

FASER-BRAGG-GITTER FÜR DIE HOCHTEMPERATUR- ANWENDUNG

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena
von Diplomphysiker Tino Elsmann
geboren am 09. Juli 1986 in Zeulenroda

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Bartelt (Friedrich-Schiller-Universität Jena
und Leibniz Institut für Photonische Technologien Jena)
2. Gutachter: Prof. Dr. Stefan Nolte (Friedrich-Schiller-Universität Jena)
3. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Bernhard Schmauß (Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg)

Tag der Disputation: 25.10.2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Lichtausbreitung in optischen Fasern	4
2.1.1	Prinzip der Lichtausbreitung in optischen Fasern und deren mathematische Beschreibung	4
2.1.2	Moden als Lösung der Helmholtz-Gleichung und deren Eigenschaften	6
2.2	Faser-Bragg-Gitter und deren Temperaturstabilität	9
2.2.1	Prinzip und Eigenschaften des Faser-Bragg-Gitters	9
2.2.2	Faser-Bragg-Gitter in Mehrmodenfasern	16
2.2.3	Herstellung von Faser-Bragg-Gittern	20
2.2.4	Temperaturstabilität von Faser-Bragg-Gittern	22
2.3	Herstellung von Lichtleitfasern	31
2.3.1	Herstellung von Glasfasern	31
2.3.2	Herstellung von Kristallfasern	32
3	Faser-Bragg-Gitter in Saphirfasern	34
3.1	Eigenschaften von Saphirfasern	34
3.1.1	Eigenschaften der Lichtführung in Saphirfasern	35
3.2	Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern	38
3.2.1	Lichtquelle zur Gittererzeugung	38
3.2.2	Einschreibaufbau	40
3.2.3	Spektraler Charakterisierungsaufbau für Faser-Bragg-Gitter	42
3.2.4	Einfluss eines mehrfachen Fokusscannens	43
3.2.5	Auswertung der Reflexionsspektren	46
3.2.6	Wachstumsverhalten der Gitter	47
3.3	Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern	49
3.3.1	Dämpfung	49
3.3.2	Messung der Reflektivität	50
3.3.3	Brechzahlmodulation	51
3.3.4	Oberflächendefekte	53
3.3.5	Kristalldefekte	58
3.4	Temperaturabhängige Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern	62
3.4.1	Kalibrierung und thermische Sensitivität	63
3.4.2	Eigenschaften für Temperaturen bis 1850°C	66
3.4.3	Messung der Schwarzkörperstrahlung	67
4	Faser-Bragg-Gitter in Alumosilikatkern-Fasern	69
4.1	Eigenschaften von Alumosilikatkern-Fasern	70
4.1.1	Profil einer Alumosilikatkern-Faser	70

4.1.2	Dämpfungsmessung	72
4.2	Mehrmodigkeit von Alumosilikatkern-Fasern	74
4.2.1	Modengruppen	74
4.2.2	Spektrum	75
4.2.3	Übergang zur Einmodigkeit	78
4.3	Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in Alumosilikatkern-Fasern	83
4.3.1	Einschreibaufbau	83
4.3.2	Wachstumsverhalten der Gitter	84
4.3.3	Reflektivität und Brechzahlmodulation	86
4.4	Temperaturabhängige Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Alumosilikatkern-Fasern	87
4.4.1	Heizexperimente bis 700°C	88
4.4.2	Heizexperimente bis 900°C	90
4.4.3	Heizexperimente bis 950°C	93
4.4.4	Heizexperimente bis 1000°C	95
5	Zusammenfassung und Ausblick	97

1 Einleitung

Hochtemperaturprozesse spielen in vielen Bereichen des Alltages eine enorme Bedeutung, auch wenn dies vielleicht nicht immer direkt erkennbar ist, angefangen bei der Energieerzeugung in Kraftwerken über Antriebe vieler Fortbewegungsmittel wie z. B. dem Düsentriebwerk bis hin zur Herstellung verschiedenster Ausgangsmaterialien für Myriaden von wichtigen Komponenten. Hier seien nur als Beispiel die Glasindustrie oder die Herstellung von Siliziumwafern für die Halbleiterindustrie genannt. All diese doch sehr verschiedenen Bereiche haben gemein, dass Prozesse mit extrem hohen Temperaturen von mehreren hundert bis teilweise weit über 1000°C auftreten. Bei solch hohen Temperaturen gibt es zumeist mehrere relevante Aspekte zu berücksichtigen. Zum einen ist oft eine genaue Prozessführung notwendig, um eine Optimierung der Ergebnisse erreichen zu können. Dies kann sowohl bessere Produkteigenschaften als auch eine Energieeinsparung bedeuten. Darüber hinaus treten bei sehr hohen Prozesstemperaturen stets starke Beanspruchungen der Arbeitsmaterialien auf, seien es die Dampfdruckrohre im Kraftwerk oder die Hitzekacheln in einem Triebwerk. Um Defekte rechtzeitig zu detektieren, ist eine geeignete Prozess- und Materialüberwachung essentiell.

Schlüsseltechnologie zur Bearbeitung solcher Aufgaben ist dabei zumeist die Temperaturüberwachung, weshalb es zahlreiche Forschungsaktivitäten und auch kommerzielle Entwicklungen auf diesem Gebiet gibt. Für den Hochtemperaturbereich von einigen hundert Grad Celsius und mehr sind zumeist Thermoelemente die gebräuchlichste Lösung. Für Temperaturen von 1000°C oder gar darüber sind aber oft nur noch spezielle Thermoelemente zu verwenden, welche mitunter zusätzlich mit einer Schutzgasatmosphäre gespült werden müssen, um Korrosion zu vermeiden. Nichtsdestotrotz zeigen Thermoelemente Langzeitinstabilitäten durch z. B. Diffusion innerhalb der Elemente und damit verbundenen Abnutzungserscheinungen. Nicht zuletzt sind sie in elektromagnetisch beanspruchten Bereichen wie den oft genutzten, induktiv geheizten Öfen nicht verwendbar.

Eine weitere in der Praxis verbreitete Möglichkeit ist die Verwendung von Thermokameras, welche die Schwarzkörperstrahlung im heißen Bereich auswerten. Ihre Verwendung setzt aber neben einem optischen Zugang z. B. zum Ofeninneren, eine genaue Kenntnis des Emissionsverhaltens der Oberflächen voraus. Dieses ändert sich jedoch während des Betriebes von Öfen durch z. B. Materialanlagerungen oder Diffusion. Zudem ist nur die Temperatur an einer Oberfläche und nicht im Volumen messbar.

Dies macht die Verwendung hochtemperaturstabiler, elektromagnetisch inerter Punktse-

sorelemente sinnvoll. Eine mittlerweile etablierte Möglichkeit für den Temperaturbereich von bis zu 200°C stellen die Faser-Bragg-Gitter (FBG) in Glasfasern dar. Diese beruhen darauf, dass im Faserkern eine permanente, periodische Brechzahlmodulation erzeugt wird, welche als wellenlängenselektiver Spiegel fungiert. Die Temperatur des Gitters hat dabei direkten Einfluss auf die reflektierte Wellenlänge und kann so indirekt detektiert werden.

Für den Temperaturbereich von mehreren hundert Grad Celsius sind solche Sensorelemente meist nicht mehr stabil. Ausnahmen bilden dabei spezielle Gitter, die auf einer lokalen Materialänderung der Faser beruhen, sog. Typ II-Gitter. Diese haben jedoch den Nachteil großer Führungsverluste, sind nicht reproduzierbar herstellbar und zeigen meist spektral nicht sehr gut definierter Messsignale [1–3]. Eine weitere Möglichkeit hochtemperaturstabiler FBG stellen die regenerierten Gitter dar. Seit ihrer ersten Beschreibung 2008 [4] gibt es rege Forschungstätigkeiten in diesem Bereich, wie z. B. in den Quellen [5–7] nachzuvollziehen ist. Das Konzept dieser FBG beruht auf einer speziellen, thermischen Behandlung der Gitter, die zunächst ausgebleicht und anschließend wieder regeneriert werden. Die nun kleinere Reflektivität wird dabei in Kauf genommen, da die regenerierten Gitter sich nun durch eine bessere thermische Stabilität auszeichnen. Kurzzeitig wurden mit Gittern in Bor-dotierten Germanosilikatglasfasern sogar Temperaturen bis 1295°C [8] gemessen.

Grundsätzlich ist beiden Gittertypen gemein, dass ihre thermische Beständigkeit durch die Relaxation interner Spannungen der Faser begrenzt ist, da diese Spannungen Ursache der Brechzahlmodulation darstellen. Demnach erscheint es sinnvoll, nach Fasern mit höherer Transformationstemperatur zu forschen, da diese sich durch eine bessere Temperaturbeständigkeit auszeichnen werden. Dieser Ansatz wurde bereits mit der Entwicklung einer mit Erbium, Kalzium und Phosphor dotierten Yttrium-Aluminium-Silikat-Glasfaser nachvollzogen [9]. Es handelt sich bei dieser Faser um ein sehr komplexes Glassystem, welches wiederum hohe Anforderungen an die Herstellung stellt. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung kristalliner Fasern.

In der Literatur wurde seit den späten 1970er Jahren die Saphirfaser als Lichtleitfaser beschrieben [10, 11]. 2004 wurde dann erstmals ein FBG in solch einer Faser erzeugt [12] und in den folgenden Jahren konnten Temperaturmessungen mit derartigen Gittern bis 1745°C gezeigt werden [13]. Zudem wurde der mehrmodige Charakter der Faser zumindest teilweise beschrieben und eine damit verbundene spezielle Signalabfrage vorgestellt [14].

Die wissenschaftliche Beschreibung der FBG in Saphirfasern war dabei meist phänomenologischer Natur. So wurden z. B. stets nur Gitter höherer Ordnung erzeugt, ohne zu klären, warum dies notwendig erscheint. Grundsätzliche Untersuchungen zur Reflektivität wurden genauso wenig beschrieben, wie Eigenschaften der Gitter selbst und Auswirkungen dieser auf die Lichtführung in der Faser. Darüber hinaus ist aufgrund der physikalischen Eigenschaften von Saphir zu erwarten, dass grundsätzlich Temperaturmessungen bei höheren Temperaturen als 1745°C möglich sind.

Ziel dieser Arbeit ist es, im Rahmen einer möglichen FBG-basierten Hochtemperatursensorik die Erzeugung und insbesondere die Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Fasern mit einer erhöhten thermischen Stabilität zu untersuchen. Dafür wird ausgehend von einer allgemeinen, einführenden Beschreibung optischer Lichtleitfasern und Faser-Bragg-Gittern zunächst der aktuelle Literaturstand zu den Entstehungsprinzipien und der damit verbundenen Temperaturstabilität der FBG zusammengefasst. Davon ausgehend wird dann der Begriff Hochtemperaturstabilität für diese Arbeit definiert. Anschließend werden kurz gängige Herstellungsverfahren der in der Arbeit verwendeten Fasern beschrieben.

Im darauffolgenden Kapitel findet eine umfassende Beschreibung der eigenen experimentellen Untersuchungen zu FBG in Saphirfasern statt. Dabei werden ausgehend von den Lichtführungseigenschaften, die Besonderheiten der FBG in Saphirfasern analysiert und die grundlegenden Eigenschaften untersucht. Dies umfasst neben Messungen der Reflektivität und gitterinduzierten Verlusten z. B. auch die Beschreibung von Oberflächeneffekten und der thermischen Sensitivität der Faser.

Mithilfe der gewonnenen Erkenntnisse bezüglich der Eigenschaften der Saphirfaser selbst und der erzeugten Gitterstrukturen, werden anschließend auch die physikalischen Grenzen und Nachteile dieser Faser diskutiert. Es wird sich zeigen, dass es durchaus sinnvoll ist, eine strukturierte Glasfaser zu verwenden, welche entgegen üblicher Lichtleitfasern eine höhere thermische Stabilität besitzt. Für diese Arbeit stand eine solche spezielle Faser, welche erstmals 2012 erwähnt wurde [15], zur Verfügung. So wird im dritten Kapitel diese Faser ausführlich unter ähnlichen Gesichtspunkten wie die Saphirfaser untersucht und insbesondere die Grenzen der Temperaturstabilität der Faser-Bragg-Gitter in dieser Faser beschrieben. In der anschließenden Zusammenfassung findet dann ein Vergleich der FBG in beiden grundsätzlich verschiedenen Fasern statt, um Vor- und Nachteile beider Faserkonzepte gegeneinander abwägen zu können.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die mathematischen Grundlagen erläutert, welche für die Beschreibung sowohl der Lichtausbreitung im Allgemeinen, als auch der Wechselwirkung des geführten Lichts mit Faser-Bragg-Gittern (FBG) in Lichtleitfasern notwendig sind. Dabei wird neben den Eigenschaften einer Einmodenfaser insbesondere auf die Besonderheiten einer Mehrmodenfaser eingegangen. Des Weiteren werden verschiedene, mögliche Gittertypen insbesondere bezüglich ihrer thermischen Stabilität betrachtet. Abschließend werden die üblichen Herstellungsverfahren, für die in dieser Arbeit verwendeten Fasern, eingeführt. Im Folgenden wird unter einer Faser stets eine optische Lichtleitfaser verstanden.

2.1 Lichtausbreitung in optischen Fasern

2.1.1 Prinzip der Lichtausbreitung in optischen Fasern und deren mathematische Beschreibung

Für die Lichtführung in einer optischen Faser ist in aller Regel ein lichtführender Kern notwendig, welcher einen bestimmten Brechungsindex n_{Kern} und einen Radius a besitzt. Um wohldefinierte Lichtführungseigenschaften zu erzielen, wird der Kern zumeist mit einem Mantelmaterial kleineren Brechungsindex $n_{\text{Mantel}} < n_{\text{Kern}}$ umgeben, wodurch es zur Totalreflexion an der Kern-Mantel-Grenzfläche kommen kann. Auf diesem Prinzip der Lichtführung basieren Stufenindexfasern (stufenartiger Übergang der Brechzahl zwischen Kern und Mantel) und Gradientenindexfasern (zumeist parabelförmiger Brechzahlverlauf des Kerns) (siehe Abb. 2.1). Wobei es auch andere Lichtführungsmechanismen gibt, wie z. B. in bestimmten Hohlkern-Fasern, bei denen die Lichtführung innerhalb einer Bandlücke aufgrund einer Störung in einem zweidimensionalen, photonischen Gitter beruht [16].

Die Lichtführungseigenschaften der Faser werden zum einen durch die Materialeigenschaften des Kern- und Mantelmaterials (z. B. Absorption, Dispersion) bestimmt. Zum anderen hängen sie maßgeblich vom Indexhub, der Differenz der Brechzahlen zwischen Kern- und Mantelmaterial, und der Kerngröße ab. Die Brechzahldifferenz ist durch folgende Beziehung mit der numerischen Apertur NA verknüpft:

$$\text{NA} = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}. \quad (2.1)$$

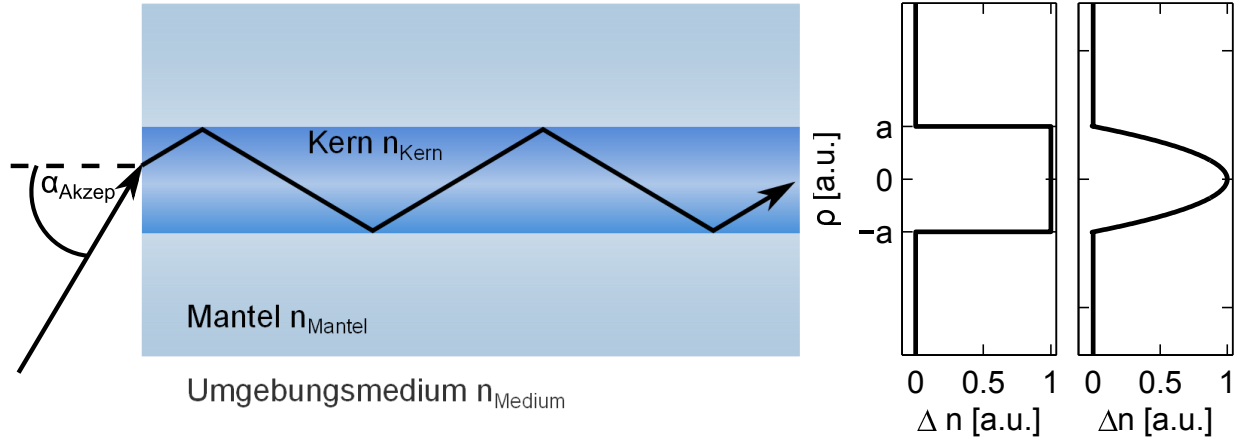


Abb. 2.1: Darstellung der Lichtführung aufgrund von Totalreflexion im Faserkern und exemplarische Brechzahlverläufe für Stufenindex- und Gradientenindexfasern (v.l.n.r.).

Diese ortsunabhängige Definition der NA kann nur für Stufenindexfasern angewendet werden, da bei Gradientenindexfasern keine konstante Kernbrechzahl vorliegt. Zur Beschreibung solcher oder beliebiger anderer Brechzahlverläufe ist eine Diskretisierung des Brechzahlprofils in beliebig kleine Kernbereiche, in denen wiederum eine näherungsweise konstante Brechzahl vorliegt, eine Möglichkeit zur Beschreibung und Berechnung der Lichtführungseigenschaften. In dieser Näherung ist die Stufenindexfaser also ein Grenzfall mit einer Diskretisierung des Kerns in einen einzigen Bereich konstanten Brechungsindex. Im Falle einer Faser mit lokal verschiedener Kernbrechzahl ist die numerische Apertur folglich eine lokal veränderliche Größe.

Die NA definiert in der klassischen Strahlenoptik den Akzeptanzwinkel ($\alpha_{\text{Akzep}} = \arcsin(\text{NA}/n_{\text{Medium}})$) der Faser in einem Umgebungsmedium (zumeist in Luft mit der Brechzahl $n_{\text{Medium}} = 1$), unter welchem maximal noch Licht im Kern geführt wird (siehe Abb. 2.1). Grundsätzlich gilt, dass bei höherer NA eine stärkere Lichtführung vorliegt. Das heißt z. B. im Falle einer Faser mit größerer NA (gleiche Kerngröße), dass die Faser geringere Verluste bei Biegung zeigt [17] und stärker zur Mehrmodigkeit neigt.

Die modalen Eigenschaften einer Faser sind nicht über ein strahlenoptisches Model zugänglich, sondern ergeben sich aus der elektrodynamischen Beschreibung der Propagation elektromagnetischer Wellen in einem Dielektrikum - z. B. einer Glas- oder Kristallfaser [18, 19]. Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen im Dielektrikum [20] ergibt sich die Wellengleichung (auch Helmholtzgleichung genannt) unter Berücksichtigung der Dispersion und unter Vernachlässigung der Absorption zu:

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (2.2)$$

In obiger Gleichung entspricht ω der Kreisfrequenz, n der Brechzahl, $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ der Vakuumlichtgeschwindigkeit sowie μ_0 der magnetischen und ϵ_0 der elektrischen Feldkonstante

und \mathbf{r} dem Ortsvektor. $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ entspricht dem propagierenden elektrischen Feld im Frequenzraum. Fett dargestellte Variablen weisen dabei auf den Vektorcharakter der jeweiligen Größe hin. Die Lösungen der Helmholtzgleichung (2.2) stellen die möglichen, in dem Medium propagierenden Feldverteilungen dar.

2.1.2 Moden als Lösung der Helmholtz-Gleichung und deren Eigenschaften

Zunächst soll eine Stufenindexfaser mit einem Kernradius a (s. Abb. 2.1 [S. 5]) betrachtet werden, bevor später die Verallgemeinerung für Fasern mit beliebigem Brechzahlverlauf beschrieben wird. Da es sich bei einer idealen Faser um einen (unendlich ausgedehnten) zylindrischen Wellenleiter handelt, empfiehlt es sich, diese Symmetrie zur Lösung zu nutzen. Folglich kann die im vorherigen Abschnitt beschriebene Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten formuliert werden:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \mathbf{E} = 0, \quad (2.3)$$

mit k_0 der Wellenzahl, die sich aus $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ mit der Vakuumwellenlänge λ ergibt. Die obige Gleichung gilt ebenfalls analog für das magnetische Feld. Aufgrund der Maxwell-Gleichungen sind lediglich zwei der sechs Feldkomponenten (jeweils drei Raumrichtungen des elektrischen und magnetischen Feldes) unabhängig. Im Folgenden soll die skalare Näherung gelten, d. h. dass sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld nur eine vernachlässigbare Komponente in Ausbreitungsrichtung (im Folgenden z-Richtung) besitzen. Das ist näherungsweise dann der Fall, falls eine schwache Führung vorliegt ($n_{\text{Kern}} - n_{\text{Mantel}} \ll 1$) [21]. Die Lösung der Helmholtzgleichung kann nun mittels Separationsansatz gelöst werden:

$$E_z(\mathbf{r}, \omega) = A(\omega) U(\rho) e^{\pm im\phi} e^{\pm i\beta z}. \quad (2.4)$$

$A(\omega)$ ist dabei eine Normierungsgröße, β die Propagationskonstante und $m \in \mathbb{N}$. Mit diesem Ansatz ergibt sich für die radiale Komponente $U(\rho)$ eine Bessel'sche Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \mathbf{U} = 0. \quad (2.5)$$

Zu beachten ist, dass $n = n_{\text{Kern}}$ innerhalb des Kerns ($\rho \leq a$) und $n = n_{\text{Mantel}}$ für den Mantelbereich ($\rho > a$) gilt. Die Lösung dieser Differentialgleichung ist i. Allg. eine Linearkombination aus Bessel- (J_m) und Neumannfunktion [22]. Das m gibt hierbei die Ordnung der Funktion an. Um dem erwarteten physikalischen Verhalten in der Faser (keine Singularität im Zentrum ($\rho = 0$) und exponentiell abklingende Feldstärke im Mantel ($\rho \mapsto \infty$)) Rechnung zu tragen, eignet sich die Darstellung der Lösung in Kombination mit der modifizierten Besselfunktion K_m oder Hankelfunktion H_m :

$$U(\rho) = C_1 \cdot J_m(\kappa\rho) + C_2 \cdot K_m(\gamma\rho) \quad (2.6)$$

$$U(\rho) = C_1 \cdot J_m(\kappa\rho) + C_2 \cdot H_m(i\gamma\rho) \quad (2.7)$$

mit den Randbedingungen $C_2 = 0 \Leftrightarrow \rho \leq a$, $C_1 = 0 \Leftrightarrow \rho > a$, $\kappa = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 k_0^2 - \beta^2}$ und $\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_{\text{Mantel}}^2 k_0^2}$. Unter Verwendung der Stetigkeit der tangentialen Feldkomponenten und deren ersten Ableitungen, insbesondere auch an der Kern-Mantel-Grenzschicht $\rho = a$, lässt sich eine Eigenwertgleichung ableiten. Gesucht werden alle Lösungen der folgenden Gleichung in Abhängigkeit von β :

$$\left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] \cdot \left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{n_{\text{Mantel}}^2}{n_{\text{Kern}}^2} \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 \text{NA}^2}{an_{\text{Kern}} \kappa^2 \gamma^2} \right)^2. \quad (2.8)$$

Das Apostroph bezeichnet dabei in der Gleichung jeweils die Ableitung der Funktion nach dem Radius an der Stelle a . Die Lösungen für β sind diskret ($m \in \mathbb{N}$) und i. Allg. gibt es für jedes m mehrere ($n \in \mathbb{N}$) Lösungen. Deshalb ist es üblich, die Eigenwerte entsprechend zu indizieren β_{mn} . Diese diskreten Lösungen werden Moden der Faser genannt. Für Fasern mit schwacher Führung ($n_{\text{Mantel}}/n_{\text{Kern}} \approx 1$) vereinfacht sich obige Gleichung, da beide Faktoren der linken Seite der Gleichung identisch werden. Weiterhin ist unter Annahme der schwachen Führung wie zuvor erwähnt die skalare Näherung der Felder möglich, woraus folgt, dass die transversalen Komponenten näherungsweise linear polarisiert sind. In diesem Fall bezeichnet man die Moden als LP_{mn} -Moden.

Die bisherige Beschreibung der Lösung setzt eine Stufenindexfaser voraus. Für den Fall einer Faser mit beliebigem Brechzahlverlauf kann man allerdings den gleichen Lösungsansatz verwenden, sofern man die Faser wie zuvor beschrieben in stufenindexähnliche Segmente zerlegt [23]. Das Brechzahlprofil wird dafür in l Schichten zerlegt, wobei jede Schicht für sich einen konstanten Brechungsindex besitzt. Für den Grenzfall $l \mapsto \infty$, also Zerlegung in infinitesimal dünne Schichten, konvergiert die Lösung gegen die reale, exakte Lösung. Je nach Profil sind aber bereits eine endliche Anzahl von Diskretisierungsschritten ausreichend, um eine physikalisch sinnvolle Näherungslösung zu erhalten.

Für die j -te Schicht gilt allgemein analog zu Gleichung (2.7)

$$U_j(\rho) = A_j \cdot J_m^j(\kappa_j\rho) + B_j \cdot H_m^j(\kappa_j\rho) \quad (2.9)$$

mit $a_j < \rho \leq a_{j+1}$ und $\kappa_j = \sqrt{n_j^2 k_0^2 - \beta^2}$. Die j -te Schicht reicht von a_j bis a_{j+1} und hat den konstanten Brechungsindex von n_j . Die Kontinuität der Tangentialkomponenten und ihrer Ableitungen gilt auch in diesem Schichtsystem und zwar für jeden Übergang von der (j)-ten zur ($j+1$)-ten Schicht. Diese Stetigkeit an der Grenzfläche bedeutet, dass für $\rho = a_{j+1}$ sowohl $U_j = U_{j+1}$ als auch $U'_j = U'_{j+1}$ gelten muss. Dies lässt sich in Matrixform darstellen:

$$\begin{bmatrix} J_m^j(\kappa_j \rho) & H_m^j(\kappa_j \rho) \\ J_m^j(\kappa_j \rho) & H_m^j(\kappa_j \rho) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} J_m^{j+1}(\kappa_{j+1} \rho) & H_m^{j+1}(\kappa_{j+1} \rho) \\ J_m^{j+1}(\kappa_{j+1} \rho) & H_m^{j+1}(\kappa_{j+1} \rho) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Mittels linksseitigem Multiplizieren der invertierten linksseitigen Matrix in 2.10 ergibt sich die Transfermatrix der (j)-ten zur ($j + 1$)-ten Schicht als

$$T_{j \rightarrow j+1} = \frac{1}{J_m^j H_m^{j+1} - J_m^{j+1} H_m^j} \begin{bmatrix} H_m^j J_m^{j+1} - H_m^{j+1} J_m^j & H_m^j H_m^{j+1} - H_m^{j+1} H_m^j \\ J_m^j J_m^{j+1} - J_m^{j+1} J_m^j & J_m^j H_m^{j+1} - J_m^{j+1} H_m^j \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

wobei die jeweiligen Argumente der Bessel- und Hankelfunktionen aus Gleichung 2.10 zu entnehmen sind. Die Stetigkeitsbedingung zwischen der (j)-ten zur ($j + 1$)-ten Schicht lässt sich mithilfe der Transfermatrix wie folgt formulieren:

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = T_{j \rightarrow j+1} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Das sich daraus ebenfalls ergebende Eigenwertproblem

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \left[\prod_{j=1}^{l-1} T_{j \rightarrow j+1} \right] \cdot \begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

für die alle Schichten umfassende Faser wird unter Berücksichtigung physikalischer Randbedingungen lösbar. Zum einen gilt $A_l = 0$, da im Mantel nur noch exponentiell abklingende Lösungen erlaubt sein sollen, d. h. keine Führung mehr stattfindet, und zum anderen muss $B_1 = 0$ gelten, da im Faserzentrum keine Singularität vorliegen darf. Eine der anderen beiden Größen wird entsprechend unter Berücksichtigung der Skalierbarkeit der Feldamplitude auf 1 gesetzt. Auch für diese Gleichung gibt es diskrete Lösungen für β , welche den in der Faser geführten Moden zugeordnet werden können. Die Anzahl der Lösungen und somit die Anzahl der geführten Moden hängt direkt vom Argument der Bessel-Funktion ab, also vom Kernradius a und dem Brechzahlverlauf der Faser.

Im Falle einer Stufenindexfaser lässt sich mithilfe der Relation $\kappa^2 + \gamma^2 = \text{NA}^2 k_0^2$ die normierte Frequenz V definieren:

$$V = \kappa \cdot a = k_0 \cdot a \cdot \text{NA}. \quad (2.14)$$

Der Übergang von Einmodigkeit zur Mehrmodigkeit für eine gegebene Faser findet genau bei der Grenzwellenlänge λ_{Grenz} statt, bei der der Brechungsindex der nächst höheren Mode gleich der Mantelbrechzahl ist. Für Stufenindex-Fasern ist die mit λ_{Grenz} verknüpfte Grenzfrequenz V_{Grenz} die kleinste Lösung, für die $J_0(V) = 0$ wird, entspricht also der ersten Nullstelle der Besselfunktion bei $2,405 = V_{\text{Grenz}}$. Analog kann auch für Gradientenindexfasern mit einem parabolischem Brechzahlprofil des Faserkerns eine Grenzfrequenz

von $V_{\text{Grenz}} = 3,518$ angegeben werden [24]. Für größere normierte Frequenzen, somit größeren Kernradien oder NA, gibt es mehr als nur eine Lösung der Eigenwertgleichung und somit werden weitere Moden neben der Grundmode geführt. Grundsätzlich gibt es zwei Grundmoden LP_{01} , welche senkrecht zu einander polarisiert sind, aber genau die gleiche Propagationskonstante besitzen. Für $V \gg 1$ kann die Anzahl der geführten Moden M zu

$$M = \frac{4}{\pi^2} V^2 + 2 \quad (2.15)$$

abgeschätzt werden [25].

Das in der Faser geführte Licht ist somit die Gesamtheit der angeregten und geführten Moden. Liegen Störungen in der Faser vor, so kann es zur Kopplung zwischen zwei oder mehreren Moden kommen. Diese Kopplung wird im nächsten Abschnitt insbesondere am Fall des Faser-Bragg-Gitters genauer diskutiert.

2.2 Faser-Bragg-Gitter und deren Temperaturstabilität

In diesem Abschnitt wird auf die Eigenschaften und Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern (FBG) eingegangen. Ausgehend von der bisherigen theoretischen Betrachtung für ein- und mehrmodige Fasern wird dabei nach einer allgemeinen Betrachtung gemäß [26] speziell auf FBG in Mehrmodenfasern eingegangen. Anschließend wird die für diese Arbeit relevante Einschreibtechnologie zur Erzeugung von FBG erläutert, bevor im Anschluss allgemeiner die Temperatureigenschaften verschiedener Gittertypen näher betrachtet wird.

2.2.1 Prinzip und Eigenschaften des Faser-Bragg-Gitters

Die nach Gleichung (2.5) [S. 6], (2.8) [S. 7] oder alternativ (2.13) [S. 8] bestimmten Lösungen bilden einen vollständigen, orthogonalen Satz von Eigenlösungen der Helmholtzgleichung, was wiederum bedeutet, dass in einer idealen störungsfreien Faser kein Energietransfer von einer Mode zu einer anderen möglich ist. Dies gilt streng genommen nur für die Tangentialkomponenten der Moden [27], wobei in aller Regel die axiale Komponente vernachlässigt werden kann, da diese sehr viel kleiner ist [26]. Sofern eine Störung vorliegt, z. B. herstellungsbedingte Imperfektionen der Faser oder Biegungen der Faser, wird jedoch eine Kopplung ermöglicht. Für einen vollständigen Satz aus l Moden in einer Faser ergibt sich unter Berücksichtigung vorwärts- ($+z$ -Richtung) und rückwärtslaufender ($-z$ -Richtung) Moden das gesamte elektrische Feld als:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^l (A_j(z) e^{i\beta_j z} + B_j(z) e^{-i\beta_j z}) \mathbf{e}_j(x, y) e^{-i\omega t}. \quad (2.16)$$

wobei $\mathbf{e}_j(x, y)$ dem normierten, transversalen Modenfeld der j -ten Mode entspricht. Jede Mode kann bei entsprechender Störung der Faser in jede andere geführte Mode koppeln. Diese Möglichkeiten zur Kopplung können durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschrieben werden:

$$\frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k K_{kj} e^{i(\beta_k - \beta_j)z} + i \sum_k B_k K_{kj} e^{-i(\beta_k + \beta_j)z} \quad (2.17)$$

$$\frac{dB_j}{dz} = -i \sum_k A_k K_{kj} e^{i(\beta_k + \beta_j)z} + -i \sum_k B_k K_{kj} e^{-i(\beta_k - \beta_j)z}. \quad (2.18)$$

Die Größe K_{kj} ist hierbei die Koppelkonstante zwischen der j -ten und k -ten Mode und kann wie folgt beschrieben werden [26]:

$$K_{kj}(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{e}_j(x, y) \mathbf{e}_k(x, y) dx dy. \quad (2.19)$$

Durch gezieltes Einbringen von Störungen $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ kann also ein Koppeln von Moden induziert werden. Das Faser-Bragg-Gitter stellt eine solche Störung im einfachsten Falle in der Form einer periodischen Brechungsindexmodulation dar:

$$\Delta n(z) = \overline{\Delta n}(z) \left[1 + \nu \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \Phi(z, \lambda)\right) \right]. \quad (2.20)$$

Auch ein Gitter, welches auf der Modulation der Absorption beruht ist möglich, jedoch sind die induzierten Verluste für die meisten Anwendungen von Nachteil. In obiger Gleichung ist $\overline{\Delta n}$ die über eine Periode gemittelte Brechzahländerung, ν die Modulationsstärke und Λ die Gitterperiodenlänge. Φ ist eine zusätzliche Phase, die einen Chirp, also eine z -abhängige Änderung der Gitterperiode, oder einen Phasensprung berücksichtigen kann. Je nach Form der Brechzahlmodulation kann man nun verschiedene Arten von Gittern unterscheiden (siehe Abb. 2.2). Die wohl häufigsten Formen sind das homogene Gitter ($\overline{\Delta n} = \text{const.}$ und $\Phi = 0$), das apodisierte Gitter ($\overline{\Delta n} \neq \text{const.}$ und $\Phi = 0$) und das gechirpte Gitter ($\overline{\Delta n} = \text{const.}$ und $\Phi \neq 0$).

