrechnungen verglichen.

7.3.3.1 Eindimensionale Strukturen auf Glaswafern

Auf Glaswafer wurden Chalkogenidglasschichten aufgebracht. Durch den Vergleich des an einer unstrukturierten Stelle gemessenen Transmissionspektrums mit berechneten Werten (Abb. 7.32) wurde eine Schichtdicke von 750 nm ermittelt.

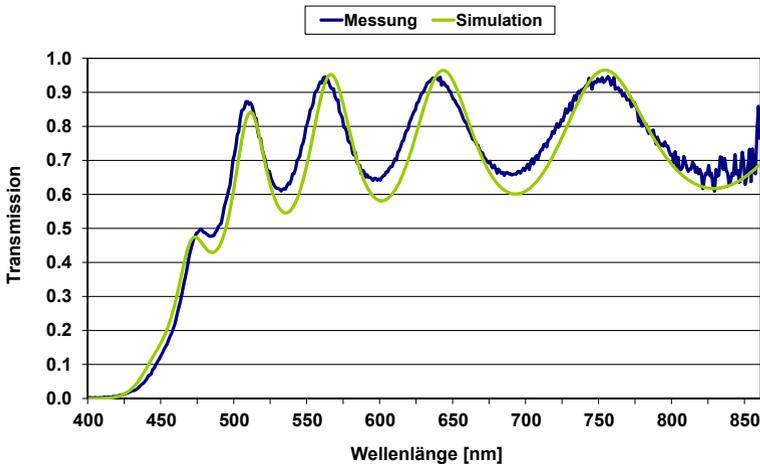


Abb. 7.32: Vergleich des Transmissionspektrums einer unstrukturierten Chalkogenidglasschicht auf einem Glaswafer mit der Simulationsrechnung für eine 750 nm dicke Schicht

Die nachfolgenden Simulationsrechnungen erfolgten also für Schichten der Dicke von 750 nm. Dabei wurden für n und k die Werte für Chalkogenidglasschichten im belichteten Zustand, (siehe Abb. 5.3) verwendet. Es werden ein binäres Stegprofil sowie ein Tastverhältnis von 1:1 zugrunde gelegt.

Bei Vergrößerung der Gittertiefe um je 25 nm beträgt der Mittelwert der Verbreiterung 9 nm für die TE-polarisierte Welle und 4 nm für die TM-polarisierte Welle (siehe Abb. 7.33 und Abb. 7.34). Die Verschiebung der Resonanzen beträgt 4 nm je 25 nm Vergrößerung der Gittertiefe.

Die Berechnungen erfolgten für eine Schrittweite von 0,1 nm. Für schmale Resonanzen, wie beispielsweise bei 812 nm im Fall der TE-Polarisation oder 580 nm im Spektrum der TM-Polarisation werden dabei die Minimalwerte nicht exakt erfasst. Es kommt jedoch auch für diese Resonanzen bei geringen Gittertiefen zu einer vollständigen Unterdrückung der jeweiligen Polarisationsrichtung der Strahlung.

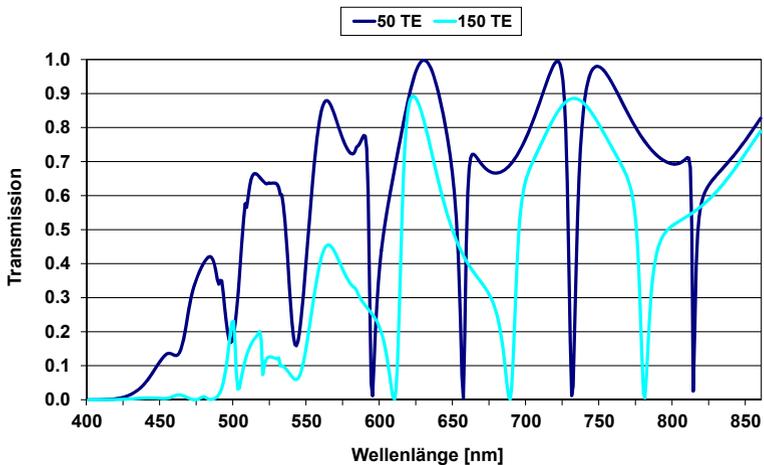


Abb. 7.33: Vergleich der berechneten Transmissionsspektren bei TE-polarisierter Strahlung durch eine 750 nm dicke Chalkogenidglasschicht mit einem 50 nm bzw. 150 nm tiefem Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat

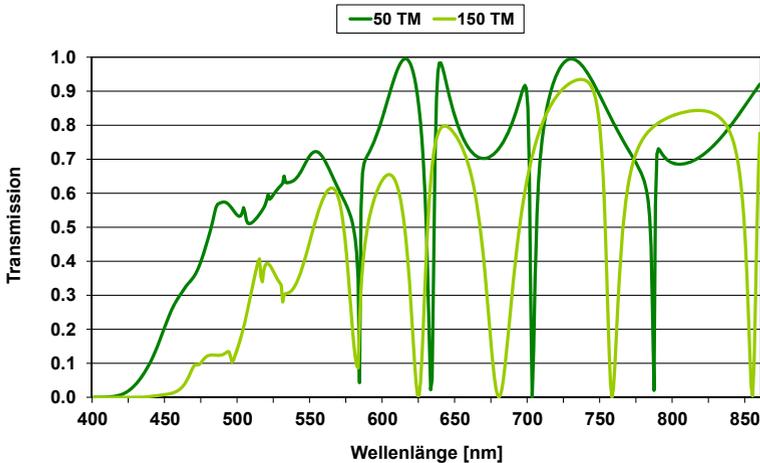


Abb. 7.34: Vergleich der berechneten Transmissionspektren bei TM-polarisierter Strahlung durch eine 750 nm dicke Chalkogenidglasschicht mit einem 50 nm bzw. 150 nm tiefem Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat

Mittels der DUV-LIL wurden Gitter mit einer Gitterperiode von 400 nm erzeugt. Dabei erfolgten Belichtungen mit drei, fünf und dreizehn Belichtungspulsen bei einer Repetitionsrate von 1 Hz. Die belichteten Felder hatten eine Größe von $(5 \times 5) \text{ mm}^2$. Bei einer Pulsenergie von 2,1 mJ ergeben sich somit Belichtungs Dosen von $25,2 \text{ mJ/cm}^2$, 42 mJ/cm^2 bzw. $109,2 \text{ mJ/cm}^2$ bei einer Maximalintensität von $1,68 \text{ MW/cm}^2$.

An den erzeugten Gitterstrukturen erfolgte die Messung der Transmissionspektren für den TE- und TM-polarisierten Strahlungsanteil. Aus den Voruntersuchungen an der unstrukturierten Schicht wurde eine Schichtdicke von 750 nm ermittelt (siehe Abb. 7.32). Für diese Schichtdicke wurden Simulationsrechnungen für unterschiedliche Gittertiefen bei einem Tastverhältnis von 1:1 und binärem Stegprofil durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen wurden zur Bestimmung der Gittertiefe des erzeugten Gitters mit den gemessenen Transmissionspektren verglichen. Dies erfolgte in einem Spektralbereich von 500 bis 800 nm. Für Wellenlängen kleiner 500 nm weist das Material eine hohe

Absorption auf. Oberhalb 800 nm nimmt das Rauschen im gemessenen Spektrum beim verwendeten Messaufbau wegen abfallender Leistung der verwendeten Lichtquelle und einem gleichzeitigen Abfall der Empfindlichkeit des Spektrometerempfängers stark zu. Im betrachteten Spektralbereich wurden die Resonanzwellenlängen der gemessenen und berechneten Transmissionsspektren verglichen. Die Gittertiefe wurde anhand des Spektrums bestimmt, bei dem die mittlere quadratische Abweichung der Resonanzwellenlänge den geringsten Wert aufweist. Den Abschluss bildet eine Untersuchung der Struktur im REM. Anhand derer wird sowohl die Bestimmung des Tastverhältnisses als auch der Tiefe überprüft. Das Vorgehen ist für eine Gitterstruktur im Folgenden exemplarisch für das mit einer Belichtungsdosis von 25,2 mJ hergestellte Gitter ausführlich dargestellt.

In Abb. 7.35 und Abb. 7.36 erfolgt der Vergleich der gemessenen Spektren mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen für Gittertiefen von 50 bis 100 nm bei einer Schichtdicke von 750 nm für die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen.

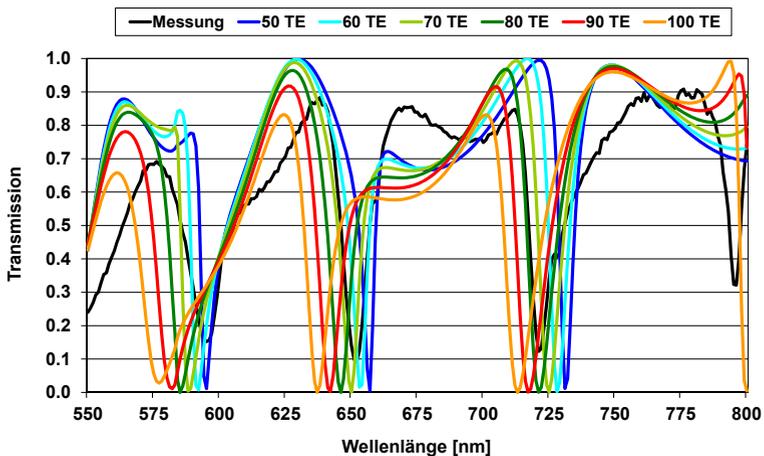


Abb. 7.35: Vergleich des gemessenen Transmissionsspektrums für TE-Polarisation mit den berechneten Spektren für unterschiedliche Gittertiefen

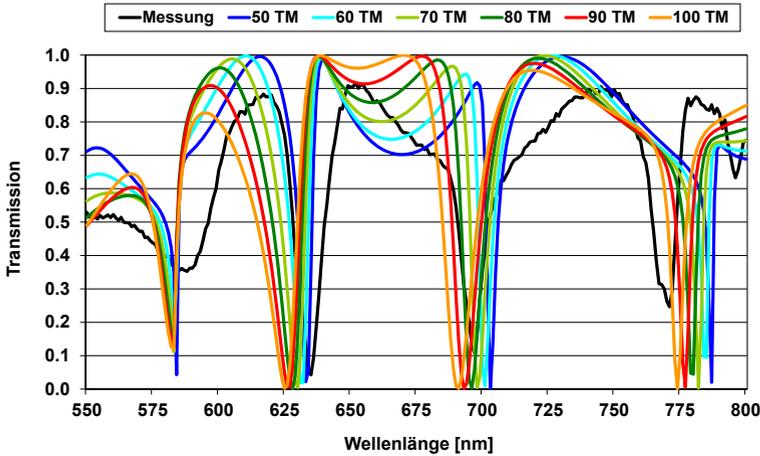


Abb. 7.36: Vergleich des gemessenen Transmissionsspektrums für TE-Polarisation mit den berechneten Spektren für unterschiedliche Gittertiefen

Die Resonanzwellenlängen der gemessenen und berechneten Spektren sind in Tab. 7.7 und Tab. 7.8 für die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen aufgeführt.

Tab. 7.7: Resonanzwellenlängen des gemessenen Spektrums und der berechneten Spektren für Gittertiefen von 50 bis 100 nm und Berechnung des mittleren Abweichungsquadrats für TE-Polarisation

	Resonanzwellenlänge [nm]			Σ der Abweichungsquadrate
gemessen	595	652	721	–
Tiefe 50 nm	595	657	731	125
Tiefe 60 nm	592	654	728	62
Tiefe 70 nm	589	650	725	56
Tiefe 80 nm	585	646	721	136
Tiefe 90 nm	582	642	717	285
Tiefe 100 nm	577	637	713	613

Für die Gittertiefen von 50 bis 100 nm wurde das Abweichungsquadrat der Resonanzwellenlängen zu den gemessenen Werten ermittelt. Die geringste Abweichung tritt bei TE-Polarisation für eine Gittertiefe von 70 nm und für TM-Polarisation bei einer Gittertiefe von 80 nm auf. Wird die Gesamtabweichung für beide Polarisationsrichtungen betrachtet, zeigen die Spektren für eine Gittertiefe von 70 nm die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Transmissionsspektren hinsichtlich der Resonanzwellenlängen.