In Abhängigkeit von der Periodenlänge kann für eine spezielle Wellenlänge im FBG eine vorwärtslaufende Mode in eine rückwärtslaufende Mode gekoppelt werden. Dies gilt insbesondere für Gitter mit homogener Brechzahlmodulation über den gesamten Kernquerschnitt der Faser. Ist der räumliche Überlapp zwischen Gitter und geführter Mode nicht annähernd eins, kann ebenfalls eine Kopplung in z. B. eine rückwärtslaufende Mantelmode stattfinden [28].

Für ein ungechirptes Gitter lässt sich die Wellenlänge λ_{Bragg} , bei der zwei Moden koppeln, aus der Bragg-Gleichung ableiten [26, 29]. Bei einem FBG wird eine vorwärts- in eine rückwärtslaufende Mode gekoppelt. Im Folgenden werden die vorwärtslaufenden Moden mit j und die rückwärtslaufenden mit k indiziert, wobei einer jeden Mode, absteigend nach ihrem

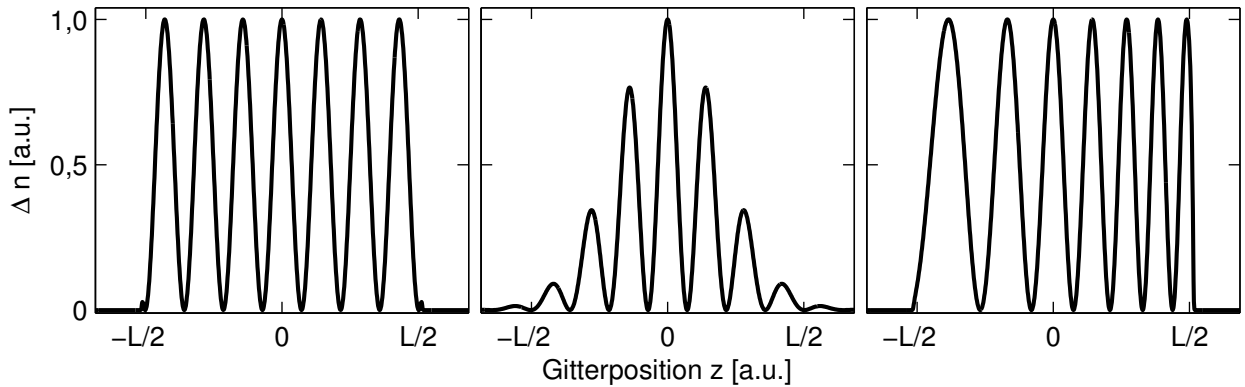


Abb. 2.2: Brechzahlverläufe für verschiedene Gitterarten: homogenes Gitter, apodisiertes Gitter, gechirptes Gitter (v.l.n.r.).

effektiven Brechungsindex sortiert, fortlaufend ein Nummer zugeordnet wird. Nach dieser Nomenklatur besitzt die Grundmode den Index 1. Somit ergibt sich die Bragg-Gleichung erster Ordnung für Fasermode in der Form:

$$\lambda_{\text{Bragg}} = (n_j + n_k) \Lambda \stackrel{j=k}{=} 2n\Lambda \quad (2.21)$$

In einer Einmodenfaser gilt immer $j = k = 1$, so dass die letztere Form angewandt werden kann, bei der n der effektive Brechungsindex der Mode ist. Aus Gleichung (2.21) wird ersichtlich, dass daher ein Bragg-Gitter als wellenlängenselektiver Spiegel verstanden werden kann, der eine Wellenlänge λ_{Bragg} reflektiert und andere Wellenlängen transmittiert (siehe Abbildung 2.3).

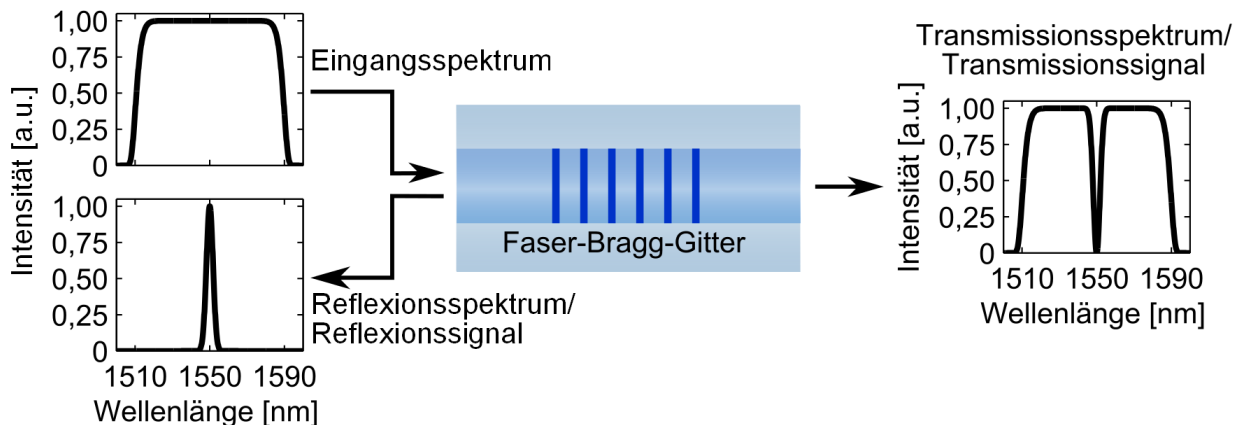


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der wellenlängenselektiven Filterwirkung eines Faser-Bragg-Gitters in einer Faser.

Weiterhin lassen sich aus dieser Gleichung wesentliche Eigenschaften des FBGs ableiten. Jede Änderung, die zu einer Änderung in der Brechzahl oder der Gitterperiodenlänge führt, wird in einer Verschiebung $\delta\lambda_{\text{Bragg}}$ der Braggwellenlänge resultieren. Dies sind in erster Linie Änderungen in der Temperatur (T) und der Dehnung (ϵ) bzw. mechanischen Spannung der

Faser:

$$\delta\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{\partial}{\partial T} (2n\Lambda) \cdot \Delta T + \frac{\partial}{\partial \epsilon} (2n\Lambda) \cdot \Delta\epsilon \quad (2.22)$$

$$= 2 \left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial \epsilon} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial \epsilon} \right) \Delta\epsilon. \quad (2.23)$$

Eine Änderung der Temperatur führt aufgrund des thermooptischen Effektes zu einer Änderung des Brechungsindex und aufgrund der thermischen Ausdehnung zu einer Änderung der Gitterperiodenlänge. Die relative Dehnung ϵ der Faser führt ebenfalls zu einer relativen Änderung der Gitterperiode. Zum anderen ergibt sich bei Dehnung eine Änderung der Brechzahl der Faser aufgrund des elastooptischen Effektes, resultierend aus einer spannungsinduzierten Komponente entlang der Faserachse und einer ihr entgegenwirkenden radialen Komponente. Die radiale Komponente entsteht durch Querkontraktion der Faser, welche über die Poisson-Zahl ν mit der axialen Dehnung verbunden ist. Somit ist eine alternative Formulierung der obigen Braggwellenlängenabhängigkeit von Temperatur und Dehnung möglich [30]:

$$\frac{\delta\lambda_{\text{Bragg}}}{\lambda_{\text{Bragg}}} = \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T + \left(1 - \frac{n^2}{2} [p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})] \right) \epsilon \quad (2.24)$$

$$= \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T + (1 - p) \epsilon. \quad (2.25)$$

Die Parameter p_{11} und p_{12} sind entsprechende Einträge aus dem elastooptischen Tensor des Fasermaterials. Für gewöhnlich werden diese beiden Materialgrößen in einem effektiven elastooptischen Koeffizienten p zusammengefasst. Die Größe $\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}$ entspricht der relativen Längenänderung aufgrund der Temperatur, also dem bekannten thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Die Änderung der Brechzahl in Abhängigkeit der Temperatur ist durch den thermooptischen Koeffizienten $\frac{\partial n}{\partial T}$ beschrieben.

Da alle drei Koeffizienten für die meisten Materialien (insbesondere für Quarzglas und Aluminiumoxid) positiv sind, bedeutet eine Erhöhung der Temperatur oder Dehnung der Faser in aller Regel, dass sich die Braggwellenlänge zu größeren Wellenlängen verschiebt. Analog bedeutet eine Abkühlung oder Stauchung der Faser eine Verschiebung in Richtung kleinerer Wellenlängen. Genau dieser funktionale Zusammenhang stellt die Grundlage vieler sensorischer Anwendungen der Faser-Bragg-Gitter dar, indem die Verschiebung der Braggwellenlänge gemessen und dadurch Rückschlüsse auf die sich ändernden Umgebungsbedingungen gezogen werden.

Die bisherigen Betrachtungen liefern lediglich Aussagen über die spektrale Position des Reflexionspeaks. Aussagen über die reflektierte Intensität oder die spektrale Breite des

Reflexionssignals sind daraus nicht möglich. Dafür ist eine detailliertere Betrachtung der gekoppelten Moden nach Gleichung (2.17)-(2.19) [S. 10] notwendig. Es ist zweckmäßig, die Koppelkonstante zu diesem Zwecke auf den speziellen Fall des FBGs anzupassen. Dafür sei näherungsweise angenommen, dass die mittlere Brechzahländerung gerade der Hälfte der absoluten Brechzahländerung entspricht, was insbesondere für das homogene Gitter der Fall ist. Dadurch lässt sich die Koppelkonstante K_{kj} in zwei Anteile zerlegen:

$$K_{kj}(z, \lambda) = \sigma_{kj}(z, \lambda) + 2\tau_{kj}(z, \lambda) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \Phi(z, \lambda)\right) \quad (2.26)$$

mit

$$\sigma_{kj}(z, \lambda) = \frac{\omega n_{\text{Kern}}}{2} \iint \overline{\Delta\epsilon}(x, y) \mathbf{e}_j(x, y) \mathbf{e}_k(x, y) dx dy \quad (2.27)$$

und

$$\tau_{kj}(z, \lambda) = \frac{\nu}{2} \sigma_{kj}(z, \lambda). \quad (2.28)$$

σ_{kj} entspricht dem Anteil der Koppelkonstanten für die Kopplung zwischen der k -ten und j -ten Mode aufgrund der mittleren Änderung der Brechzahl entlang des Gitters in z -Richtung und τ_{kj} dem Anteil aufgrund der Gittermodulation. Für den Fall eines homogenen Gitters mit der Brechzahländerung $\overline{\Delta n}$ in einer einmodigen Faser, ergeben sich vereinfachte Ausdrücke für σ und τ als

$$\sigma(z, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \eta \overline{\Delta n}(z) \quad (2.29)$$

und

$$\tau(z, \lambda) = \frac{\pi}{\lambda} \eta \overline{\Delta n}(z). \quad (2.30)$$

Die Tatsache, dass der räumliche Überlapp zwischen Gitter und Intensität der geführten Mode nicht ideal sein muss, wird durch η berücksichtigt. Ideal bedeutet dabei, dass die gesamte Intensität der geführten Mode in einem Bereich des Querschnitts der Faser geführt wird, in dem auch die Gittermodulation vorliegt. Für gewöhnlich tritt in den meisten Fällen die Gittermodulation nur im Kern der Faser auf. Sofern nun ein nicht vernachlässigbarer Anteil der Felder außerhalb des Kerns geführt wird, so besitzt dieser Anteil keinen räumlichen Überlapp mit dem FBG und η ist kleiner eins. η spielt insbesondere eine große Rolle, wenn das Gitter z. B. nicht homogen über den gesamten Kernquerschnitt eingeschrieben werden kann oder ein signifikanter Anteil des geführten Lichtes im Mantel propagiert.

Des Weiteren ist es möglich, die Abweichung $\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$ von der Bragg-Bedingung (2.21) [S. 11] mit der Ausbreitungskonstanten der Mode $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}$ einzuführen, wobei n_{eff} für den effektiven Brechungsindex der Mode steht. Breitet sich nun eine Mode in Vorwärtsrichtung mit der Amplitude $A(z) \exp(i\delta z - \Phi/2)$ und in rückwärtiger Richtung mit $B(z) \exp(-i\delta z + \Phi/2)$ aus, so kann das Gleichungssystem (2.17)-(2.18) [S. 10] für die Kopplung einer Mode in ihr

rückwärtslaufendes Pendant vereinfacht werden [26]:

$$\frac{dA}{dz} = i\hat{\sigma}A(z) + i\tau B(z) \quad (2.31)$$

und

$$\frac{dB}{dz} = -i\hat{\sigma}B(z) - i\tau^*A(z) \quad (2.32)$$

mit $\hat{\sigma} = \sigma + \delta - \frac{1}{2} \frac{d\Phi}{dz}$ und τ^* als komplex konjugierte Größe von τ . Durch die Wahl physikalisch sinnvoller Randbedingungen lässt sich dieses Gleichungssystem lösen. Für ein homogenes Gitter der Länge L wird zur Vereinfachung definiert, dass die Amplitude der vorwärtslaufenden Mode zu Beginn des Gitters gleich 1 ist ($A(-L/2) = 1$) und dass hinter dem Gitter ($z > L/2$) keine rückwärtslaufende Mode mehr erzeugt werden kann ($B(L/2) = 0$). Der Beginn des Gitters bei $-L/2$ wird durch die Position der ersten Gitterebene definiert, mit der die vorwärtslaufende Mode wechselwirkt. Analog wird das Ende bei $L/2$ des Gitters durch die Position der letzten Gitterebene definiert, mit der die vorwärtslaufende Mode wechselwirken kann. Das Verhältnis der Amplituden aus rückwärtslaufender und vorwärtslaufender Mode zu Beginn des Gitters ($B(-L/2)/A(-L/2)$) entspricht dem Reflexionskoeffizienten. Somit ergibt sich bezogen auf die Intensitäten eine Reflektivität R von

$$R = \frac{\sinh^2(\sqrt{\tau^2 - \hat{\sigma}^2}L)}{\cosh^2(\sqrt{\tau^2 - \hat{\sigma}^2}L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\tau^2}}. \quad (2.33)$$

Für den Fall der Erfüllung der Bragg-Bedingung 2.21 [S. 11] wird $\hat{\sigma} = 0$ und für ein homogenes Gitter ergibt sich das Maximum der Reflektivität zu

$$R = \tanh^2\left(\frac{\pi\nu\overline{\Delta n}}{\lambda}L\right). \quad (2.34)$$

Dieses Ergebnis beschreibt die Reflektivität in einmodigen Fasern, sofern es sich um ein homogenes Gitter handelt, welches einen nahezu idealen räumlichen Überlapp mit der reflektierten Mode hat. Für komplexere Gitterprofile sind i. Allg. numerische Modellierungen zur Bestimmung der Reflektivität sinnvoll. Eine Möglichkeit besteht in der Matrixmethode, welche ebenfalls in [26] ausführlich beschrieben wird.

Das nach Gleichung (2.34) numerisch bestimmte oder experimentell ermittelte globale Maximum der spektralen Reflektivitätsfunktion (2.33) wird in der Regel als die Reflektivität des Gitters verstanden. Neben der Reflektivität R ist die spektrale Breite (auch Bandbreite) $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ eine wesentliche Bestimmungsgröße eines FBGs. Die spektrale Breite eines FBGs ist entgegen der Reflektivität stark von den verwendeten Kriterien abhängig (siehe Abb. 2.4). Zwei der gebräuchlichsten Varianten der spektralen Breite eines Gitters lassen sich aus der Gleichung 2.33 ableiten [26]. Zum einen ist es möglich gerade für hochreflektive Gitter ($R > 90\%$), die spektrale Breite über den Bandkantenabstand zu definieren. Das ist der Abstand der beiden Wellenlängen für die gerade $|\hat{\sigma}| = \tau$ gilt. Dieses Kriterium erhält

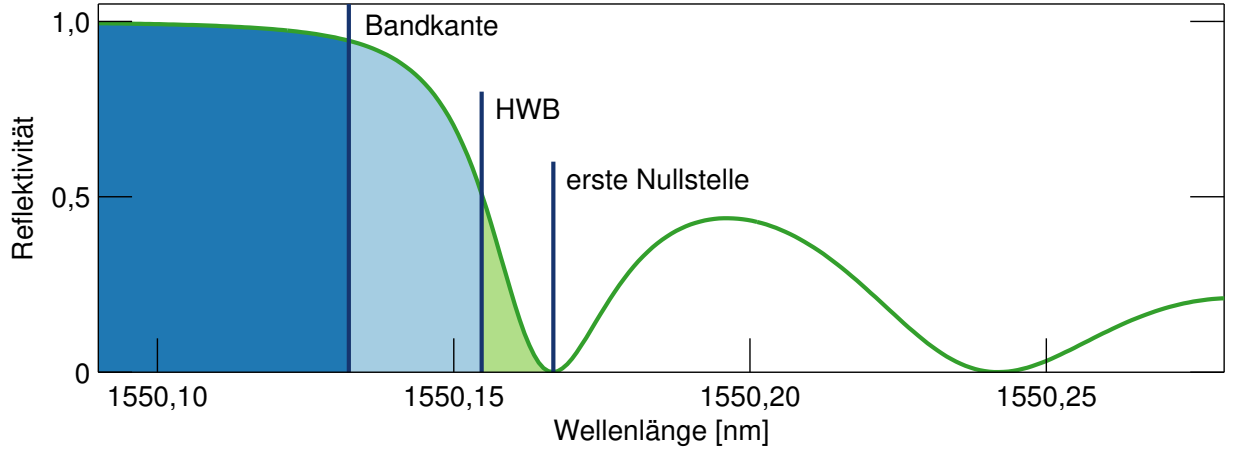


Abb. 2.4: Spektrale Breite eines FBGs. Je nach Definition der spektralen Breite über die Bandkante (dunkelblauer Bereich), die Halbwertsbreite HWB (bis hellblauen Bereich) oder die erste Nullstelle (bis hellgrünen Bereich) kann die spektrale Breite eines Gitters (grüne Linie; langwellige Seite eines simulierten Reflexionsspektrums mit einer Braggwellenlänge von 1550 nm) stark variieren.

seine Berechtigung aus der Argumentation, dass zwischen den Bandkanten die Amplituden A und B exponentiell entlang der Faserachse ab- bzw. zunehmen. Außerhalb des durch die beiden Bandkanten definierten Intervalls gibt es eine zusätzliche sinusförmige Modulation der abnehmenden Amplitude. Die Bandbreite ergibt sich für dieses Kriteriums nach [26] zu

$$\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = 2\nu\overline{\Delta n}\Lambda. \quad (2.35)$$

$\overline{\Delta n}$ beschreibt den mittleren Brechzahlhub für die reflektierte Mode. Das Problem an dieser Definition der spektralen Breite ist die schlechte Bestimmbarkeit der Bandkanten in einem experimentellen Spektrum.

Eine experimentell wesentlich besser bestimmbare Bandbreite beruht auf dem spektralen Abstand der ersten Minima der spektralen Reflektivität. Gleichung 2.33 wird genau dann minimal, wenn das Argument im Sinus Hyperbolicus aus Gleichung (2.33) gleich $i\pi$ ist und somit der Zähler 0 wird. Für den Fall eines ungechirpten Gitters ohne Phasensprung ($\frac{d\Phi}{dz} = 0$) und ohne Kopplung aufgrund der mittleren Brechzahländerung im Gitterbereich ($\sigma = 0$) [31] kann ein vereinfachter analytischer Ausdruck für die spektrale Breite gefunden werden [26]:

$$\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = 2\nu\overline{\Delta n}\Lambda\sqrt{1 + \left(\frac{n_{\text{eff}}\Lambda}{\nu\overline{\Delta n}L}\right)^2}. \quad (2.36)$$

Faser-Bragg-Gitter weisen je nach Form der Brechzahlmodulation nicht zwingend Minima im Reflexionsspektrum auf, insbesondere wenn es sich um apodisierte Gitter handelt. Deshalb ist es notwendig, neben den theoretisch abgeleiteten, spektralen Breiten, eine experimentell leichter zugängliche Definition der spektralen Breite zu treffen. Eine sehr gebräuchliche Mög-

lichkeit ist die Angabe der Halbwertsbreite (HWB) bezogen auf das globale Maximum des Reflexionssignals. Bei Darstellungen der Reflektivität mit dekadisch-logarithmischer Achse für die Reflektivität wird alternativ auch die „3-dB“-Breite oder HWB_{dB} angegeben. In diesem Falle wird die spektrale Breite bei ca. 50,12% der maximalen Reflektivität statt exakt 50% für die HWB bestimmt.

2.2.2 Faser-Bragg-Gitter in Mehrmodenfasern

Die bisherigen Betrachtungen zu Faser-Bragg-Gittern waren eher allgemeiner Natur, bzw. bezogen sich zur vereinfachten Betrachtung auf Einmodenfasern. Für Mehrmodenfasern treten Besonderheiten vor allem in der Form des Reflexionsspektrums auf. Deshalb soll nun eine qualitative Betrachtung des Reflexionsverhaltens der Moden in einem Faser-Bragg-Gitter für den Fall eine Mehrmodenfaser vorgenommen werden. Eine quantitative Aussage insbesondere über die Amplitude, aber auch den spektralen Verlauf der Reflektivität, ist nur bei genauer Kenntnis über die konkret angeregte Modenverteilung in der Faser möglich. Über die tatsächlich in der Praxis vorliegende Modenverteilung ist zumeist nur wenig bekannt, da jede Störung, egal ob intrinsisch in der Faser vorhanden (z. B. Durchmesserchwankungen, Elliptizität des Kerns) oder extrinsisch eingebracht (z. B. Biegung, Abweichungen vom ideal homogenen FBG) zu einer Kopplung und damit Energietransfer zwischen den Moden führen kann – sowohl auf dem Weg von der Lichtquelle zum Gitter, im Gitterbereich selbst, als auch auf dem Weg vom Gitter zur Auswerteeinheit. Insbesondere Modenkopplung während der Propagation zum Gitter als auch im Gitter selbst führt zu einer experimentellen Modenverteilung, welche direkten Einfluss auf die spektralen Intensitäten des Reflexionssignals hat, jedoch in der Regel einer genauen reproduzierbaren Justage kaum zugänglich ist. Deshalb soll für die weitere Betrachtung gelten, dass alle in der Faser möglichen, geführten Moden gleichstark angeregt sind. Zudem wird im Folgenden auf eine Beschreibung der absoluten Reflexionsamplituden verzichtet.

Entscheidend für das Reflexionsverhalten ist nach Abschnitt 2.2.1 die Form des Gitters. Unter der Annahme, dass der räumliche Überlapp für jede der geführten Moden mit dem Gitter gleich eins ist und es sich beim Faser-Bragg-Gitter um eine über den gesamten Faserquerschnitt homogene Störung handelt, ergibt sich nach Gleichung (2.27) [S. 13] keine Kopplung zwischen verschiedenen Moden, da das räumliche Überlappintegral für zwei verschiedene Moden aufgrund ihrer Orthogonalität Null wird [27]. Diese Annahmen sind in der Realität aber kaum erfüllbar, insbesondere bei großen Kernen oder gar komplexer, strukturierter Fasern wie Mehrkernfasern.

Zur Betrachtung des prinzipiellen Verhaltens eines FBGs in einer mehrmodigen Faser wird die Bragg-Gleichung (2.21) [S. 11] genutzt, wobei es im Vergleich zur Einmodenfaser diesmal zusätzlich zur Kopplung verschiedener Moden j und k miteinander kommen kann. Aufgrund

der modenabhängigen effektiven Brechungsindizes sind im Allgemeinen in der mehrmodigen Faser im Gegensatz zur Einmodenfaser n_j und n_k verschieden. Insgesamt liegen in einer Faser mit l Moden l^2 Möglichkeiten der Kopplung zwischen zwei beliebigen Moden vor. Da nach Gleichung (2.21) [S. 11] die Summe der Brechungsindizes für die Braggwellenlänge entscheidend ist, ist es aufgrund der Kommutativität für diese Summe irrelevant, ob die j -te vorwärtspropagierende Mode in die k -te rückwärtspropagierende Mode koppelt oder die k -te vorwärtspropagierende Mode in die j -te rückwärtspropagierende Mode. Somit reduziert sich die Anzahl der möglichen Braggwellenlängen zu $(l^2 + l) / 2$.

Sind die Brechzahlen der einzelnen Moden bekannt, kann wie in Abbildung 2.5 gezeigt das Spektrum abgeschätzt werden. Dafür ist es sinnvoll, den mittleren Brechungsindex zweier Moden $\overline{n_{jk}} = (n_j + n_k) / 2$ zu definieren. So ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Braggwellenlänge und dem mittleren Brechungsindex zu

$$\lambda_{\text{Bragg}} = \overline{n_{jk}} \cdot 2\Lambda. \quad (2.37)$$

Dies bedeutet wiederum, dass für ein gegebenes Gitter (festes Λ) sich die möglichen Braggwellenlängen aus den Schnittpunkten der Dispersionsverläufe $\overline{n_{jk}}(\lambda)$ und einer Geraden mit dem Anstieg $1 / (2\Lambda)$ durch den Koordinatenursprung ergibt (siehe Abb. 2.5 (rechts oben)). Zur besseren Veranschaulichung dieses Zusammenhangs soll im Folgenden zunächst eine Modellfaser mit einer nur geringen Anzahl von Moden betrachtet werden. Eine solche Faser ist z. B. eine SMF-28-ähnliche Faser, vergleichbar zu der Standardfaser in der Telekommunikation für den Wellenlängenbereich von 1530 nm bis 1565 nm. Sie besitzt einen Kernradius von 8,2 μm und im Kernbereich aufgrund einer Dotierung mit Germanium einen $5,2 \cdot 10^{-3}$ höheren Brechungsindex als der reine Quarzglasmantel. Verwendet man die Faser, welche um 1550 nm einmodig ist, bei einer Wellenlänge unterhalb von 1260 nm, so wird sie mehrmodig. Mithilfe der Transfermethode nach Gleichung (2.13) [S. 8] können zwei Moden für den Wellenlängenbereich um 1050 nm gefunden und deren effektiven Brechungsindizes in Abhängigkeit der Wellenlänge bestimmt werden (siehe Abb. 2.5 oben links). Nach Gleichung (2.37) ergeben sich nun die Bragg-Wellenlängen für die Grund- und die nächst höhere Mode bei einer Gitterperiode von 363,09 nm zu 1055,20 nm und 1053,38 nm. Zudem ist bei Kopplung zwischen den beiden Moden im Gitter ein Bragg-Peak bei 1054,29 nm zu erwarten. Ein entsprechendes, experimentell erzeugtes FBG zeigt diese drei Peaks bei 1055,19 nm, 1054,30 nm und 1053,39 nm (siehe Abb. 2.5 unten rechts). Das Reflexionsspektrum in mehrmodigen Fasern zeichnet sich somit durch Auftreten mehrerer Peaks aus, deren spektrale Position sich durch Schnittpunkte der Gittergeraden mit den mittleren Brechungsindizes der koppelnden Moden exakt bestimmen lassen.

Die Verschiebung der Braggwellenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und Dehnung lässt sich ebenfalls mithilfe der Schnittpunkte aus Gittergerade und Brechzahlverläufen veranschaulichen. Aufgrund der Änderung der Gitterperiode (thermische bzw. mechanische Deh-

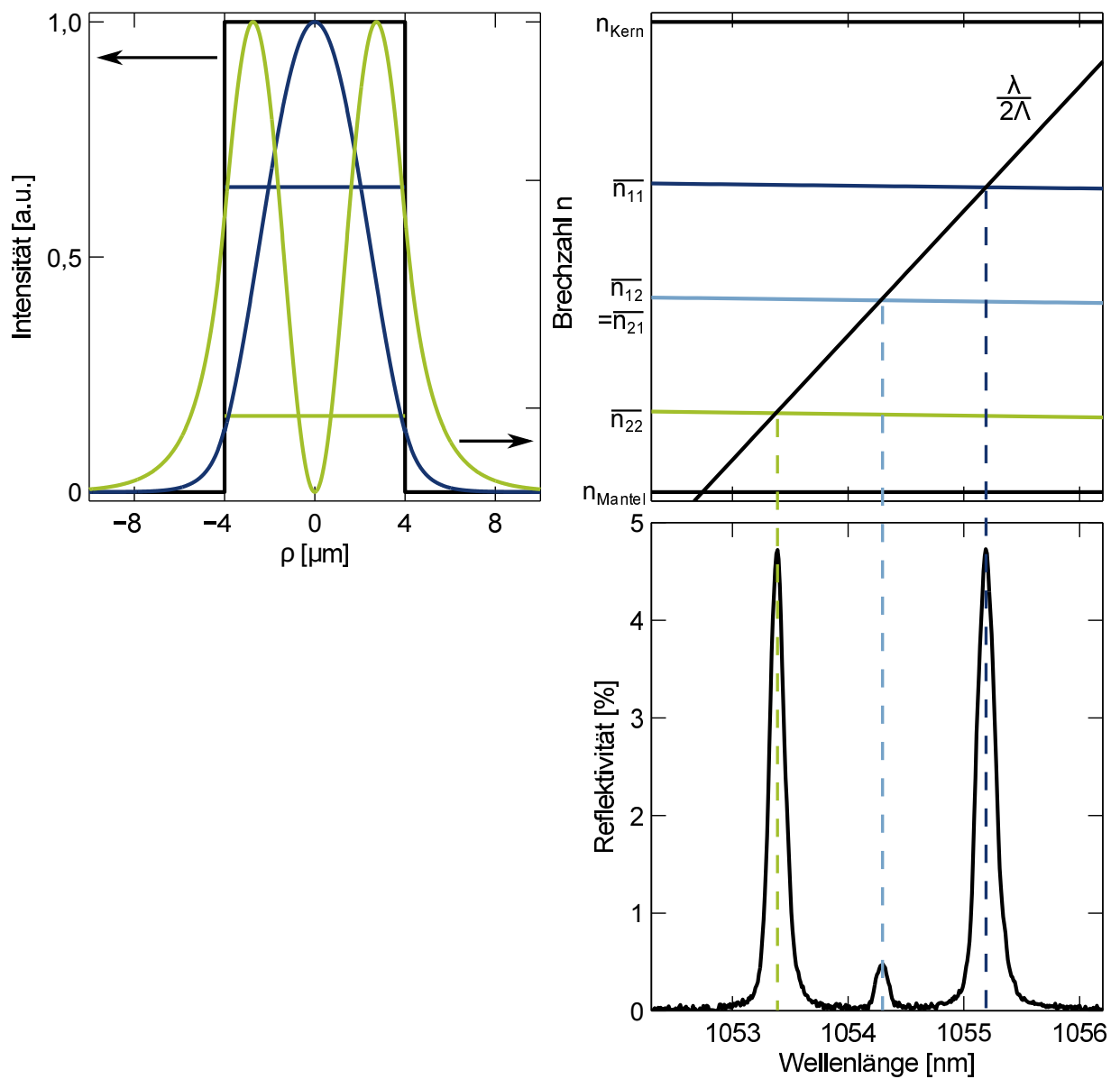


Abb. 2.5: Darstellung eines Faser-Bragg-Gitters in einer zweimodigen Faser. Oben links: In der Stufenindexfaser (Profil schwarze Kurve) liegt neben der Grundmode (dunkelblau) auch eine nächst höhere Mode (grün) vor. Neben den Brechzahlen (Linien im Profil) sind auch die radialen Intensitätsverläufe dargestellt. Oben rechts: Darstellung sowohl der wellenlängenabhängigen mittleren Brechzahlen für die Moden als auch der Kern- und der Mantelbrechzahl. Zur Beschreibung der Kopplung zwischen der Grund- und nächst höheren Mode kann die mittlere Brechzahl $\bar{n}_{12} = \bar{n}_{21}$ (hellblau) genutzt werden. Die Braggbedingung ist als Gerade mit dem Anstieg $1/(2\Lambda)$ dargestellt. Die Schnittpunkte dieser Geraden mit den Brechzahlverläufen repräsentieren die erwarteten Reflexionswellenlängen, welche sich sehr gut mit einem experimentell eingeschriebenem Gitter (unten rechts; schwarze Kurve) decken.

nung/Stauchung) ändert sich der Anstieg der Gittergeraden und aufgrund der thermischen und elastooptischen Koeffizienten ändert sich der Dispersionsverlauf. Im exemplarischen Falle der Erwärmung einer quarzglasbasierten Faser wird der Anstieg der Gittergeraden geringer und gleichzeitig verschieben sich die Dispersionskurven in erster Näherung um eine temperaturabhängige Konstante zu größeren Brechzahlen. Beides bewirkt, dass die Schnittpunkte der Dispersionsverläufe und der Gittergeraden in Richtung größerer Wellenlängen verschoben werden. Die Anzahl der Schnittpunkte bleibt dabei konstant, was bedeutet, dass sich das gesamte Reflexionssignal als solches spektral verschiebt, die Form insbesondere bezüglich der Anzahl der Peaks aber gleich bleibt.

Des Weiteren sei erwähnt, dass bei spektral sehr breiten Gittern die Dispersion der Faser berücksichtigt werden muss. So kann sich die Brechzahl der Moden in einem spektralen Bereich von 20 nm je nach Faser durchaus um einige 10^{-3} ändern, was zu Abweichungen in der spektralen Position der Peaks von einigen Nanometern führen kann, falls die Dispersion unberücksichtigt bliebe. Da die Modenbrechzahlen nach der Transfermatrixmethode jedoch nur diskretisiert berechnet werden können, somit also kein analytischer Ausdruck für die Dispersion gegeben ist, können die Schnittpunkte aus Gittergeraden und Dispersionsverläufen der mittleren Brechungsindizes nicht analytisch berechnet werden. Aufgrund dessen, dass die Braggwellenlängen zumeist weit von Absorptionsbanden des Fasermaterials entfernt liegen, sind die Dispersionsverläufe dementsprechend zumeist relativ flach und weisen insbesondere keine Sprungstellen auf. So können die diskretisiert bestimmten Dispersionsverläufe interpoliert werden und die Schnittpunkte mit der Gittergeraden als Nullstellenproblem formuliert werden. So wird numerisch nach den Nullstellen der Differenzen aus den interpolierten Brechzahlverläufen und der Gittergeraden in Abhängigkeit der Wellenlänge gesucht. Die entsprechenden Wellenlängen der Schnittpunkte ergeben die spektralen Positionen der Reflexionspeaks.

Im vorherigen Abschnitt 2.2.1 wurde ausführlich auf die Reflektivität R und spektrale Breite $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ eingegangen. Für Faser-Bragg-Gitter in Mehrmodenfasern sind, wie bereits erwähnt, diese beiden Größen von der Kopplung zwischen den verschiedenen Moden abhängig, da die Kopplung direkten Einfluss auf das Gitterspektrum hat. Das gilt insbesondere für eine Kopplung während der Propagation zum Gitter durch zusätzliche intrinsische und extrinsische Koppelereffekte und Reflexion im Gitter, da die verschiedenen Moden aufgrund ihrer unterschiedlichen Brechungsindizes die Braggbedingung für verschiedene Wellenlängen erfüllen. Ein Modenkoppeln während der Propagation vom Gitter zum Detektor hat, sofern es keine modenabhängige Verluste gibt, keinen Einfluss auf das Reflexionsspektrum, da nur Moden gleicher Wellenlänge miteinander koppeln können. Somit findet kein Energietransfer zwischen verschiedenen spektralen Komponenten des Reflexionssignals statt.

Neben dem Modenkoppeln gibt es weitere Einflüsse auf die spektrale Form der Reflexionsspektren mehrmodiger Fasern. Höhere Moden besitzen für gewöhnlich einen geringeren

Überlapp mit dem Kern als z. B. die Grundmode. Für das in Abb. 2.5 diskutierte Beispiel besitzt die Grundmode einen räumlichen Überlapp der Intensität mit dem Kernbereich von 88,6%, wohingegen dieser für die nächst höhere Mode nur 62,9% beträgt. Somit wird die Grundmode deutlich stärker reflektiert. Zudem besitzen höhere Moden zumeist größere Verluste aufgrund von z. B. Biegung [17]. Somit gilt im Allgemeinen die Tendenz, dass höhere Moden eine geringere Reflexionsamplitude zeigen, was zu einer Abnahme der Amplitude des Reflexionssignals zu kleineren Wellenlängen hin bedeutet. Entgegen der Möglichkeit, die spektrale Position der Reflexionspeaks einer Mehrmodenfaser sehr genau zu bestimmen, ist somit eine quantitative Aussage über die Reflexionsamplituden schwierig und von FBG zu FBG je nach Randbedingungen (z. B. Wellenlänge, Gitterform, numerische Apertur der Faser usw.) verschieden.

2.2.3 Herstellung von Faser-Bragg-Gittern

Wie zuvor beschrieben ist für die Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern das Einbringen einer periodischen Störung in Form von z. B. einer Brechzahlmodulation notwendig. Dies geschieht zumeist durch eine interferometrische Belichtung der Faser, wobei seit der ersten Beschreibung eines Faser-Bragg-Gitters durch Hill et al. 1978 [32] immer wieder neue Arten der Gittererzeugung erforscht und weiterentwickelt wurden. Dabei stand neben dem möglichst effizienten Einschreiben auch immer wieder die Erzeugung von Gittern mit neuen Eigenschaften bzgl. z. B. Bragg-Wellenlänge, Bandbreite und spektraler Form im Vordergrund. Dazu kamen und kommen immer wieder neue Materialien aus denen die Fasern bestehen, so dass verschiedene Lichtquellen für eine beleuchtungs-basierte Gittererzeugung notwendig wurden. Einen ausführlichen Überblick über die Mannigfaltigkeit der verschiedenen Einschreibetechniken ist u.a. in [31] zu finden. Im Folgenden wird sich ausschließlich auf die in dieser Arbeit selbst verwendete Technik zum Erzeugen von Gittern beschränkt.

Die Erzeugung von FBG mittels Laserbelichtung beruht darauf, dass sich durch eine Belichtung die Brechzahl im Faserkern in Abhängigkeit der lokalen Belichtungsstärke verändert. Dieses Verhalten wird als Photosensitivität bezeichnet. Die Wahl der Lichtquelle hängt maßgeblich von der in der Faser vorhandenen Photosensitivität ab. Sofern diese nicht ausreicht Dauerstrichlaser [32, 33] oder Nanosekundenlaser (Excimer-Laser) [34, 35] zu verwenden, wird zumeist, wie auch im Falle dieser Arbeit, auf Kurzpulslaser im sub-Pikosekunden- bis Femtosekundenbereich zurückgegriffen [36–38]. Kurzpulslaser bieten den Vorteil aufgrund der möglichen, sehr großen Pulsspitzenleistungen Mehrphotonenabsorption und Plasmaerzeugung auszunutzen und somit in nahezu beliebigen optisch transparenten Materialien eine Brechzahländerung hervorzurufen.

Als Lichtquelle ist der Ti:Sa-verstärkte Laser die gängigste Möglichkeit, solch zeitlich kurze Pulse zu erzeugen. Die Wellenlänge des emittierten Lichtes dieses Lasers beträgt zumeist 800 nm, welche mithilfe von Frequenzverdopplung oder Verdreifachung andere Wellenlängen

(400 nm und 266 nm) bedienen kann. Es ist dabei festzustellen, dass die Art der Brechzahländerung und damit die Photosensitivität unter Verwendung verschiedener Einschreibwellenlängen qualitativ anders sein kann [39]. Insbesondere die frequenzverdreifachte Strahlung bietet die Möglichkeit UV-Absorptionsmechanismen ausnutzen zu können, welche auch bei Verwendung anderer Strahlungsquellen genutzt werden.

Für eine effiziente Erzeugung der gitterförmigen Brechzahlmodulation ist eine gitterförmige Belichtung der Faser zweckdienlich. Somit ist, neben der Möglichkeit jede Gitterebene mittels fokussierten Laserstrahlbündels einzeln zu erzeugen [40], es sinnvoll, ein gitterförmiges Interferenzmuster zu verwenden, welches zur Belichtung verwendet wird. Dafür wird der Laserpuls mittels Strahlteiler (z. B. Phasenmaske) getrennt und die geeignete Überlagerung der beiden Teilpulse führt zu dem beabsichtigten Interferenzmuster. Dazu wurde in dieser Arbeit das Zweistrahl-Phasenmasken-Interferometer (ZPI) verwendet, welches mitunter in der Literatur auch als Talbot-Interferometer bezeichnet wird [31,41,42]. Bei diesem Interferometer werden die ersten beiden Beugungsordnungen einer Phasenmaske an Spiegeln reflektiert, sodass sich die Beugungsordnungen wieder symmetrisch auf der optischen Achse überlagern und analog zur Phasenmaskenmethode ohne Umlenkspiegel [43] ein Interferenzmuster bilden, in welchem die Faser positioniert wird (s. Abb. 2.6). Dabei ist grundsätzlich auch ein gefalteter Strahlengang möglich [44]. Zumeist befindet sich direkt vor dem Interferometer eine zylindrische Linse, welche das Laserstrahlenbündel längs zur Faserachse fokussiert. Die Position des Fokus wird dabei so gewählt, dass am Ort der Faser die maximale, lokale Intensität vorliegt, um den Einschreibprozess zu verbessern oder überhaupt erst möglich zu machen.

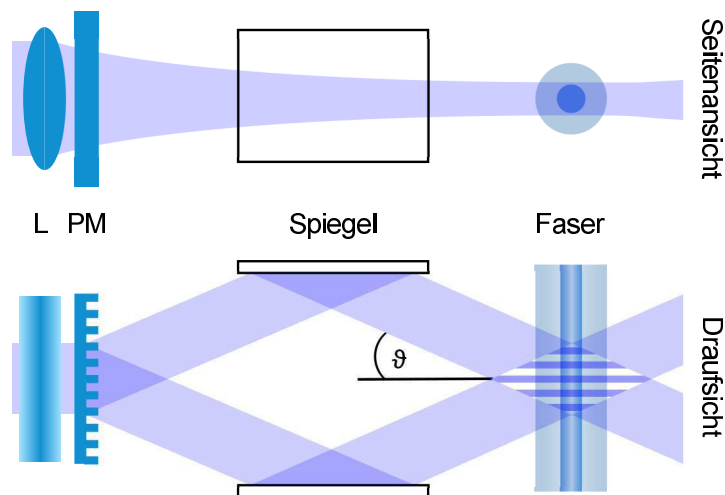


Abb. 2.6: Zweistrahl-Phasenmasken-Interferometer. Ein Zweistrahl-Phasenmasken-Interferometer besteht in der Regel aus einem Strahlteiler wie einer Phasenmaske (PM) und Umlenkspiegeln. Zusätzlich kann eine Linse (L) vor dem Interferometer positioniert werden, um die Intensität am Ort der Faser zu erhöhen.

Vorteil dieses Verfahrens ist neben der Tatsache, dass die Faser weit von der Phasenmaske

entfernt ist und somit der Fokus nicht in der Nähe der optischen Komponenten wie Phasenmaske oder Spiegel liegt, dass die Braggwellenlänge einfach verändert werden kann. So können unter Verwendung einer einzigen Phasenmaske durchaus Gitter über einen spektralen Bereich von mehreren hundert Nanometern eingeschrieben werden [42,45]. Dies geschieht durch Rotation der beiden Umlenkspiegel, wodurch der Interferenzwinkel ϑ verändert werden kann, was wiederum die Periode des erzeugten Gitters beeinflusst. Rein praktisch bedeutet das, dass die Braggwellenlänge durch symmetrisches Drehen der Spiegel im Rahmen der geometrischen Abmaße des Interferometers beliebig variiert werden kann. Neben dieser geometrischen Einschränkung gibt es für die kleinste erreichbare Wellenlänge $\lambda_{\text{Bragg}}^{\text{min}}$ eine zusätzliche, physikalische Grenze. In Abhängigkeit der Wellenlänge des Einschreiblasers λ_{Laser} ist die kleinste erreichbare Braggwellenlänge durch $\lambda_{\text{Bragg}}^{\text{min}} = n_{\text{eff}} \cdot \lambda_{\text{Laser}}$ gegeben [46]. Durch Verwendung einer gechirpten Phasenmaske ist auch das Einschreiben gechirpter FBG mit ähnlicher Braggwellenlängenflexibilität möglich [45,47]. Ein weiterer Vorteil gegenüber des Phasenmasken-Einschreibens ist die Möglichkeit, störende Beugungsordnungen zu blocken, sodass eine reine Zweistrahlint interferenz am Ort der Faser vorliegt. Nachteil dieses Verfahrens ist jedoch der hohe Justageaufwand durch die zusätzlichen optischen Komponenten im Vergleich zum Phasenmaskenaufbau ohne Umlenkspiegel [43].

2.2.4 Temperaturstabilität von Faser-Bragg-Gittern

Um die Temperaturstabilität einer Faser und insbesondere eines Faser-Bragg-Gitters beschreiben zu können, ist es notwendig, die Mechanismen genauer zu betrachten, welche zu einer Brechzahlmodifikation führen. Denn nur solange diese Veränderungen in der Faser bestehen bleiben, ist ein FBG auch temperaturstabil. Welche Mechanismen dabei eine Rolle spielen, hängt stark von den Einschreibbedingungen ab. Um allgemeingültige Aussagen bezüglich der Temperaturstabilität von Faser-Bragg-Gittern treffen zu können, ist es sinnvoll, sich für diese Betrachtung nicht nur auf die in dieser Arbeit verwendeten Einschreibtechniken zu beschränken. Die beim Gittereinschreiben im Glas induzierten Veränderungen lassen sich dafür relativ grob in Farbzentren und Spannungseffekte einteilen. Eine nähere Betrachtung verschiedener Gitterarten und ihrer Entstehungsmechanismen und die mit den Mechanismen einhergehende Temperaturstabilität wird auf den folgenden Seiten durchgeführt.

Zunächst steht aber erst einmal die Beschreibung der Gitterdegradation, also die zeitliche, temperaturabhängige Abnahme der Reflektivität eines FBGs im Vordergrund. Für die theoretische Beschreibung der Gitterdegradation hat sich ein Modell nach Erdogan [48] durchgesetzt. Es beschreibt für farbzentrenbasierte Defekte die Population von Elektronen in angeregten Zuständen, den Defekten. Die Anregung führt zu einem veränderten Polarisationszustand des Materials, was wiederum die Brechzahl des Glases beeinflusst. Durch Erwärmung des Glases wird die Population der angeregten Elektronen bis zu einer tempe-

raturabhängigen Grenzenergie wieder abgebaut. Das heißt, dass nur Elektronen angeregt bleiben, welche eine höhere Anregungsenergie während des FBG-Einschreibens erhielten als die Grenzenergie. Zudem ist die Entvölkerung des angeregten Zustandes von der Zeit abhängig. Zusammenfassend kann dies durch die folgende, empirische Funktion beschrieben werden:

$$\eta = \frac{1}{1 + A(t/t_0)^\alpha}. \quad (2.38)$$

Die Größe η entspricht dabei (je nach Literatur mitunter bis auf einen Proportionalitätsfaktor) dem gesamten Argument aus Gl. (2.34) [S. 14], es gilt also $R = \tanh^2(\eta)$. In der Literatur gilt üblicherweise $t_0 = 1 \text{ min}$ und wird aus Gründen der notwendigen Einheitenlosigkeit von t/t_0 eingeführt [48]. Die Größen A und α sind empirisch zu ermittelnde, temperaturabhängige Größen, welche zudem auch von der Faser abhängig sind. Dabei gilt:

$$A = A_0 e^{aT} \quad (2.39)$$

und

$$\alpha = \frac{T}{T_0}. \quad (2.40)$$

In der obigen Gleichung entspricht T der Temperatur, und A_0 , a und T_0 sind erneut faserabhängige, nur experimentell zugängliche Parameter. Für Standardfasern liegt A_0 und a (in K^{-1}) in der Größenordnung einiger 10^{-3} und T_0 im Bereich einiger tausend Kelvin [48, 49]. Nach den Parametern aus [49] ergeben sich exemplarisch in Abbildung 2.7 dargestellte Degradationsverhalten von Gittern bei unterschiedlichen Temperaturen.

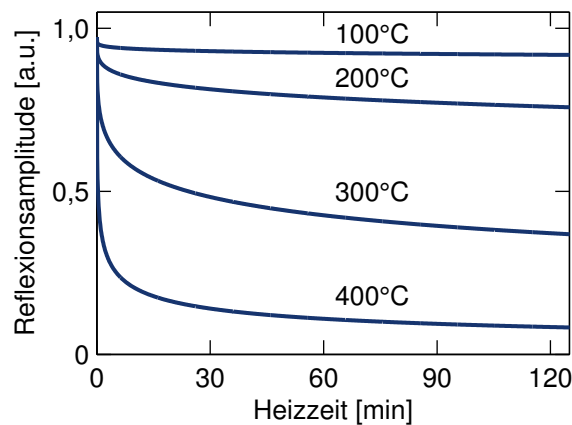


Abb. 2.7: Degradation der Reflektivität von FBG während eines isothermen Ausheizens.

Der Ansatz von Erdogan, welcher auf einer Beschreibung von farbzentrenbasierten Gittern beruht, wurde auch für Gitter mit anderen Ursachen der Brechzahlmodulation verifiziert [50]. Eine weitere Beschreibung der Degradationsdynamik wurde 2015 vorgestellt und

beruht auf einer Beschreibung der Erzeugung von Dipolmomenten als Ursache der Brechzahlmodulation [51]. Aus diesem Ansatz ergibt sich ein anderer mathematischer Ausdruck für die Temperaturabhängigkeit von η mit jedoch qualitativ ähnlichem Kurvenverlauf wie in Abb. 2.7 dargestellt.

Die beschriebenen theoretischen Ansätze zur temperaturabhängigen Gitterdegradation wurden zumeist wie in den Quellen [48, 50, 51] angegeben für Excimer-laserbelichtete FBG in Glasfasern experimentell verifiziert. Untersuchungen für FBG, welche mit Femtosekundenpulsen erzeugt wurden, zeigen grundsätzlich ähnliches Verhalten [52]. Das bedeutet, dass die Gitter in Abhängigkeit der Temperatur unterschiedlich schnell und stark degradieren. Grundsätzlich gilt, dass je höher die Temperatur ist, desto schneller nimmt die Gitterreflektivität ab und desto niedriger ist die Reflektivität, die nach einer bestimmten Zeit vorliegt. Zudem nimmt die Geschwindigkeit der Degradation mit zunehmender Zeit ab, sodass Gitter insbesondere zu Beginn einer thermischen Behandlung eine schnellere Degradation aufweisen als zu späteren Zeiten bei gleicher Temperatur. Ob diese Verhalten auch für FBG in Kristallfasern zutrifft, wurde bisher in der Literatur nicht eingehend beschrieben.

Damit zeigt sich zumindest für FBG in Glasfasern, dass die thermische Stabilität neben der Temperatur entscheidend von der Zeit abhängt. Deshalb ist es nicht möglich, eine feste Temperaturgrenze für die Verwendbarkeit von Gittern ohne dazugehörigen Beobachtungszeitraum anzugeben. In der Praxis bedeutet dies, dass ein FBG für eine Temperaturmessung über wenige Sekunden bei hohen Temperatur noch messbare Reflektivitäten aufweisen kann, wohingegen das gleiche Gitter für Messungen bei wesentlich geringeren Temperaturen nicht thermisch stabil ist, sofern hier sehr lange Messungen vorgesehen sind. Der thermische Bereich der Temperaturstabilität ist somit direkt von der Beobachtungsdauer des Experiments abhängig. In der Literatur angegeben Werte für die thermische Stabilität von FBG sind somit aufgrund der oft verschiedenen, experimentellen Durchführungen und Beobachtungszeiträumen nur schwer zu vergleichen. Dennoch ist in [53] ein solcher Vergleich für FBG in Glasfasern versucht worden und bildet die Grundlage der Temperaturstabilitätsbeurteilung der im Folgenden beschriebenen Gitterarten.

Typ-I-Gitter Sogenannte Typ-I-Gitter basieren hauptsächlich auf absorptionsändernde Defektzentren in der Glasmatrix, die bei Belichtung mit ultraviolettem (UV) Licht geringer Intensität entstehen, ohne dass es hierbei zur Zerstörung der Glasmatrix in der Faser kommt. Für gewöhnlich zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Reflektivität und der Fluenz des Lasers (über alle zum Einschreiben verwendeten Pulse akkumulierte Energiedichte am Ort der Faser) für niedrig reflektierende Gitter. Für hochreflektive Gitter geht die Reflektivität bei wachsender Fluenz allmählich in eine Sättigung über. Typische Änderungen der Brechzahl liegen zumeist im Bereich von einigen wenigen 10^{-5} bis hin zu einigen 10^{-3} . Die Spektren von Typ-I-Gittern sind zumeist sehr schmalbandig und symmetrisch, weshalb sie oft für Anwendungen in der Sensorik eingesetzt werden.

Bei der Belichtung mit UV-Strahlung treten zwei wesentliche Mechanismen auf, die zu einer Brechzahländerung führen. Zum einen sind das die erwähnten absorptionsändernden Defektzentren, zum anderen aber auch solche, die zu Spannungen und Kompaktionen der Glasmatrix führen, welche über den elasto-optischen Effekt direkten Einfluss auf die Brechzahl haben [53, 54]. Die Änderung der Brechzahl aufgrund von absorptionsändernden Defektzentren wird durch die Kramers-Kronig-Relation beschrieben, wonach eine Absorptionsbande im sichtbaren (VIS) und UV-Bereich Brechzahlveränderungen im nahen Infrarotbereich (NIR) bewirken können [55]. Beide Mechanismen (Defektzentren und Kompaktionen) können Ursache für Typ-I-Gitter sein.

Aufgrund der großen Relevanz für die Telekommunikation im NIR sind die Effekte zur Erzeugung von absorbierenden Defektzentren insbesondere für Germanium-dotierte Fasern weitreichend untersucht. Der Ansatz basiert dabei darauf, dass auf molekularer Ebene herstellungsbedingt keine perfekt homogene Glasmatrix vorliegt, sondern diese zumeist eine Anzahl von Defektstellen aufweist. Ein solcher Defekt ist z. B. der GeO-Defekt, bei dem ein Ge-Atom eine koordinative Bindung zu einem anderen Ge- oder Si-Atom besitzt. Bei Belichtung mit UV-Wellenlängen kann diese Bindung aufgebrochen werden und es entstehen GeE'-Zentren mit einem ungepaarten Elektron [31] bzw. Ge-Farbzentren [55]. Doch auch im reinen Quarzglas können ähnliche Defekte entstehen [56]. Dabei spielen Sauerstoffdefizitzentren die wesentliche Rolle, bei denen Si-Atome mit einem oder zwei ungepaarten Valenzelektronen in der Glasmatrix vorliegen. Insbesondere aus letzteren können sich durch Belichtung mit UV-Strahlung SiE', nun Si-bezogene Elektronenzentren im Vergleich zu GeE'-Zentren, und sogenannte nichtbrückenbildende Sauerstofflochzentren bilden. Bei letzteren bindet sich an das Si-Atom ein Sauerstoffatom, welches wiederum ein freies Valenzelektron besitzt [52]. Befinden sich außer den Ge-Dotanden noch andere Fremdatome in der Glasmatrix, wie es z. B. für laseraktive Fasern der Fall ist, so können entsprechend auch dort Defektzentren gebildet werden. Diese können z. B. entsprechend Al-, Yb- oder P-basiert sein [57].

Zur Erhöhung der Photosensitivität kann es darüber hinaus sinnvoll sein, die Fasern mit Wasserstoff zu beladen. Dies bedeutet, dass man unter hohem Druck und hoher Temperatur in einer Wasserstoffatmosphäre diesen beschleunigt in die Faser diffundieren lässt. Zum einen bindet der Wasserstoff die freien Valenzelektronen der bestehenden Defektzentren ab, was deren Entstehung fördert und zum anderen kann er OH⁻ Defekte erzeugen, welche entsprechend unter UV-Bestrahlung wieder Si-OH⁻, Ge-OH⁻ und Sauerstoffdefektzentren erzeugen können. Eine weitere Steigerung der Photosensitivität kann durch Dotieren mit Bor oder Cer erreicht werden.

Neben dem Defektzentrenmodell hat sich auch das Verdichtungsmodell zur Beschreibung der Brechzahländerung bei UV-Belichtung durchgesetzt, welches davon ausgeht, dass es im Glas aufgrund von Belichtung zu einer Kompaktion der Glasmatrix kommt. Dies wurde zunächst an Volumenproben beobachtet [58] aber im Späteren auch nach dem Einschreiben

von FBG in Fasern [53]. Der Nachweis konnte zudem indirekt über den Nachweis von Oberflächenänderungen mithilfe eines Rasterkraftmikroskopes geführt werden [59]. Ein Ansatz zur Beschreibung der Kompaktion liegt in einem UV-induzierten Kollaps größerer Strukturinge in der Glasmatrix bei dem kleinere Ringstrukturen entstehen, was mithilfe von Raman-Untersuchungen auch bestätigt werden konnte [60]. Welche Form der Änderung in der Glasmatrix, ob Farbzentren oder Verdichtungen vorliegt, hängt dabei von den Belichtungsbedingungen während der Gittererzeugung ab.

Für Typ-I-Gitter werden deutliche Abnahmen der UV-induzierten Brechzahlmodifikation bereits für Temperaturen unterhalb von 100°C beschrieben [61, 62], wobei Gitter mit starker Brechzahlmodifikation langsamer degradieren als schwache. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass bei Gittern mit stärkerer Brechzahlmodulation vermehrt Kompaktionen auftreten, welche eine höhere Temperaturstabilität aufweisen als farbzentrenbasierte Änderungen [63, 64]. Es wurden allerdings auch bei Temperaturen von 295°C nach 60 h noch etwa 30% Reflektivität von Typ-I-Gittern nachgewiesen [63]. Die thermische Stabilität hängt darüber hinaus auch von den verwendeten Dotanden in der Faser ab [53]. Zudem zeigen wasserstoffbeladene Fasern eine geringere thermische Stabilität, da die erhöhte Photosensitivität bei diesen auf vermehrte absorptionsändernde Defektzentren zurückzuführen ist. Grundsätzlich lässt sich die Temperaturstabilität für Typ-I-Gitter somit auf kleiner 300°C festlegen. Durch ein stärkeres Belichten von Typ-I-Gittern kann ein Übergang zu Typ-IA-Gittern stattfinden, welche sich durch eine höhere Temperaturstabilität aufgrund anisotroper Spannungen in der Glasmatrix auszeichnen [65].

Bei Verwendung von fs-Pulsen zur Erzeugung von FBG kann es auch zum Entstehen von Typ-I-Gittern kommen, welche ebenfalls auf Defektzentren oder Strukturänderungen beruhen [66–68]. In der Literatur gibt es Hinweise, dass die Temperaturstabilität von mit fs-Pulsen (800 nm Wellenlänge) erzeugten Gitter etwas besser zu sein scheint (bis etwa 400°C) als für andere Typ-I-Gitter, ohne jedoch eine direkte Erklärung dafür zu bieten [66], wobei auch hier eine Wasserstoffbeladung negativen Einfluss besitzt [69].

Typ-IIA-Faser-Bragg-Gitter Allgemein gilt, dass Typ-II-Gitter auf der Zerstörung der Glasstruktur beruhen und aufgrund dessen andere Eigenschaften besitzen als Typ-I-Gitter, bei denen die Glasstruktur zwar modifiziert wird, aber grundlegend intakt bleibt. Typ-IIA-Gitter entstehen zumeist bei Überbelichtung aus einem Typ-I-Gitter, wobei dieses zuvor teilweise ausgelöscht wird. Ein wesentlicher Unterschied zum Typ-I-Gitter ist die Verschiebung der Braggwellenlänge während des Einschreibens. Bei Entstehung eines Typ-I-Gitters steigt die Reflektivität und die Braggwellenlänge mit steigender Fluenz, was darauf schließen lässt, dass sowohl die Brechzahlmodulation Δn als auch die mittlere Brechzahl $\overline{\Delta n}$ mit steigender Fluenz zunehmen. Während des teilweisen Auslöschens des Typ-I-Gitters in der Übergangsphase zum Typ-IIA-Gitter nimmt die Brechzahlmodulation ab. Während des anschließenden Typ-IIA-Gitterwachstums nimmt die Reflektivität wieder zu, wobei sich

nun die Braggwellenlänge zu kürzeren Wellenlängen verschiebt. Dies bedeutet eine Zunahme der Brechzahlmodulation bei gleichzeitiger Verringerung der mittleren Brechzahl [70]. Dabei gibt es keine Unterschiede zwischen fs-Puls- und Excimer-Laser-erzeugten Typ-IIA-Gittern [71].

Die ursächlichen Mechanismen der Typ-IIA-Gitterbildung werden auf eine Änderung der Spannungszustände im Faserkern zurückgeführt [72], die sogar zur Bildung von Mikrorissen an der Kern-Mantel-Grenzfläche führen können [73]. Da Spannungszustände im Kernbereich der Faser für die Brechzahlveränderungen verantwortlich sind, spielt der Spannungszustand der Faser selbst eine entsprechend große Rolle. So lässt sich das Einschreiben von Typ-IIA-Gittern verbessern, wenn während des Einschreibens die Faser unter zusätzlicher Zugspannung steht [74], oder wenn die Faser zuvor derart thermisch behandelt wurde, dass die in der Glasmatrix eingefrorenen Spannungen minimiert werden [53]. Zusätzlich hat die Dotierung der Faser einen wesentlichen Einfluss [53].

Die Temperaturstabilität von Typ-IIA-Gittern ist größer als die von Typ-I-Gittern, bei denen es sich bereits zeigte, dass strukturelle Änderungen thermisch stabiler sind als Defekzentren. Für die Temperaturstabilität der Typ-IIA-Gitter findet man je nach Dotierung und thermischer Vorbehandlung verschiedene Angaben, wobei diese in der Regel mit Temperaturen zwischen 500°C und 800°C beziffert wird. Die Beladung mit Wasserstoff zieht vergleichbar zu Typ-I-Gittern eine Verringerung der Temperaturstabilität nach sich [53, 65, 75, 76]. Die Erzeugung mithilfe von fs-Pulsen ist dagegen der Temperaturstabilität förderlich, wobei in der Literatur davon ausgegangen wird, dass mit fs-Pulsen erzeugte Gitter eine stärker strukturelle Veränderung der Glasmatrix aufweisen als solche, welche mit ns-Pulsen erzeugt wurden [71].

Typ-II-Faser-Bragg-Gitter Typ-II-Gitter sind wie bereits erwähnt allgemein Gitter, welche auf einer lokalen Zerstörung der Glasstruktur beruhen. Allgemein gebräuchlich werden mit Typ-II-Gittern alle zerstörungsbasierte FBG bezeichnet, die sich nicht in die zuvor beschriebene Kategorie der Typ-IIA-Gitter einordnen lassen. Bei Typ-II-Gittern treten mehrere Effekte auf, welche vor allem bei der Verwendung von fs-Pulsen aufgrund der hohen Pulsspitzenleistungen aber auch beim Gebrauch von Excimer-Lasern mit großen Pulsenergien zu beobachten sind. Insbesondere werden Rissbildungen an der Kern-Mantel-Grenze und im Kern selbst beschrieben, wobei diese bis hin zur Zerstörung des Kerns führen können [35]. Zudem treten Kompaktionen in der Glasmatrix [77] und die Erzeugung von Mikrohöhlräumen auf [78]. Unter Verwendung von fs-Pulsen werden diese Effekte verstärkt, da es zu Kaskaden-Ionisation und Plasmaerzeugung in der Faser kommen kann [65]. In diesem Zusammenhang wurde auch über eine Erzeugung von Weißlicht während des Einschreibens berichtet [66].

Die Brechzahländerung beim FBG-Einschreiben beruht beim Typ-II-Gitter auf spannungsoptischen Effekten und ist mit durchaus 10^{-2} eine Größenordnung größer als für starke

Typ-I-Gitter. Somit sind die Reflektivitäten der Typ-II-Gitter in der Regel auch größer. Es ist zu bemerken, dass die Materialzerstörungen zumeist nicht im gesamten Gitterbereich homogen, sondern je nach lokalen Eigenschaften der Glasmatrix nicht reproduzierbar auftritt, was zu nicht reproduzierbaren, asymmetrischen und breitbandigen Spektren für diese Art von Gittern führt. Zudem besitzen sie größere Transmissionsverluste (nicht nur im spektralen Bereich der Braggwellenlänge [1]) aufgrund von z. B. einer oftmals auftretenden, starken Kern-Mantel-Modenkopplung [2, 3].

Diese Nachteile, insbesondere in Hinblick auf eine sensorische Anwendung, werden durch die höhere Temperaturstabilität je nach Anwendung aufgehoben, da sie innerhalb mehrerer Tage bei 1000°C keine nachweisbare Abnahme der induzierten Brechzahlmodulation des Gitters zeigen [79]. Dabei ist die Temperaturstabilität für fs-Puls-erzeugte Gitter größer als für ps-Puls-erzeugte, was ähnlich zu anderen Gittertypen auf eine stärkere Änderung der Glasstruktur mit fs-Pulsen als mit ps-Pulsen zurückzuführen ist [66, 79].

Regenerierte Faser-Bragg-Gitter Die Suche nach einer Möglichkeit zur Erzeugung eines spektral schmalbandigen, reproduzierbaren FBG, welches ebenfalls für Temperaturen im Bereich von knapp über 1000°C stabil ist, führte zu den regenerierten Faser-Bragg-Gittern (rFBG) [4, 5]. Bei der thermischen Behandlung der Gitter wird in aller Regel das ursprüngliche Gitter teilweise ausgelöscht, bevor die Reflektivität des Gitters wieder steigt. Dieses zweite Gitter wird nun als rFBG bezeichnet. Mitunter wird eine zweite Regeneration in der Literatur bei dann noch höheren Temperaturen als der ersten Regeneration beschrieben [7, 49]. Für eine Regeneration muss das ursprüngliche Gitter mindestens mit einer bestimmten, faserabhängigen, hohen Fluenz eingeschrieben worden sein – in der Regel handelt es sich dann um ein hochreflektives Gitter [49].

Es scheint keinen direkten Einfluss einer Dotierung mit Ge oder F auf die Regeneration zu geben, wohingegen eine Wasserstoffbeladung sich als förderlich herausstellte [80]. Dabei kann die Wasserstoffbeladung auch erst nach dem Gittereinschreiben erfolgen [6, 81]. Andere Quellen wiederum zeigen im Gegensatz zu [80], dass eine stärkere Dotierung mit Ge indirekt doch die Reflektivität der Gitter leicht verbessern kann, die thermische Stabilität aber verringert wird [82]. Dieser Einfluss von Ge kann durch andere Spannungszustände in der Faser aufgrund der Dotierung erklärt werden [80].

Dass die Regeneration aufgrund von Relaxationsprozessen von Spannungszuständen in der Glasmatrix entsteht, konnte unter anderem durch Verwendung von Fasern mit nachträglich eindiffundiertem He oder die Untersuchung der Änderung hinsichtlich Temperatur- und Spannungsempfindlichkeit nachgewiesen werden [6, 83]. Die thermische Prozessierung der Faser zur Regeneration wird sehr verschieden beschrieben, von isochronen Erwärmungen [80] über isotherme Behandlung im Bereich von 700°C [84] bis hin zur sehr schnellen Regeneration im Sekundenbereich bei isothermen Ausheizen oberhalb von 900°C [85].