Tab. 7.8: *Resonanzwellenlängen des gemessenen Spektrums und der berechneten Spektren für Gittertiefen von 50 bis 100 nm und Berechnung des mittleren Abweichungsquadrats für TM-Polarisation*

	Resonanzwellenlänge [nm]				Σ der Abweichungsquadrate
gemessen	588	635	697	771	–
Tiefe 50 nm	583	632	703	787	326
Tiefe 60 nm	583	631	701	785	253
Tiefe 70 nm	583	630	698	782	172
Tiefe 80 nm	583	628	696	780	156
Tiefe 90 nm	582	626	693	777	169
Tiefe 100 nm	583	625	691	774	170

Zum Abschluss der Untersuchungen erfolgte die Charakterisierung des Gitters im REM. Abb. 7.37 zeigt die Struktur. Diese weist ein nahezu binäres Stegprofil bei einem Tastverhältnis von 1:1 auf. Die realen Strukturparameter bestätigen somit die für die Simulationsrechnungen getroffenen Annahmen hinsichtlich der Profilform und des Tastverhältnisses. Die Gittertiefe wird an einer gezielt eingebrachten Bruchkante beurteilt. Sie beträgt zwischen 70 und 80 nm.

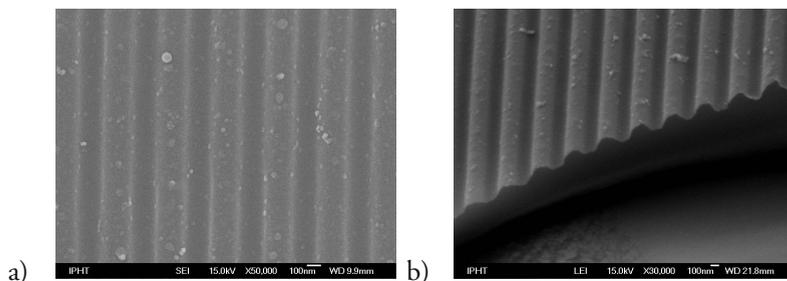


Abb. 7.37: REM-Aufnahme einer strukturierten Chalkogenidglasschicht, Belichtungs-dosis $25,2 \text{ mJ/cm}^2$; a) Aufnahme bei einer Vergrößerung von 50 000, b) Darstellung des Schichtquerschnitts bei einer Vergrößerung von 30 000

Für alle im weiteren Verlauf untersuchten Strukturen wurde nach diesem Schema verfahren, um die Tiefe der hergestellten Gitter zu ermitteln. Untersucht wird im Folgenden der Zusammenhang zwischen der Belichtungs-dosis und der erzielten Gittertiefe bei Strukturen auf Glaswafern. Bei den Simulationen wird die Gittertiefe als einziger Parameter variiert, das Tastverhältnis von 1:1 und die binäre Profilform werden konstant gehalten. Diese Annahme ist durch die Auswertung der REM-Aufnahmen der mit unterschiedlichen Belichtungs-dosen realisierten Strukturen gerechtfertigt (siehe Abb. 7.37, Abb. 7.40, Abb. 7.42). Die Lage der Transmissionsminima (siehe Abb. 7.38) des mit der geringsten Pulszahl eingeschriebenen Gitters weist wie beschrieben die geringste Abweichung zu den berechneten Werten für ein Gitter der Tiefe 70 nm auf. Jedoch erreicht die Verringerung der Transmission in den Minima nicht die berechneten Werte. Die anhand der Simulationsrechnungen ermittelte Gittertiefe stimmt somit mit den Ergebnissen der REM-Untersuchung überein.

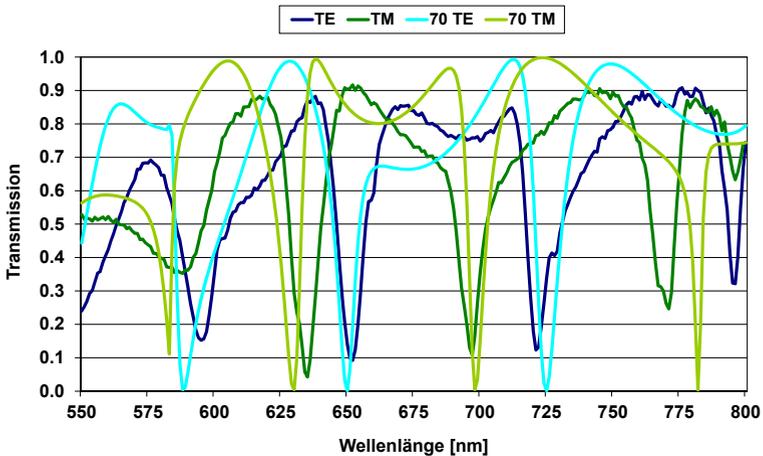


Abb. 7.38: Transmissionsspektrum (Kurven TE, TM) einer 750 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem Gitter der Gitterperiode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, Belichtungs-dosis $25,2 \text{ mJ/cm}^2$ in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung und berechnete Transmissionskurven für eine 70 nm dicke Chalkogenidglasschicht auf Quarzglassubstrat (Kurven 70 TE, 70 TM)

Für ein mit fünf Belichtungspulsen erzeugtes Gitter tritt eine zufriedenstellende Übereinstimmung der gemessenen Spektren mit den Berechnungen für ein Gitter mit einer Gittertiefe von 100 nm auf. Die Transmissionsminima liegen bei 640 nm für die TE-Polarisation und 631 nm für die TM-polarisierte Strahlung (siehe Abb. 7.39). Dabei sind die Minima gegenüber den berechneten Spektren in Richtung größerer Wellenlängen um 5 nm verschoben. Gleichzeitig zeigt sich nur eine geringe Verbreiterung der Resonanzen im Vergleich zu den berechneten Spektren. Die Transmissionsminima erreichen Werte von 17 % bei TE-Polarisation bzw. 2 % für die TM-polarisierte Strahlung.

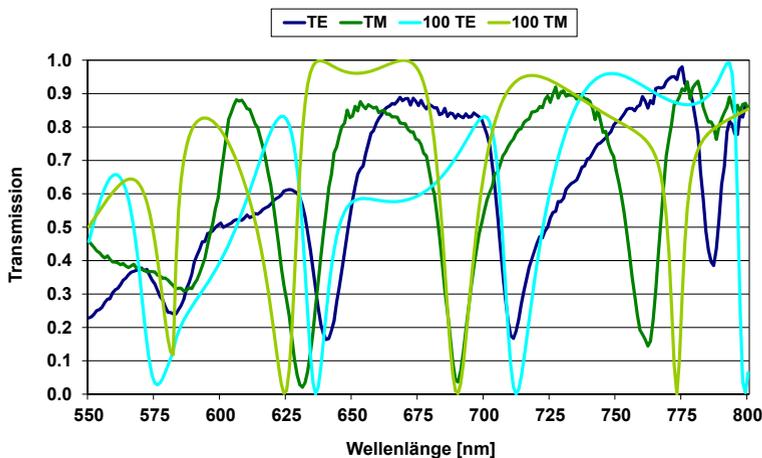


Abb. 7.39: Transmissionspektren (Kurven TE, TM) einer 750 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem Gitter der Gitterperiode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, Belichtungs-dosis 42 mJ/cm² in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung und berechnete Transmissionskurven für eine 100 nm dicke Chalkogenidglasschicht auf Quarzglassubstrat (Kurven 100 TE, 100 TM)

Auch für dieses Gitter führte die Bestimmung der Gittertiefe mittels Auswertung des Schichtquerschnittbildes am REM zu einer Bestätigung des Wertes von 100 nm. Die belichtete Struktur ist in Abb. 7.40 gezeigt.

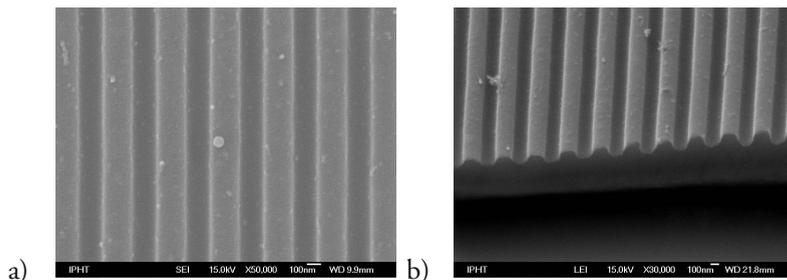


Abb. 7.40: REM-Aufnahme einer strukturierten Chalkogenidglasschicht, Belichtungs-dosis 42 mJ/cm²; a) Aufnahme bei einer Vergrößerung von 50 000, b) Darstellung des Schichtquerschnitts bei einer Vergrößerung von 30 000

In Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen für eine Gittertiefe von 110 nm bewegen sich die Resonanzwellenlängen für ein mit 13 Belichtungspulsen erzeugtes Gitter bei TE- und TM-polarisierter Strahlung aufeinander zu (siehe Abb. 7.41). Es kommt zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Resonanzen gegenüber den theoretischen Werten. Eine vollständige Unterdrückung der Transmission bei der Resonanzwellenlänge tritt nicht auf. Der TE-polarisierte Strahlungsanteil wird lediglich auf 21 %, die TM-polarisierte Welle auf 2 % verringert.

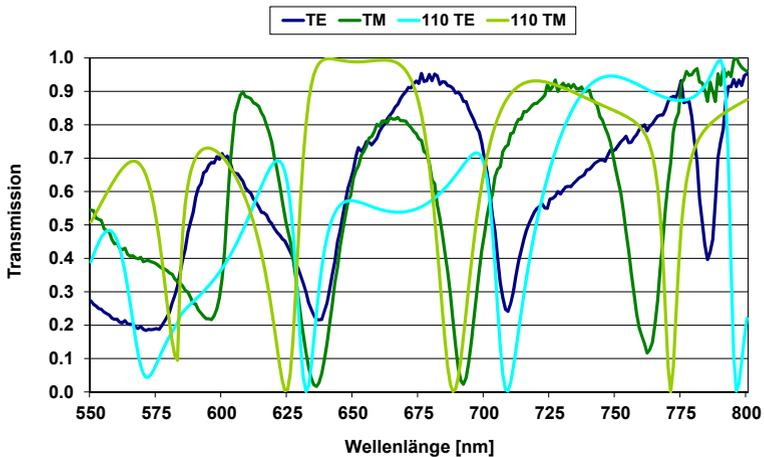


Abb. 7.41: Transmissionsspektren (Kurven TE, TM) einer 750 nm dicken Chalkogenidglas-schicht mit einem Gitter der Gitterperiode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, Belichtungs-dosis $109,2 \text{ mJ/cm}^2$ in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung und berechnete Transmissionskurven für ein 110 nm tiefes Gitter auf Quarzglas-substrat (Kurven 110 TE, 110 TM)

Bei der Bestimmung der Gittertiefe mittels Auswertung des Schichtquer-schnittbildes am REM konnte der anhand der Transmissionsspektren er-mittelte Wert von 125 nm bestätigt werden. Die belichtete Struktur ist in Abb. 7.42 gezeigt.

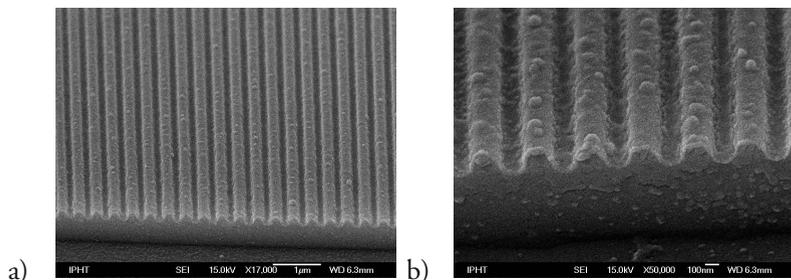


Abb. 7.42: REM-Aufnahme einer strukturierten Chalkogenidglasschicht, Belichtungsdosis $109,2 \text{ mJ/cm}^2$; a) Aufnahme bei einer Vergrößerung von 50 000, b) Darstellung des Schichtquerschnitts bei einer Vergrößerung von 30 000

Für die untersuchten Gitterstrukturen auf Glaswafern ergibt sich, dass ein deutlich nichtlinearer Zusammenhang zwischen resultierender Gittertiefe und Belichtungsdosis zu beobachten ist. Wird die Belichtungsdosis von 25 mJ/cm^2 auf 109 mJ/cm^2 erhöht, steigt die Gittertiefe von 70 auf 110 nm. Dies entspricht einem Faktor kleiner zwei. Der Zusammenhang ist in Abb. 7.43 dargestellt.