Die Temperaturstabilität für diesen Gittertyp kann mit etwa 1100°C angegeben werden [4, 6],

wobei auch Messungen bis 1295°C demonstriert wurden. Dabei wurde die Faser aber extrem brüchig [8], was auf eine stärkere Korrosion der Faseroberfläche beim Ausheizen der Faser in wasserhaltiger Atmosphäre (wie z. B. Luft) zurückzuführen ist. Zusätzlich ist zu beachten, dass sich bei so hohen Temperaturen das Fasermaterial im Bereich seiner Übergangstemperatur befindet und somit immer leichter verformbar wird. So konnte demonstriert werden, dass bei Temperaturen von 1100°C bereits eine Zugkraft von 30 mN über einen Zeitraum von etwa zwei Stunden eine signifikante Verschiebung der Braggwellenlänge zur Folge hat. Diese Verschiebung zu größeren Wellenlängen ist permanent, da die Faser sich unter der Zugspannung irreversibel ausdehnt [86].

Faser-Bragg-Gitter in nicht quarzglasbasierten Fasern Die bisherigen Betrachtungen zur Erzeugung von Brechzahlmodulationen zeigen, dass die gitterursächliche Änderung der Brechzahl im FBG in der Regel auf Störungen in der Glasmatrix zurückzuführen sind. Dabei wird nahegelegt, dass Gitter die vorrangig auf spannungsinduzierenden Defekten beruhen, eine höhere thermische Stabilität besitzen als jene, die vermehrt absorptionsändernde Effekte zur Ursache haben. Je stärker die spannungsinduzierenden Veränderung in der Glasmatrix sind, desto temperaturstabiler ist das FBG. Die Fähigkeit eines Glases resultierende Spannungen abzubauen, wächst kontinuierlich mit steigender Temperatur und im Bereich der Transformationstemperatur T_G des Materials können alle Spannungen bei hinreichend langer Zeit (je nach Glas einige Minuten bis wenige Stunden) relaxieren, was dementsprechend aber auch die physikalische Ursache des FBGs auslöscht. Für quarzglasbasierte Fasern liegt die Transformationstemperatur bei ca. 1100°C [87]. Somit gibt es eine obere Grenze, bis zu der die beschriebenen Ursachen einer Brechzahlveränderung erhalten bleiben können, auch wenn diese Grenze aufgrund des stetigen Viskositätsverlaufes von Glas bei entsprechend kurzen Messzeiten auch kurzzeitig überwunden werden kann [8].

Unter Verwendung anderer Materialien zur Herstellung von Fasern gibt es dagegen Möglichkeiten, diese Grenze zu verändern. Im ungünstigen Falle kann dies eine Verringerung der T_G bedeuten. So zeigen FBG in optischen Fasern aus Polymer aufgrund der geringen thermischen Stabilität von Polymeren im Vergleich zum Quarzglas auch bedeutend geringere thermische Stabilitäten. Solche Gitter eignen sich lediglich für die Verwendung unterhalb von 100°C [88–90]. Zur Verbesserung der thermischen Stabilität von FBG und der Faser selbst ist es dementsprechend notwendig, Gläser mit größerem T_G als dem von Quarzglas zu verwenden. So wurde festgestellt, dass Fasern die auf einem Zirkon-Yttrium-Aluminium-Silikat-Glas beruhen, hervorragende optisch aktive Eigenschaften bei Dotierung mit Erbium zeigen [91,92]. Bei weiterer Dotierung mit Kalzium und Phosphor ergibt sich ein Fasermaterial in dem sich FBG regenerieren lassen, welche anschließend bis 1400°C stabil sind [9]. Diese Glassysteme sind allerdings sehr komplex und entsprechend aufwendig in ihrer Herstellung. Zudem zeigen sie weiterhin grundsätzlich eine Erweichung bei hohen Temperaturen. Dies ist nicht der Fall bei Verwendung kristalliner Wellenleiter. Unter anderem wurde

die Herstellung einkristalliner Zirkon- und einkristalliner Saphir- bzw. Rubinfasern gezeigt [10,93,94]. Dabei spielt insbesondere die Saphirfaser in der Sensorik bei extrem hohen Temperaturen eine große Rolle. So konnten erstmals 2004, mithilfe von fs-Pulsen, Gitter in Saphirfasern demonstriert werden [12]. Für diese Gitter konnte bis zum Zeitpunkt vor dieser Arbeit eine Temperaturstabilität bis 1745°C nachgewiesen werden [13]. Die im Vergleich zu Quarzglasfasern deutlich bessere thermische Stabilität liegt in der kristallinen Struktur der Faser begründet. So zeigen Kristalle keine allmähliche Abnahme der Viskosität wie Gläser, sondern sind mechanisch stabil bis zu ihrem Schmelzpunkt. Damit wird für Gitter in Saphirfasern bis ca. 2045°C entgegen dem zuvor beschriebenen Degradationsmodell nach Erdogan [48] keine Abnahme der Reflektivität erwartet. Neben der reinen Temperaturmessung wurden auch Messungen von mechanischen Spannungen mithilfe der Gitter in Saphirfasern bei Temperaturen bis zu 1288°C demonstriert [95].

Abschließend sei noch erwähnt, dass nicht nur Faser-Bragg-Gitter als Sensorelemente in Kombination mit einer Saphirfaser genutzt werden. Aufgrund der guten thermischen Stabilität von Saphirfasern werden diese u.a. als reine Transportfasern für Fabry-Pérot-Sensoren auf der Stirnfläche der Faser [96] genutzt oder bilden selbst ein Fabry-Pérot, welches an eine Quarzglasfaser gespleißt ist [97]. Die Fabry-Pérot-Sensoren sind bezüglich der Temperatur durch die thermische Stabilität der Verbindungen der verschiedenen Fabry-Pérot-Schichten limitiert. Alternativ kann die Saphirfaser als Transportfaser für Schwarzkörperstrahlung genutzt werden und so Temperaturmessungen oberhalb von 1500°C ermöglichen [98]. In Verbindung mit einer Zirkonfaser konnten sogar Temperaturmessungen von über 2300°C durchgeführt werden [99], wobei diese Messungen stets keine exakte Temperatur an einem Ort bestimmen, sondern vielmehr über die Temperatur der abstrahlenden Oberflächen der Umgebung und der Faser selbst integrieren. All diese alternativen Messtechniken bieten somit nicht die Möglichkeit, gleichzeitig aus Stabilitätsgründen rein faserintegriert und ohne weitere Abhängigkeit von der Umgebung als die der Temperatur, diese exakt zu bestimmen. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass Anwendungen von faseroptischen Komponenten bei hohen Temperaturen aufgrund der Verringerung der Viskosität natürliche Grenzen gesetzt sind. Anwendungen bei denen es lediglich auf eine Lichtführung innerhalb der Faser ankommt, konnten für quarzglasbasierte Fasern bis knapp 1300°C gezeigt werden. Faser-Bragg-Gitter zeigen aber bereits bei Temperaturen oberhalb von 800°C ein deutliches Degradationsverhalten. Diese Grenze ist nur mit geeigneten Gittern bzw. einer zusätzlichen thermischen Behandlung zu überwinden. Deshalb werden im Folgenden Temperaturen oberhalb von 800°C als Hochtemperaturbereich verstanden.

Die Erzeugung von Gitterstrukturen in Fasern, welche weder einer speziellen thermischen Nachbehandlung noch einer teilweisen Zerstörung der Faser bedürfen, sind demnach sowohl aus physikalischer als auch aus messtechnischer Sicht erstrebenswert und im Folgenden Ge-

genstand dieser Arbeit. Bevor Möglichkeiten zur Überwindung dieser Temperaturgrenze vorgestellt werden, soll zunächst noch einmal auf die Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Fasern eingegangen werden, da die Herstellung und Zusammensetzung der Fasern, wie in den vorherigen Abschnitten aufgezeigt, direkten Einfluss sowohl auf die Möglichkeiten zur Gittererzeugung als auch auf die optischen Eigenschaften hat.

2.3 Herstellung von Lichtleitfasern

2.3.1 Herstellung von Glasfasern

Die Materialien zur Glasfaserherstellung, insbesondere für die Telekommunikation, unterliegen höchsten Anforderungen an die Reinheit, um unnötige Dämpfungen zu minimieren. Da die meisten Fasern auf Quarzgläsern beruhen, ist es somit notwendig, hochreines Quarzglas herstellen zu können. Dies geschieht zumeist durch eine modifizierte Gasphasenabscheidung (MGPA), die sich für die Herstellung der meisten Fasern durchgesetzt hat. Bei der MGPA wird ein Quarzglasrohr mit gasförmigen SiCl_4 und Sauerstoff durchströmt und zusätzlich von außen mit einer Gasflamme befeuert, sodass es zu einer chemischen Reaktion unter Bildung von Quarzglas und Chlorgas kommt, wobei ersteres sich als dünne Schicht auf der Rohrrinnenwand abscheidet. Durch geeignetes Prozessieren ist es so möglich, Schicht um Schicht eine hochreines Quarzglasrohr herzustellen. Durch geeignete Zugabe von Dotiergasen während der MGPA können nahezu beliebige Dotierprofile erzeugt werden. Da nicht das gesamte Rohr beliebig dick beschichtet werden kann, wird es schlussendlich unter großer Hitze kollabiert, sodass ein massiver Glasstab, die Preform, entsteht.

Für Fasern, bei denen eine Herstellung der Preform mittels MGPA nicht möglich ist, da entweder sehr hohe Dotandenkonzentrationen notwendig sind, oder wenn z. B. Luftlöcher in einer bestimmten geometrischen Anordnung notwendig sind, wird die Preform aus einzelnen Stäben zusammengesetzt. Für Löcher in der späteren Faser werden Hohlstäbe verwendet und nicht über MGPA hergestellte Glasstäbe können z. B. aus Schmelzgläsern bestehen. Die Einzelstäbe werden für die Faserherstellung in ein Mantelrohr gesteckt, um die äußere Form der späteren Faser zu erhalten. Dieses Mantelrohr ist am unteren Ende bereits verschlossen, um die Stäbe zu fixieren (siehe Abb 2.8).

Die gesamte Preform wird anschließend an einem Ziehturm in einen senkrechten Ofen geführt, welcher die Preform so stark erwärmt, dass die Viskosität abnimmt und eine Faser senkrecht abgezogen werden kann. Dabei bleibt im Allgemeinen die relative Geometrie der Preform erhalten, jedoch wird aus der einige Zentimeter dicken Preform eine Faser mit Durchmessern meist unter einem Millimeter erzeugt. Noch während des Abziehens der Faser von der Preform und vor dem Aufwickeln auf eine Spule wird die Faser mit einem Schutzmantel versehen. Dieser kann z. B. aus einem Acrylat oder ORMOCER (engl. für organische, veränderte Keramik) bestehen, welches flüssig kontinuierlich auf die Faser auf-

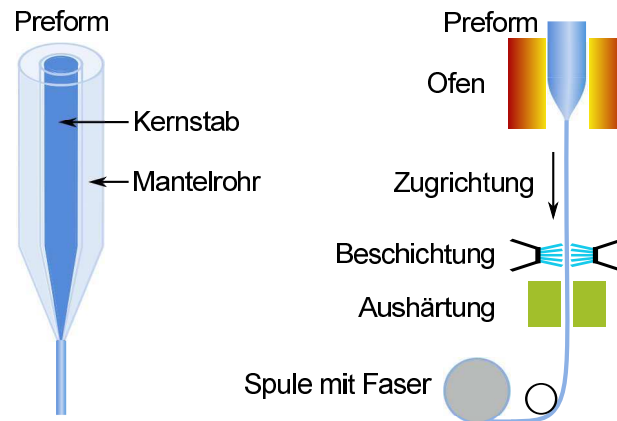


Abb. 2.8: Schema der Faserherstellung mittels Ziehturm. Auf der linken Seite ist die schematische Darstellung einer gesteckten Preform aus Kern und Mantelrohr gezeigt. Auf der rechten Seite sind die Grundelemente eines Faserziehturms skizziert.

gesprüht wird. Unterhalb der Düse befindet sich dann eine UV-Lampe oder Ofen, welche das Schutzmaterial aushärtet, noch bevor die Faser aufgewickelt wird. Dies ist notwendig, da die Faser ohne Schutz der ständigen Glaskorrosion durch die Luftfeuchtigkeit ausgesetzt ist und somit spröde wird. Zudem erhöht der Schutzmantel je nach verwendetem Material die chemische bzw. physikalische Beständigkeit der Faser.

2.3.2 Herstellung von Kristallfasern

Kristallfasern können aufgrund der großen Abkühlraten während des Faserziehens nicht auf die gleiche Weise wie Glasfasern hergestellt werden, da eine Verglasung das Kristallwachstum verhindert. Stattdessen ist es notwendig, dass die Kristalle bei einem kontrollierten Wachstumsprozess entstehen. Eine häufig angewandte Methode ist das laserbeheizte Sockelwachstum-Verfahren (LBSW) [100], welches neben dem kantendefinierten Filmwachstum [11] die wesentlichste Herstellungsmethode zur Erzeugung von Kristallfasern darstellt. Das LBSW beruht auf dem Konzept, dass ein Sockel oder auch Pulvervorrat des zu ziehenden Materials mithilfe von Lasern so stark erhitzt wird, dass es schmilzt. Aus dieser Schmelze kann mittels eines einkristallinen, polykristallinen, gesinterten oder pulvergepressten Anfangsstabes eine einkristalline Faser gezogen werden (siehe Abb 2.9) [101]. Vorteil dieses Verfahrens ist, dass aufgrund der Laserschmelze eine sehr homogene Temperaturverteilung bei gleichzeitig kontaminationsfreiem Heizen erreicht werden kann. Nachteil dieses Verfahrens ist allerdings, dass der Durchmesser und die Oberflächenhomogenität direkt von der Ziehgeschwindigkeit des Anfangsstabes und Einflüssen wie Vibrationen oder Luftbewegungen während des Ziehens abhängen. Dies zeigt sich folglich auch in den optischen Eigenschaften der späteren Faser [101].

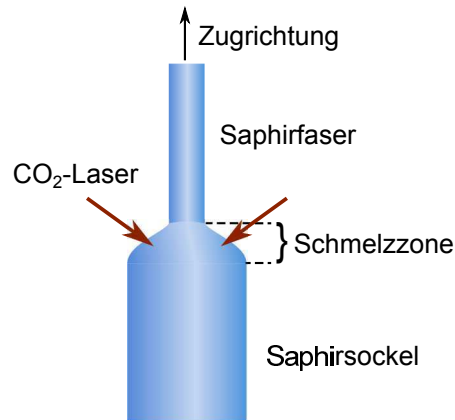


Abb. 2.9: Schema der Saphirfaserherstellung mittels LBSW.

Die Zieh- oder Kristallwachstumsraten sind zumeist im Bereich von einigen Millimetern bis hin zu wenigen Zentimetern pro Minute. Das Ziehen von sehr langen Kristallfasern, wie von Glasfasern bekannt, ist aufgrund der kleinen Wachstumsraten nicht möglich. Typische Faserlängen liegen im Bereich bis zu einem Meter und nur vereinzelt sind bis zu zwei Meter lange Fasern erhältlich. Es wird berichtet, dass kleine Wachstumsraten aber einen positiven Effekt auf die optischen Eigenschaften, insbesondere die Verluste, der Faser haben können [102]. Saphirfasern, hergestellt über die beiden genannten Herstellungsverfahren, besitzen i. Allg. keine Kern-Mantel-Struktur wie klassische Fasern. Es ist zwar möglich, mit einem modifizierten kantendefinierten Filmwachstum einen titandotierten Kernbereich zu realisieren [94], aber dieses Verfahren ist ausgesprochen kompliziert. Eine weitere Möglichkeit besteht in einem nachträglichen Aufbringen eines Mantels [103]. So wurden Saphirfasern unter anderem mit einem polykristallinen Material (FEP 100) oder mit Teflon AF 1600 versehen. Nachteil dieser Verfahren ist, dass die Mantelmaterialien nicht für Temperaturen oberhalb 300°C verwendet werden können. Besser als Mantelmaterial geeignet erscheint deshalb eine Aluminiumoxidschicht nach dem Sol-Gel-Verfahren, bei dem die Faser in ein Aluminiumgel getaucht und entsprechend nachbehandelt wird, so dass sich eine poröse Aluminiumoxidschicht auf der Faser abscheidet [103]. Aufgrund der Porosität wird dieser Mantel einen mittleren Index kleiner als das massive Saphir haben, sodass eine Lichtführung in der Faser gegeben ist. Nachteil dieses Verfahrens ist, dass so nur dünne Schichten aufgetragen werden können. Der Nachweis der Verbesserung der optischen Führungseigenschaften der Faser wurde mit diesen Mantelmaterialien bisher nur für Wellenlängen größer 2 μm gezeigt [103]. Die eingeschränkte Verfügbarkeit von Saphirfasern führt dazu, dass zumeist undotierte Saphirfasern verwendet werden mit Durchmessern in der Regel von 60 μm bis 300 μm . Das Mantelmaterial dieser Fasern stellt dementsprechend meist die Umgebungsatmosphäre dar.

3 Faser-Bragg-Gitter in Saphirfasern

Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, eignen sich Saphirfasern sowohl als reine Transportfasern, als auch als Basisfaser für Sensorelemente [96–99] oberhalb der angestrebten Temperaturgrenze von 800°C und stellen damit eine Möglichkeit zur Erzeugung hochtemperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter dar. In der bisherigen Literatur zu Saphirfasern standen aber zumeist reine Materialuntersuchungen im Vordergrund und weniger die optischen Führungseigenschaften. Bisherige Untersuchungen zu FBG in Saphirfasern konzentrierten sich zudem auf die prinzipielle Beschreibung der sensorischen Anwendung und nicht auf die physikalischen Einflüsse der FBG-Erzeugung auf die Faser selbst [12–14, 95]. Deshalb werden in diesem Kapitel, ausgehend von der im vorherigen Kapitel beschriebenen Herstellung der Faser, ihre optischen Eigenschaften beleuchtet. Anschließend steht das Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern und dessen Auswirkung auf die Faser selbst im Vordergrund, bevor im letzten Abschnitt dieses Kapitels auf den Einsatz der Gitter in der Sensorik bei hohen Temperaturen näher eingegangen wird.

3.1 Eigenschaften von Saphirfasern

Saphir beschreibt eine kristalline Form von Aluminiumoxid (Al_2O_3). Allgemein werden Kristallite des Aluminiumoxids als Korund bezeichnet. Besitzt der Korund Spuren von Chrom, besitzt er eine rote Farbe und ist als Rubin bekannt. Die Abgrenzung des Saphirs ist wenig präzise beschrieben. So können im allgemeinen alle Korundformen, welche nicht dem Rubin zugeordnet werden, als Saphir bezeichnet werden. In der Schmuckindustrie ist zumeist der blaue Korund als Saphir bekannt, welcher durch Fe^{2+} und Ti^{4+} Beimengungen entsteht [104–106]. Die Kristalle sind dem trigonalen Kristallsystem zuzuordnen [107].

Die für diese Arbeit verwendeten Fasern stammen alle von Micromaterials Inc. (Tampa, Florida, USA). Die mittels LBSW hergestellten Fasern (vgl. Abschnitt 2.3.2 [S. 32]) zeigen eine c-Achsenorientierung entlang der Faserachse. Dementsprechend bildet sich für Fasern größeren Durchmessers ein hexagonaler Querschnitt aus (siehe Abb. 3.1 (links)). Aufgrund der Oberflächenspannung des flüssigen Aluminiumoxids in der Schmelze sind die Ecken abgerundet. Durch Anpassen eines Kreises an jeder der sechs Ecken aus Abb. 3.1 und Bestimmung des mittleren Radius dieser Kreise kann so ein mittlerer Krümmungsradius der Ecken von ca. 22 µm abgeschätzt werden. Bei kleineren Fasern dominiert die Abrundung der Ecken

immer mehr, bis bei Fasern mit einem Durchmesser von etwa $44\ \mu\text{m}$ aufgrund der Oberflächenspannung des flüssigen Aluminiumoxids keine Eckenstruktur mehr zu erwarten ist. Experimentell konnte bereits für eine Faser mit $60\ \mu\text{m}$ keine deutliche Eckenstruktur mehr unter dem Rasterelektronenmikroskop (REM) beobachtet werden (siehe Abb. 3.1 (rechts)).

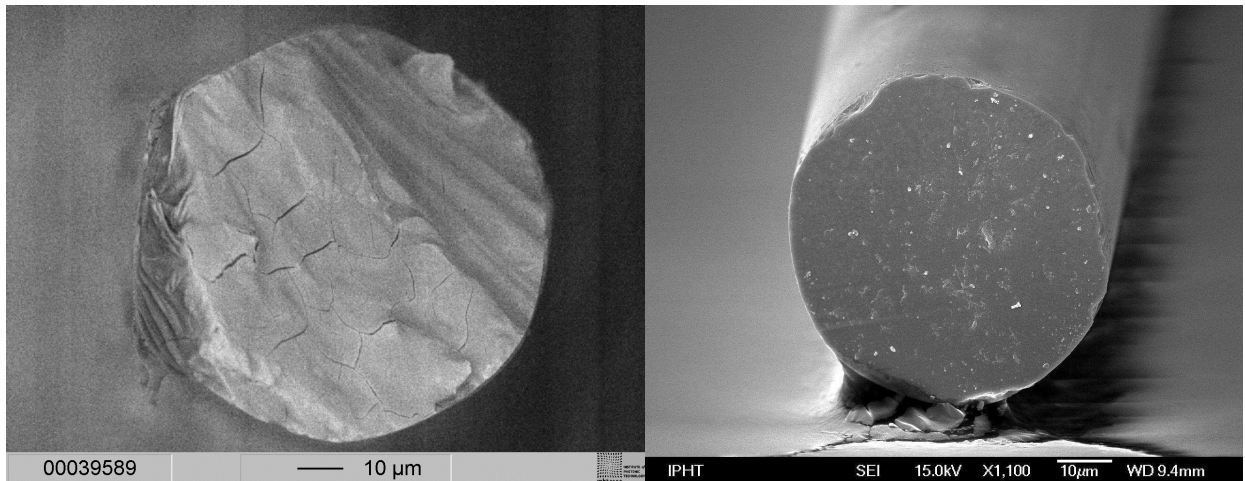


Abb. 3.1: Querschnitte von Saphirfasern. Die REM-Aufnahmen zeigen bei der $100\ \mu\text{m}$ -Faser noch deutlich abgerundete Ecken (links), die bei der $60\ \mu\text{m}$ -Faser kaum noch zu erkennen sind (rechts).

Die REM-Aufnahme der größeren Faser zeigt eine strukturierte Faserstirnfläche, was auf das schlechte Bruchverhalten der Saphirfaser zurückzuführen ist. Aufgrund der kristallinen Struktur ist es nicht reproduzierbar möglich wie im Falle von Glasfasern, durch Anritzen und Brechen gerade Faserendflächen zu erreichen. Deshalb wurde für die meisten Untersuchungen die Faserendfläche mithilfe von Diamantschleiffolien plan poliert, wie im Fall der kleineren Faser in der REM-Aufnahme erkennbar ist.

3.1.1 Eigenschaften der Lichtführung in Saphirfasern

Wie in Abschnitt 2.3.2 [S. 32] beschrieben, handelt es sich bei Saphirfasern zumeist um unstrukturierte Fasern. Das heißt, dass sie keinen definierten Mantelbereich besitzen. Sofern die Umgebung einen kleineren Brechungsindex als der von Saphir mit 1.74 bei $1550\ \text{nm}$ besitzt, ist prinzipiell eine Lichtführung aufgrund von Totalreflexion in der Faser gewährleistet. Dies gilt insbesondere für die Verwendung der Faser in Luft oder anderen Gasatmosphären. Demzufolge hat der Mantel (die Umgebung) einen niedrigeren Brechungsindex als der Kern (die gesamte Faser), sodass eine Lichtführung analog einer Stufenindexfaser vorliegt. Bestimmt man die NA und die normierte Frequenz V gemäß den Gleichungen (2.1) [S. 4] und (2.14) [S. 8] für eine Saphirfaser von $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser bei einer Wellenlänge von $1550\ \text{nm}$ in Luft $n_{\text{Mantel}} \approx 1$, so erhält man $NA \approx 1,42$ und $V \approx 289$. Demzufolge handelt es sich bei der Saphirfaser um eine Mehrmodenfaser mit enorm vielen Moden (nach Gleichung

(2.15) [S. 9] ca. 34000 Moden). Zudem bedeutet eine $NA \geq 1$, dass jeder Lichtstrahl, welcher auf eine zur Faserachse senkrecht stehende, ebene Stirnfläche trifft, auch in der Faser geführt werden kann. Die Angabe eines Akzeptanzwinkels ist dementsprechend stets mit 90° zu machen. Allerdings sind Einkoppelverluste aufgrund der Fresnel-Reflexion zu erwarten. Die in der Literatur beschriebene, experimentelle NA ist jedoch deutlich kleiner [13, 103, 108]. Dies liegt an der fehlenden, definierten Kern-Mantel-Struktur. So führt jedwede Verunreinigung der Faseroberfläche dazu, dass an diesen Stellen Licht aus dem Kern in den Mantel (der Umgebung) ausgekoppelt wird, was gleichbedeutend mit Führungsverlusten ist. Dies wird durch Imperfektionen der Faser selbst verstärkt. So besitzt eine Faser immer im gewissen Maße Durchmesserschwankungen [101] oder Kristalldefekte. Grundsätzlich gilt, dass höhere Moden tendenziell einen größeren Feldanteil dichter an der Faseroberfläche besitzen und damit mehr Wechselwirkung mit Störungen der Oberfläche zeigen und somit höhere Verluste aufweisen. Aufgrund des großen Brechzahlunterschiedes zur Umgebung reichen schon sehr kleine Störungen, dass ein signifikanter Anteil des Lichtes aus der Faser gekoppelt wird. Dies führt dazu, dass ein Großteil der Moden eine so starke Dämpfung erfährt, dass sie praktisch nicht geführt werden. So konnte u.a. gezeigt werden, dass sich die numerische Apertur mit Abnahme der Faserlänge vergrößert, da weniger Wechselwirkungslänge des Lichtes mit der Faseroberfläche vorliegt und so höhere Moden weniger stark gedämpft werden und noch messbar sind [108].

Die numerische Apertur wird für Fasern von einem Meter Länge in der Literatur zumeist zwischen 0,1 [13] und 0,35 [103] angegeben. Der letztere Wert bezieht sich auf eine Faser mit $300\ \mu\text{m}$ Durchmesser, bei der aufgrund der Dicke die Wechselwirkung mit der Faseroberfläche relativ geringer ist. Mit einer effektiven NA von 0,15 kann man nun den Brechungsindex der höchsten noch geführten Mode abschätzen und erhält nach Gleichung (2.1) [S. 4] einen Brechungsindex von 1,734. Für eine Gitterperiode von $450\ \text{nm}$ folgt daraus eine Braggwellenlänge von ca. $1560\ \text{nm}$. Dies entspricht auch den Beobachtungen vorheriger Veröffentlichungen [12, 13, 95].

Saphir wird oft für Anwendungen im mittleren Infrarotbereich (MIR) verwendet, da es für Wellenlängen größer $2,5\ \mu\text{m}$ noch transparent ist. So wird von Saphirfasern berichtet, welche im spektralen Bereich von etwa $0,5\ \mu\text{m}$ bis $4,5\ \mu\text{m}$ eine Dämpfung von kleiner $5\ \text{dB/m}$ zeigen [102]. Typische Streuverluste im VIS werden probenabhängig unterschiedlich zwischen knapp $0,5\ \text{dB/m}$ [109] und $10\ \text{dB/m}$ angegeben [102]. So wurden die größeren Streukoeffizienten an Fasern mit einem deutlich größeren Radius bestimmt ($340\ \mu\text{m}$ gegen $110\ \mu\text{m}$). Das dadurch größere Messvolumen ergibt einen knapp $1\ \text{dB/m}$ größeren Streukoeffizienten. Weitere Unterschiede sind in der Qualität der Fasern zu finden. So zeigen die veröffentlichten Untersuchungen immer wieder deutliche Unterschiede in den quantitativen Aussagen.

Übereinstimmend werden jedoch mögliche Absorptionsbanden beschrieben. So kann eine um $400\ \text{nm}$ auftretende Absorptionsbande Farbzentren- oder Elektronendefizitzentren zuge-

schrieben werden [109] und eine Absorptionsbande um 500 nm wird ebenfalls auf Farbzentren oder Übergangsmetalle im Kristall zurückgeführt [102]. Diese können bei 1000°C ausgeheilt werden. Die Verunreinigung mit anderen Ionen führt ebenfalls zu charakteristischen Banden wie F (200 nm), F⁺ (270 nm) und OH⁻ (um 3,1 µm).

Bestimmung der optischen Dämpfung der verwendeten Saphirfasern Da die experimentellen Ergebnisse der bisherigen Literatur teilweise widersprüchlich sind und nicht auf die reduzierte numerische Apertur der Faser eingegangen wurde, stand zunächst die optische Charakterisierung der Faser im Fokus. Dabei galt es stets, auch die Verluste durch Streuung an der Faseroberfläche zu beachten.

Zur Bestimmung der reinen Materialverluste in einer Transmissionsmessung ist es notwendig, die Einflüsse der Streuung an der Faseroberfläche zu minimieren. Deshalb wurde zur Beleuchtung der 100 µm-Saphirfaser eine Anregungsfaser mit angepasstem 100 µm-Kerndurchmesser verwendet, welche eine numerische Apertur von 0,09 besitzt. Die NA ist dementsprechend deutlich kleiner als die bisher gemessenen effektiven numerischen Aperturen, die selbst für einen Meter lange Fasern stets größer als 0,1 sind. Dadurch werden vorrangig solche Strahlen angeregt, für die die Materialverluste gegenüber den oberflächenbedingten Verlusten dominieren. Ganz kann dieser Verlustmechanismus jedoch nicht ausgeschlossen werden. Zum Aufsammeln des durch die Saphirfaser transmittierten Lichtes wurde eine Faser mit deutlich größerem Kern und numerischer Apertur verwendet, um Verluste beim Einkoppeln in die Abgreiffaser zu minimieren.

Zur Bestimmung des Transmissionspektrums der Faser wurde eine kombinierte Lichtquelle verwendet, welche eine Deuterium- und eine Halogenlampe vereint. So steht für die Messung ein spektraler Bereich vom UV bis in den NIR zur Verfügung. Das Licht dieser kombinierten Quelle wurde über die angepasste Anregungsfaser zur Saphirfaserprobe geführt und ohne Optiken in diese eingekoppelt. Das durch die Saphirfaser transmittierte und von der Abgreiffaser aufgenommene Licht wurde anschließend zu einem optischen Spektrenanalysator geleitet (OSA, hier Spectro 320D von Instrument Systems, München, Deutschland), welcher einen messbaren Spektralbereich von 219 nm bis 2150 nm besitzt. Vermessen wurde das Transmissionsspektrum einer 2 cm und einer 1 m langen Faserprobe. Durch Differenzbildung beider Spektren schließt man den Einfluss von Verlusten in der Zulauf- und Abgreiffaser sowie Koppelverluste unter der Annahme aus, dass diese bei den Messungen der unterschiedlichen Faserproben identisch sind. Es ergab sich das in Abb. 3.2 dargestellte Spektrum.

Die Dämpfung der Saphirfaser liegt bei 5,0 dB/m im Telekommunikations-C-Band (1530 nm bis 1556 nm) und nimmt für größere Wellenlängen weiter ab bis auf 4,6 dB/m innerhalb des Messbereiches. Im Gegensatz zu den zuvor berichteten Beobachtungen von Absorptionsbanden um 400 nm oder 500 nm [102, 109] sind solche Besonderheiten nicht zu beobachten gewesen. Dies lässt den Schluss zu, dass bei der Herstellung der für diese Arbeit verwendeten Fasern solche Defekte vermieden wurden, oder diese durch eine thermische Behandlung

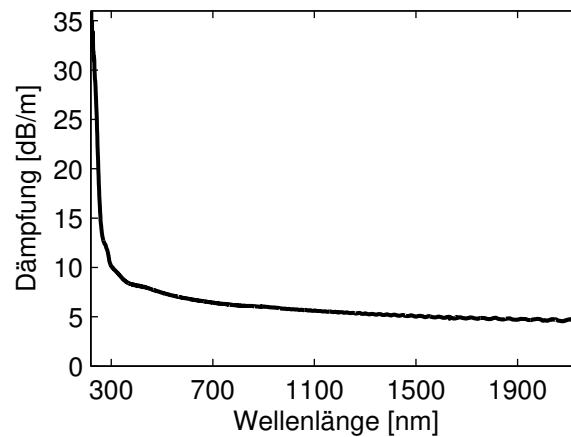


Abb. 3.2: Dämpfung einer Saphirfaser.

im Anschluss reduziert wurden. Im Bereich kürzerer Wellenlängen nimmt die Dämpfung deutlich zu, sodass für Wellenlängen kleiner 300 nm die Verluste wenigstens im zweistelligen dB/m-Bereich liegen. Dies kann zum einen auf die stärkere Streuwirkung bei kleineren Wellenlängen und zum anderen auf die Absorptionskante des Saphirs im UV zurückgeführt werden.

3.2 Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern

3.2.1 Lichtquelle zur Gittererzeugung

Aufgrund der zuvor beschriebenen einkristallinen Struktur zeigt Saphir bei moderaten Laserleistungen keinerlei nachweisbare Photosensitivität. Zum einen gibt es im Saphirkristall keine Defektzentren, welche effektiv durch Belichtung angeregt werden könnten, wie dies bei Ge-dotierten Glasfasern der Fall ist. Zum anderen beträgt die Bandlücke 9,9 eV [107]. Somit ist für eine Belichtung mit Laserwellenlängen von 248 nm bis 800 nm mindestens eine Zwei- bis Mehrphotonenabsorption notwendig, um die Bandkante zu überwinden. Die Wahrscheinlichkeit einer Mehrphotonenabsorption wächst mit steigender Intensität. Durch die Verwendung von fs-Laserpulsen können sehr hohe Pulsspitzenleistungen von einigen GW/cm^2 erreicht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb zum Erzeugen der FBG in Saphirfasern ein Ti:Sa-verstärktes Lasersystem von Coherent (Santa Clara, USA) verwendet.