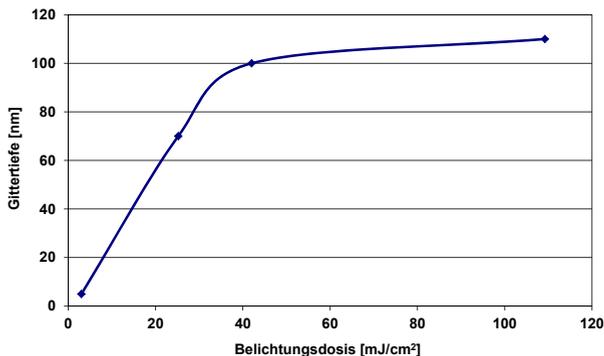


Abb. 7.43: Erzeugte Gittertiefe in Abhängigkeit von der Belichtungsdosis

Es ist davon auszugehen, dass die realisierbare Gittertiefe begrenzt ist. Die anhand der Berechnungen zu erwartende Verbreiterung der Resonanzen mit zunehmender Gittertiefe ist experimentell bestätigt worden. Beträgt

die spektrale Breite 11 nm bei einer Gittertiefe von 70 nm, so steigt diese auf 20 nm bei einer Gittertiefe von 125 nm an. Auch die rechnerisch ermittelte Verschiebung der Resonanzwellenlänge mit zunehmender Gittertiefe hin zu kürzeren Wellenlängen, sowohl bei TE- als auch bei TM-polarisierter Strahlung, ist in den gemessenen Spektren zu verzeichnen. So tritt beispielsweise bei einer Gittertiefe von 70 nm eine Resonanz für TE-Polarisation bei 723 nm auf. Bei einer Gittertiefe von 110 nm verschiebt sich deren Wellenlänge auf 705 nm. Für TM-Polarisation beträgt die Verschiebung 4 nm, von 698 nm bei einer Gittertiefe von 70 nm auf 694 nm bei einer Gittertiefe von 110 nm.

Wird für die aufgeführten Strukturbeispiele die Oberflächengüte der Gitter verglichen, so bilden sich mit steigender Belichtungs-dosis zunehmend Partikel auf der Chalkogenidglasschicht. Die Herstellung tieferer Gitter führt zu einer Qualitätsverschlechterung der Struktur-oberfläche. Bis zu einer Gittertiefe von 100 nm sind nur vereinzelt Partikel sichtbar. Deren Anzahl nimmt bei einer Gittertiefe von 110 nm stark zu.

7.3.3.2 Eindimensionale Strukturen auf den Stirnflächen von LLF

Werden Chalkogenidglasschichten auf Lichtleitfasern strukturiert, ist die Numerische Apertur der LLF bei der Beleuchtung des Gitters von Bedeutung. Der Divergenzwinkel entspricht in den durchgeführten Berechnungen dem maximalen Einfallswinkel der Strahlung auf die Schicht. Die auf Glaswafern hergestellten Strukturen weisen eine nahezu binäre Profilform auf. Daher wird beim Vergleich von Simulationsrechnungen und den an Strukturen auf Lichtleitfasern gemessenen Transmissions-spektren ebenfalls von einer binären Stegform und einem Füllfaktor von 0,5 ausgegangen. Diese Annahme wird anhand von REM-Aufnahmen der erzeugten Strukturen bestätigt (siehe Abb. 7.48 und Abb. 7.53).

Für die LLF 3/2, einer ab einer Wellenlänge von 511 nm monomodigen Lichtleitfaser, wurde das in Abb. 7.44 dargestellte Transmissions-spektrum

gemessen. Belichtet wurde die Schicht mit 5 Belichtungspulsen mit einer Gesamtdosis von 114 mJ/cm^2 . Anhand der Messung der Transmissionsspektren an unstrukturierten Schichten auf Lichtleitfasern dieses Typs wurde eine Schichtdicke von 350 nm ermittelt. Der Vergleich mit berechneten Transmissionsspektren ergibt die beste Übereinstimmung für eine Gittertiefe von 180 nm . Für eine Wellenlänge von 660 nm ist eine Verringerung der Transmission auf weniger als 4% zu verzeichnen.

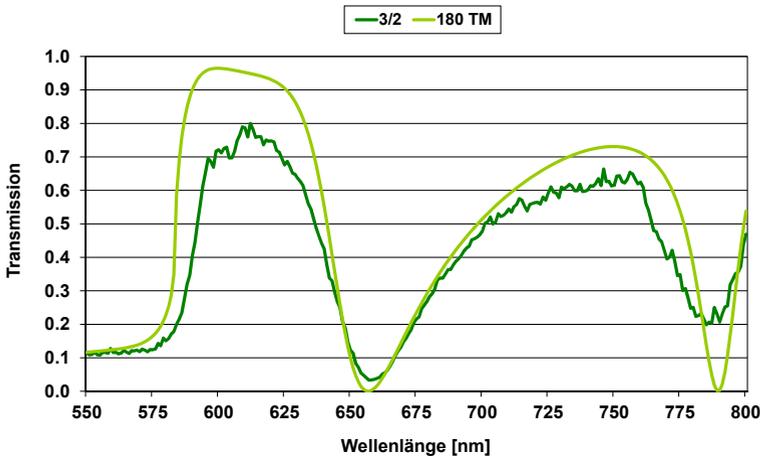


Abb. 7.44: Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 350 nm auf einer Singlemode-LLF mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung für eine Gittertiefe von 180 nm , Gitterperiode 400 nm

In Abb. 7.45 sind REM-Aufnahmen der strukturierten Chalkogenidglasschicht auf der Faserstirnfläche dargestellt. Im Bild a) ist eine homogene Strukturierung der Schicht auf der gesamten Stirnfläche erkennbar. Am Rand kommt es zu geringen Abbrüchen der Beschichtung, wie Bild b) zeigt. Die Struktur im Bereich des Faserkerns ist in Bild c) abgebildet. Zu erkennen ist eine gleichmäßige Strukturausprägung. Eine zuverlässige Aussage zu Gittertiefe und Schichtdicke ist bei dieser Ausrichtung des Gitters leider nicht mit der notwendigen Genauigkeit möglich.

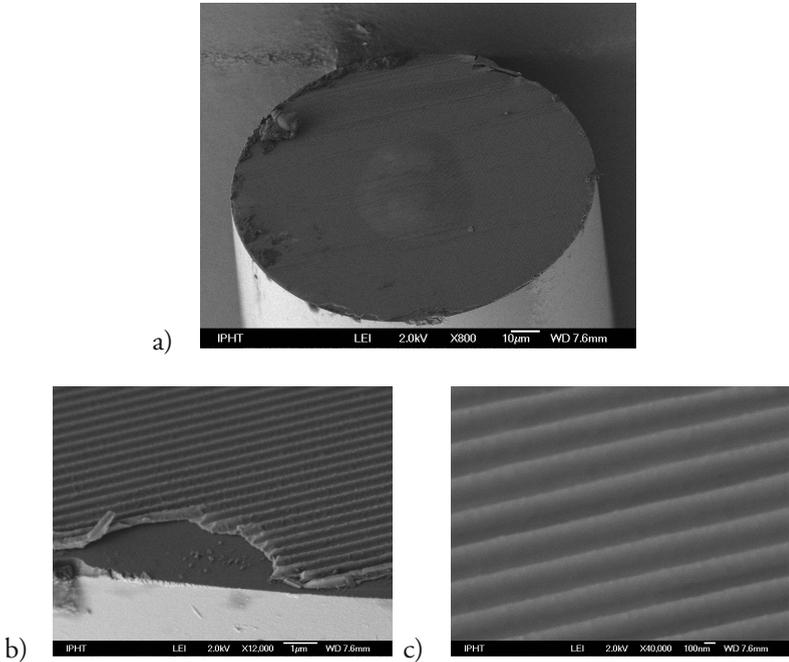


Abb. 7.45: REM-Aufnahmen eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglas-schicht auf der Stirnfläche einer LLF (F3/2) unter einem Betrachtungswinkel von 45° , Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm², a) Übersicht Faserstirnfläche Vergrößerung 800, b) Schichtabbruch, Vergrößerung 12 000, c) Gitterstruktur über dem Faserkern, Vergrößerung 40 000

Für die Fasern mit dem Kerndurchmesser 15 µm wurde an unstrukturierten Schichten eine Schichtdicke von 1250 nm ermittelt. Dies bestätigt sich auch für die gitterstrukturierte Faser 15/3 durch den Vergleich der dafür berechneten Spektren mit den gemessenen Werten (Abb. 7.46). Bei einer Belichtungs-dosis von 114 mJ/cm² wurde in diesem Fall eine Gittertiefe von 180 nm erzielt. Im gesamten Spektrum weisen die Resonanzen hinsichtlich ihrer Lage eine gute Genauigkeit im Vergleich zu den berechneten Werten für eine Gittertiefe von 180 nm auf. Bei einer

Wellenlänge von 710 nm kommt es zu einer maximalen Verringerung der Transmission auf 10 %. Die Resonanzwellenlänge ist um 10 nm in Richtung kürzerer Wellenlängen im Vergleich zum theoretischen Wert verschoben. Für die weiteren Resonanzen treten Verschiebungen von maximal 5 nm auf. Die Transmission wird auf Werte um 15 % verringert.

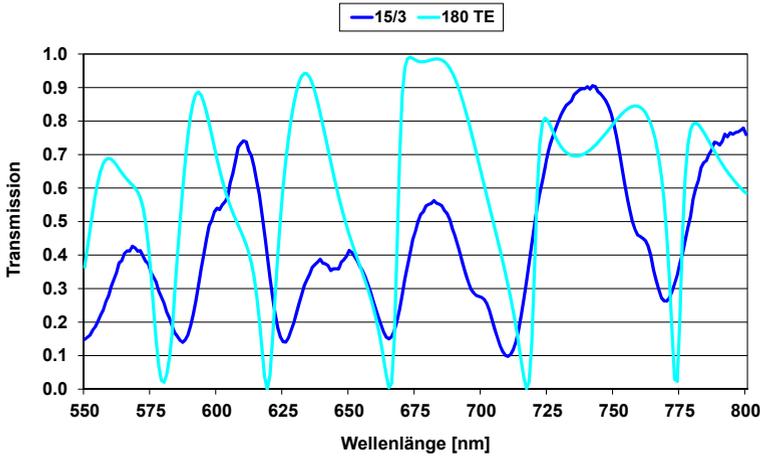


Abb. 7.46: Vergleich des Transmissionspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm auf einer LLF mit dem Kerndurchmesser 15 μm mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung für eine Gittertiefe von 180 nm. Gitterperiode 400 nm

REM-Aufnahmen der Faserstirnfläche sind in Abb. 7.47 und Abb. 7.48 gezeigt. Die gleichmäßig ausgeprägte Struktur auf der gesamten Fläche ist in Abb. 7.47 dargestellt. Auch bei dieser Faser entstehen am Rand der Fläche geringe Abbrüche der Schicht (siehe Abb. 7.48 a). An dieser Stelle kann eine Abschätzung des Verhältnisses Gesamtschichtdicke zur Gittertiefe erfolgen. Dies liegt ungefähr bei 7:1. Das entspricht den simulierten Parametern mit einer Gittertiefe von 180 nm bei einer Gesamtschichtdicke von 1250 nm.

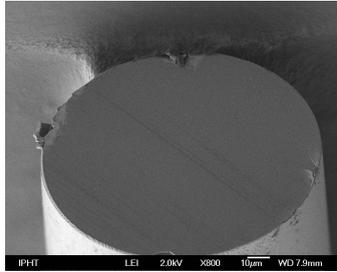


Abb. 7.47: REM-Aufnahme eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F15/3), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm^2 , Vergrößerung 800 bei Kippwinkel von 45°

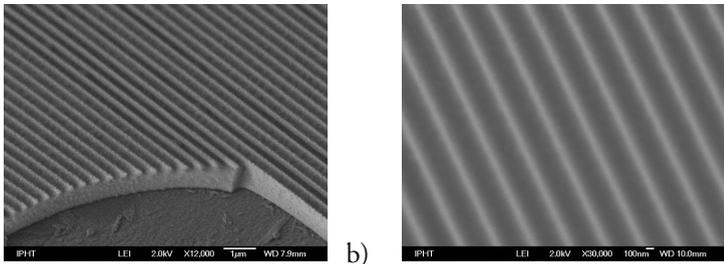


Abb. 7.48: REM-Aufnahmen eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F15/3), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm^2 , a) Schichtabbruch, Vergrößerung 12 000 bei Kippwinkel 45° , b) Gitterstruktur über dem Faserkern, Vergrößerung 30 000 bei Kippwinkel 20°

Schichtdicken von 1250 nm wurden auch auf Fasern des Typs 3 realisiert. Dargestellt sind die Transmissionsspektren der Faser 3/7 in Abb. 7.49 und Abb. 7.50 in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung. Es ist erkennbar, dass nur geringe Abweichungen der Resonanzwellenlängen von den berechneten Werten auftreten. Gleichzeitig kommt es zu einer schwachen Verbreiterung der Resonanzen im Vergleich zu den simulierten Werten. Die Chalkogenidglasschicht auf dieser Faser wurde mit einer Belichtungs-dosis von $67,5 \text{ mJ/cm}^2$ belichtet. Der Vergleich der gemessenen mit den berechneten Spektren zeigt die beste Übereinstimmung bei

einer Gittertiefe von 110 nm. Im Transmissionsspektrum dieser Faser ist bei mehreren Resonanzen eine Verringerung der Transmission auf 10 % zu erkennen.