Die erste Stufe des Systems besteht aus dem Mantis-Laser von Coherent. Dabei handelt es sich um einen Dioden-gepumpten (Dauerstrich, 5,2 W bei 532 nm Wellenlänge) Ti:Sa-Laser. Die Emission des Ti:Sa-Kristalls findet bei einer Zentralwellenlänge von 803 nm mit einer spektralen Breite von 45 nm in Form modengekoppelter Pulse mit einer Repetitionsrate von

80 MHz und mit einer mittleren Leistung von 410 mW statt, was einer Einzelpulsenergie von 5,1 nJ entspricht.

Die Energie der Pulse der ersten Laserstufe werden durch einen Ti:Sa-basierten, regenerativen Verstärker (Legend Elite-HE-USP von Coherent) erhöht. In diesem System werden durch einen spektralen Filter begrenzt 9 nm des Spektrums um 803 nm der ersten Laserstufe verwendet und mithilfe eines chirpten Gitters zeitlich gestreckt. Dadurch werden zu große Energiedichten im Verstärker vermieden. Der Verstärker selbst wird durch Ansteuerungen zweier Pockels-Zellen geöffnet bzw. geschlossen. Er besteht des Weiteren aus einem Ti:Sa-Verstärkerkristall, welcher von einem frequenzverdoppelten Nd-YLF-Laser (Evolution von Coherent), bei 527 nm mit 18,4 W mittlere Leistung gepumpt wird. Die so verstärkten Pulse werden anschließend mithilfe eines Gitterkompressors wieder zeitlich komprimiert. In dieser Konfiguration stellt das Lasersystem bei einer Repetitionsrate von einem Kilohertz Pulse mit einer zeitlichen Länge von 145 fs, einer mittleren Leistung von 3,3 W und einem Strahlbündeldurchmesser von ca. 8 mm ($1/e$ -Breite) zur Verfügung. Dies entspricht einer Pulsenergie von 3,3 mJ mit einer Pulsspitzenleistung von 22,7 GW.

Diese Pulse können in der dritten Stufe des Lasersystems frequenzkonvertiert werden. Dabei werden in der sogenannten HSG-T von Coherent zunächst die frequenzverdoppelten Pulse erzeugt (400 nm Wellenlänge). Mittels dichroitischer Spiegel werden diese vom Restlicht der ursprünglichen fundamentalen Wellenlänge bei 800 nm getrennt. Durch Mischung dieses mit dem frequenzverdoppelten Anteil werden in einem weiteren nichtlinearen Kristall anschließend Pulse mit der verdreifachten Frequenz erzeugt.

Typische erreichbare mittlere Leistungen liegen bei 1,3 W für 400 nm bzw. 700 mW für 266 nm Wellenlänge. Zeitliche Pulslängen sind länger als 200 fs aber kürzer als 410 fs [52]. Die auftretenden Pulsspitzenleistungen können zur Zerstörung der Faser führen, sodass eine variabel einstellbare mittlere Leistung notwendig ist, um diese dem Fasertyp anzupassen. Dies geschieht durch Drehung der Polarisationsachse mittels $\lambda/2$ -Platte der vorwiegend linear polarisierten Pulse mit einer Wellenlängen von 800 nm unmittelbar vor der Frequenzkonversionseinheit. Durch Drehung der Polarisationsachse kann die Effizienz der Erzeugung höher harmonischer Wellen in den Kristallen der HSG-T verändert und somit stufenlos die Leistung eingestellt werden.

Mitunter ist es darüber hinaus für verschiedene Gittereinschreibexperimente notwendig, die Repetitionsrate zu reduzieren, um eine Akkumulation von Wärme in der Faser zu reduzieren und somit Schädigungen der Faser zu vermeiden. Das Lasersystem bietet diese Möglichkeit nicht intrinsisch, sodass auf eine elektrisch steuerbare Irisblende zurückgegriffen wurde. Da diese allerdings keine Verschlusszeiten von Millisekunden oder kürzer besitzt, wie es für eine Repetitionsrate von einem Kilohertz notwendig wäre, kann die Irisblende nur eine effektive Repetitionsrate f_{eff} erreichen. Öffnet sich die Blende z. B. mit 2 Hz (f_{Blende}) für jeweils 10 ms (t_{offen}), so können unter Vernachlässigung der Öffnungs- und Schließvorgänge selbst in jeder

Sekunde 20 Pulse die Blende passieren und entsprechen so einer effektiven Repetitionsrate von 20 Hz. Allgemein lässt sich diese durch $f_{\text{eff}} = f_{\text{Laser}} \cdot t_{\text{offen}} \cdot f_{\text{Blende}}$ bestimmen. Zu den Öffnungs- und Schließzeiten der Irisblende liegen keine weiteren Informationen vor, führen aber zu einer Verlängerung von t_{offen} und damit Erhöhung der effektiven Repetitionsrate. Dabei ist zu berücksichtigen, dass während des Schaltvorgangs der Blende nur ein kleinerer Teil des Laserstrahlenbündels die Irisblende passieren kann und somit der Einfluss der Schaltvorgänge reduziert wird. Eine Beugung an der Blende selbst konnte im Bereich der Faser nicht beobachtet werden und hat somit keinen negativen Einfluss auf das Einschreiben eines FBGs.

3.2.2 Einschreibaufbau

Die in dieser Arbeit beschriebenen Gitter wurden durch Nutzung des in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Verfahrens des Zweistrahl-Phasenmasken-Interferometers erzeugt (siehe Abb. 3.3). Die Periode der Phasenmaske liegt bei 888 nm, um mit möglichst parallelen Interferometerspiegeln einschreiben zu können und ist derart entworfen, dass die nullte Beugungsordnung weitestgehend unterdrückt wird ($< 4\%$). Die Beugungseffizienz für die beiden Strahlbündel der ersten Beugungsordnungen liegt bei jeweils $> 30\%$. Zusätzlich wurde die nullte Beugungsordnung mittels Blende geblockt. Höhere Beugungsordnungen verließen aufgrund der Geometrie des Interferometers den Aufbau seitlich und wurden dort geblockt.

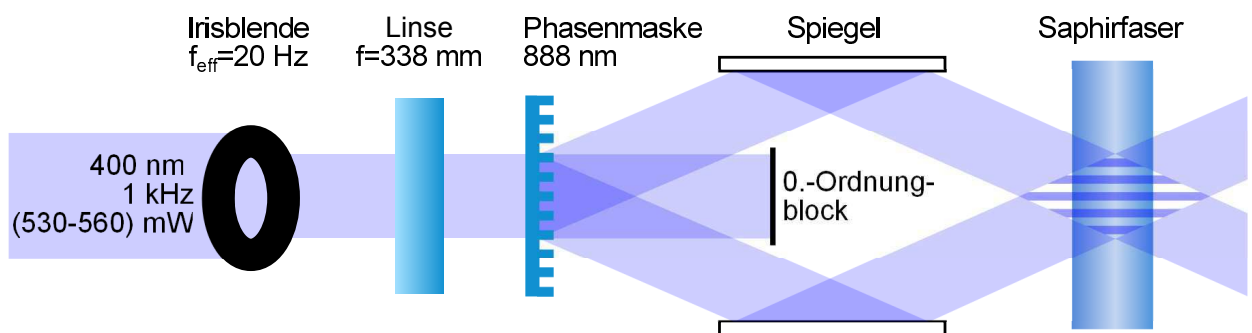


Abb. 3.3: Einschreibaufbau für FBG in Saphirfasern. Die Angaben beziehen sich auf die als optimal bestimmten Einschreibparameter bzgl. Gitterwachstum und Reflektivität.

Vor dem Interferometer befindet sich eine plankonvexe, zylindrische Linse aus Kalziumfluorid mit einem Krümmungsradius von 103,7 mm, respektive einer Brennweite von ca. 338 mm für 400 nm Wellenlänge und 328 mm für 266 nm Wellenlänge. Abschätzungen zeigen, dass so eine Fokustaille von 10 μm bis 20 μm erreicht wird [110]. Die Linse wird zumeist so positioniert, dass die Fokustaille einige Millimeter hinter der späteren Faserposition liegt, um der durch die Krümmung der Faseroberfläche hervorgerufenen Brechung Rechnung zu tragen. Aufgrund der großen Kern- bzw. Faserdurchmesser einer Saphirfaser ist ein zusätzliches Scannen der Zylinderlinse notwendig, um eine Belichtung nicht nur im zentralen Bereich der

Faser zu erreichen, sondern den gesamten Faserquerschnitt zu strukturieren. Für gewöhnlich wurde der Fokus mit einer Geschwindigkeit von $0,1 \mu\text{m/s}$ über $100 \mu\text{m}$ gescannt und die Faser damit einmal über ihren Querschnitt abgefahren. Somit betrug die Zeit einer Einzelbelichtung 16 Minuten und 40 Sekunden. Das Fokusscannen unterscheidet das Einschreiben von FBG in Saphirfasern maßgeblich von dem in Standardfasern, bei denen aufgrund der kleineren Kerngrößen auf ein Scannen verzichtet werden kann.

Die Gestalt des Interferometers und insbesondere der notwendigen Phasenmaske hängt zudem wesentlich von der verwendeten Einschreibwellenlänge ab. In der Literatur wurde lediglich von Gittern berichtet, welche mit Pulsen einer Wellenlänge von 800 nm erzeugt wurden [12–14,95]. Bei diesen FBG handelte es sich stets um Gitter höherer Ordnung, was darin begründet liegt, dass sich aufgrund der großen Brechzahl von Saphir die notwendige Gitterperiode für eine Braggwellenlänge von 1550 nm nach Gleichung (2.21) [S. 11] mit 445 nm ergibt. Für ein interferometrisches Einschreiben macht dies eine Phasenmaskenperiode von 890 nm notwendig, welche jedoch im Bereich der eigentlichen Laserwellenlänge liegt. Somit bieten sich für die Erzeugung von FBG erster Ordnung in Saphirfasern Einschreibwellenlängen an, welche deutlich kleiner als 800 nm sind.

Einschreibversuche mit einer Wellenlänge von 266 nm waren grundsätzlich nicht möglich. Versuche zeigten, dass es keinen Bereich der mittleren Leistung gibt, in dem eine permanente Brechzahlmodulation in der Faser ohne deren Zerstörung erzeugt werden konnte. Bei Leistungen im Bereich von 200 mW bis 300 mW traten trotz Reduktion der effektiven Repetitionsrate auf 10 Hz starke Oberflächenzerstörungen auf, sodass die Faser im belichteten Bereich zerbrach. Leistungen bis 200 mW reichten aber nicht aus, um ein nachweisbares Gitter zu erzeugen.

Unter Verwendung von 400 nm Einschreibwellenlänge war für mittlere Leistungen zwischen 530 mW und 560 mW die Erzeugung von FBG möglich. Deshalb wurden die nachfolgend beschriebenen Experimente stets mit einer Einschreibwellenlänge von 400 nm durchgeführt. Für mittlere Leistungen kleiner 530 mW konnte keine permanente Brechzahlmodulation nachgewiesen werden, wohingegen oberhalb von 560 mW in aller Regel mit einer Zerstörung der Saphirfaser zu rechnen ist.

Dass ein Einschreiben von FBG mit 266 nm im Gegensatz zu 400 nm Belichtungswellenlänge nicht möglich ist, lässt sich mithilfe der Dämpfungsmessung aus Abbildung 3.2 [S. 38] erklären. So ergab die Messung bei 400 nm $4,9 \text{ dB/m}$ geringere Verluste als bei 266 nm . Sofern diese maßgeblich durch Materialabsorption begründet sind, wird bei 266 nm ca. dreimal so viel Leistung absorbiert. Dies führt zu der beobachteten Faserzerstörung für Leistungen, bei denen keine nachweisbare Brechzahlmodulation im Saphir entsteht.

3.2.3 Spektraler Charakterisierungsaufbau für Faser-Bragg-Gitter

Zur Überwachung des Einschreibprozesses wurde ein Aufbau zur Messung in Reflexion genutzt, da mit einem solchen Aufbau auch Gitter geringer Reflektivitäten charakterisiert werden können. Dieser Aufbau besteht, wie in Abbildung 3.4 dargestellt, aus den klassischen Komponenten, welche für die Sensorik von Faser-Bragg-Gittern genutzt werden: Eine Lichtquelle (Superlumineszenzdiode (SLD), Spektrum von ca. 1500 nm bis 1600 nm) wird zur Beleuchtung benutzt, welche über einen Zirkulator mit der Testfaser verbunden ist. Aus praktischen Gründen befindet sich zusätzlich eine Zulauffaser zwischen Zirkulator und Testfaser. Der Teil des vom Faser-Bragg-Gitter reflektierten Spektrums propagiert rückwärts durch die Zulauffaser zum Zirkulator und wird dort getrennt und zum Spektrenanalysator (spektraler Analysebereich zwischen 1510 nm und 1596 nm) geleitet. Die Kopplung zwischen Zulauffaser und Saphirfaser geschieht mithilfe einer FC-APC-Steckverbindung, wofür die Saphirfaser in eine Ferrule eingeklebt und unter 8° anpoliert wird, um störende Fresnel-Reflexionen an der Faserstirnfläche zu vermeiden. In vorhergehenden Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass aufgrund der oberflächenbestimmten Führungsverluste bereits $5,3^\circ$ ausreichend sind (für $NA = 0,16$), wohingegen aufgrund der großen Brechzahl von Saphir theoretisch mindestens ein Politurwinkel von 55° [108] notwendig wäre, um eine Führung des Fresnel-reflektierten Lichtanteils in der Saphirfaser auszuschließen. Zudem bietet die Politur mit einem 8° -Winkel den Vorteil, dass die Fasern mit standardmäßig konfektionierten FC/APC Steckern verbunden werden können.

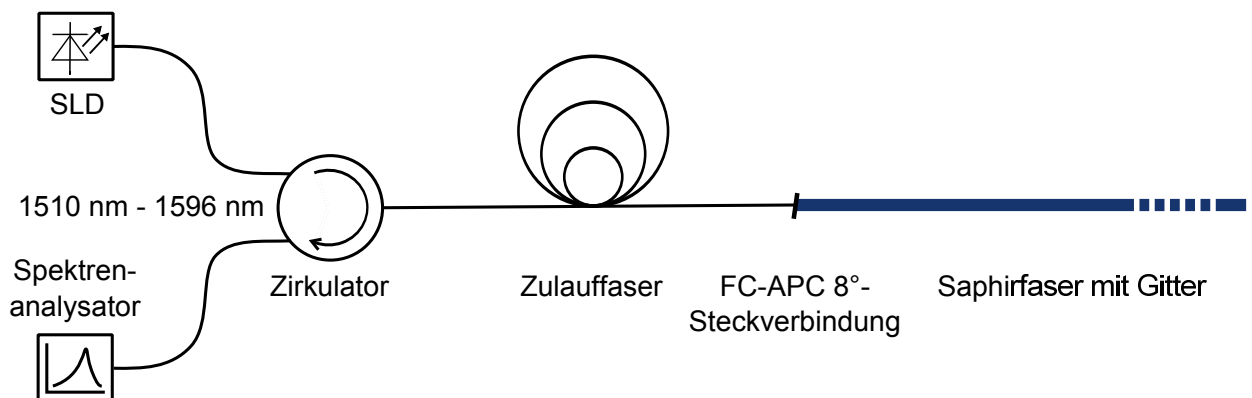


Abb. 3.4: Messaufbau für FBG in Saphirfasern.

Bei der Verbindung der Zulauffaser mit der Testfaser werden je nach Positionierung und optischen Eigenschaften der Zulauffaser vorrangig bestimmte Moden angeregt. So ist für ein Anregen der Grundmode in der Testfaser eine zentrale Anregung (entsprechend Zentrierung der Faserachsen beider Fasern) notwendig, wohingegen eine azentrische Positionierung vorrangig die Anregung höherer Moden in der Testfaser begünstigt. Selbiges gilt für die rückwärtige Propagation des reflektierten Lichtes von der Test- in die Zulauffaser. Da jede Mode einen eigenen effektiven Index und damit eine eigene korrespondierende Braggwel-

lenlänge besitzt, ist die spektrale Form und Position des Reflexionssignals direkt von der Anregung der Moden in der Testfaser abhängig. Dies bedeutet eine direkte Abhängigkeit des spektralen Verlaufs des Messsignals von den Koppelbedingungen. Das heißt, dass das selbe Gitter in einer Faser je nach Koppelbedingung zwischen Zulauf- und Testfaser unterschiedliche Reflexionsspektren aufweisen kann.

Ein möglicher Ansatz zur Lösung dieses Problems besteht in der zentralen Anregung vornehmlich der Grundmode. Dies kann mithilfe eines Tapers in der Zulauffaser geschehen, bei dem die Grundmode der einmodigen Zulauffaser im Taper von einer kern- in eine mantelgeführte Mode gekoppelt wird. Diese Mantelmode besitzt nun einen der Grundmode in der Saphirfaser angepassten Modenfelddurchmesser [14]. So erfolgte Messungen beruhen auf der Annahme, dass die Kopplung von Moden im Gitterbereich und der gesamten Faser vernachlässigt werden können. Allerdings ist insbesondere die Modenkopplung an Faserimperfektionen oder aufgrund von Biegungen während der Propagation durch die Saphirfaser nicht vernachlässigbar. So wurde berichtet, dass eine Grundmodenauswertung bei Fasern von 20 cm Länge erfolgreich sein kann, bei einem Meter Faserlänge aber nicht mehr durchgeführt werden konnte. In diesem Falle wurden zuvor beschriebene Instabilitäten im Reflexionsspektrum gemessen [14].

Ein weiterer Ansatz besteht in der Anregung und Messung möglichst vieler Moden in der Faser. In diesem Falle spielt bei Anregung und Auswertung aller geführter Moden (entsprechend der effektiven numerischen Apertur) die zufällige Kopplung von Moden in der Faser nur noch eine untergeordnete Rolle, sofern keine speziellen Moden im System aufgrund geringerer Verluste bevorzugt werden. Diese Variante bietet den Vorteil einer sehr hohen Stabilität, hat aber indes sehr breitbandige Reflexionssignale zur Folge.

Diesem Ansatz folgend wurden alle Komponenten des spektralen Messaufbaus dahingehen optimiert, dass sie durchgehend Gradientenindexfasern mit 50 μm Kerndurchmesser und einer NA von mindestens 0,2 besitzen. Dies gilt sowohl für die Zulauffasern, als auch den Zirkulator und den Spektrenanalysator (Einzelstückanfertigung von Ibsen Photonics, Farum, Dänemark). Dadurch können zum einen eine Vielzahl an Moden im Gesamtsystem geführt werden und zum anderen besteht aufgrund des großen Kerns ein besserer Überlapp mit dem in der Saphirfaser geführten Licht im Gegensatz zur Verwendung von Einmodenfasern mit kleinerem Kern. Weitgehende Untersuchungen zur Optimierung der Komponenten sind in [108] zu finden.

3.2.4 Einfluss eines mehrfachen Fokusscannens

Der in Abb. 3.4 dargestellte Messaufbau bietet die Möglichkeit, noch während des Einschreibeprozesses Reflexionsspektren aufzunehmen und so den Einfluss verschiedener Einschreibeparameter nachzuvollziehen. Dadurch wird eine gezielte Optimierung der Gittererzeugung bezüglich Reflektivität und spektraler Form möglich.

Da für das Einschreiben von FBG in Saphirfasern ein Fokusscannen notwendig ist, wurde zunächst untersucht, ob ein mehrfaches Scannen der Fokustaille durch die Faser eine Verbesserung der Reflektivität mit sich bringt. In der Saphirfaser konnte ein weiteres Anwachsen der Reflektivität bei mehrfachem Fokusscan jedoch nicht beobachtet werden. Zum einen lässt sich dies durch eine Sättigung des gitterursächlichen Mechanismus während der Belichtungszeit erklären. Zum anderen können Instabilitäten des Gesamtsystems (bestehend aus Lasersystem und Einschreibaufbau) während der Faserbelichtung bewirken, dass beim zweiten Scanvorgang keine exakt identische Gitterstruktur erzeugt wird, was den Gitterkontrast reduzieren kann. Welche von beiden Situationen während des Einschreibens von FBG mit Mehrfachscan in Saphirfasern vorliegt, soll im Weiteren genauer betrachtet werden.

Zur Beurteilung der Stabilität des Gesamtsystems werden im Folgenden quarzglasbasierte Fasern verwendet. Diese bieten neben der einfacheren Handhabung den Vorteil, dass das typische Wachstums- und Sättigungsverhalten der Reflektivität für lange Belichtungen gut bekannt ist und untersucht werden kann. Damit wird eine Identifizierung von Einflüssen möglicher Instabilitäten des Systems auf den Einschreibprozess möglich.

Zunächst wurden in eine Standardfaser mit $8,2\mu\text{m}$ Kerndurchmesser [111] ohne einen Scanvorgang bei einer mittleren Leistung von 600mW Testgitter eingeschrieben (siehe Abb. 3.5 (links)). Es war eine Zunahme der Reflektivität über einen Zeitraum von ca. 900 Sekunden ersichtlich, die dann in eine Sättigung der Reflektivität übergeht. Dies bedeutet für die Referenzfaser, dass für deutlich kürzere Zeiten bzw. bei kleineren mittleren Leistungen als die verwendete von keiner Sättigung des Gitterwachstums ausgegangen werden kann.

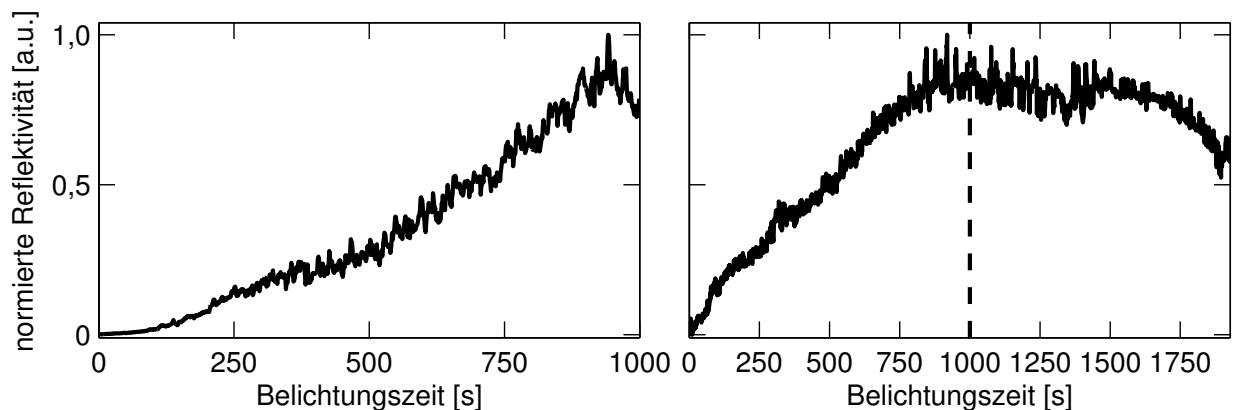


Abb. 3.5: Wachstumskurven in einer Standardfaser (links) und einer unstrukturierten Großkernfaser (rechts). In der Großkernfaser wurde das Gitter mittels zweier aufeinanderfolgenden Scanvorgängen erzeugt (durch Strichlinie getrennt).

Als nächstes wurde eine unstrukturierte Quarzglasfaser mit einem Durchmesser von $125\mu\text{m}$ verwendet. Die Lichtführung in dieser Faser wird durch Verwendung einer niedrigbrechenden Hülle realisiert. In diese Faser wurden Gitter bei einer mittleren Leistung von 540mW und einer Scangeschwindigkeit der Linse von $0,1\mu\text{m}/\text{s}$ eingeschrieben. Die Scanlänge betrug dem Durchmesser der Faser entsprechend $100\mu\text{m}$. Somit ergibt sich eine Einschreibzeit von

1000 s. Diese Werte entsprechen den Einschreibbedingungen wie in Saphirfasern.

Nach dem jeweils ersten Scanvorgang wurde die Scanrichtung gedreht und ein identisches Gitter bei gleichen Parametern an exakt der gleichen Stelle erneut in die Faser eingeschrieben. Man erkennt in der auf das Maximum normierten Wachstumskurve aus Abbildung 3.5 (rechts) die Zunahme der Reflektivität während des ersten Scanvorgangs. Mit Beginn des zweiten Scannens war stets keine weitere Zunahme mehr zu verzeichnen. Die Reflexionsamplitude nahm im Gegenteil meistens wieder ab. Dies bedeutet, dass die für die gegebenen Scanparameter maximal erreichbare Reflektivität mit dem Ende des ersten Einschreibens erreicht wurde.

Vergleicht man dies mit den vorhergehenden Untersuchungen an einer Standardfaser, ist eine Sättigung des Gitterwachstums aufgrund der gitterursächlichen Effekte in der Faser (Spannungen, Farbzentren, etc.) nach dem ersten Einschreiben nicht zu erwarten. Dies liegt an drei Aspekten. Zum einen wurde eine geringere mittlere Leistung verwendet. Zum anderen befand sich in der unstrukturierten Testfaser kein Germanium, was eine kleinere Photosensitivität zur Folge hat. Dadurch sind längere Einschreibzeiten für die gleiche Reflektivität notwendig und dementsprechend setzt ein Sättigungsverhalten erst vergleichsweise später ein. Zum dritten betrug die Belichtungszeit einer jeden Scanebene in der Faser weit weniger als die gesamte Belichtungszeit während des Scanvorgangs, da die Fokustaille deutlich kleiner als der Faserdurchmesser war. Bei einer Fokustaille kleiner als $20\ \mu\text{m}$ mit einer Rayleighlänge von einigen Millimetern und einer Fokusscangeschwindigkeit von $0,1\ \mu\text{m/s}$ wird jeder Punkt der Faser näherungsweise nur 200 s von der Fokustaille überstrichen.

Da keine Sättigung der eigentlichen gittererzeugenden Mechanismen vorliegt, bedeutet dies, dass die Stabilität des Gesamtsystems es nicht erlaubt, ein identisches Gitter über das bereits im ersten Scandurchgang erzeugte FBG zu schreiben. Dies wird dadurch erhärtet, dass die Reflektivität während des zweiten Einschreibens sogar abnahm, es also de facto zu einer Reduktion des Gitterkontrastes kam. Im Extremfall kann, sofern sich beim zweiten Scanvorgang gerade ein Versatz der halben Gitterperiodenlänge ergibt, das gesamte Gitter ausgelöscht werden, da nun die lokalen Minima der Brechzahlmodulation nachbelichtet werden. Dadurch ergibt sich zwar eine erhöhte mittlere Brechzahl im Belichtungsbereich, diese besitzt aber keine Modulation mehr. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde die Erzeugung von FBG in Saphirfasern stets nach dem ersten Scandurchlauf beendet.

Somit ergibt sich experimentell für die erfolgreiche Erzeugung von FBG in Saphirfasern ein im Vergleich zu quarzglasbasierten Fasern sehr beschränkter Parameterraum. Zur Erzeugung von Gittern erster Ordnung im C-Band sind Einschreibwellenlängen zwischen 266 nm (absorptionsbedingt) und 800 nm (auflösungsbedingt) notwendig. Für die Verwendung von 400 nm-Pulsen bei einer Pulslänge kleiner 410 fs ist darüber hinaus eine mittlere Leistung zwischen 530 mW (keine Gittererzeugung) und 560 mW (Zerstörung der Faser) notwendig. Zur Erzeugung hinreichend großer Energiedichten ist eine Fokussierung der Pulse notwendig,

was wiederum ein Scannen der Fokustaille durch die Faser zur Erzeugung über den gesamten Faserquerschnitt homogener Gitter notwendig macht. Da das verwendete System keine hinreichende Stabilität für ein mehrmaliges Scannen bietet, wurde der Einschreibprozess nach dem ersten Scandurchgang der Fokustaille durch die Faser beendet. Zur Vermeidung von Faserschäden ist weiterhin eine Reduktion der Repetitionsrate auf einige zehn Hertz notwendig.

3.2.5 Auswertung der Reflexionsspektren

Die Reflexionsspektren typischer Gitter, welche unter Verwendung obiger Parameter in zur Verfügung stehende Saphirfasern mit 60 μm (grün) und 100 μm (blau) Durchmesser erzeugt wurden, sind in Abbildung 3.6 gezeigt. Da die reflektierten Intensitäten je nach Beschaffenheit der Faser, insbesondere der Oberfläche, von Gitter zu Gitter variieren können, wurde die Reflexionsamplitude auf das jeweilige Maximum normiert. Des Weiteren treten in aller Regel parasitäre Reflexe an den Koppelstellen des Messaufbaus auf. Insbesondere bei der Kopplung der Zulauffaser an die Saphirfaser sind diese aufgrund des großen Brechzahlunterschiedes beider Fasern teilweise sehr stark (mitunter $>15\%$ der Leistung aus der Zulauffaser). Diese wurden für die Abbildung 3.6 durch Subtraktion einer entsprechenden Referenzmessung vor dem Gittereinschreiben korrigiert. Zur besseren Vergleichbarkeit der spektralen Breite und Form, wird jeweils die relative Wellenlänge in Bezug auf die Braggwellenlänge angegeben.

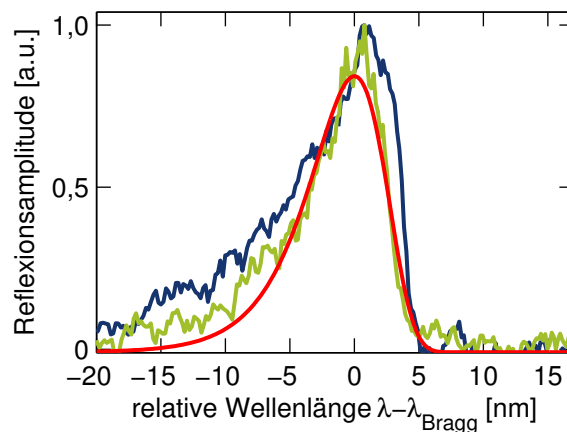


Abb. 3.6: Spektren von FBG in Saphirfasern. Die Reflexionsspektren eines FBGs in einer im Durchmesser 60 μm (grün) und 100 μm (blau) großen Saphirfaser zeigen typischerweise einen asymmetrischen Verlauf, sodass zur Bestimmung der Braggwellenlänge ebenfalls eine asymmetrische, angepasste Funktion genutzt wird (rot als Fitkurve für 60 μm -Faser).

Beide gemessenen Reflexionsspektren zeigen einen asymmetrischen Verlauf mit steiler Flanke auf der langwelligen Seite und vergleichbar flachem Abfall der Intensität auf der kurzwelligen Flanke. Dieses Verhalten ist durch die bereits in Abschnitt 3.1 beschriebenen Verlustmechanismen zu erklären. So erfährt die Grundmode die geringsten Verluste, wohingegen höhere Moden mehr und mehr durch Verlustmechanismen an der Faseroberfläche an Intensität

verlieren. Dies führt zu einer allmählichen Abnahme der gemessenen Intensität für Moden höherer Ordnung und somit kurzwelligen Flanke. Die langwellige Flanke wird im Gegensatz dazu nur durch die verlustärmere Grundmode gebildet und erscheint deshalb steiler.

Die Spektren sind aufgrund der starken Modenkopplung und des dadurch eher zufällig modulierten Verlaufes nicht direkt für die Bestimmung der spektralen Breite und Reflektivität zugänglich. Deshalb wurde dem asymmetrischen Verlauf Rechnung tragend zur Auswertung folgende, asymmetrische, Gauß-ähnliche Fit-Funktion nach [13] verwendet:

$$R(\lambda) = O + A \cdot \exp \left[1 + \frac{\lambda - \lambda_{\text{Bragg}}}{B} - e^{\left(\frac{\lambda - \lambda_{\text{Bragg}}}{B} \right)} \right]. \quad (3.1)$$

O beinhaltet das Untergrundsignal, welches durch z. B. parasitäre Reflexe im Aufbau oder Schwarzkörperstrahlung hervorgerufen wird. Die Amplitude A des Messsignals ist proportional zur Reflektivität. Der Parameter B des Signals ist mit der Halbwertsbreite durch $\text{HWB} \approx 2,4464 \cdot B$ verknüpft. Für die beiden Spektren aus Abbildung 3.6 liegt die HWB bei 7,1 nm für die 60 μm -Faser und 9,5 nm für die 100 μm -Faser. Die kleinere HWB für die Faser geringeren Durchmessers liegt ebenfalls in der durch Oberflächenverluste stärkeren Dämpfung für höhere Moden begründet. Diese dominieren bei Fasern kleineren Durchmessers stärker, da die Moden bei diesen einen größeren Überlapp mit den oberflächennahen Regionen der Faser haben.

Grundsätzlich ist die HWB für Gitter in beiden Arten der Saphirfaser mehr als eine Größenordnung über den typischen HWB für FBG in Einmodenfasern ($\approx 50 \text{ pm} - 500 \text{ pm}$). Diese ergibt sich wie in Abschnitt 3.1 diskutiert aus der großen numerischen Apertur und Brechzahl der Saphirfaser. So folgt aus den experimentell ermittelten spektralen Breiten der Brechungsindex der kleinsten noch geführten Mode zu 1,732 für die Faser mit 60 μm Durchmesser und 1,729 für die Faser mit 100 μm Durchmesser. Daraus ergibt sich nach (2.1) [S. 4] eine effektive numerische Apertur von 0,16 (60 μm) und 0,19 (100 μm). Dieses Ergebnis deckt sich sehr gut mit den zuvor in der Literatur beschriebenen Werten [13, 103].

3.2.6 Wachstumsverhalten der Gitter

Mithilfe der Fitfunktion (3.1) können die während des Einschreibens von FBG in Saphirfasern gemessenen Spektren nach zuvor beschriebener Methode ausgewertet und der zeitliche Verlauf der Reflexionsamplitude während der Belichtung bestimmt werden (Abb. 3.7).