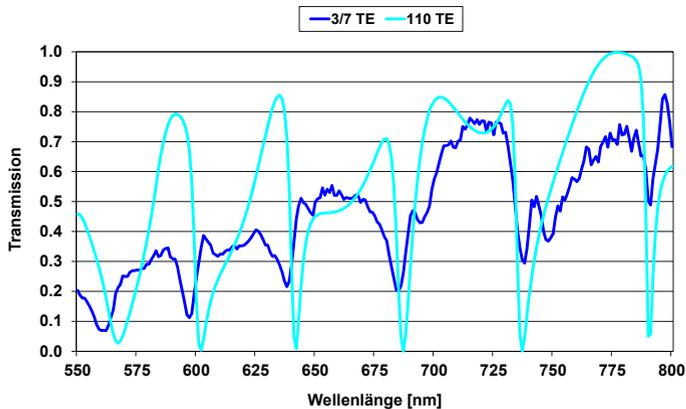


Abb. 7.49: Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm auf einer Singlemode-LLF mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung, Gitterperiode 400 nm bei TE-Polarisation

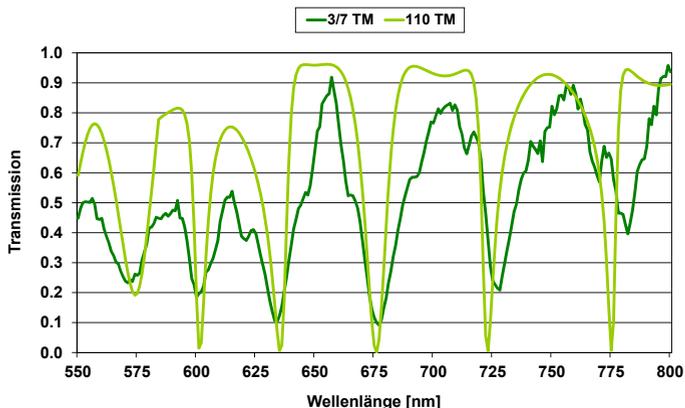


Abb. 7.50: Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm auf einer Singlemode-LLF mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung für eine Gittertiefe von 110 nm, Gitterperiode 400 nm bei TM-Polarisation

Die Untersuchung der Lichtleitfaser im REM ergab die in Abb. 7.51 und Abb. 7.52 gezeigten Aufnahmen. Zu erkennen sind auch bei dieser Faser sowohl die homogene Schichtausbildung auf der gesamten Faserstirnfläche, wie Abb. 7.51 zeigt, als auch die gleichmäßige Strukturierung der Chalkogenidglasschicht. Am Rand der Stirnfläche kommt es nicht zur Entstehung von Schichtausbrüchen, siehe Abb. 7.52 a). so dass weder die Schichtdicke, die Gittertiefe noch die Profilform der Gitterstege beurteilt werden können. In Abb. 7.52 b) ist das Gitter im Bereich des Faserkerns dargestellt. Es sind keine Partikel auf der Oberfläche vorhanden. Die Stege sind deutlich strukturiert.

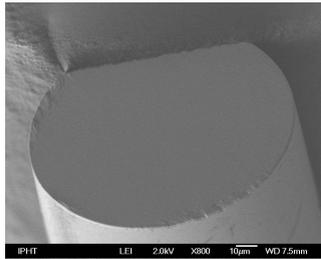


Abb. 7.51: REM-Aufnahme eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F3/7), Gitterperiode 400 nm, Belichtungsdosis 114 mJ/cm², Übersicht Faserstirnfläche, Vergrößerung 800 bei Kippwinkel 45

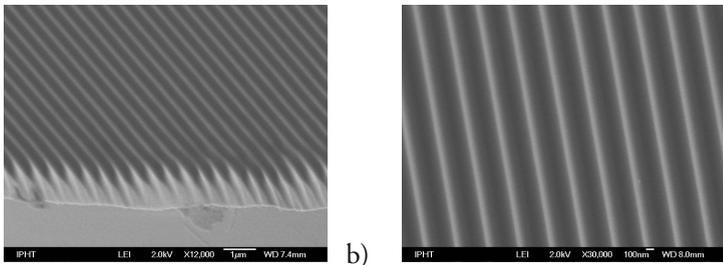


Abb. 7.52: REM-Aufnahmen eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F3/7), Gitterperiode 400 nm, Belichtungsdosis 114 mJ/cm², a) Schichtstruktur am Rand der Stirnfläche, Vergrößerung 12 000 bei Kippwinkel 45°. b) Gitterstruktur über dem Faserkern, Vergrößerung 30 000 bei Kippwinkel 20°

Die Angabe der Belichtungs-dosis stellt bei der LIL einen Mittelwert dar. Es treten gewisse Puls-zu-Puls-Schwankungen in der Energie des Excimerlasers auf. Diese betragen laut Hersteller des Lasersystems $\sigma = 5\%$. Die Angabe der Pulsenergien bezieht sich auf den Mittelwert einer größeren Anzahl von Laserpulsen. Schwankungen in der Pulsenergie wirken sich bei der Exposition weniger Laserpulse auf die Höhe der tatsächlich einwirkenden Belichtungs-dosis aus. Daher sind bei der Belichtung mit nominell gleichen Belichtungs-dosen Gitter unterschiedlicher Gittertiefe erzeugt worden. Zur genaueren Bestimmung der maximal erreichbaren Gittertiefe sind weitere Untersuchungen erforderlich.

7.3.3.3 Zweidimensionale Strukturen auf den Stirnflächen von LLF

Die Erzeugung zweidimensionaler Gitter mittels des DUV-Interferenzsystems erfolgte in einem zweistufigen Prozess. Ein Strukturbeispiel ist in Abb. 7.53 dargestellt. Lediglich ein kleiner Bereich außerhalb des Faserkerns, am Rande der LLF, zeigt eine zweidimensionale Struktur. In diesem Gebiet ist die Schicht dicker als im restlichen Gebiet, was auf eine teilweise Zerstörung des oberen Teils der Schicht hindeutet. Auf dem überwiegenden Teil der Schicht ist jedoch ein eindimensionales Gitter entstanden. Des Weiteren sind auf der Oberfläche zahlreiche Partikel zu erkennen. Vermutlich tritt bei großen Gittertiefen eine Anlagerung von verdampftem und / oder verschobenem Material auf. Zudem weist das Gitter in diesem Bereich eine abweichende Tiefe in den unterschiedlichen Belichtungsrichtungen auf. Es kommt wahrscheinlich im ersten Belichtungsschritt zu einer Modifikation des Glases oder seiner Oberfläche, so dass die zweite Belichtung nicht die gleiche Struktur-tiefe hervorrufen kann. Zudem führt wahrscheinlich die erste Belichtung auch im unbelichteten Bereich zu einer Materialmodifikation, beispielsweise durch Wärmeeintrag in das Schichtmaterial.

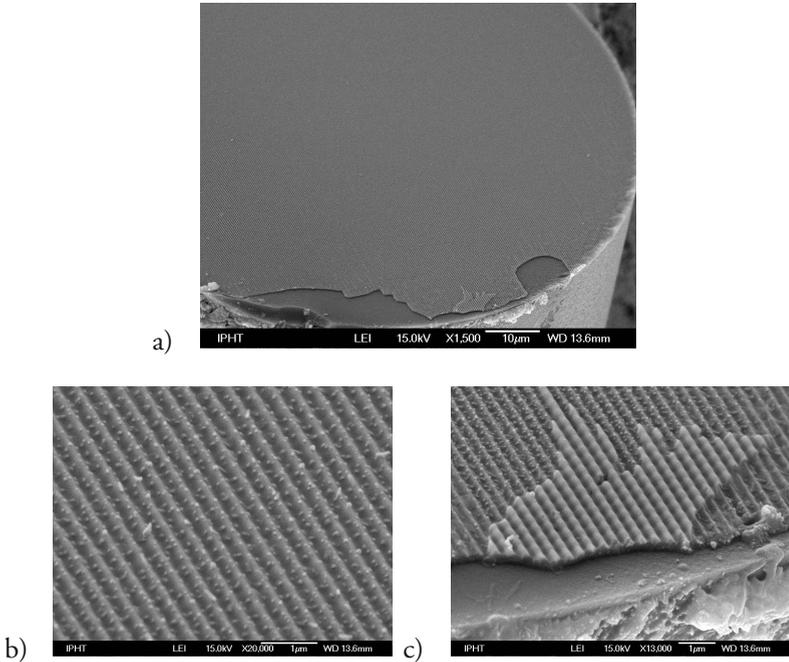


Abb. 7.53: REM-Aufnahmen eines zweidimensionalen Gitters in einer Chalkogenid-glasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F15/15), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis $67,5 \text{ mJ/cm}^2$ je Belichtungsrichtung, a) Übersicht ein- und zweidimensionaler Bereich, Vergrößerung 1500, b) eindimensionaler Bereich, Vergrößerung 20 000, c) zweidimensionaler Bereich, Vergrößerung 13 000

Ein weiteres Strukturbeispiel ist in Abb. 7.54 dargestellt. In diesem Fall ist auf der gesamten Faserstirnfläche eine zweidimensionale Strukturierung zu erkennen. Jedoch ist auch bei dieser Struktur die beschriebene unterschiedliche Ausprägung der Gittertiefe in den mit gleicher Dosis bestrahlten senkrechten Belichtungsrichtungen erkennbar.

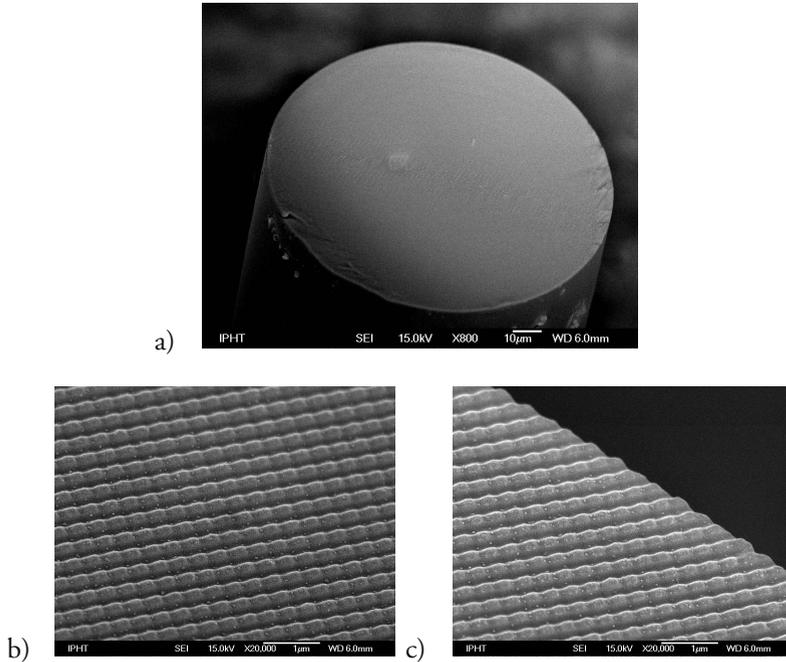


Abb. 7.54: REM-Aufnahmen eines zweidimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglaschicht auf der Stirnfläche einer LLF (50/20), Gitterperiode 400 nm, Belichtungsdosis 82,5 mJ/cm² je Belichtungsrichtung, a) Übersicht Faserstirnfläche, Vergrößerung 800, b) Zentrum der Faserstirnfläche, Vergrößerung 20 000, c) Rand der Faserstirnfläche, Vergrößerung 20 000

Das an dieser Faser gemessene Transmissionsspektrum zeigt die erwartete Polarisationsunabhängigkeit (siehe Abb. 7.55). Die Transmission wird auf 22 % für TE-polarisierte Strahlung und auf 25 % bei TM-Polarisation verringert. Diese Resonanz tritt bei einer Wellenlänge von 530 nm auf. Weitere polarisationsunabhängige Transmissionsminima befinden sich bei Wellenlängen von 585, 655 und 745 nm.

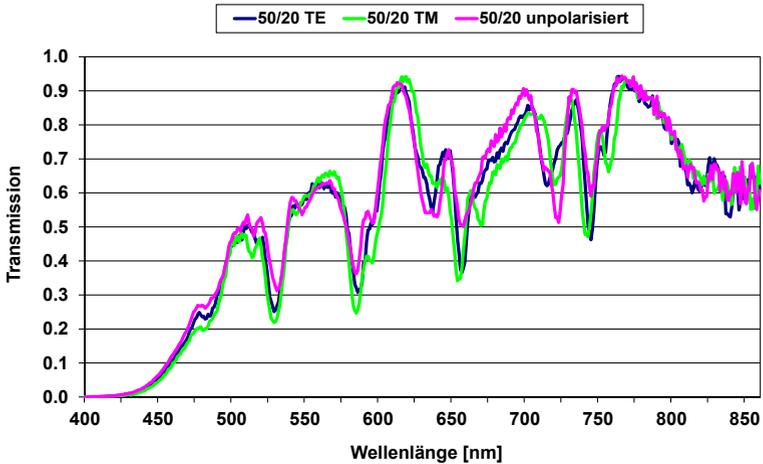


Abb. 7.55: Gemessenes Transmissionsspektrum einer chalkogenidglasbeschichteten LLF mit Kerndurchmesser $50\ \mu\text{m}$, Gitterperiode $400\ \text{nm}$

7.3.4 Systematisierung der Ergebnisse der Strukturierung von Chalkogenidglasschichten

Sowohl bei der Erzeugung der Chalkogenidglasschichten als auch bei deren Strukturierung stellen Lichtleitfasern aufgrund ihrer Geometrie besondere Anforderungen an die Prozesse. Für Wafer erfolgt eine Rotation der Proben auf Kalotten in der Beschichtungsanlage, um die Ausbildung von Schichten reproduzierbarer Dicke zu gewährleisten. Die Befestigung der LLF erforderte Modifikationen im Aufbau, so dass eine Rotation der Proben während der Beschichtung nicht realisiert werden konnte. Eine Optimierung der Prozessschritte war auch nicht Bestandteil der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen.

Zur Bestimmung der Schichtdicke können die Transmissionsspektren unstrukturierter Schichten genutzt werden. Ist die Dicke der Schicht bekannt, können Transmissionsspektren zielgerichtet entworfen werden.

Durch die Schichtdicke ist die Anzahl der Moden, das heißt der maximal möglichen Zahl von Transmissionsminima, festgelegt. Über die Tiefe der eingeschriebenen Gitter kann im Wesentlichen die Lage und spektrale Breite der Resonanzen sehr gut gezielt beeinflusst werden. Somit ist die Herstellung „maßgeschneiderter“ Polarisations- und Wellenlängenfilter möglich.

Sowohl für Plattensubstrate als auch für Strukturen auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern konnten die Ergebnisse der Simulationsrechnungen hinsichtlich der Gittertiefe und Schichtdicke anhand von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen bestätigt werden.

Bei der Belichtung von Glaswafern mit einer Chalkogenidglasbeschichtung, im untersuchten Fall mit einer Schichtdicke von 750 nm, war ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Belichtungs-dosis und der erzielten Gittertiefe erkennbar (siehe Abb. 7.43). Weiterhin wird die Abhängigkeit der spektralen Breite der Resonanzen von der Gittertiefe deutlich (siehe Abb. 7.38, Abb. 7.39, Abb. 7.41). Jedoch konnte, im Unterschied zu den theoretischen Werten für Proben, die mit idealen ebenen Wellen beleuchtet werden, weder an Glaswafern noch an Lichtleitfasern eine vollständige Unterdrückung der Transmission in den Minima beobachtet werden. Ursachen liegen beispielsweise in Inhomogenitäten der Strukturen innerhalb der bei der Messung ausgeleuchteten Gitterfläche. Eine Erhöhung der Gittertiefe bewirkt eine Verbreiterung der spektralen Breite der Resonanzen und deren Verschiebung. Bereits geringe Belichtungs-dosen von $25,2 \text{ mJ/cm}^2$, mittels eines einzelnen Laserpulses aufgebracht, führen zu Gittertiefen größer 75 nm. Der Bereich kleinerer Gittertiefen wäre experimentell noch zu untersuchen. So kann beispielsweise durch Abschwächung der Pulsenergie eine Verringerung der Belichtungs-dosis erzielt werden.

Schwankungen der Pulsenergie des Excimerlasers wirken sich bei der geringen Anzahl der verwendeten Belichtungspulse besonders stark auf die tatsächlich exponierte Dosis aus. Für eine detailliertere Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Belichtungs-dosis und Gittertiefe sind daher weiterführende Untersuchungen erforderlich.

Anhand der Strukturierung von Resisten ist nachgewiesen worden, dass die DUV-LIL gut zur Herstellung zweidimensionaler Gitter auf Lichtleitfasern geeignet ist. Bei der Strukturierung von Chalkogenidglasschichten führte die aufeinanderfolgende Belichtung bei Drehung der Probe um 90° jedoch nicht in beiden Belichtungsrichtungen zu einer vergleichbaren Strukturierung. Die zuletzt durchgeführte Belichtung bedingt stets eine geringere Gittertiefe. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass auch das bei der ersten Belichtung nicht bestrahlte Material, wahrscheinlich durch thermische Effekte, modifiziert wird. Weitere Untersuchungen hinsichtlich der Belichtungsparameter sind daher erforderlich. Eine polarisationsunabhängige Änderung des Transmissionsspektrums konnte bei Beleuchtung der in Abb. 7.54 dargestellten Struktur nachgewiesen werden.

7.3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Gitterstrukturierung von Chalkogenidglasschichten

Es wurde eine gute Übereinstimmung der gemessenen Transmissionspektren sowohl von auf Plattensubstraten als auch auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern gitterstrukturierten Chalkogenidglasschichten mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen gefunden. Der theoretisch zu erwartende Einfluss der Gittertiefe auf die Lage und spektrale Breite von Resonanzen im Spektrum konnte experimentell bestätigt werden. Bei Erhöhung der Gittertiefe von 70 auf 110 nm in einer 750 nm dicken Schicht kommt es beispielsweise zu einer Verbreiterung der Resonanz von 10 auf durchschnittlich 20 nm bei einer gleichzeitigen Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen.

Zweidimensionale Gitter konnten in einem zweistufigen Belichtungsprozess hergestellt werden. Jedoch kommt es zu unterschiedlichen Gittertiefen in den zueinander senkrechten Belichtungsrichtungen. Die Tiefe der im zweiten Belichtungsschritt erzeugten Gitterstruktur ist bei gleicher Belichtungsdosis systematisch kleiner als für die erste Richtung.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die Herstellung und Strukturierung von Resistsschichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern stellt an die eingesetzten Technologien besondere Anforderungen. Es müssen geeignete Probenhalterungen entwickelt werden, um ein Handling der Lichtleitfasern in allen Prozessschritten zu ermöglichen. Die Stirnfläche der Lichtleitfasern sollte mit der Oberfläche der Halterung eine Ebene bilden, um die Ausbildung eines Lackfilmes mit homogener und reproduzierbarer Dicke zu ermöglichen. Durch Politur der Faser in der Halterung wird dies temporär erreicht. In der Prozessfolge kommt es während des Ausheizens der Probe vor dem Belacken jedoch zu einer Höhenverschiebung der Faserstirnfläche gegenüber der Halterungsoberfläche. Der Resist bildet auf der LLF keinen Film homogener Dicke aus. Wird der Resist vor der Belichtung lichtmikroskopisch untersucht, ist eine Abschätzung der Dicke möglich. Nach Dosisuntersuchungen für verschiedene Resistfilmdicken ist eine Anpassung der Belichtungs-dosis für eine reproduzierbare Strukturierung möglich.

Es wurde gezeigt, dass eine hochqualitative Strukturierung des Elektronenstrahlresists AR-P 610 mittels DUV-Interferenzbelichtung erfolgreich durchgeführt werden kann. Dieser Resist ist aufgrund verschiedener Eigenschaften besonders für die Prozessierung auf Lichtleitfaserstirnflächen geeignet. So ist ein Tempern weder nach der Belichtung noch nach der Entwicklung erforderlich. Zudem besitzt der Resist eine geringe Empfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich, ein sehr gutes Haftvermögen und eine geringe Feuchteempfindlichkeit nach dem Softbake. Daher ist eine Prozessierung auch ohne Kontrolle der Luftfeuchtigkeit und ohne Gelblichtumgebung außerhalb des Reinraumes möglich. Da der Resist bei der Belichtung im DUV außerhalb der Spezifikation des Herstellers eingesetzt wird, wurden die optischen Parameter im DUV bestimmt und die erforderlichen Prozessparameter experimentell ermittelt. Für Resistfilme von 350 nm Dicke erfolgte die Herstellung diffraktiver Strukturen. Aufgrund der geringen Absorption des Resists ist es für höher reflektierende Substrate wie Silizium oder metallische Schichten erforderlich,

eine reflexionsmindernde Schicht einzusetzen, um der Entstehung stehender Wellen sowie einer Verschlechterung der Kantengeometrie durch eine rückseitige Belichtung des Resists entgegen zu wirken. Sowohl für Silizium als auch für Chrom und Gold wurden dazu Berechnungen zur Wirkung des BARC DUV 252 durchgeführt. Die an den Oberflächen auftretenden Reflexionen werden auf 5 % reduziert, so dass eine zerstörungsfreie Belichtung des Resists AR-P 610 erfolgen kann. In der experimentellen Untersuchung für Gold- und NiCr-Schichten hat sich dieses Material als geeignet herausgestellt. Somit ist auch für höher reflektierende Substrate eine hochauflösende Strukturierung des Resists AR-P 610 mit Strukturgrößen kleiner 150 nm möglich. Dieser Resist ist zudem für den Einsatz zur Herstellung metallischer Strukturen mittels Trockenätzen geeignet. Er stellt einen ausreichenden Ätzwiderstand gegen Metalle wie Gold und NiCr-Schichten dar. Somit ist die Herstellung metallischer Masken, beispielsweise für die Faser-zu-Faser-Belichtung möglich. Der Ätzprozess bedarf noch weiterer Anpassungen und Optimierungen, um die Übertragung von Resiststrukturen mit Gitterperioden kleiner 400 nm in metallische Schichten auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern zu realisieren.

Die Herstellung von Strukturen mittels direkt schreibender Laserlithografie auf den Stirnflächen von LLF stellte einen weiteren Bestandteil dieser Arbeit dar. Dazu waren Anpassungen bezüglich der Belackungsparameter sowie der Belichtungsdosis erforderlich. Eine Übertragung unterschiedlicher Strukturgeometrien von dem Resist in metallische Schichten konnte erfolgreich durchgeführt werden. Die minimale realisierte Gitterperiode beträgt 3 μm . Auch diese Strukturen können Anwendung als metallische Masken finden. In weiterführenden Arbeiten ist der Einsatz der metallischen Masken für Faser-zu-Faser-Belichtungen vorgesehen. Eine Verringerung der Strukturgrößen ist ein weiteres Ziel zukünftiger Untersuchungen.

In Chalkogenidglasschichten können ohne nasschemische Prozessschritte mittels DUV-Interferenzlithografie direkt Oberflächengitter eingeschrie-

ben werden. Aufgrund der hohen Brechzahl eignet sich dieses Material zur Herstellung resonanter Wellenleitergitter auf Lichtleitfasern. In den vorgestellten Untersuchungen ist der Funktionsnachweis für derartige Bauelemente erstmalig gelungen. Die resultierende Gittertiefe zeigt eine nichtlineare Abhängigkeit von der Belichtungsdosis. Es wurde eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen Transmissionsspektren, Simulationsergebnissen und elektronenmikroskopisch bestimmten Strukturparametern erreicht. Somit ist der gezielte Entwurf von Gitterstrukturen mit maßgeschneiderten wellenlängen- und polarisationsabhängigen Filterungseigenschaften von aus Lichtleitfasern austretender Strahlung möglich.