Im Gegensatz zu Wachstumskurven in Standard-Einmodenfasern (vgl. Abb. 3.5 (links)) zeigt die Reflektivität einen stufenförmigen Verlauf, welcher für Saphirfasern beider Durchmesser typisch ist. So zeigt die experimentelle Beispielkurve der 60 μm -Faser nach einem linearen Wachstumsverhalten geringen Anstiegs ab ca. 4 min einen abrupten Sprung im Anstieg der Reflexionsamplitude, bevor die Faser in der nächsten Minute ca 70% ihrer endgültigen Reflektivität dazugewinnt und anschließend ein Sättigungsverhalten aufweist. In der

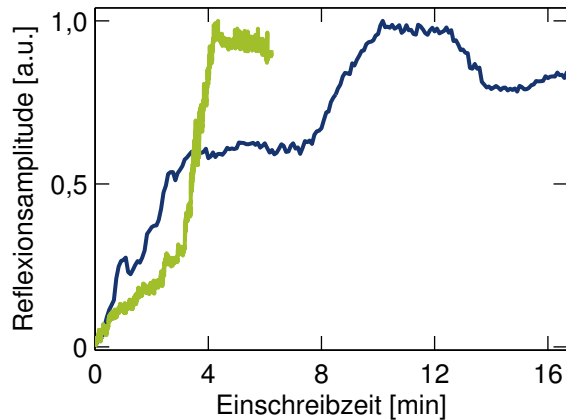


Abb. 3.7: Wachstumskurve eines FBG in Saphirfasern mit $60\ \mu\text{m}$ (grün) und $100\ \mu\text{m}$ (blau) Durchmesser.

$100\ \mu\text{m}$ -Faser hingegen gibt es ein mehrminütiges Plateau (nach vier bis acht Minuten) ohne signifikante Zunahme der Reflektivität bevor diese wieder steigt.

Insbesondere für die Saphirfasern größeren Durchmessers sind gewöhnlich drei bis sechs Stufen unterschiedlichen Anstiegs zu verzeichnen. Einzige Gemeinsamkeit ist, dass bereits vor Abschluss des Scanvorgangs immer eine Sättigungsphase eintritt, in der kein merklicher Anstieg der Reflektivität mehr zu erkennen ist. Ursache hierfür ist, dass aufgrund der Oberflächenform der Faser der Einschreiblaser in Richtung des Faserzentrums gebrochen wird und es somit zum Ende der Belichtung vermehrt zur lokalen Mehrfachbelichtung innerhalb der Faser kommt. Diese führt, wie bereits untersucht, zu keiner Steigerung der Reflektivität. Zudem werden zum Ende der Belichtung vermehrt die Randbereiche der Faser belichtet, welche nur einen geringen Überlapp mit den für die Reflektivität vornehmlich relevanten Moden niedriger Ordnung hat.

Das ungewöhnliche und nicht reproduzierbare Wachstumsverhalten ist im Allgemeinen durch die Imperfektionen der Saphirfaser selbst begründet. Da die Oberfläche nicht perfekt rund ist und die Faser Durchmesserschwankungen aufweist, erhalten die ankommenden Pulse, je nach Position an der sie auf die Faseroberfläche treffen, unterschiedliche Wellenfrontdeformationen. Dies führt wiederum dazu, dass es zu scanpositionsabhängigen Abweichungen des Interferenzmusters von der idealen Gitterstruktur kommt. Dies wiederum hat einen unterschiedlichen Anstieg in den Wachstumskurven bis hin zum mitunter teilweise Absenken der Reflektivität zur Folge.

3.3 Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern

Die besondere Form der Saphirfaser (eine Großkern-, unstrukturierte Faser aus Al_2O_3) führt, wie zuvor beschrieben, zu deutlichen Unterschieden im Vergleich zu vielen konventionellen Fasern bezüglich der Lichtwellenleitereigenschaften und des Einschreibverhaltens von Faser-Bragg-Gittern. Dies setzt sich auch in den Eigenschaften der erzeugten FBG fort. Insbesondere steht im Folgenden die Frage im Mittelpunkt, welchen Einfluss das FBG auf die Lichtführungseigenschaften der Saphirfaser hat und welche Mechanismen zu einer Gitterbildung führen.

3.3.1 Dämpfung

Zunächst erfolgt eine Betrachtung der veränderten Dämpfungseigenschaften der Faser infolge des Gittereinschreibens analog der zuvor beschriebenen Dämpfungsmessung an unbelichteten Saphirfasern. Da die Lichteinkopplung in die Saphirfaser großen Einfluss auf intensitätsabhängige Messungen hat, bedarf es zur Messung der gitterinduzierten Dämpfungen einer Referenzmessung, bei der exakt die selben Koppelbedingungen wie zur eigentlichen Messung vorliegen. Deshalb befand sich die Faser für die Referenzmessung schon im Interferometer fixiert. Insbesondere wurde darauf geachtet, dass die Klemmung der Faser auf den Martock-Halterungen (Elliot Scientific Ltd., Harpenden, UK) bereits geschlossen sind, da durch den Kontakt der Klemmen mit dem führenden Faserkern Licht ausgekoppelt wird. Das gemessene Referenzspektrum von 250 nm bis 1930 nm berücksichtigt somit sämtliche Verlustmechanismen des Messaufbaus einschließlich der Faser selbst.

Anschließend wurde nach zuvor beschriebener Methode ein FBG eingeschrieben und die sich ergebende Transmissionsmessung mit der Referenzmessung verglichen. Durch Subtraktion erhält man die rein durch das Gittereinschreiben induzierten Verluste. Die entsprechende Messkurve ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Zum einen ist eine deutliche, breitbandige Zunahme der Verluste von mindestens 3,0 dB über den gesamten vermessenen Spektralbereich zu erkennen. Diese Zunahme entspricht einem Verlust von 50,1% der geführten Lichtleistung nach dem Gittereinschreiben. Des Weiteren ist eine Zunahme der Verluste hin zu kleineren Wellenlängen zu verzeichnen. Für eine Wellenlänge von 250 nm ergeben sich so Verluste von 74,8%. Somit sind für spätere sensorische Anwendungen Braggwellenlängen im NIR zu bevorzugen.

Die starken breitbandigen Verluste können teilweise auf ein Modenkoppeln im Bereich des Gitters zurückgeführt werden. Hierbei wird Licht in Moden mit höherer Dämpfung gekoppelt. Dies führt während der Propagation entlang der restlichen Faser nach dem FBG effektiv zu einer Zunahme der Dämpfung. Eine breitbandige Zunahme der Verluste kann darüber hinaus eine Streuung an großen Defekten (größer als einige Mikrometer) indizieren, wohin-

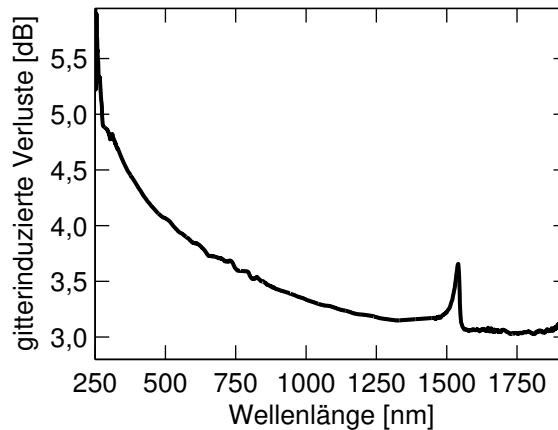


Abb. 3.8: Gitterinduzierte Verluste eines FBGs in einer Saphirfaser. Der Peak bei 1541 nm entspricht der Bragg-Reflexion am Gitter.

gegen die zusätzliche Zunahme der Verluste im UV ein Hinweis auf Streuung an kleinen Defekten mit Größen im Bereich bis wenige hundert Nanometer ist. Ein Nachweis solcher Störungen wird später in diesem Kapitel genauer gezeigt.

Das in Abbildung 3.8 bei 1541 nm erkennbare lokale Maximum ist durch das eingeschriebene FBG zu erklären. Das Maximum der Verluste bei 1541 nm liegt um 0,59 dB über den Verlusten bei 1565 nm, was wiederum zusätzlichen Verlusten von 12,7% entspricht, welche der Reflektivität des Gitters entsprechen.

3.3.2 Messung der Reflektivität

Der Wert der Reflektivität kann im Gegensatz zur Dämpfungsmessung in Transmission durch eine Messung in Reflexion exakter bestimmt werden, da solche Messungen für Gitter niedriger Reflexion genauer sind. Dies liegt daran, dass es messtechnisch besser möglich ist, ein schwaches Signal gegenüber einem deutlich schwächeren Untergrund zu messen, als die leichte Abnahme eines vergleichsweise starken Signals zu detektieren, wie es im Falle einer Transmissionsmessung geschieht.

Für eine Messung in Reflexion bedarf es ebenfalls einer Referenzmessung in der alle Propagationsverluste des Lichtes im Messaufbau und der Faser enthalten sind. Dafür wurde die Faserendfläche der Saphirfaser senkrecht zur Faserachse poliert. Dadurch kommt es zu einer brechzahlabhängigen Fresnel-Reflexion an diesem Faserende [19]. Für den senkrechten Einfall von Licht aus Medium 1 mit n_1 auf eine Grenzfläche zum Medium 2 mit n_2 ergibt sich die reflektierte Intensität zu:

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}. \quad (3.2)$$

Im Falle der Saphirfaser in Luft ($n_1 = 1,74$ und $n_2 = 1,00$) ergibt sich eine Reflektivität von 7,3%.

Die Referenzmessung wurde genauso wie die Messung der Reflektivität mit einem OSA (AQ6375 von Yokogawa, Tokio, Japan) vorgenommen, da dieser einen höheren Dynamikbereich und bessere Auflösung als der von Ibsen Photonics bietet. Anschließend wurde ein Gitter ca. 3 cm vor dem polierten Faserende eingeschrieben, um Einflüsse aufgrund von Führungsverlusten zwischen Gitter und der polierten Endfläche zu minimieren. Zusätzlich wurde das Ende der Saphirfaser in ein höherbrechendes Indexöl getaucht, um das durch den Gitterbereich transmittierte Licht auszukoppeln. Durch Differenzbildung mit der Referenzmessung ergab sich der in Abbildung 3.9 dargestellte Verlauf.

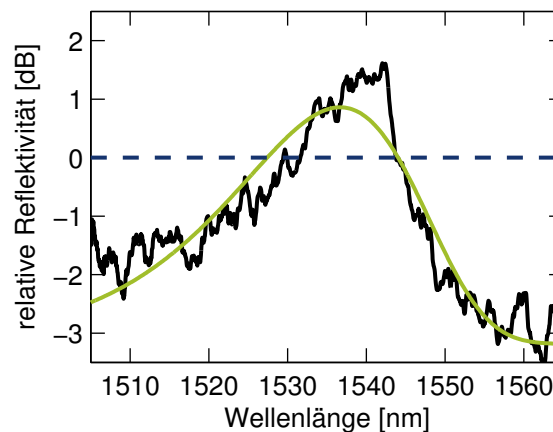


Abb. 3.9: Auf die Fresnel-Reflexion normierte Reflektivität eines FBGs in einer Saphirfaser.

Die Amplitude der Fitkurve (grün) liegt 0,86 dB über der Referenzintensität (blaue gestrichelte Linie) von 7,3% und entspricht somit einer Reflektivität von 8,9%. Dies bestätigt sehr gut die aus der Transmissionsmessung bestimmte Reflektivität. Die Reflektivität der erzeugten Gitter liegt nach Vergleich mit weiteren erzeugten FBG in Abhängigkeit der Einschreibbedingungen und Faserqualität im Bereich einiger weniger Prozent bis zu 15%.

3.3.3 Brechzahlmodulation

Mithilfe der Reflektivität kann die erzeugte Brechzahlmodulation des FBGs ermittelt werden. Dabei spielt wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert die Form des Gitters eine wesentliche Rolle. Zur Ermittlung der lokalen Reflektivitätsverteilung entlang der Faserachse wurde deshalb auf die Methode der externen Bragg-Reflexion (EBR) [112] zurückgegriffen. Das Prinzip dieser Methode beruht darauf, dass die Faser mit dem Brechungsindex n seitlich mit einem Testlaser geringerer Wellenlänge als der Braggwellenlänge ($\lambda_{\text{Test}} < \lambda_{\text{Bragg}}$) beleuchtet wird. Trifft der Testlaser unter dem Winkel ϑ zum Lot auf die Faser, welcher die Bragg-Gleichung der Form

$$\sin(\vartheta) = n \frac{\lambda_{\text{Test}}}{\lambda_{\text{Bragg}}} \quad (3.3)$$

erfüllt, so wird der Strahl am Gitter in Richtung $-\vartheta$ gebeugt (siehe Abb. 3.10). Dabei hängt die Intensität des gebeugten Strahls unter anderem von der Stärke der Brechzahlmodulation des Gitters ab. Ist der Durchmesser des Teststrahlbündels deutlich kleiner als die Gitterlänge, so wird die Intensität des gebeugten Strahlenbündels folglich von der lokalen Reflektivität des beleuchteten Faserbereiches abhängen. Mittels Scannen des Testlasers entlang der Faser kann so durch Messung der entsprechenden Intensität des gebeugten Strahlenbündels auf das Gitterprofil geschlossen werden.

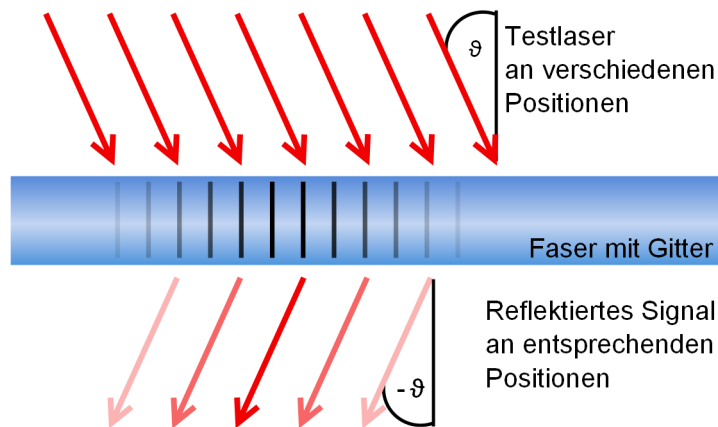


Abb. 3.10: Prinzip der Messung mittels externer Bragg-Reflexion.

Für dieses Experiment wurde ein HeNe-Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 633 nm genutzt. Für diese Wellenlänge ergibt sich für eine Braggwellenlänge von 1550 nm ein Winkel von $45,3^\circ$ unter dem die Braggbedingung erfüllt ist. Die Intensität des gebeugten Strahlenbündels wurde mit einem Photodetektor gemessen, während die Faser entlang ihrer Achse verschoben wurde. So ergab sich das in Abbildung 3.11 dargestellte Messsignal.

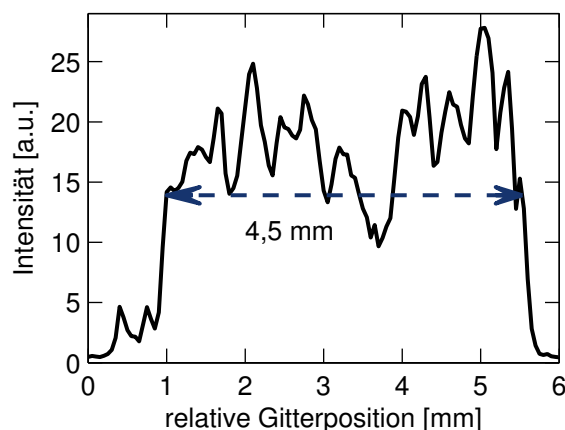


Abb. 3.11: Gitterprofil eines FBGs in einer Saphirfaser. Die blaue gestrichelte Linie markiert die Halbwertsbreite.

Zum einen ist die Breite und zum anderen die Form des Signals bemerkenswert. Die Halbwertsbreite, als gestrichelte Linie in Abbildung 3.11 dargestellt, beträgt 4,5 mm. Die Länge

des belichteten Faserbereiches wird im Einschreibaufbau von der Irisblende auf 8 mm begrenzt und ist somit deutlich größer als die tatsächliche Gitterlänge. Dies bedeutet, dass nur der zentrale Bereich des Laserstrahlbündels des Einschreiblasers genügend Intensität besitzt, um eine nachweisbare Brechzahlmodulation zu erzeugen. Als sicher nachweisbar gilt für den verwendeten EBR-Messaufbau dabei eine Brechzahlmodulation von größer $5 \cdot 10^{-6}$. Unter der Annahme, dass über die 4,5 mm Gitterlänge ein homogenes Gitter vorliegt und dass die zuvor ermittelte Reflektivität von bis zu 15% für die Mode mit den geringsten Verlusten, der Grundmode, gilt, so kann man nach Gleichung (2.34) [S. 14] eine induzierte Brechzahlmodulation von $4,5 \cdot 10^{-5}$ abschätzen. Da weder aufgrund des Gauß-förmigen Laserstrahlprofils und der Imperfektionen der Faseroberfläche von einem homogenen Gitter ausgegangen werden kann, noch der Überlapp zwischen der reflektierten Mode und dem Gitter berücksichtigt wurde, stellt die so bestimmte Indexmodulation eine untere Grenze dar.

Die starke Modulation der Intensität des gebeugten Strahls aus der EBR-Messung ist ungewöhnlich im Vergleich zu Messungen an Faser-Bragg-Gittern in Standardfasern. Für gewöhnlich folgt die Modulationsstärke des Gitters und damit der Verlauf in einer EBR-Messung dem Strahlprofil des Einschreiblasers. So wäre bei dem Gauß-ähnlichen Strahlprofil des verwendeten Lasersystem mit einem ebenfalls Gauß-ähnlichem Intensitätsverlauf in der EBR-Messung zu rechnen. Dass der gemessene Verlauf im vorliegenden Fall nicht dem tatsächlich Strahlprofil des Einschreiblasers entspricht, konnte durch vergleichende Einschreibversuche in Standardfasern ausgeschlossen werden.

Neben der in [112] beschriebenen Abhängigkeit der Intensität des gebeugten Strahls von der lokalen Brechzahlmodulation hängt das Messsignal von weiteren Faktoren ab. So wird Materialdämpfung in der Faser aufgrund des kleinen Probenvolumens genauso vernachlässigt wie Reflexionen oder Streuung an der Oberfläche. Die Materialdämpfung führt zwar zu einem Absinken der gesamten gemessenen Intensität, dies jedoch unabhängig von der Position des Testlasers entlang der Faser. Verluste aufgrund von Streuung an z. B. Oberflächendefekten zeigen allerdings eine solche Ortsabhängigkeit. Somit ist anzunehmen, dass Störungen insbesondere auf der Oberfläche der Faser zu der beobachteten Modulation des EBR-Messsignals führen.

Solche streuende Defekte sind zum einen bereits vor dem Einschreiben vorhanden, weshalb es zur beschriebenen Reduktion der effektiven numerischen Apertur während der Propagation des Lichtes kommt. Zum anderen können Defekte auch bedingt durch den Einschreibprozess während der Belichtung entstanden sein.

3.3.4 Oberflächendefekte

Hinweise auf einschreibbedingte Defekte konnten bereits aufgrund der starken Transmissionsverluste im Gitter vermutet werden. Deshalb wurde die Oberfläche der Saphirfaser im

Gitterbereich genauer untersucht.

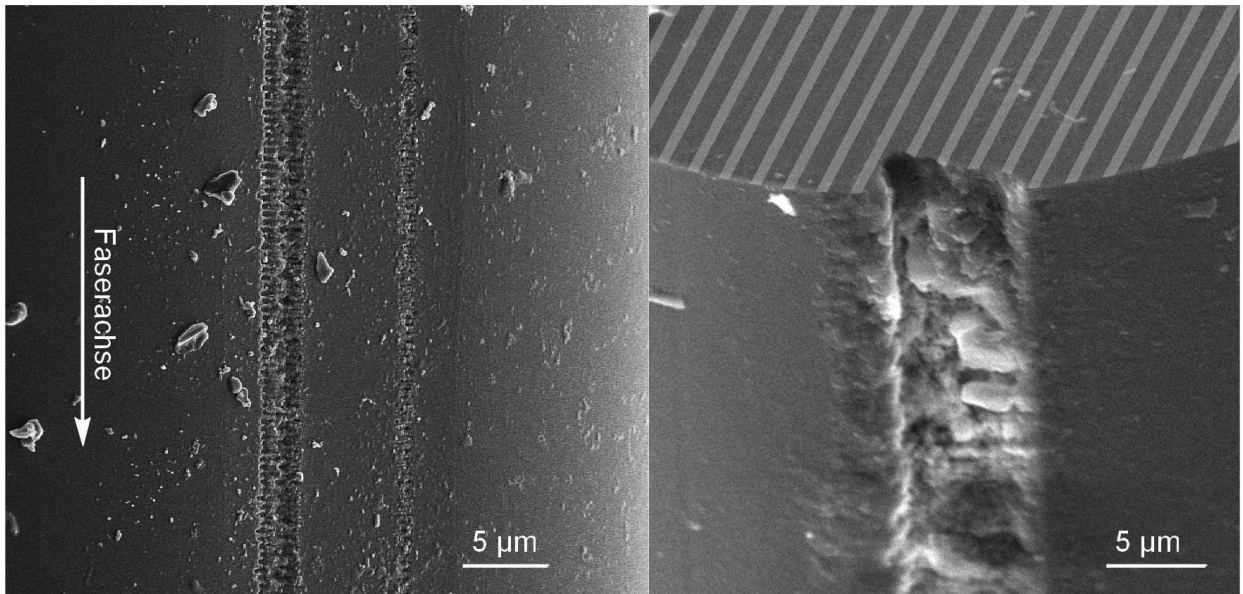


Abb. 3.12: REM-Aufnahmen der dem Einschreiblaser abgewandten Seite der Saphiroberfläche im Gitterbereich. Auf der Oberfläche ist sehr gut ein Gitter erkennbar (links). Ein Schnitt durch die Faser (rechts; Stirnfläche schraffiert) zeigt, dass die Tiefe der Strukturierung nicht überall gleich ist.

Rasterelektronenmikroskopie(REM)-Aufnahmen (siehe Abb. 3.12) zeigen im Gitterbereich eine ebenfalls gitterartige Strukturierung der Faseroberfläche, welche in Richtung der Faserachse vom Gitterzentrum zu den Randbereichen hin kontinuierlich mehr und mehr an Breite und Tiefe abnimmt, bis zur unmodulierten Faseroberfläche außerhalb des Gitterbereiches. Bildet man einen Schnitt entlang des Gitters in Abbildung 3.12 (links) und fittet eine Sinuskurve, so kann man die Periodenlänge des Gitters bestimmen. Diese ergibt sich zu $(439,5 \pm 0,2)$ nm was bei einer Brechzahl von 1,74 der eines Gitters mit der Braggwellenlänge von $(1529,5 \pm 0,6)$ nm entspricht. Das Bragg-Gitter manifestiert sich beim Einschreiben somit ebenfalls als Oberflächengitter gleicher Periode. Weiterhin ist in Abbildung 3.12 (links) rechts neben dem deutlichen Oberflächengitter, parallel ein schwächer ausgeprägtes Oberflächengitter zu beobachten.

Bricht und poliert man eine Faser im Gitterbereich, so sind mittels REM-Aufnahmen Informationen über die Tiefe der Oberflächenstrukturierung zugänglich (siehe Abb. 3.12 (rechts)). Die polierte Stirnfläche der Faser wurde zur Verdeutlichung der Geometrie schraffiert. Man erkennt, dass das Oberflächengitter keine symmetrische Grabentiefe besitzt, sondern die Tiefe der Struktur von einer Seite zur anderen abnimmt (in der Abbildung entsprechend von links nach rechts).

Vergleichbare Effekte können auch in quarzglasbasierten Fasern beobachtet werden. Diese Fasern sind einerseits in der Handhabung wesentlich einfacher, da sie sich unter anderem im Gegensatz zu Saphirfasern definiert brechen lassen, was ein aufwendiges nachträgliches

Polieren der Bruchfläche unnötig macht. Andererseits besitzen sie wohldefinierte Oberflächen mit im Gegensatz zu Saphirfasern vergleichsweise wenig Defekten. Deshalb wurden mit Quarzglasfasern als Modellfasern weitere Untersuchungen zur Erzeugung solcher Oberflächendefekte durchgeführt. So kann mithilfe einer D-förmigen Faser die Orientierung der Faser im Einschreibaufbau während der anschließenden Mikroskopie nachvollzogen werden. Dadurch kann festgestellt werden, an welcher Position in der Faser der Defekt auftritt.

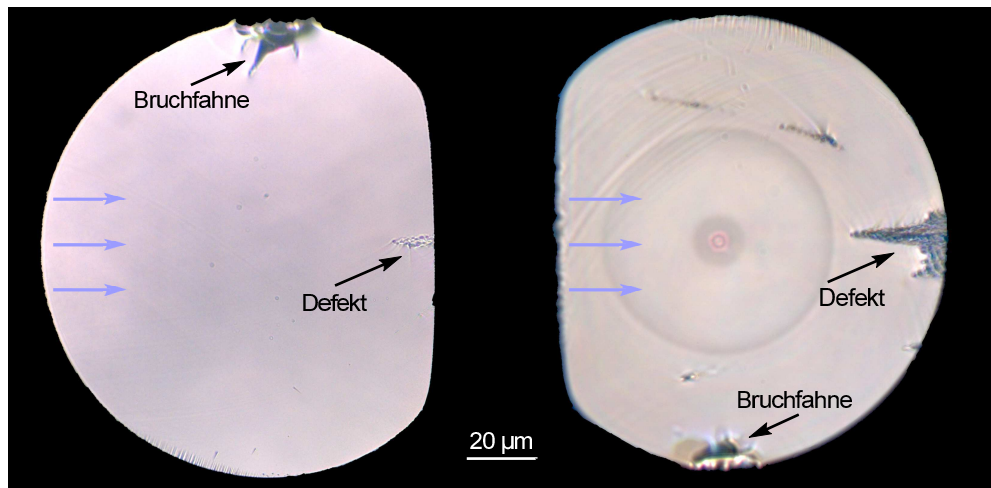


Abb. 3.13: Orientierung des Defektes in der Faser. In beiden Bildern traf das Strahlenbündel des Einschreiblasers von jeweils links auf die Faser (farbige Pfeile). Neben den markierten, belichtungsinduzierten Defekten sind auch die Bruchfahnen infolge der Präparation zu erkennen.

In Abbildung 3.13 sind die Fasern so orientiert, dass die Pulse des Einschreiblasers von links auf die Faser trafen. Die Schädigung tritt jeweils an der Faserrückseite bezüglich des Einschreibaufbaus auf. Dies deutet auf eine Feldüberhöhung aufgrund von teilweiser Reflexion an der Faserrückseite hin. Weiterhin fällt auf, dass für die Faser im linken Teil der Abbildung bei gleichen Einschreibbedingungen (mittlere Leistung, Belichtungszeit) eine symmetrische Schädigung auftritt, im Vergleich zur komplexeren Form der Schädigung der Faser im rechten Teil der Abbildung.

Dies ist auf ein Justieren der Linse während des Gittereinschreibens für die in dem rechten Teil der Abbildung 3.13 dargestellten Faser zurück zu führen. Zum Nachweis dafür wurde in einer Faser ein Gitter erzeugt, ohne dass dabei die Fokusposition (vertikal in Abb. 3.13 und 3.14) verändert wurde. Um eine möglichst zentrale Positionierung der Fokustaille zu gewährleisten, wurde diese zuvor bei Belichtung mit sehr kleiner mittlerer Leistung (< 50 mW) ausgerichtet. In diesem Fall zeigt sich ein einzähliger Defekt (Abb. 3.14 (links)). Wird dagegen die Fokustaille während der Belichtung durch die Faser gescannt, wie es für das Einschreiben in der Saphirfaser der Fall ist, so ergibt sich ein dreizähliger Defekt (Abb. 3.14 (rechts)).

Eine ganz ähnliche dreizählige Störung wurde von Limberger et al. berichtet [113]. Bei seinen Untersuchungen zu Kompaktionen der Faserglasmatrix infolge von UV-Belichtung stellte er eine Änderung des Spannungszustandes in der Faser fest, welcher eine vergleichbare Form

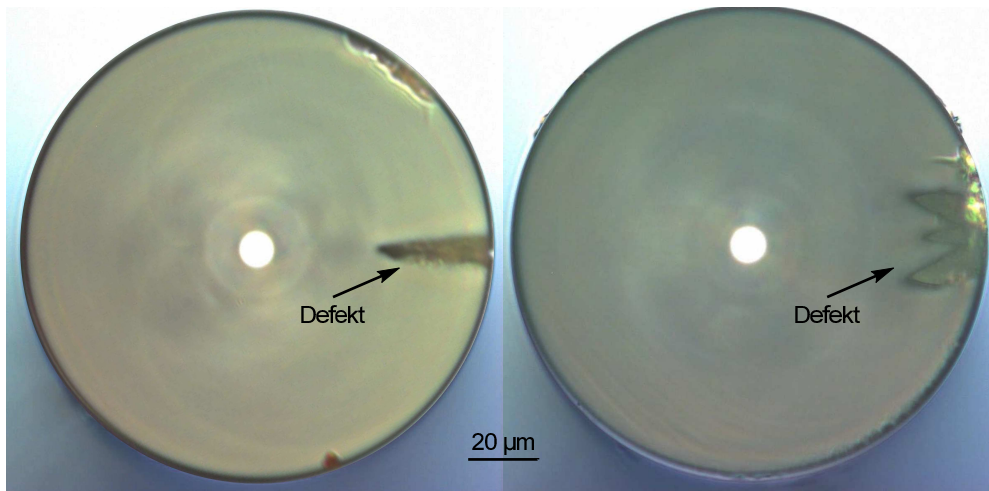


Abb. 3.14: Ein- und dreizähliger Defekt in einer Quarzglasfaser je nach dem, ob der Fokus unverändert ist (links) oder durch die Faser gescannt wird (rechts).

wie die hier gezeigten dreizähligen Volumendefekte besitzt. Bei Limbergers Experimenten wurde zwar keine Fokustaille durch die Faser gescannt, jedoch wurde der Fokus so gewählt, dass die Taille die gesamte Faser überdeckt, was einem gleichzeitigen Belichten aller Fokus-scanpositionen ähnelt.

Um die genauere Ursache des Volumendefektes und den Bezug zu den Oberflächengittern näher zu untersuchen, wurden Fasern mit entsprechender Defektstruktur unter dem REM betrachtet (siehe Abb. 3.15).

Für eine schwach ausgeprägte Defektstruktur zeigt sich ein leicht azentrisch platziertes Oberflächengitter (Abb. 3.15 (links oben)). Für eine stärker ausgeprägte Defektformation zeigt sich ein zweites symmetrisch platziertes Oberflächengitter (Abb. 3.15 (links unten)), wobei ein Gitter deutlich stärkere Modulation zeigt, als das andere. Dabei ist es so, dass durch eine asymmetrische Position der Fokustaille zu Beginn des Fokusscans zunächst ein asymmetrischer Defekt mit nur einem Oberflächengitter wächst (Abb. 3.15 (links oben)). Die stärker ausgeprägte Defektseite befindet sich auf der Seite (bezüglich der Faserachse), auf der sich auch die Fokustaille befindet. In Abbildung 3.15 (links) ist die Fokustaille also von rechts nach links verschoben worden. Das zweite Oberflächengitter und die zweite Hälfte des dreizähligen Volumendefektes kann nun bei weiterem Verschieben des Fokus entstehen, da zu Ende des Scanvorgangs die gleiche, symmetrisch gespiegelte Belichtungssituation vorliegt, wie zu Beginn des Scannens. Die zweite Defekthälfte ist dabei nicht so stark ausgeprägt, da ein Teil des einfallenden Laserlichtes vom bereits entstandenen Volumendefekt abgeschattet wird.

Während bei den Oberflächengittern das Material aufgrund der großen Spitzenintensitäten der Pulse abgetragen wird (Abb. 3.15 (rechts oben)), entstehen im Volumen Mikrorisse und -hohlräume (Abb. 3.15 (rechts unten)). Das Bilden dieser Störstellen im Glas kann als nächste Stufe der in [113] beschriebenen Glasmatrixkompaktionen verstanden werden.

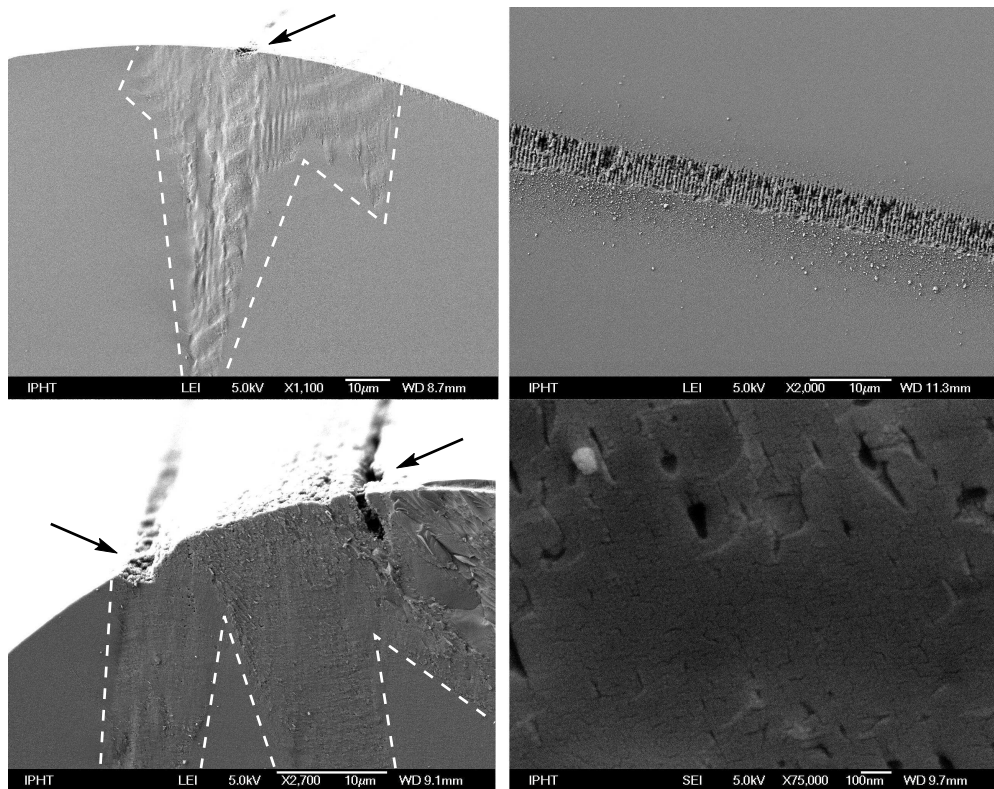


Abb. 3.15: REM-Aufnahmen gitterinduzierter Oberflächendefekte in einer Quarzglasfaser. In den Aufnahmen der Defekte (durch weiße, gestrichelte Linien hervorgehoben) einer schwächer ausgeprägten (links oben) und stärkeren Defektformation (links unten) erkennt man die Oberflächengitter (durch Pfeile markiert) relativ zum Volumendefekt. Das Oberflächengitter (rechts oben) zeichnet sich durch eine Materialabtragung aus, wohingegen der Volumendefekt durch Erzeugung von Mikrorissen und -blasen (rechts unten) entsteht.