Jedoch traten bei einer zweistufigen Belichtung in den zueinander senkrechten Belichtungsrichtungen unterschiedliche Gittertiefen auf. Bei den durchgeführten Belichtungen wurde dieser systematische Effekt beobachtet. Eine Angleichung der Strukturiefen in den unterschiedlichen Belichtungsrichtungen ist regelmäßig nicht erreicht worden. Als Ursache dafür wird eine Materialmodifikation während des ersten Belichtungsschrittes angesehen. Weiterführende Untersuchungen müssten zeigen, inwieweit eine Anpassung von Belichtungsparametern dieses Problem lösen kann.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Technologien zur reproduzierbaren Herstellung von funktionellen Bauelementen auf der Basis hochfrequenter diffraktiver Strukturen auf den Stirnflächen von Lichtleitfasern entwickelt und prinzipielle Funktionsnachweise erbracht. Die Ergebnisse sind damit eine gute Basis für die zukünftige Entwicklung von neuartigen lichtleitfaserbasierten mikrooptischen Komponenten mit hohem Applikationspotential.

Literaturverzeichnis

- Adams 1981 M. J. Adams: *An Introduction to Optical Waveguides*. New York: John Wiley and Sons, 1981
- Agrawal 1989 G. Agrawal: *Nonlinear Fiber optics*. Boston: Academic Press Inc., 1989
- Allresist 2007 Allresist: Allresist Produktübersicht, 2007
- ATSOS DOOS, Übelbergweg 1, 99891 Tabarz, www.doos.de
- Barnes 1992 G. A. Barnes and T. D. Flaim: *Anti-Reflective Coating for Deep UV Lithography Process Enhancement*. Polymer Engineering and Science, Nov 1992, Vol. 32, No. 21
- Bartelt 2007 H. Bartelt, K. Schuster, S. Unger, C. Chojetzki, M. Rothhardt, I. Latka: *Single-pulse fiber Bragg gratings and specific coatings for use at elevated temperatures*. Applied Optics, Vol 46, Issue 17, pp. 3417-3424, 2007
- Born 1965 M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press, 1965
- Brandenburg 1993 A. Brandenburg and A. Gombert: *Grating Couplers as chemical sensors: a new optical configuration*. Sensors and Actuators B, 17 (1993) 35-40
- Brandenburg 2000 A. Brandenburg, R. Krauter, Ch. Künzel, M. Stefan, and H. Schulte: *Interferometric sensors for detection of surface-bound bioreactions*, Applied Optics, Vol. 39, No. 34, 2000
- Bräuer 1994 R. Bräuer, O. Bryngdahl: *Design of antireflection gratings with approximate and rigorous methods*. Applied Optics, Bd. 34 (4), S. 7875-7882, 1994
- Brewer 2010 Brewer Science: Brewer Science DUV 252, Datenblatt 2010
- Choi 2003 S. Choi, K. R. Kim, K. Oh: *Interferometric inscription of surface relief gratings on optical fiber using azo polymer film*. Applied Physics Letters, Vol 83, No. 6 (2003)
- Chojetzki 2004 C. Chojetzki, T. Klaiberg, J. Ommer, et.al: *Fiber Bragg gratings for high temperature sensing applications*. Technisches Messen Vol 71, Issue 10, 555-562, OCT 2004
- Chung 2010 I.-S. Chung, V. Iakovlev, A. Sirbu, A. Mereuta, A. Caliman, E. Kapon, and J. Mork: *Broadband MEMS-Tunable High-Index-Contrast Subwavelength Grating Long-Wavelength VCSEL*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.46, No.9, 2010

- Ellmann 2009 M. Ellmann, A. Rodriguez, N. Perez, M. Echeverria, Y. K. Verevkin, C. S. Peng, T. Berthou, Z. Wang, S. M. Olaizola, I. Ayerdi: *High-Power laser interference lithography process on photoresist: Effect of laser fluence and polarisation*. Applied Surface Science, 255 (2009), 5537-5541
- Enomoto 2001 T. Enomoto, S. Arase, K. Mizusawa, H. Fukuro: *High etch rate type 248 nm bottom anti-reflective coatings*. Proc. of SPIE, Vol. 4345, pt.1-2, 2001, pp. 821-828.
- Fehling 2002 S. Fehling: *Untersuchung technologischer Parameter zur Herstellung von binären und Grauwertstrukturen mittels Laserlithographie*. Fachhochschule Jena und Institut für Physikalische Hochtechnologie e.V., Diplomarbeit, 2002
- Fütterer 2002 G. Fütterer, W. Herbst, J. Rottstegge, M. Ferstl, M. Sebal, J. Schwider: *Interference patterning of gratings with a period of 150 nm at a wavelength of 157 nm*. Proc. of SPIE, Vol. 4691 (2002), pp.1703-13
- Geckeler 1990 S. Geckeler: *Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung*. 3. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1990
- Glaser 1998 T. Glaser, S. Schröter, R. Pöhlmann, H.-J. Fuchs and H. Bartelt: *High-efficiency binary phase-transmission-grating using e-beam lithography*. Journal of Modern Optics 45, 1487-1494 (1998)
- Glaser 2001 T. Glaser: *Design, Realisierung und Anwendung hochfrequenter diffraktiv-optischer Elemente und deren Kombination für neue mikrooptische Module*. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation 2001
- Glaser 2002 T. Glaser, S. Schröter, H. Bartelt, H.-J. Fuchs and E.-B. Kley: *Diffractive optical isolator made of high-efficiency dielectric gratings only*. Applied Optics, Vol. 41, No 18, 3558-3566 (2002)
- GSolver Grating Solver Development Company, Allen, Texas 75013, www.gsolver.com
- Hagemann 2001 V. Hagemann: *Untersuchungen zum dynamischen Einzelpuls-Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern und zu deren Anwendung*. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation, 2001
- Hecht 2001 E. Hecht: *Optik*. München: Oldenbourg, 2001
- Huebner 2005 U. Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, J. Kuhnert, H. Roth, H.-G. Meyer, T. Glaser, S. Schröter: *Fabrication of photonic crystals in tantalum pentoxide films*. Microelectron Engineering 78-79, 422-428 (2005)

- Jahns 2001 J. Jahns: *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. München, Wien: Oldenbourg, 2001
- Jauernig 2006 U. Jauernig: *Herstellung und Eigenschaften von diffraktiven Strukturen auf Lichtleitfasern*. Fachhochschule Jena und Institut für Physikalische Hochtechnologie e.V., Masterarbeit, 2006
- Kim 2005 M. S. Kim, H. J. Kim, K. Ch. Shim et.al.: *Optimization of 248 nm bottom anti-reflective coatings with thin film and high etch rate on real device*. Proc. SPIE, Vol. 5753, 644 (2005), doi:10.1117/12.599434
- Kim 2007 J. K. Kim, Y. Jung, B. H. Lee, K. Oh, C. Chun, D. Kim: *Optical phase-front inscription over optical fiber end for flexible control of beam propagation and beam pattern in free space*. Optical Fiber Technology Vol. 13 (2007), 240-245
- Lin 2009 Y. Lin, J. Guo and R. G. Lidnquist: *Demonstration of an ultra-wideband optical fiber inline polarizer with metal nano-grid on the fiber tip*. Optics Express 2009, Vol. 17, No. 20
- Lindner 2009 E. Lindner, C. Chojetzki, S. Brueckner, M. Becker, M. Rothhardt, J. Vlekken and H. Bartelt: *Arrays of Regenerated Fiber Bragg Gratings in Non-Hydrogen-Loaded Photosensitive Fibers for High-Temperature Sensor Networks*. Sensors 2009, 9, 8377-8381, doi: 10.3390/s91008377
- Lu 2009 Ch. Lu and R. H. Lipson: *Interference lithography: a powerful tool for fabricating periodic structures*. Laser & Photo. Rev., 1-13 (2009), doi 10.1002/1por.200810061
- Magnusson 1979 R. Magnusson, T. K. Gaylord: *Diffraction Efficiencies of thin Absorption and Transmittance Gratings*. Optics Communications, Vol. 28, No. 1, 1979
- Moharam 1972 M. G. Moharam, T. K. Gaylord: *Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings*. JOSA 72, 1385 (82)
- Mote 2009 R. G. Mote, S. F. Yu, W. Zhou, and X. F. Li: *Design and analysis of two-dimensional high-index-contrast grating surface-emitting lasers*. Optics Express. Vol.17, No.1, 2009
- Petrusis 2009 A. Petrusis, J. H. Rector, K. Smith, S. de Man and D. Iannuzzi: *The align-and-shine technique for series production of photolithography pattern on optical fibres*. J. Micromech. Microeng. 19 (2009) 047001 (5pp)
- Pommet 1994 D. A. Pommet, M. G. Moharam, E. B. Grann: *Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements*. Journal of the Optical Society of America A, Bd. 11 (6), S. 1827-1834, 1994

- Saleh 1991 B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics*. New York: Wiley, 1991
- Szekacs 2009 A. Szekacs, N. Adanyi, I. Szekacs, K. Majer-Baranyi, and I. Szendro: *Optical waveguide light-mode spectroscopy for environmental monitoring*. Applied Optics, Vol.48, No.4, 2009
- Swanepoel 1983 R. Swanepoel: *Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon*. J. Phys. E: Sci Instrum. Vol. 16, 1983
- Sychugov 1997 V. A. Sychugov, A. V. Tishchenko, N. M. Lyndin, O. Parriaux: *Wave coupling gratings for high-sensitivity biochemical sensors*, Sensors and Actuators B, 38-39, 1997
- Unigit Ing.-Büro Optimod, 07743 Jena, www.unigit.com
- Vlcek 2009 M. Vlcek, S. Schroeter, S. Brueckner, S. Fehling, A. Fiserova: *Direct fabrication of surface relief gratings in chalcogenide glasses by excimer laser interference lithography*. J. Mater Sci: Mater Electron (2009) 20: S209-293, doi: 10.1007/s10854-008-9584-6
- Völklein 2000 F. Völklein, T. Zetterer: *Einführung in die Mikrosystemtechnik*. Braunschweig: Vieweg, 2000
- Vörös 2002 J. Vörös, J. J. Ramsden, G. Csucs, I. Szendro, S. M. De Paul, M. Textor, N. D. Spencer: *Optical grating coupler biosensors*. Biomaterials 23. 3699-3710. 2002
- Wang 2009 Y. P. Wang, H. Bartelt, M. Becker, S. Brueckner, J. Bergmann, J. Kobelke, M. Rothhardt: *Fiber Bragg Grating inscription in pure-silica and Ge-doped photonic crystal fibers*. Applied Optics, 48, 11, 1963-1968, 2009
- Xie 2008 Q. Xie, M. H. Hong, H. L. Tan, G. X. Chen, L. P. Shi, T. C. Chong: *Fabrication of nanostructures with laser interference lithography*. Journal of Alloys and Compounds 449 (2008), 261-264
- Zhang 2008 F. Zhang, L. Zhang and R. O. Claus: *Investigation of the Photoresist Pattern Profile Contrast Improvement in Interference Lithography Technique Using 488-nm Laser*. IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, Vol. 21, No. 3, August 2008
- Zhou 2009 Y. Zhou, C. Y. Huang, Ch. Chase, V. Karagodsky, M. Moewe, B. Pesala, F. G. Sedgwick, and C. J. Chang-Hasnain: *High-Index-Contrast Grating (HCG) and Its Applications in Optoelectronic Devices*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (2009), Vol.15, No. 5, 1485-1499, doi 10.1109/JSTQE.2009.2021145)

Liste der Symbole

$2d$	Schichtdicke
A	belichtete Fläche
B	Stegbreite
c	Lichtgeschwindigkeit
cd	Auflösungsvermögen
D	Gittertiefe
f	Füllfaktor
f'	Objektivbrennweite
j	Indexzahl der optischen Bauelemente
k	Extinktionskoeffizient
k_f	Korrekturfaktor zur Bestimmung der minimalen Strukturgröße
l	Ordnungszahl auftretender Beugungsordnungen
n	Brechungsindex
n'	komplexe Brechzahl
NA	Numerische Apertur
P	Belichtungsleistung
r	Strahlradius
R	Reflexionsgrad
t	Belichtungszeit pro Flächenelement
α	Absorptionskoeffizient
ϕ	Azimutalwinkel
φ	Phasenverschiebung
Λ	Gitterperiode
λ	Wellenlänge
λ_{UV}	Wellenlänge DUV-Interferenzlithografie
λ_S	Schreibwellenlänge DWL
θ_A	Akzeptanzwinkel
v_{max}	maximale Verfahrgeschwindigkeit
θ_0	Einfallswinkel
ρ	Energiedichte
θ_{jl}	Beugungswinkel der l -ten Ordnung im j -ten Medium
v	Verfahrgeschwindigkeit
η	Beugungseffizienz
μ	Erwartungswert
σ	Standardabweichung