Phänomenologisch treten somit sowohl in der Glasfaser als auch in der Saphirfaser vergleichbare Effekte auf. Es kommt auf der Rückseite der Faser zu Ablation von Material aufgrund von Feldüberhöhungen durch Reflexionen an der Faserrückseite. Infolge des Scannens der Fokustaille durch die Faser kommt es zur Ausbildung asymmetrischer Defektformen, wodurch ein zweites, schwächer modulierte Oberflächengitter entstehen kann. Die Entstehung weiterer Oberflächengitter während einer Belichtung konnte nicht beobachtet werden. In der Glasfaser entsteht neben diesen Oberflächendefekten noch ein weiterer Volumendefekt in Form von Mikrorissen und -hohlräumen. Dies konnte in Saphirfasern nicht beobachtet werden, was auf eine höhere Stabilität des Kristallgitters gegenüber einer Glasmatrix hindeutet.

3.3.5 Kristalldefekte

Denkbar ist, dass durch die Belichtung zur Gitterherstellung neben den Oberflächen- auch Kristalldefekte im Faservolumen entstehen können, wie sie z. B. durch ein Aufschmelzen und Rekristallisieren von Saphir im Gitterbereich entstehen können. Solche Kristalldefekte sind jedoch mitunter im REM nicht darstellbar. Deshalb wurde die Faser mit weiteren Verfahren genauer untersucht, welche Änderungen in der Kristallstruktur sichtbar machen können. So wurde zunächst die Faser in einem Röntgendiffraktometer auf seine Kristallorientierung untersucht (siehe Abb. 3.16).

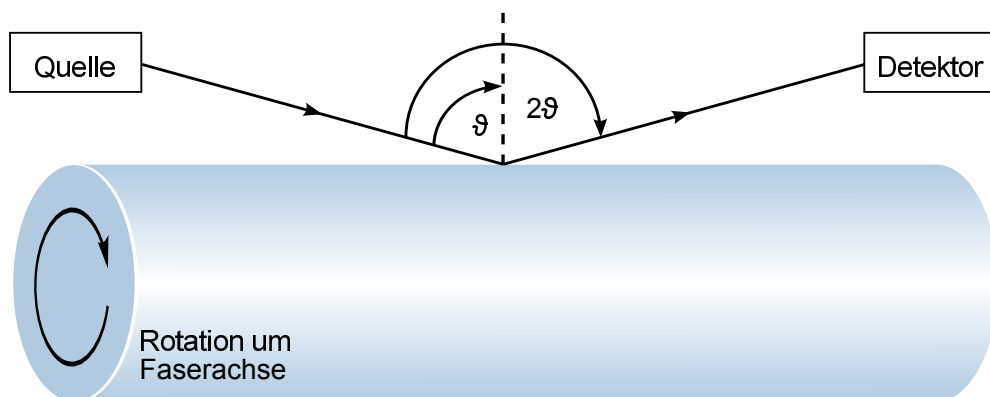


Abb. 3.16: Schematische Anordnung der Röntgendiffraktometrie-Messung. Während die Probe um den Winkel ϑ zur Röntgenquelle gedreht wird, wird der Detektor um 2ϑ mit bewegt. Zusätzlich konnte die Probe um die Faserachse rotiert werden.

Bei diesem Verfahren wird analog der externen Bragg Reflexion die Faser seitlich mit Strahlung einer Röntgenquelle untersucht, wobei diese Strahlen unter bestimmten Winkeln an der Faser gebeugt werden. Die Beugung geschieht in diesem Falle allerdings nicht am eingeschriebenen Bragg-Gitter sondern an den Kristallebenen des Saphirs selbst. Es gilt ebenso die Braggbedingung:

$$\lambda = 2d \sin(\vartheta) \quad (3.4)$$

mit λ der Wellenlänge der Röntgenstrahlung, d dem Gitterebenenabstand und ϑ dem Winkel zwischen den einfallenden Strahlen und den Gitterebenen. Für das Kristallgitter eines Korund (ditrigonal-skalenoedrisch [114]) gilt bei senkrechtem Einfall der Röntgenstrahlung zur c -Achse $a = 2d$ wobei a die entsprechende Länge der Einheitszelle ist [115]. Für Saphir ist dies 0,475 nm (in c -Richtung 1,298 nm) [114]. In einem ϑ - 2ϑ -Scanverfahren, bei dem die Probe um den Winkel ϑ zur Röntgenquelle gedreht wird und der Detektor entsprechend um 2ϑ mitgeführt wird, können die Winkel ϑ bestimmt werden, bei denen eine Beugung der Röntgenstrahlung in Richtung des Detektors stattfindet. Aus diesen Winkeln kann wiederum mithilfe obiger Beziehungen die Größe der Einheitszelle bestimmt werden. Eine entsprechende Messung an einem Stück Saphirfaser, in welches zuvor ein FBG eingeschrieben wurde, ist in Abbildung 3.17 zu sehen.

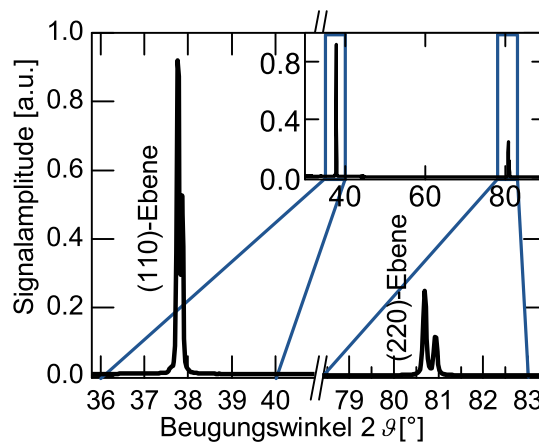


Abb. 3.17: Röntgenbeugungsmessung an einer belichteten Saphirprobe.

Für dieses Experiment diente ein Kupfer K_{α} -Strahler als Röntgenquelle, welcher Wellenlängen von 1,541 nm ($K_{\alpha 1}$) und 1,544 nm ($K_{\alpha 2}$) emittiert. Aufgrund der beiden verschiedenen Wellenlängen sind die Beugungsmaxima als Doppelpeakstruktur zu erkennen. Aus dem Maximum der (110)-Gitterebene (für $K_{\alpha 1}$ ist $\vartheta=37,75^{\circ}/2$ aus Abb. 3.17) ergibt sich $a=0,476$ nm bzw. 0,477 nm (aus dem 2ϑ -Peak von $80,68^{\circ}$) und stimmt damit sehr gut mit den oben aufgeführten Werten aus der Literatur überein.

Wichtig für die Fragestellung der Strukturänderung aufgrund des Gittereinschreibens ist zum einen die Tatsache, dass im Vergleich zu einer Messung einer unbelichteten Faserprobe keine weiteren lokalen Maxima aufgetreten sind. Diese wären entstanden, wenn es infolge der hohen Intensitäten beim Einschreiben zum teilweisen Aufschmelzen und anschließender Rekristallisation der Saphirfaser gekommen wäre. Aufgrund der Verwendung von Pulsen mit einer Länge von wenigen hundert Femtosekunden zur Belichtung, würden dabei sehr hohe Aufheiz- und Abkühlgeschwindigkeiten auftreten, sodass sich bei der Rekristallisation eine von der Faser unterschiedliche Kristallorientierung ergeben könnte. Eine neue Kristallphase wäre bei anderer Orientierung als der des ursprünglichen Kristalls als zusätzliche, lokale Maxima in der Röntgenbeugung erkennbar gewesen. Zum anderen ist keine Änderung, ins-

besondere keine Anhebung, im Untergrund des Messsignals erkennbar. Eine Zunahme des Untergrundes würde eine isotrope Streuung der Röntgenstrahlung bedeuten, was ein Hinweis auf die Entstehung einer amorphen Phase in der Faser wäre. Das Fehlen entsprechender Beobachtung bedeutet, dass mit der Röntgendiffraktometrie keine signifikanten Strukturänderungen nachweisbar sind, wie sie z. B. in Quarzglasfasern im REM-Bild beobachtet wurden (vgl. Abb. 3.15 (rechts unten)).

Nachteil der Röntgenbeugung ist, dass der wesentliche Teil der Beugung der Röntgenstrahlung an den oberen Netzebenen des ausgedehnten Kristalls stattfindet. Somit ergibt sich eine mögliche Abhängigkeit von Oberflächeneffekten. Um insbesondere Einflüsse des zuvor beschriebenen Oberflächengitters ausschließen zu können, wurde die Faser für verschiedene Rotationswinkel um ihre Faserachse untersucht. Dafür wurde der ϑ - 2ϑ -Scan für verschiedene, diskrete Rotationswinkel der Faser wiederholt. Es konnte in Übereinstimmung mit den Erwartungen ein ditrigonales Kristallsystem beobachtet werden. Das heißt, eine Beugung am Saphirkristall konnte nur für drei bestimmte Rotationswinkel der Faser um ihre Achse mit jeweils einem Abstand von 120° beobachtet werden. Für jede dieser drei Winkelstellungen ergab sich, wie in Abb. 3.17 dargestellt, ein im Rahmen der Messgenauigkeit gleiches Messsignal. Demnach kann eine Beeinträchtigung der Messung durch lokale Störungen der Faseroberfläche für die untersuchte Faserprobe ausgeschlossen werden.

Um Informationen nicht nur über die oberflächennahen Schichten zu erhalten, wurde eine Faserprobe im Gitterbereich gebrochen und poliert. Anschließend wurde nach einer Kohlenstoffbeschichtung die Faserstirnfläche unter einem flachen Winkel mit einem Elektronenstrahlbündel beleuchtet. Die in der Probe isotrop gestreuten Elektronen können unter bestimmten Winkeln, analog der Röntgenbeugung am Kristallgitter, die Bragg-Bedingung erfüllen und konstruktiv interferieren. Da die Winkel konstruktiver Interferenz von der Orientierung des Kristalls abhängen, ergibt sich eine je nach Kristallorientierung abhängige Intensitätsverteilung - die sogenannte Kikuchi-Verteilung [116]. Da der Durchmesser des Elektronenstrahlbündels verhältnismäßig klein gegenüber der Probe ist (390 nm im Experiment), kann lokal die Kristallorientierung der Probe bestimmt werden. Rastert man die präparierte Faseroberfläche mit einer Schrittweite von 500 nm ab, so ergibt sich das in Abbildung 3.18 dargestellte Resultat.

Man erkennt zum einen auf der Probe befindliche Fremdpartikel, welche nach dem polieren elektrostatisch an der Faseroberfläche haften blieben (siehe Abb. 3.18 (links)). In den freien Bereichen ist eine sehr homogene Verteilung der Kristallorientierung zu erkennen (siehe Abb. 3.18 (links)), was gleichbedeutend mit der Tatsache ist, dass es auch im gesamten Querschnitt der Faser zu keinen signifikanten Änderungen der Kristallorientierung kommt. Dies gilt im Speziellen besonders für den Bereich um das Oberflächengitter, welcher sich durch das Auftreten großer, lokaler Intensitäten auszeichnet, die zu den besagten Oberflächendefekten führen. Die größeren Bereiche zufälliger Orientierung in Abbildung 3.18 (rechts) entsprechen

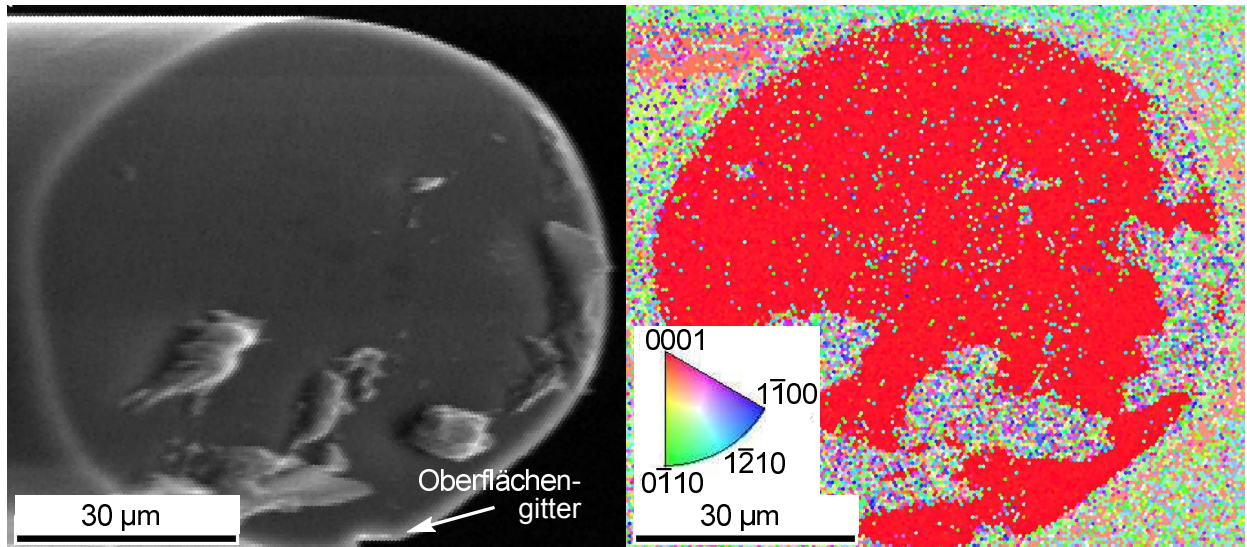


Abb. 3.18: Kristallorientierung innerhalb eines FBGs in einer Saphirfaser. In der REM-Aufnahme (links) sind zum einen Fremdpartikel auf der Faserstirnfläche und zum anderen der Bereich des Oberflächengitters erkennbar. Die Auswertung der punktweise bestimmten Kikuchi-Verteilung ergibt eine bis auf die Störpartikel homogene Kristallorientierung über den gesamten Faserquerschnitt (rechts).

den Partikeln auf der Faserstirnfläche, welche offensichtlich nicht kristallin sind. Dieses Experiment legt nahe, dass es auch über den gesamten Faserquerschnitt zu keiner signifikanten Änderung der Kristallorientierung im Bereich des FBGs in der Saphirfaser kommt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass mit den zur Verfügung stehenden Messsystemen kein Nachweis einer strukturellen Änderung des Saphirs aufgrund des Gittereinschreibens möglich war. Es konnten damit verschiedene Mechanismen wie eine Rekristallisation oder Entstehung einer amorphen Phase ausgeschlossen werden. Dies lässt vermuten, dass die gittererzeugenden Ursachen möglicherweise auf Spannungen bzw. kleine Defekte zurückzuführen sind, welche deutlich kleiner als 390 nm sind und mittels der durchgeführten Röntgenbeugung nicht nachweisbar waren. Solche Defekte könnten z. B. lokale Störungen der Gitterstruktur durch Korngrenzen sein, welche aufgrund von Spannungen im Kristallgitter zu einer Brechzahlveränderung führen. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Untersuchungsmethoden konnte dies nicht abschließend geklärt werden und stellt einen möglichen Gegenstand weiterer materialwissenschaftlicher Untersuchungen dar. Im Fokus der Hochtemperatursensoren stellt sich allerdings vorrangig die wesentliche Frage, ob die gittererzeugenden Defekte auch hochtemperaturstabil sind, was im Folgenden näher untersucht wird.

3.4 Temperaturabhängige Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern

Während im vorhergehenden Kapitel der Schwerpunkt auf der Untersuchung von einschreibbedingten Effekten der Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern im Vordergrund stand, geht es nun um die Anwendung der so erzeugten Sensorelemente im Hochtemperaturbereich. Dabei stellen sich unter anderem Fragen nach der maximal erreichbaren Temperatur, den Messfehlern oder aber auch der Reproduzierbarkeit von etwaigen Messungen. Diese grundlegenden Fragen wurden in der bisherigen Literatur zu FBG in Saphirfasern noch nicht behandelt und stehen deshalb im Fokus dieses Abschnittes.

Um als Temperatursensor Anwendung zu finden, ist es notwendig, das FBG zu kalibrieren, das heißt, die nach Gleichung (2.24) [S. 12] gegebene Temperaturabhängigkeit zu bestimmen. Die entsprechenden Materialparameter sind in der Literatur zu finden [107]. So ist die thermische Ausdehnung in Richtung der Faserachse (c-Orientierung) $\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} = 7,15 \cdot 10^{-6}/K$ und liegt damit mehr als eine Größenordnung über der von Quarzglas mit ca. $0,55 \cdot 10^{-6}/K$. Der thermooptische Koeffizient liegt in der Größenordnung von $\frac{\partial n}{\partial T} = 12 \cdot 10^{-6}/K$ und ist nur unwesentlich größer als für Quarzgläser mit $10 \cdot 10^{-6}/K$. Aufgrund des deutlich größeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Saphir im Vergleich zu dem von Quarzglas beruht die Braggwellenlängenverschiebung bei Erwärmung der FBG-Region demzufolge zu mehr als einem Drittel auf diesem Effekt. Für Gitter in quarzglasbasierten Fasern spielt dieser Einfluss hingegen nur eine untergeordnete Rolle. Aus den Materialparametern ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit oder auch thermische Sensitivität der Braggwellenlängenverschiebung in Saphirfasern $\Delta \lambda_{\text{Bragg}}/\Delta T$ von 21,7 pm/K und ist damit etwa doppelt so groß wie für FBG in quarzglasbasierten Fasern.

Es gilt zu bemerken, dass die Materialparameter grundsätzlich von der Qualität der Probe (z. B. Reinheit und Homogenität) abhängen und die angegebenen optischen Parameter nur für den sichtbaren Wellenlängenbereich (meist 633 nm) bestimmt wurden. Für die Anwendung im C-Band gibt es keine bekannten Messungen. Zudem ist für größere Temperaturen eine Zunahme des thermooptischen Koeffizienten gezeigt [107], was darauf schließen lässt, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Braggwellenlänge und Temperatur keine hinreichend genaue Beschreibung für hohe Temperaturen zulässt. Dies wird im späteren Verlauf dieser Arbeit näher untersucht.

Die hohe Sensitivität der FBG in Saphir ist ein Vorteil bzgl. der Messgenauigkeit. Einen nachteiligen Einfluss hat sie auf die Möglichkeit zum Multiplexen mehrerer Gitter in einer Faser. Bei diesem Verfahren werden mehrere Gitter unterschiedlicher Braggwellenlänge in eine Faser eingeschrieben und gleichzeitig spektral ausgelesen. Durch Auswertung jedes einzelnen Braggpeaks können so gleichzeitig Daten verschiedener Punkte in der Faser ermittelt werden. Voraussetzung dafür ist die eindeutige Zuordnung der Braggpeaks zu den Git-

tern. Kommt es aufgrund stark unterschiedlicher Umgebungsbedingungen dazu, dass sich ein Peak spektral über einen anderen schiebt, so ist die Eineindeutigkeit und damit Auswertbarkeit nicht länger gegeben.

Eine einfache Abschätzung für den verwendeten Messaufbau zeigt, dass bei einer Erwärmung von Raumtemperatur auf 2000°C mit einer Braggwellenlängenverschiebung von 42,9 nm zu rechnen ist. Damit können lediglich zwei Gitter im Bereich von 1510 nm bis 1596 nm gemultiplext werden. Sind die zu erwartenden Temperaturunterschiede zwischen den Gittern deutlich geringer, so erhöht sich die Anzahl der multiplexfähigen Gitter und wird vorrangig von der großen spektralen Breite der Reflexionssignale bestimmt. Unter der Annahme, dass die einzelnen Gitterpeaks bei einer spektralen Breite von 8 nm spektral nicht weiter überlappen sollen und alle Gitter auf ähnlichem Temperaturniveau liegen, können maximal 10 Gitter im zuvor erwähnten Messfenster von 86 nm spektraler Breite voneinander getrennt werden.

3.4.1 Kalibrierung und thermische Sensitivität

Wie zuvor bereits erwähnt, sind die Materialparameter und damit die thermische Sensitivität meist im sichtbaren Spektralbereich und ohne jedwede Temperaturabhängigkeit angegeben worden [107]. Deshalb ist es notwendig, die thermische Sensitivität genauer zu charakterisieren. Dazu wurden verschiedene Öfen verwendet, um einen Temperaturbereich bis 1200°C abzudecken – zum einen ein Fluke 9173 für den Temperaturbereich von 50°C bis 700°C (Anzeigegenauigkeit von $\pm 0,25$ K) und zum anderen ein Fluke 9150 (beides Fluke Deutschland GmbH, Glottertal, Deutschland) für den Bereich von 150°C bis 1200°C (Anzeigegenauigkeit von ± 5 K). Bis 1200°C stand darüber hinaus auch ein Matek CTC-1200 A mit größerer Heizzone zur Verfügung. Für Messungen bei höheren Temperaturen wurde ein Hochtemperaturofen HTL 04/08 von TERMCONZEPT (Bremen, Deutschland) verwendet. In den Kalibrieröfen von Fluke wurde die Temperatur zusätzlich mit einem Typ-K-Thermoelement(Ni-Cr/Ni) bis zu dessen Stabilitätsgrenze (ca. 1000°C) überwacht. Um die unstrukturierte Saphirfaser vor mechanischen Belastungen und Verunreinigungen zu schützen, wurde die Faser in den Heizexperimenten in eine Kapillare eingefädelt. Für den Niedertemperaturbereich bis ca. 1200°C sind dafür noch Quarzkapillaren geeignet, wohingegen für Messungen bei höheren Temperaturen Korundkapillaren Verwendung fanden. Die so geschützte Faser wurde anschließend senkrecht in den jeweiligen Ofen eingeführt und während verschiedener Temperaturmessungen das Reflexionsspektrum aufgezeichnet. Aus der temperaturabhängigen Braggwellenlängenverschiebung ergibt sich die thermische Sensitivität als Ableitung des Kurvenverlaufs (siehe Abb. 3.19).

Um den vollen Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 1550°C zur Bestimmung der thermischen Sensitivität nutzen zu können, wurden sowohl der Matek-Ofen bis Temperaturen von 1200°C genutzt als auch der Hochtemperaturofen ab Temperaturen von 800°C. Für

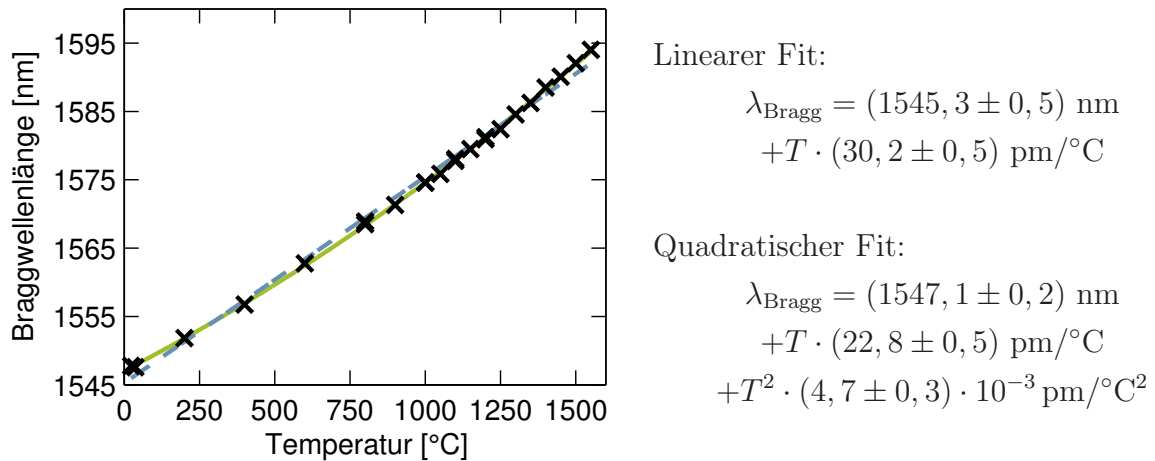


Abb. 3.19: Temperaturabhängigkeit der Braggwellenlänge eines FBGs in einer Saphirfaser. Die Messpunkte (schwarze Kreuze) lassen sich durch einen parabolischen Verlauf (grüne Linie) besser beschreiben als durch eine Gerade (hellblau, gestrichelte Linie). Der Messfehler der Einzelmessung liegt im Bereich kleiner 300 pm.

den Bereich von 800°C bis 1200°C konnte somit die Braggwellenlängenverschiebung redundant in beiden Öfen bestimmt werden. Die Abweichung zwischen den ermittelten Braggwellenlängen in beiden Öfen war stets kleiner als 0,4 nm (Mittelwert 0,25 nm) und damit nur unwesentlich größer als die Messunsicherheit einer Einzelmessung (ca. 0,3 nm).

Zur Bestimmung der thermischen Sensitivität ist es aufgrund der statistischen Messunsicherheit der Einzelmesswerte sinnvoll, diese durch eine Fitfunktion zu repräsentieren. Aus den in der Literatur angegebenen Materialparametern des Saphirs ergibt sich hierfür ein linearer Zusammenhang zwischen der Braggwellenlänge und der Temperatur (hellblaue, gestrichelte Linie in Abb. 3.19). Dieser lineare Zusammenhang folgt nach (2.24) [S. 12] aus der Annahme, dass sowohl der thermooptische Koeffizient als auch die thermische Ausdehnung temperaturunabhängig sind.

Man erkennt aber im Vergleich der Geraden zu den Messpunkten in Abbildung 3.19, dass gerade bei höheren Temperaturen eine stärkere Änderung der Wellenlänge auftritt als bei geringeren Temperaturen. Aus diesem Grund wurde eine zusätzliche quadratische Komponente der Temperaturabhängigkeit angenommen (grüne Linie in Abb. 3.19). Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass die Materialkoeffizienten nicht konstant sind, sondern linear mit höheren Temperaturen T zunehmen.

Für die Bestimmung der Braggwellenlänge aus den in Abbildung 3.19 angegebenen Fitfunktionen wurde auf die Celsius-Skala Bezug genommen. Sofern man Temperaturen in Kelvin annimmt, ergeben sich andere Koeffizienten in der Funktion. Um den Bezug zur Celsius-Skala hervorzuheben sind im Weiteren die Koeffizienten mit $^\circ\text{C}$ und nicht mit K angegeben. Somit ergibt sich für die lineare Näherung eine thermische Sensitivität von $(30,2 \pm 0,5) \text{ pm}/^\circ\text{C}$ und für den quadratischen Ansatz $(22,8 \pm 0,5) \text{ pm}/^\circ\text{C} + T \cdot (9,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-3} \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$. Durch Verwendung des quadratischen Ansatzes kann das Residuum, die mittlere Abweichung der

Messgrößen von der jeweiligen Fitfunktion, von 990 pm auf 270 pm im Vergleich zum linearen Ansatz reduziert werden, was einer Verringerung der Temperaturungenauigkeit der Einzelmessung bei 1550°C von $(32,8 \pm 0,5)$ K auf $(7,2 \pm 0,2)$ K entspricht. Durch die Verwendung der nächsten Ordnung in der Temperaturabhängigkeit ergibt sich ein kubischer Zusammenhang. Dadurch kann das Residuum jedoch nur noch unwesentlich auf 250 pm verringert werden. Deshalb wird im Folgenden stets ein parabolischer Zusammenhang angenommen.

Die Sensitivität bei Raumtemperatur ergibt sich somit zu $(23,0 \pm 0,5)$ pm/°C und ist damit nur unwesentlich größer (ca. 1 pm/°C), als nach den Materialparametern zu erwarten wäre. Dieser Unterschied ist vorrangig auf die unterschiedlichen Wellenlängenbereiche der Messungen zurückzuführen. Beachtlich ist dagegen die Zunahme der Sensitivität auf (37 ± 1) pm/°C für Temperaturen um 1550°C.

Die verwendeten Saphirfasern unterscheiden sich nicht nur in den geometrischen Größen (Durchmesserschwankungen, Oberflächenbeschaffenheit, Form des Querschnitts) sondern auch in ihren thermischen Sensitivitäten. So sind durchaus Schwankungen von 20% der linearen und quadratischen Koeffizienten der thermischen Sensitivität nicht ungewöhnlich und vereinzelt für den quadratischen Koeffizienten sogar Abweichungen von 50% beobachtet worden. Es konnte darüber hinaus kein größerer Unterschied in der thermischen Sensitivität für Fasern unterschiedlichen Durchmessers (60 µm und 100 µm) verzeichnet werden als zwischen Fasern gleichen Durchmessers, was daran liegt, dass die Sensitivität wie zuvor erwähnt von den Materialparametern und nicht dem Faserdurchmesser abhängt. Unterschiedliche Materialparameter der einzelnen Fasern deuten auf Kristalldefekte, z. B. Verunreinigung des Fasermaterials mit Fremdstoffen hin. Für die Anwendung der FBG wird somit stets eine Kalibrierung eines jeden einzelnen Sensorelementes notwendig.

Zur Bestimmung der Reproduzierbarkeit der Temperaturmessung eines kalibrierten Sensorelements wurde periodisch die Temperatur abwechselnd zwischen 1000°C und 1200°C verändert, wobei für jede Temperaturstufe eine Stabilisationszeit von 45 Minuten gewählt wurde. Während dieser Temperaturzyklen wurde das Spektrum im Abstand von zehn Minuten aufgezeichnet und aus diesen über die Bestimmung der Braggwellenlänge die Temperatur ermittelt. Insgesamt wurden 30 Zyklen über beide Temperaturen ausgewertet. Für 1200°C ergab sich dabei eine Standardabweichung der Braggwellenlänge von 149 pm und eine Maximalabweichung von 429 pm. Dies entspricht einer Wiederholgenauigkeit von 4,8 K bei einer maximalen Messtoleranz von 13,8 K. Im Vergleich zu der angegebenen Temperaturgenauigkeit des Ofens von 5 K ist festzustellen, dass die Standardabweichung innerhalb der zu erwartenden Toleranzen liegt und im wesentlichen nicht durch die Auswertung des FBGs sondern durch die Temperaturkontrolle des Ofens bestimmt wird.

3.4.2 Eigenschaften für Temperaturen bis 1850°C

Zur Bestimmung einer möglichen Degradation der Brechzahlmodulation des FBGs bei deutlich höheren Temperaturen als den bisher beschriebenen 1550°C wurde der induktiv geheizte Ofen einer Glasmacherdrehbank verwendet. Dabei handelt es sich um einen horizontal gelagerten Rohrofen, welcher insbesondere zur Herstellung von Faserpreformen Verwendung findet. Der Ofen hat eine Öffnung von 40 mm Durchmesser und eine Heizzone von 50 mm Länge. Als Heizer werden Graphitelemente verwendet, die Temperaturen oberhalb von 2000°C erlauben. Dazu ist es zusätzlich notwendig, den Ofen mit einem Schutzgas zu spülen (Argon; 30 l/min), um ein oxidieren des Graphits zu verhindern. Die Temperaturkontrolle des Ofens beruht wegen der starken elektromagnetischen Felder innerhalb des Ofens auf einer Thermokamera.

Die in einem Korundrohr befindliche Saphirfaser wurde in dem Ofen platziert und die Braggwellenlänge für verschiedene Temperaturen bestimmt. Das FBG in dieser Faser wurde zuvor in einem Kalibrierofen bis 1200°C charakterisiert. So ergab sich eine thermische Sensitivität von $(18 \pm 1) \text{ pm}/^\circ\text{C} + T \cdot (14 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$. Mit diesem Sensor konnte gezeigt werden, dass die Temperaturverteilung im Ofen nicht homogen ist, sodass die Temperaturanzeige der Thermokamera nicht der exakten Temperatur am Ort der Faser im Zentrum des Ofens entspricht. Dies machte eine Korrektur der so gemessenen Temperaturen notwendig. Dafür wurde der Temperaturbereich um 1200°C gewählt, welcher von beiden Öfen stabil erreicht werden kann. Dabei ergaben die Messungen aus dem induktiv geheizten Ofen um 0,67 nm geringere Braggwellenlängen im Vergleich zur Kalibrierung, was auf den besagten Temperaturunterschied zwischen Ofenwand und -volumen zurückzuführen ist. In erster Näherung wurde angenommen, dass diese Abweichung konstant ist und die weiteren Messwerte wurden entsprechend korrigiert. Anschließend konnten mit dem induktiv geheizten Ofen Temperaturen bis knapp 1900°C erreicht und gemessen werden (Abb. 3.20 (links)). Höhere Temperaturen waren aufgrund einer beobachteten Verformung des polykristallinen Schutzrohres aus Korund nicht möglich, ohne die Zerstörung der Saphirfaser durch das Schutzrohr in Kauf zu nehmen.

Es fällt auf, dass insbesondere der Messwert bei 1900°C knapp vier Nanometer kleiner ist, als nach der Kalibrierung (blaue Linie in Abb. 3.20 (links)) zu erwarten wäre. Dies ist auf die inhomogene Temperaturverteilung des Ofens zurückzuführen, die mit steigenden Temperaturen stärker zunimmt, sodass die mit der Thermokamera ermittelten Temperaturen immer deutlicher oberhalb der Temperaturen liegen, die tatsächlich am Ort der Faser vorherrschen [117]. Die Sensitivität für 1850°C beträgt ca. 44 pm/K, sodass aus der ermittelten Braggwellenlänge eine Temperatur von etwas unterhalb 1850°C abgeleitet werden kann. Aufgrund der weiten Extrapolation der Kalibriermessdaten, die nur bis 1200°C ermittelt werden konnten, sind unter Berücksichtigung der oben aufgeführten Fitunsicherheiten jedoch Messungenauigkeiten einiger zehn Kelvin zu erwarten.