Liste der Abkürzungen

AR-P 610	Positiver Elektronenstrahlresist der Fa. Allresist
Au	Gold
AZ 1514H	positiver Resist der Fa. Microchemicals
AZ Developer	Entwickler für AZ Resiste
BARC	Bottom Anti Reflex Coating
DUV	deep ultraviolet
DWL	direct writing laser
EMT	Effektive Medientheorie
HeCd	Helium-Cadmium
HMDS	Hexamethyldisilazan
IPHT	Institut für Photonische Technologien
ISO	Isopropanol
LIL	Laser-Interferenzlithografie
LLF	Lichtleitfaser
MIBK	Methylbutylisoketon
NiCr	Nickel-Chrom
PGMEA	2-Methoxy-1-Methylethylacetat
Qu	Quarzglas
RCWA	rigorous coupled wave analysis
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RIBE	reactive ion beam etching
SEM	Sekundärelektronenmikroskop
Si	Silizium
VIS	sichtbarer Spektralbereich

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 3.1:	Unterteilung von Gittern in Phasengitter (links) und Amplitudengitter (rechts) nach [Loewen 1997]	21
Abb. 3.2:	Zweidimensionales Gitter mit wesentlichen Gitterparametern	22
Abb. 3.3:	Kennzeichnung der am Gitter auftretenden Strahlen	23
Abb. 4.1:	Aufbau eines planaren Wellenleiters nach [Saleh 1991]	29
Abb. 4.2:	Aufbau von Stufenindexfaser (links) und Gradientenindexfaser (rechts)	35
Abb. 4.3:	Gitterkoppler auf der Endfläche einer LLF	38
Abb. 4.4:	Prinzipdarstellung Wellenleiter mit Gitterstruktur	38
Abb. 5.1:	Laserbelichtungsanlage DWL66 [Jauernig 2006]	42
Abb. 5.2:	Darstellung des Interferometeraufbaus zur Bestimmung der Reflexion an verschiedenen Oberflächen	46
Abb. 5.3:	Brechzahl und Extinktionskoeffizient von $As_{35}S_{65}$ im unbelichteten und belichteten Zustand	52
Abb. 5.4:	Faserhalterung zur Erzeugung lithografischer Strukturen auf der Stirnfläche von Lichtleitfasern [Jauernig 2006] a) grafische Darstellung, b) fotografische Aufnahme	53
Abb. 6.1:	Abhängigkeit a) der Resistbrechzahl n und b) des Extinktionskoeffizienten k von der Wellenlänge λ	56
Abb. 6.2:	Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von der Wellenlänge λ	57
Abb. 6.3:	Reflexion an der Grenzfläche zwischen den Medien mit den Indexzahlen I und III	58
Abb. 6.4:	Darstellung des Schichtaufbaus aus metallischer Schicht und AR-P 610	61
Abb. 6.5:	Simulation der Reflexion an Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr) – bei Betrachtung des AR-P 610 als Superstrat	61
Abb. 6.6:	Darstellung des Schichtaufbaus aus Quarzglassubstrat, metallischer Schicht, BARC und AR-P 610	62
Abb. 6.7:	Simulation der Reflexion an Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr) in Abhängigkeit von der Schichtdicke des BARC für senkrechten Einfall	63
Abb. 6.8:	Simulation der Reflexion an der Grenzfläche BARC-Luft, Schichtdicke 140 nm auf Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr)	64
Abb. 6.9:	Simulation der Reflexion von Silizium (Kurve Si), Quarzglas (Kurve Qu), Quarzglas mit Goldbeschichtung (Kurve Qu & Au) sowie Quarzglas mit Chrombeschichtung (Kurve Qu & Cr), jeweils beschichtet mit BARC der Schichtdicke 140 nm und AR-P 610	64

- Abb. 6.10: Darstellung des eingesetzten Aufbaus zur Messung der Reflexion an der Probe 66
- Abb. 6.11: Messung der Reflexion an verschiedenen Schichtsystemen auf Quarzglassubstrat 67
- Abb. 6.12: REM-Aufnahmen eines Gitters in 350 nm AR-P 610 auf Quarzglassubstrat mit 30 nm NiCr, 140 nm BARC, Gitterperiode 534 nm, Vergrößerung 45 000, a) Belichtungs-dosis 2,1 J/cm², b) Belichtungs-dosis 2,4 J/cm² 69
- Abb. 6.13: REM-Aufnahmen eines Gitters in 350 nm AR-P 610 auf Quarzglassubstrat mit 30 nm NiCr, 140 nm BARC, Gitterperiode 534 nm, Vergrößerung 45 000, a) Belichtungs-dosis 2,6 J/cm² und b) Belichtungs-dosis 5,2 J/cm² 69
- Abb. 6.14: REM-Aufnahme des Stegprofils eines Gitters aus AR-P 610 auf Quarzglas, Gitterperiode 280 nm, Schichtdicke 350 nm; Stegprofil bei einem Kippwinkel von 30°, Belichtungs-dosis 2,1 J/cm², Vergrößerung 45 000 70
- Abb. 6.15: a) Skizze der Messrichtung bei Vermessung der Grabenbreite, Stegbreite und Gitterperiode und b) Darstellung der Messwerte in Abhängigkeit von der Messposition 70
- Abb. 6.16: Aufbau zur Messung der Transmissionsspektren an Lichtleitfasern 72
- Abb. 6.17: Prinzipdarstellung des Aufbaus zur Messung der Transmissionsspektren an Lichtleitfasern 73
- Abb. 6.18: Vergleich der Messung des Transmissionsspektrums einer chalkogenidglasbeschichteten Faser mit dem Kerndurchmesser 15 µm mit den berechneten Werten für 1075, 1100, 1110 und 1125 nm dicke Schichten aus Chalkogenidglas auf einem Quarzglassubstrat 76
- Abb. 6.19: Gemessenes Transmissionsspektrum der LLF 15/7 im Vergleich zum nach Gl. 6.12 berechneten Transmissionsspektrum zur Ermittlung der Schichtdicke einer As₃₅S₆₅-Schicht auf Quarzglas (Kurve 1100) unter Anwendung der Formeln Gl. 6.14 und Gl. 6.15 zur Ermittlung der Stützstellen (Kurven T max und T min) 78
- Abb. 6.20: Gemessenes Transmissionsspektrum und ermittelte Fitfunktionen 79
- Abb. 6.21: Gemessenes Transmissionsspektrum und berechnete Spektren für Schichtdicken von 1100, 1090 und 1110 nm sowie des Spektrums bei zehnfachem Extinktionskoeffizienten für die Schichtdicke 1100 nm 80
- Abb. 6.22: Vergleich der Messung des Transmissionsspektrums einer chalkogenidglasbeschichteten Faser mit dem Kerndurchmesser 50 µm mit den berechneten Werten für eine 325 nm dicke Schicht aus Chalkogenidglas auf Quarzglas 81
- Abb. 6.23: Vergleich der Messung des Transmissionsspektrums einer chalkogenidglasbeschichteten Faser mit dem Kerndurchmesser 50 µm mit den berechneten Werten für eine 500 nm dicke Schicht aus Chalkogenidglas auf Quarzglas 82

Abb. 7.1:	Lichtmikroskopische Aufnahme eines Lineargitters der Gitterperiode 3 μm in einer NiCr-Schicht auf der Stirnfläche einer LLF mit dem Kerndurchmesser 50 μm , Vergrößerung 500	87
Abb. 7.2:	REM-Aufnahmen eines in NiCr geätzten linearen Gitters auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser 50 μm , Gitterperiode 3 μm , a) Vergrößerung 650, b) Vergrößerung 11 000	87
Abb. 7.3:	Lichtmikroskopische Aufnahmen eines Kreisgitters der Periode 6 μm auf der Stirnfläche einer Lichtleitfasern mit Kerndurchmesser 50 μm , a) Aufnahme im Hellfeld bei einer Vergrößerung 200 und b) im differentiellen Interferenzkontrast bei einer Vergrößerung von 500	88
Abb. 7.4:	REM-Aufnahmen eines in NiCr geätzten Kreisgitters auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser 50 μm , Gitterperiode 6 μm , a) Vergrößerung 650, b) Vergrößerung 3 500	89
Abb. 7.5:	Lichtmikroskopische Aufnahmen eines Wabengitters der Periode 6 μm auf der Stirnfläche einer Lichtleitfasern mit Kerndurchmesser 50 μm , Aufnahme im Hellfeld bei einer Vergrößerung a) von 500 und b) von 1 000	89
Abb. 7.6:	REM-Aufnahmen eines in NiCr geätzten Kreisgitters auf der Stirnfläche einer Lichtleitfaser mit Kerndurchmesser 50 μm , Gitterperiode 6 μm , a) Vergrößerung 800, b) Vergrößerung 10 000	90
Abb. 7.7:	Lichtmikroskopische Aufnahmen eines Lineargitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 μm , a) im Dunkelfeld, Vergrößerung 500 und b) im differentiellen Interferenzkontrast, Vergrößerung 1 000	91
Abb. 7.8:	REM-Aufnahmen eines Lineargitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 μm , a) Vergrößerung 850 und b) Vergrößerung 10 000	92
Abb. 7.9:	Lichtmikroskopische Aufnahmen eines gekreuzten Gitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 μm , im differentiellen Interferenzkontrast a) Vergrößerung 500 und b) Vergrößerung 1 000	92
Abb. 7.10:	REM-Aufnahme eines gekreuzten Gitters der Gitterperiode 850 nm auf der Stirnfläche einer LLF mit Kerndurchmesser 50 μm , Vergrößerung 10 000	93
Abb. 7.11:	REM-Aufnahme einer LLF mit Kerndurchmesser 8 μm , mit Gitter der Periode 280 nm in AR-P 610, Belichtungs-dosis $2 \times 0,99 \text{ J/cm}^2$. Vergrößerung 650 bei Kippwinkel 30°	94
Abb. 7.12:	REM-Aufnahmen einer LLF mit Kerndurchmesser 8 μm , mit Gitter der Periode 280 nm in AR-P 610, Belichtungs-dosis $2 \times 0,99 \text{ J/cm}^2$; a) Vergrößerung 12 000 am Rand der Stirnfläche b) Vergrößerung 30 000 mittig auf Stirnfläche	94
Abb. 7.13:	Berechnete effektive Brechzahl eines Chalkogenidglasgitters der Periode 400 nm für unterschiedliche Stegbreiten bei TE-Polarisation	100

- Abb. 7.14: Berechnete effektive Brechzahl eines Chalkogenidglasgitters der Periode 400 nm für unterschiedliche Stegbreiten bei TM-Polarisation 101
- Abb. 7.15: Anhand unterschiedlicher Methoden ermittelte effektive Brechzahlen eines Chalkogenidglasgitters bei einer Gitterperiode von 400 nm, Füllfaktor 0,5 102
- Abb. 7.16: Anzahl der geführten TE-Moden in Abhängigkeit von der Dicke der unstrukturierten Schicht bei einer Gitterperiode von 400 nm und dem Füllfaktor 0,5 bei rigoroser Berechnung der effektiven Brechzahl des Gitters 104
- Abb. 7.17: Anzahl der geführten TM-Moden in Abhängigkeit von der Dicke der unstrukturierten Schicht bei einer Gitterperiode von 400 nm und dem Füllfaktor 0,5 bei rigoroser Berechnung der effektiven Brechzahl des Gitters 104
- Abb. 7.18: Berechnete effektive Brechzahl der Wellenleitermoden für TE-Polarisation unter Vernachlässigung der realen Gittertiefe 105
- Abb. 7.19: Berechnete effektive Brechzahl der Wellenleitermoden für TE-Polarisation bei Betrachtung der realen Gittertiefe von 100 nm und dem Superstrat Luft 106
- Abb. 7.20: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat, in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung 108
- Abb. 7.21: Simulationsrechnung für die Verschiebung der Wellenlänge des Transmissionsminimums bei Änderung der Gittertiefe in einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung 109
- Abb. 7.22: Simulationsrechnung für die Abhängigkeit der spektralen Breite des Minimums bei Änderung der Tiefe eines Gitters der Periode 400 nm in einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung 110
- Abb. 7.23: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer Chalkogenidglasschicht der Dicke 375 nm mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Polarisation der Strahlung für zwei Gittertiefen 111
- Abb. 7.24: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit vom Füllfaktor für TE-Polarisation 112
- Abb. 7.25: Simulationsrechnung für das Transmissionsspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit vom Füllfaktor bei TM-Polarisation 113

Abb. 7.26:	Simulationsrechnung für das Transmissionspektrum einer Chalkogenidglasschicht (Schichtdicke 375 nm) mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und der Gittertiefe 100 nm auf einem Quarzglassubstrat für zwei Einfallswinkel	114
Abb. 7.27:	Simulationsrechnung der Transmissionspektren für Einfall der Strahlung bei maximalen Winkeln von 1°, 3° und 5°, ungewichtete Überlagerung der Spektren	115
Abb. 7.28:	Simulationsrechnung für das Transmissionspektrum einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und einer Tiefe von 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit von der Wichtigkeit der Intensität bezüglich des Einfallswinkels der Strahlung	116
Abb. 7.29:	Simulationsrechnung für die Abhängigkeit der Wellenlänge des Transmissionsminimums vom Einfallswinkel bei einer Gittertiefe von 100 nm eines Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, in Abhängigkeit von der Polarisierung bei einer Schichtdicke von 375 nm	117
Abb. 7.30:	Simulationsrechnung für die Abhängigkeit der spektralen Breite des Minimums vom Einfallswinkel der Strahlung bei einer Gittertiefe von 100 nm einer 375 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, in Abhängigkeit von der Polarisierung der Strahlung	118
Abb. 7.31:	Simulationsrechnung für das Transmissionspektrum einer Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm mit einem eingeschriebenen Gitter der Periode 400 nm und der Gittertiefe 100 nm auf einem Quarzglassubstrat in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Strahlung	119
Abb. 7.32:	Vergleich des Transmissionspektrums einer unstrukturierten Chalkogenidglasschicht auf einem Glaswafer mit der Simulationsrechnung für eine 750 nm dicke Schicht	120
Abb. 7.33:	Vergleich der berechneten Transmissionspektren bei TE-polarisierter Strahlung durch eine 750 nm dicke Chalkogenidglasschicht mit einem 50 nm bzw. 150 nm tiefem Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat	121
Abb. 7.34:	Vergleich der berechneten Transmissionspektren bei TM-polarisierter Strahlung durch eine 750 nm dicke Chalkogenidglasschicht mit einem 50 nm bzw. 150 nm tiefem Gitter der Periode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat	122
Abb. 7.35:	Vergleich des gemessenen Transmissionspektrums für TE-Polarisation mit den berechneten Spektren für unterschiedliche Gittertiefen	123
Abb. 7.36:	Vergleich des gemessenen Transmissionspektrums für TE-Polarisation mit den berechneten Spektren für unterschiedliche Gittertiefen	124
Abb. 7.37:	REM-Aufnahme einer strukturierten Chalkogenidglasschicht, Belichtungs-dosis 25,2 mJ/cm ² ; a) Aufnahme bei einer Vergrößerung	

	von 50 000, b) Darstellung des Schichtquerschnitts bei einer Vergrößerung von 30 000	126
Abb. 7.38:	Transmissionsspektrum (Kurven TE, TM) einer 750 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem Gitter der Gitterperiode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, Belichtungsdosis 25,2 mJ/cm ² in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung und berechnete Transmissionskurven für eine 70 nm dicke Chalkogenidglasschicht auf Quarzglassubstrat (Kurven 70 TE, 70 TM)	127
Abb. 7.39:	Transmissionsspektren (Kurven TE, TM) einer 750 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem Gitter der Gitterperiode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, Belichtungsdosis 42 mJ/cm ² in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung und berechnete Transmissionskurven für eine 100 nm dicke Chalkogenidglasschicht auf Quarzglassubstrat (Kurven 100 TE, 100 TM)	128
Abb. 7.40:	REM-Aufnahme einer strukturierten Chalkogenidglasschicht, Belichtungsdosis 42 mJ/cm ² ; a) Aufnahme bei einer Vergrößerung von 50 000, b) Darstellung des Schichtquerschnitts bei einer Vergrößerung von 30 000	128
Abb. 7.41:	Transmissionsspektren (Kurven TE, TM) einer 750 nm dicken Chalkogenidglasschicht mit einem Gitter der Gitterperiode 400 nm auf einem Quarzglassubstrat, Belichtungsdosis 109,2 mJ/cm ² in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung und berechnete Transmissionskurven für ein 110 nm tiefes Gitter auf Quarzglassubstrat (Kurven 110 TE, 110 TM)	129
Abb. 7.42:	REM-Aufnahme einer strukturierten Chalkogenidglasschicht, Belichtungsdosis 109,2 mJ/cm ² ; a) Aufnahme bei einer Vergrößerung von 50 000, b) Darstellung des Schichtquerschnitts bei einer Vergrößerung von 30 000	130
Abb. 7.43:	Erzeugte Gittertiefe in Abhängigkeit von der Belichtungsdosis	130
Abb. 7.44:	Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 350 nm auf einer Singlemode-LLF mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung für eine Gittertiefe von 180 nm, Gitterperiode 400 nm	132
Abb. 7.45:	REM-Aufnahmen eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F3/2) unter einem Betrachtungswinkel von 45°, Gitterperiode 400 nm, Belichtungsdosis 114 mJ/cm ² , a) Übersicht Faserstirnfläche Vergrößerung 800, b) Schichtabbruch, Vergrößerung 12 000, c) Gitterstruktur über dem Faserkern, Vergrößerung 40 000	133
Abb. 7.46:	Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm auf einer LLF mit dem Kerndurchmesser 15 µm mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung für eine Gittertiefe von 180 nm. Gitterperiode 400 nm	134

- Abb. 7.47: REM-Aufnahme eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F15/3), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm², Vergrößerung 800 bei Kippwinkel von 45° 135
- Abb. 7.48: REM-Aufnahmen eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F15/3), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm², a) Schichtabbruch, Vergrößerung 12 000 bei Kippwinkel 45°, b) Gitterstruktur über dem Faserkern, Vergrößerung 30 000 bei Kippwinkel 20° 135
- Abb. 7.49: Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm auf einer Singlemode-LLF mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung, Gitterperiode 400 nm bei TE-Polarisation 136
- Abb. 7.50: Vergleich des Transmissionsspektrums einer strukturierten Chalkogenidglasschicht der Dicke 1250 nm auf einer Singlemode-LLF mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung für eine Gittertiefe von 110 nm, Gitterperiode 400 nm bei TM-Polarisation 136
- Abb. 7.51: REM-Aufnahme eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F3/7), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm², Übersicht Faserstirnfläche, Vergrößerung 800 bei Kippwinkel 45 137
- Abb. 7.52: REM-Aufnahmen eines eindimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F3/7), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 114 mJ/cm², a) Schichtstruktur am Rand der Stirnfläche, Vergrößerung 12 000 bei Kippwinkel 45°. b) Gitterstruktur über dem Faserkern, Vergrößerung 30 000 bei Kippwinkel 20° 137
- Abb. 7.53: REM-Aufnahmen eines zweidimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (F15/15), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 67,5 mJ/cm² je Belichtungsrichtung, a) Übersicht ein- und zweidimensionaler Bereich, Vergrößerung 1500, b) eindimensionaler Bereich, Vergrößerung 20 000. c) zweidimensionaler Bereich, Vergrößerung 13 000 139
- Abb. 7.54: REM-Aufnahmen eines zweidimensionalen Gitters in einer Chalkogenidglasschicht auf der Stirnfläche einer LLF (50/20), Gitterperiode 400 nm, Belichtungs-dosis 82,5 mJ/cm² je Belichtungsrichtung, a) Übersicht Faserstirnfläche, Vergrößerung 800, b) Zentrum des Faserstirnfläche, Vergrößerung 20 000, c) Rand der Faserstirnfläche, Vergrößerung 20 000 140
- Abb. 7.55: Gemessenes Transmissionsspektrum einer chalkogenidglasbeschichteten LLF mit Kerndurchmesser 50 µm, Gitterperiode 400 nm 141

Verzeichnis der Tabellen

Tab. 4.1:	Aufstellung der eingesetzten Lichtleitfasern mit ihren wesentlichen Eigenschaften	37
Tab. 5.1:	Parameter der Belichtungsanlage DWL 66	44
Tab. 5.2:	Parameter zur Prozessdurchführung beim Resist AR-P 610	48
Tab. 5.3:	Optische Parameter für BARC DUV 252 [Brewer 2010]	49
Tab. 5.4:	Prozessablauf beim Einsatz von BARC DUV 252	49
Tab. 5.5:	Prozessablauf beim Einsatz von AZ 1514H	50
Tab. 6.1:	Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k der betrachteten Materialien bei der Lithografiewellenlänge 248 nm	59
Tab. 6.2:	Reflexionsgrade R an der Grenzfläche von AR-P 610 zu unterschiedlichen Materialien bei einer Wellenlänge von 248 nm	60
Tab. 7.1:	Minimale erforderliche Gitterperiode für die Existenz der jeweiligen Beugungsordnung in Reflexion in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Strahlung bei senkrechtem Strahleinfall	97
Tab. 7.2:	Beugungswinkel für die jeweilige reflektierte Beugungsordnung bei Wellenlänge 633 nm, Gitterperiode 400 nm in Chalkogenidglasschicht	98
Tab. 7.3:	Anzahl der auftretenden Moden im Wellenlängenbereich von 400 bis 860 nm für eine Chalkogenidglasschicht auf Quarzglassubstrat und das Umgebungsmedium Luft	99
Tab. 7.4:	Effektive Brechzahlen eines Chalkogenidglasgitters an Luft bei einer Wellenlänge von 633 nm, bei einem Tastverhältnis von 1:1	102
Tab. 7.5:	Anzahl der geführten Moden bei einer Gitterperiode von 400 nm, einem Füllfaktor des Gitters von 0,5 und der Wellenlänge 633 nm in Abhängigkeit von der Dicke der unstrukturierten Schicht bei rigoröser Berechnung der effektiven Brechzahl und bei der Berechnung mittels Näherungsformeln	103
Tab. 7.6:	Reflexionswinkel der auftretenden Moden in einem Wellenleiter mit Gitter der Periode 400 nm mit Tastverhältnis 1:1 bei einer Wellenlänge von 633 nm und den in Abb. 7.19 dargestellten effektiven Brechzahlen bei TE-Polarisation	106
Tab. 7.7:	Resonanzwellenlängen des gemessenen Spektrums und der berechneten Spektren für Gittertiefen von 50 bis 100 nm und Berechnung des mittleren Abweichungsquadrats für TE-Polarisation	124
Tab. 7.8:	Resonanzwellenlängen des gemessenen Spektrums und der berechneten Spektren für Gittertiefen von 50 bis 100 nm und Berechnung des mittleren Abweichungsquadrats für TM-Polarisation	125

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich auf dem Weg zur Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. Sinzinger für die Betreuung der Arbeit an der Technischen Universität Ilmenau. Ein besonderer Dank sei Professor Dr.-Ing. Bliedtner für den Anstoß zur Promotion gewidmet. Ohne seinen Einsatz wäre die Kooperation zwischen der Technischen Universität Ilmenau, der Fachhochschule Jena und dem Institut für Photonische Technologien auf diesem Gebiet nicht zustande gekommen. Weiterhin danke ich Herrn Professor Dr. Bartelt für die fachliche Betreuung der Arbeit am Institut für Photonische Technologien.

Zudem möchte ich Herrn Dr. Schröter für die beständige Zusammenarbeit und die zahlreichen Diskussionen danken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit voran gebracht haben.

Vergessen möchte ich nicht die Mitarbeiter der Arbeitsgruppe Faseroptik am Institut für Photonische Technologien, die mir stets mit Rat beiseite standen. Besonders Herrn Pöhlmann und Herrn Brückner gilt mein Dank für die Durchführung der Belichtungen. Frau Michels hat mich in verschiedenen Labortätigkeiten stets unterstützt.

Ohne Einarbeitung und die Vermittlung von Wissen durch die Mitarbeiter des Reinraumes wäre mir die Resistprozessierung nicht möglich gewesen. Daher möchte ich auch diesen Kollegen danken. Für die Erstellung der REM-Aufnahmen danke ich Frau Jahn.

Der Arbeitsgruppe von Professor Vlcek an der Universität Pardubice möchte ich für die Herstellung der Chalkogenidglasschichten danken.

Den Kollegen der Arbeitsgruppe Fertigungstechnik und -automatisierung der Fachhochschule Jena gebührt mein Dank für die Unterstützung und die gute Zusammenarbeit.

Ohne die Unterstützung meiner Eltern hätte ich diesen Weg nicht beschreiten können. Für Eure Liebe und Euren steten Zuspruch, auch in schwierigen Zeiten, bin ich sehr dankbar. Danke, dass Ihr oft auf gemeinsame Zeit verzichtet habt.

Uta Jauernig