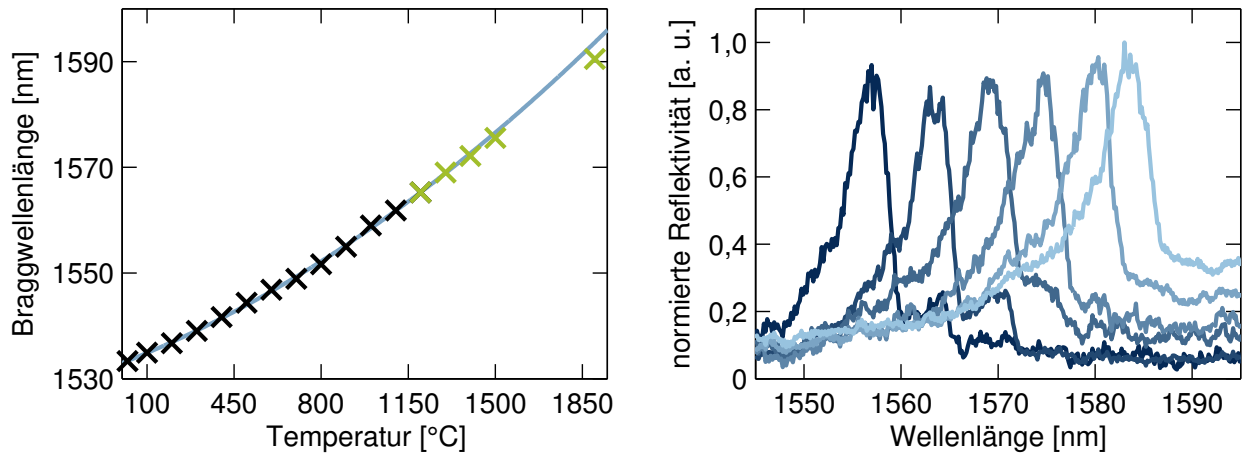


Abb. 3.20: Temperaturabhängigkeit bis 1850°C. Die Messpunkte (grüne Kreuze) zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Kalibrierdaten (schwarze Kreuze) und der daraus ermittelten Kalibrierkurve (hellblaue Linie) (links). Das Reflexionsspektrum für verschiedene Temperaturen (Farbverlauf von dunkel nach hell: 1010°C, 1200°C, 1400°C, 1600°C, 1750°C und 1850°C) zeigt keine Abnahme der Reflexionsamplitude (rechts).

In einem weiteren Versuch wurde anschließend die Amplitude des Messsignals genauer betrachtet, um Rückschlüsse auf eine eventuelle Degradation der Reflektivität ziehen zu können. Die Braggwellenlänge des Gitters verschiebt sich von Raumtemperatur bis 1850°C um ca. 56,5 nm. Da die Lichtquelle über diesen großen spektralen Bereich keine konstante Intensität aufweist, wurden die jeweiligen Spektren durch die zuvor bestimmte, spektrale Intensitätsverteilung der Lichtquelle geteilt. Die so normierten Reflexionsspektren zeigen keinerlei Abnahme der reflektierten Intensität. Dies bedeutet wiederum, dass das FBG bis 1850°C thermisch stabil ist. Damit folgen die thermischen Eigenschaften von FBG in Saphirfasern nicht den in Abschnitt 2.2.4 [S. 22] für Glasfasern beschriebenen Verhalten einer zeitabhängigen Degradation, welche mit zunehmender Temperatur schneller vonstatten geht. Dieser Unterschied ist wohl vornehmlich auf den kristallinen Charakter der Faser zurückzuführen. Das hier diskutierte Experiment ist nach aktuellem Stand die derzeit höchste Temperaturmessung, die mit Hilfe eines Faser-Bragg-Gitters ermittelt und veröffentlicht wurde [117].

3.4.3 Messung der Schwarzkörperstrahlung

In Abbildung 3.20 (rechts) ist neben der Braggwellenlängenverschiebung eine deutliche Zunahme des Untergrundsignals um 1590 nm zu verzeichnen, was auf die Zunahme der Schwarzkörperstrahlung schließen lässt. Die spektrale Energiedichte w ist für diese über das Plancksche Strahlungsgesetz gegeben als:

$$w(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (3.5)$$

Die Konstanten entsprechen der Lichtgeschwindigkeit c , dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Boltzmannkonstanten k . Da die Faser während des Heizexperiments im wesentlichen unveränderte Lichtführungseigenschaften aufwies, ist die in der Faser geführte und damit auch gemessene Intensität abhängig von der spektralen Intensität der Schwarzkörperstrahlung der Umgebung und der Faser selbst. Handelt es sich bei der Zunahme des Signaluntergrundes also um Schwarzkörperstrahlung, so muss die Zunahme obiger Gleichung folgen. Dafür wurde die mittlere Intensität zwischen 1588 nm und 1596 nm für die verschiedenen Temperaturen bestimmt. Durch die Mittlung der Signalamplituden in diesem Spektralbereich kann eine Reduktion des Rauschens erzielt werden. Die spektrale Energiedichte ist zwar auch von der Wellenlänge selbst abhängig, allerdings führt dies in dem kleinen, betrachteten Spektralbereich zu maximalen Abweichungen von kleiner einem Prozent, sodass die Mittlung über 8 nm nur einen untergeordneten Einfluss auf das Ergebnis hat. Normiert man die spektrale Energiedichte und die Signalamplitude des Untergrundes, so erhält man die in Abbildung 3.21 dargestellten Verläufe.

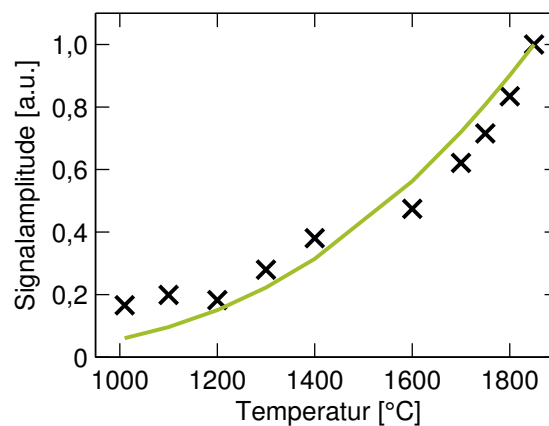


Abb. 3.21: Abhängigkeit des Signaluntergrundes von der Schwarzkörperstrahlung. Die Messpunkte entsprechen der Amplitude des mittleren Signaluntergrundes von 1588 nm bis 1596 nm und die Kurve der normierten Energiedichte eines Planckschen Strahlers.

Die Messpunkte folgen dem theoretisch zu erwartenden Verlauf. Damit ist eine simultane Messung der Schwarzkörperstrahlung neben der Messung mit dem FBG möglich. Es gilt dabei zu beachten, dass die Faser selbst als thermischer Strahler fungiert und mit einem Emissionsgrad von ca. 0,5 [118] ist das Saphir ein sehr guter optischer Strahler. Somit besteht das Messsignal aus dem Anteil der Umgebungsstrahlung, welcher über die Faserendfläche eingekoppelt wird, zuzüglich einem weiteren Anteil, welcher aus der über die gesamte Faserlänge integrierten und in der Faser geführten Schwarzkörperstrahlung besteht. Demzufolge ist eine exakte Aussage über die tatsächliche Temperatur an einem Punkt nur bedingt möglich. Bei Verwendung eines FBG ist dagegen nur die Wechselwirkung der Umgebung mit diesem FBG entscheidend, welches bis auf seine Gitterlänge lokalisiert ist. So konnte z. B. mit dem zuvor beschriebenen Sensor das Temperaturprofil des induktiven Ofens aus der Glasmacherdrehbank für verschiedene Temperaturen punktweise bestimmt werden [117].

4 Faser-Bragg-Gitter in Alumosilikatkern-Fasern

Wie im vorherigen Kapitel eingehend beschrieben, eignet sich eine Saphirfaser zwar ausgesprochen gut für die Sensorik bei sehr hohen Temperaturen, jedoch sind die Lichtföhreigenschaften so speziell, dass viele Kompromisse eingegangen werden müssen. Angefangen bei den nur kurzen zu Verfügung stehenden Faserlängen, über z. B. eine großen Anfälligkeit gegenüber Oberflächeneffekten, bis hin zu einer vergleichsweise großen Grunddämpfung von einigen dB/m, zeigt die Saphirfaser erhebliche Einschränkungen bezüglich ihrer Eigenschaften als Lichtleitfaser. Deshalb ist eine strukturierte Faser mit Kern und Mantel, welche dennoch für die Hochtemperatursensorik eingesetzt werden kann, Gegenstand der aktuellen Forschung. Ein Ansatz besteht in dem Verziehen einer Faser mit einem Kern aus Saphir und einem Mantel aus Quarzglas. Aufgrund des Faserziehprozesses kommt es dabei zu einer diffusiven Durchmischung der Ausgangsmaterialien und es entsteht ein Alumosilikatglas-kern. Dies wurde erstmals von Dragic et al. 2012 publiziert [15]. In seiner Arbeit stand zunächst jedoch die deutliche Verringerung der Brillouin-Streuung im Vordergrund. Auch wenn kein reiner Saphirkern in der Faser mehr vorliegt, so besteht der wesentliche Vorteil der neuartigen Faser im Rahmen der FBG-Sensorik in der höheren thermischen Stabilität von Alumosilikatgläsern gegenüber Quarzgläsern. Gleichzeitig zu den in dieser Dissertation vorgestellten und veröffentlichten Arbeiten [119] wurde unabhängig von der Gruppe um Stephen Mihailov vom National Research Council Canada die Eignung einer solchen Faser für die Erzeugung hochtemperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter untersucht [120, 121], wobei die Faser der kanadischen Forschergruppe eine geringere thermische Stabilität zeigte, als die in dieser Arbeit beschriebene Faser. Dies lässt sich nach derzeitigem Erkenntnisstand auf leicht unterschiedliche Zusammensetzungen der Faser zurückführen.

Im Folgenden wird beginnend bei der Herstellung einer Alumosilikatkern-Faser, über die Erzeugung von FBG in ihr, bis hin zur Auswertung von Reflexionsspektren ihre Eignung zur Hochtemperatursensorik genauer untersucht.

4.1 Eigenschaften von Alumosilikatkern-Fasern

Die Erzeugung von hoch aluminiumdotierten Gläsern ist sehr herausfordernd, aber es wird von bis zu 20 mol-% Aluminiumanteil in Glasfasern berichtet [122]. Zur Erzeugung von weit höheren Aluminiumkonzentrationen ist es sinnvoll, direkt mit einem Saphirstab als Ausgangsmaterial zu beginnen. So wurde zur Herstellung der in dieser Arbeit beschriebenen Fasern ein 2,8 mm starker, kristalliner Saphirstab mit einer Länge von 180 mm in ein Quarzglasrohr mit 3 mm Innendurchmesser gesteckt. Damit zunächst eine reine Quarzglasfaser angezogen werden konnte, um den Ziehprozess einzufahren, befand sich vor dem Saphirstab in der Preform ein Stab aus reinem Quarzglas (in Abb. 4.1 links mit schwarzem Strich markiert). Dies wurde benötigt, da aufgrund der notwendigen Temperaturen von ca. 2000°C während des Faserziehens das Saphir flüssig wird und abtropfen würde.

Die so erhaltene Preform wurde anschließend im Ziehturm zu einer Faser verzogen. Dabei wurde die Preform so stark erhitzt, dass das Saphir geschmolzen wurde, das Quarzglas aber noch eine so hohe Viskosität besaß, dass ein Faserziehen möglich war. Durch Variation der Nachführrate der Preform in den Ofen und Änderung der Abziegeschwindigkeit der Faser wurden Fasern mit unterschiedlichen Durchmessern hergestellt, sodass Faserproben mit einem Außendurchmesser von 100 µm, 125 µm und 150 µm zur Verfügung standen. Die Kerndurchmesser ergaben sich dadurch jeweils zu 16,5 µm, 21,0 µm und 24,3 µm. Somit liegt das Verhältnis von Kernradius zu Mantelradius bei etwa 1:6. Aufgrund der guten Kompatibilität bezüglich des Außendurchmessers zu Standardfasern wurde vorrangig die Faser mit 125 µm Außendurchmesser verwendet und nur in speziellen, vergleichenden Experimenten die 100 µm-Faser genutzt. Deshalb wird sich im Weiteren, sofern keine besondere Erwähnung stattfindet, immer auf die 125 µm-Faser bezogen.

4.1.1 Profil einer Alumosilikatkern-Faser

Die Herstellung der Faser aus einer Kombination eines amorphen und kristallinen Materials führt zu der Frage, welche Form in der ausgezogenen Faser vorliegt. Dafür durchgeführte röntgendiffraktometrische Untersuchungen zeigten in der Faser keinerlei vorhandene kristalline Phase. Dies bedeutet, dass es beim Erkalten der Faser zu keiner Rekristallisation des Aluminiumoxids gekommen ist. Stattdessen hat sich eine amorphe Phase ausgebildet. Zur weiteren Untersuchung wurden deshalb Proben mit Hilfe der Elektronenstrahlmikroanalyse (ESMA) untersucht. Dabei wird die Faser punktweise mit einem Elektronenstrahlbündel abgetastet. Aufgrund der energiereichen Strahlung kommt es in der Probe zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung der in der Probe befindlichen Atome. Somit kann ortsaufgelöst die Verteilung verschiedener Atome in einer Probe bestimmt werden. Im Falle der untersuchten Faser ging es um die Verteilung zwischen den Netzwerkbildnern Silizium-

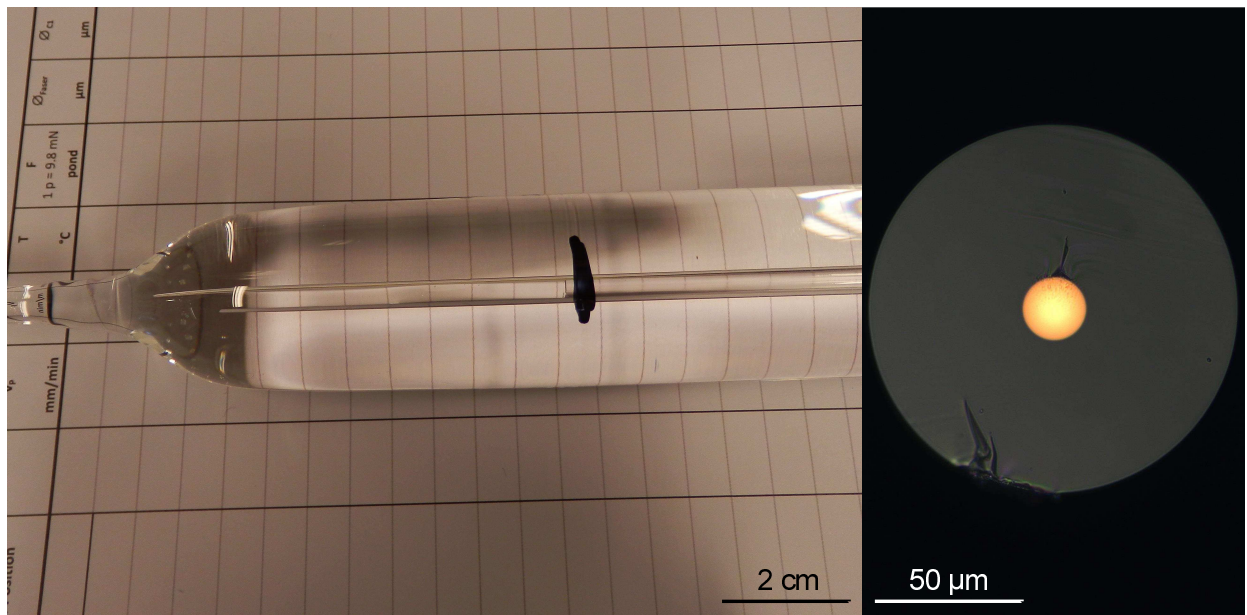


Abb. 4.1: Preform und Mikroskopbild einer Alumosilikatglas-Faser. In der Fotografie der Preform (links) ist der Beginn des Saphirstabes als schwarze Markierung erkennbar. Im Durchlicht (rechts) ist der Kern einer Alumosilikatglas-Faser mit 125 µm Faserdurchmesser sichtbar.

und Aluminiumoxid. Der Aluminiumoxidverlauf ist in Abbildung 4.2 (grüne Punkte, linke Achse) dargestellt. Man erkennt dort einen parabelähnlichen Verlauf der Aluminiumoxidkonzentration, welcher im Faserzentrum bei ca. 49,4 mol-% liegt. Der parabelähnliche Verlauf ist typisch für eine Durchmischung des Kern- und Mantelmaterials aufgrund von Diffusion. Insbesondere sind Aluminium und Silizium aufgrund ihres sehr ähnlichen atomaren Aufbaus untereinander sehr reaktiv, sodass stets von einer starken, diffusiven Durchmischung der Atome in der Preform während des Faserziehens auszugehen ist. In Kombination mit dem Fehlen einer kristallinen Phase in der Faser besteht der Kern somit aus einem Alumosilikatglas (AluSi), weshalb die Faser im Folgenden als AluSi-Faser bezeichnet werden soll.

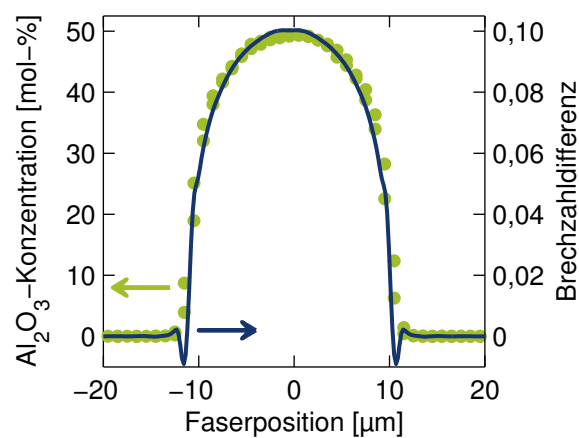


Abb. 4.2: Konzentrations- und Brechzahlprofil der AluSi-Faser. Sowohl die Messung der Aluminiumoxidkonzentration (grüne Punkte, linke Achse) als auch die des Brechzahlverlaufes (blaue Linie, rechte Achse) zeigen einen parabelähnlichen Verlauf.

Die hohe Konzentration von Aluminium führt entsprechend auch zu einer starken Änderung der Brechzahl im Kernbereich, verglichen zum Mantelmaterial. Nach [123] kann die Änderung des Brechungsindex im Vergleich zum Quarzglas mit ca. $2,2 \cdot 10^{-3}/\text{mol-\%}$ abgeschätzt werden, wobei dies für geringere zweistellige Aluminiumkonzentrationen bestimmt wurde. Somit ergibt sich für eine Konzentration von 49,9 mol-% eine Anhebung des Brechungsindex um 0,109, wobei dieser gemäß des Konzentrationsprofils parabelähnlich vom Faserkernzentrum zum Kern-Mantel-Grenzbereich hin abnehmen muss. Zum Nachweis dieses Verhaltens wurde das Brechzahlprofil mit Hilfe eines kommerziellen Brechzahlprofilometers (IFA-100 von Interfiber Analysis, Sharon, USA) bestimmt¹. Der Verlauf der Brechzahl über den Kernbereich ist ebenfalls in Abbildung 4.2 dargestellt (blaue Linie, rechte Achse). Man erkennt in der Abbildung sehr gut den direkten Zusammenhang zwischen Aluminiumkonzentration und Brechzahlprofil. Die Überschwinger im Brechzahlprofil direkt an der Kernmantelgrenzfläche sind typische Messartefakte und stellen keinen Hinweis auf eine Absenkung der Brechzahl an dieser Stelle dar. Der maximale Brechzahlhub im Kernzentrum liegt bei 0,100 und bestätigt die Abschätzung nach [123], welche für so hohe Aluminiumkonzentrationen bisher noch nicht verifiziert werden konnte. Der Brechzahlunterschied im Kernzentrum (1,546 (Kern) gegen 1,446 (Mantel)) entspricht einer numerischen Apertur von 0,54 und ergibt nach Formel (2.14) [S. 8] bei einem Kernradius von $10,5 \mu\text{m}$ für eine Wellenlänge von 1550 nm einen V-Parameter von 23,3. Damit ist die Faser mehrmodig, wobei sich die Anzahl der Moden gemäß (2.15) [S. 9] zu ca. 222 ergibt. Auch wenn die hohe Modenanzahl keinen Einfluss auf die Temperaturstabilität eines Faser-Bragg-Gitters in einer solchen Faser hat, so hat sie wiederum direkt Auswirkung auf die spektrale Form des Reflexionssignals. Deshalb wird der Einfluss der Mehrmodigkeit auf die Auswertung von Gitterspektren im Abschnitt 4.2 zunächst detaillierter untersucht.

4.1.2 Dämpfungsmessung

Der entscheidende Vorteil der AluSi-Faser im Vergleich zur Saphirfaser besteht darin, dass es sich um eine strukturierte Faser mit einem Kern handelt, welcher das Licht nicht mehr gegen die Umgebung führt. Somit besitzt die AluSi-Faser deutlich bessere Lichtführungseigenschaften. Dies wird bei der Bestimmung der Führungsverluste deutlich, welche bei der AluSi-Faser vorrangig durch die Absorptionseigenschaften des Faserkernmaterials bestimmt sind. Analog der Verlustmessung an Saphirfasern wurde das Transmissionsspektrum von Fasern unterschiedlicher Länge (30 m, 10 m, 3 m und 1 m) bei gleichbleibender Einkopplung und vergleichbarer Auskopplung des Lichtes miteinander verglichen. Die entsprechende spektrale Dämpfungskurve ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

¹Die Messungen der Brechzahlverteilung selbst wurden dankenswerterweise am Fraunhofer Institut für angewandte Optik (IOF) Jena von Ladislav Kido bzw. Johannes Nold durchgeführt.

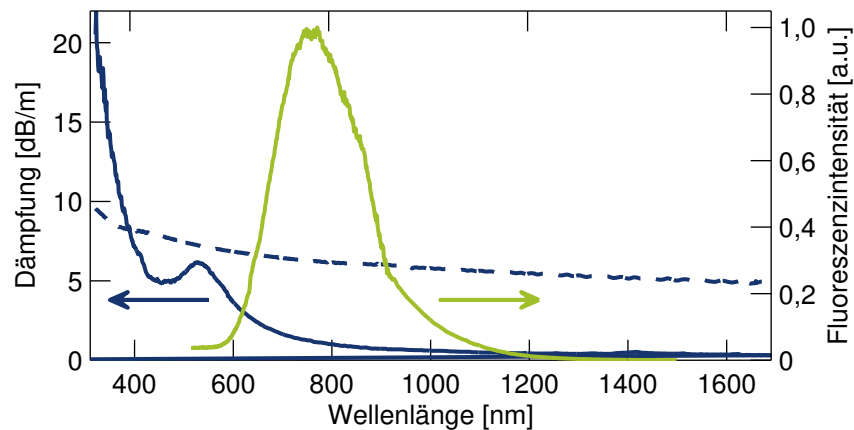


Abb. 4.3: Dämpfung und Fluoreszenz einer AluSi-Faser. Die Dämpfungskurve einer AluSi-Faser zeigt eine Absorption aufgrund von Verunreinigungen um 530 nm (blaue Linie, linke Achse). Im Vergleich zu einer Saphirfaser (blaue, gestrichelte Linie, linke Achse) ist die Dämpfung über einen weiten spektralen Bereich wesentlich geringer. Durch Anregung mit Licht der Wellenlänge von 490 nm konnte die für eine Titanverunreinigung typische Fluoreszenz um 770 nm beobachtet werden (grüne Linie, rechte Achse).

Zum einen erkennt man eine Dämpfung von 0,37 dB/m bei einer Wellenlänge von 1550 nm verglichen zu 5,0 dB/m in der Saphirfaser (gestrichelte Linie in Abb. 4.3). Damit eignet sich die AluSi-Faser durchaus in Abhängigkeit des spektralen Messsystems zur Verwendung mit Längen von einigen Dutzend Metern. Für kürzere Wellenlängen nimmt die Absorption deutlich zu, sodass bei 400 nm eine Dämpfung von 7 dB/m vorliegt und bei 320 nm diese bereits gut 20 dB/m beträgt. Für Wellenlängen kleiner 320 nm konnte die Dämpfung aufgrund ihrer Stärke mit dem 3 m langen Faserstück nicht mehr bestimmt werden. Verglichen mit der Saphirfaser (8,2 dB/m bei 400 nm aber nur 9,6 dB/m bei 320 nm) steigt die Dämpfung für kurze Wellenlängen deutlich stärker an. Somit gilt für das Einschreiben von FBG in die AluSi-Faser analog zu den Saphirfasern, dass ein Einschreiben bei 400 nm Laserwellenlänge einem Einschreiben bei 266 nm vorzuziehen ist, da die hohe Absorption zu einer Zerstörung der Faser bei Intensitäten führt, bei denen noch kein Gitter erzeugt wird.

Als Besonderheit des Dämpfungsverhaltens der AluSi-Faser ist das lokale Maximum bei 530 nm zu erwähnen. Da keine Absorptionsbanden für Alumosilikatgläser bei dieser Wellenlänge bekannt sind, ist dieses lokale Maximum ein Hinweis auf Verunreinigung der Ausgangsmaterialien mit Fremdatomen. Insbesondere für den verwendeten Saphirstab in der Preform sind keine Angaben bezüglich der Reinheit vorhanden. Die Wellenlänge des lokalen Maximums weist auf eine leichte Verunreinigung mit Titan hin. Um dies zu verifizieren wurde erneut mit der ESMA gezielt nach Titan-Atomen in dem Saphirstab gesucht. Dabei ergaben sich bei der Messung an drei verschiedenen Messstellen eine Massenkonzentration von 20 bis 50 Massen-ppm bei einer gesicherten Nachweisgrenze des Systems von ebenfalls 50 Massen-ppm. Somit gibt die mehrfach durchgeführte ESMA zwar einen fundierten Hinweis auf tatsächlich vorhandenes Titan, jedoch kann aufgrund der extrem geringen Kon-

zentration kein quantitativer Nachweis durchgeführt werden.

Der Nachweis des Titans gelang mithilfe einer Fluoreszenzmessung. Dabei wurde ein zwei Meter langes Stück der AluSi-Faser mit einer bei 490 nm Wellenlänge emittierenden Lichtquelle longitudinal gepumpt und das Fluoreszenzspektrum detektiert. Tatsächlich konnte ein Messsignal um 770 nm nachgewiesen werden, was dem Fluoreszenzverhalten von Titan entspricht. Somit konnte nach derzeitigem Kenntnisstand erstmals eine aktiv gepumpte Titanemission in einer Glasfaser nachgewiesen werden.

4.2 Mehrmodigkeit von Alumosilikatkern-Fasern

4.2.1 Modengruppen

Aus Sicht der Faser-Bragg-Gitter-Sensorik haben die hohe NA und der große Kernradius entscheidende Folgen, da es sich bei der AluSi-Faser, wie bereits diskutiert, ebenfalls um eine mehrmodige Faser handelt. Jedoch unterscheidet sich ihr Verhalten grundlegend von dem der Saphirfasern. Das liegt in dem parabelähnlichen Brechzahlprofil begründet, da es bei einem solchen Profil zur Ausbildung von Modengruppen annähernd gleicher Brechungsindizes kommt. Somit ergibt sich eine diskrete Verteilung der Modenindizes in der AluSi-Faser, entgegen einer gleichmäßigen, kontinuierlichen Verteilung der Modenindizes aufgrund der enorm vielen Moden in der stufenindexförmigen Saphirfaser. Die diskrete Modenindexverteilung einer AluSi-Faser hat wiederum direkten Einfluss auf das Reflexionsspektrum der FBGs in der Faser. Aus diesem Grund wurden zunächst die Modenindizes nach der Transfermatrixmethode bestimmt (Gleichung (2.13) [S. 8]) (siehe Abbildung 4.4).

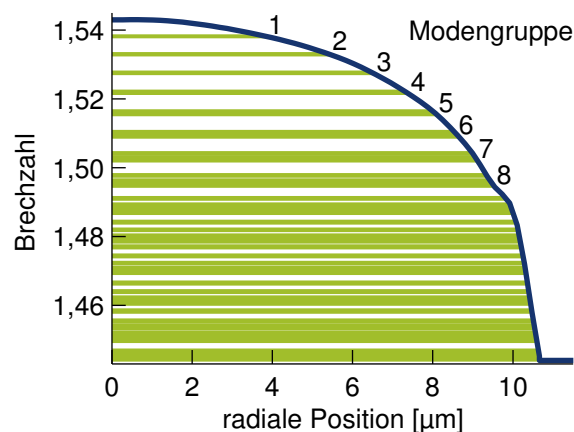


Abb. 4.4: Moden einer AluSi-Faser [119]. Aufgrund des parabelähnlichen Profils (dunkelblaue, einhüllende Linie) gruppieren sich die Moden mit ihren Indizes (grüne Linien) zu Modengruppen (Nummerierung oben rechts).

Dabei zeigen die ersten vier Modengruppen eine relativ geringe Aufspaltung innerhalb der

Gruppe ($\Delta n \leq 0,3 \cdot 10^{-3}$), wohingegen diese innerhalb höherer Modengruppen deutlich zunimmt ($\Delta n \leq 2,8 \cdot 10^{-3}$ für achte Gruppe). Darüber hinaus ist eine Klassifizierung nach Modengruppen nicht mehr sinnvoll, da diese eine größere Aufspaltung der Brechzahl innerhalb einer Gruppe zeigen, verglichen zum Brechzahlunterschied zweier aufeinanderfolgender Gruppen, sodass die Gruppen nicht mehr unterschieden werden können. Dies bedeutet, dass das Reflexionsspektrum eines FBGs schmalbandige Peaks aufweisen sollte, welche in Richtung kürzerer Wellenlängen breiter werden, bis sie in eine Art breites Kontinuum vergleichbar zur Saphirfaser übergehen.

Zur simulativen Bestätigung eines solchen Spektrums wurden entsprechende Berechnungen unter verschiedenen Annahmen durchgeführt, basierend auf der Bestimmung gemäß der in Abschnitt 2.2.2 erarbeiteten Methode. Wie bereits dort diskutiert, ergibt sich das Reflexionsspektrum in der Praxis nicht nur aus der Reflexion einer jeden Mode selbst, sondern auch durch die Kopplung verschiedener Mode miteinander. Somit ist der mittlere Brechungsindex der beiden koppelnden Moden gemäß Gleichung (2.37) [S. 17] entscheidend. Nun gilt für parabelförmige Brechzahlprofile, dass die ersten Modengruppen annähernd äquidistant sind. Dies wiederum hat zur Folge, dass z. B. bei Reflexion der Grundmode in eine Mode der dritten Gruppe der mittlere Brechungsindex derselbe ist, wie für eine Reflexion einer Mode der zweiten Gruppe in ebenfalls eine Mode der zweiten Gruppe. Aus der Äquidistanz der Brechungsindizes der ersten Modengruppen folgt allgemein formuliert, dass alle mittleren Indizes n_{jk} für ein festes $j + k$ annähernd identisch sind. Wobei j die Modengruppe der vorwärts propagierenden Mode und k die Modengruppe der reflektierten Mode bezeichnet. Insgesamt reduziert sich so die Anzahl der mittleren Brechungsindizes zu $2l - 1$ mit l der Anzahl der Modengruppen. Für ein FBG in einer solchen Faser bedeutet dies wiederum, dass Bragg-Peaks korrespondierend zu den Indizes der Modengruppen auftreten. Zusätzlich erscheinen jedoch noch weitere Peaks genau mittig zwischen diesen, die durch z. B. Kopplung zweier Moden aus benachbarten Modengruppen entstehen. Diese besondere spektrale Form der Reflexionsspektren wird im folgenden Abschnitt eingehender sowohl simulativ als auch experimentell untersucht.

4.2.2 Spektrum

Zur Simulation eines entsprechenden Spektrums wurden alle nach Transfermatrixmethode bestimmten Brechungsindizes der Moden, wie die in Abbildung 4.4 dargestellten, verwendet, die mittleren Indizes n_{jk} berechnet und mit diesen die Braggwellenlänge für eine feste Gitterperiode bestimmt. Das simulierte Reflexionsspektrum ergab sich aus der Summe aller einzelnen Braggpeaks. Dabei wurde für die spektrale Form eines Einzelpeaks analog zu Gittern geringer Reflektivität in Einmodenfasern ein gaußförmiger Verlauf angenommen. Wie zuvor bereits diskutiert ist eine quantitative Aussage über die Reflexionsamplitude in Mehrmodenfasern aufgrund von Kopplung im Allgemeinen nicht möglich. Deshalb wurden

teilweise im Folgenden physikalisch motivierte Annahmen darüber getroffen. Auf der einen Seite werden bei zentraler Anregung der Moden mit einer Faser kleinerer numerischer Apertur (0,2) in der AluSi-Faser vorrangig die Grundmode und nächst höheren Moden angeregt. Zudem erfahren höhere Moden stärkere Verluste aufgrund von Biegungen der Faser und haben weniger Überlapp mit dem FBG, sodass die Amplitude der Peaks in Richtung kürzerer Wellenlängen abnimmt.

Auf der anderen Seite kann der langwelligste Peak nur durch Reflexion der Grundmode wieder in die Grundmode entstehen. Wohingegen z. B. der dritte Peak durch die Kombinationen 1-3, 2-2, und 3-1 (für j - k) entstehen kann. Zudem befinden sich immer mehr Einzelmoden in den Gruppen höherer Gruppennummer. Während sich in den ersten beiden Modengruppen jeweils nur eine Mode befindet (LP_{01} in erster und LP_{11} in zweiter Modengruppe), enthält die Dritte bereits zwei (LP_{02} und LP_{21}). Somit gibt es immer mehr Kombinationen, welche zu einem einzigen Reflexionspeak gehören (siehe Tab. 4.1). Kurzwelligere Peaks sollten somit bei stochastischer Anregung der Moden immer stärkere Amplituden als langwelligere Peaks besitzen. Dieses Verhalten läuft aber der zuvor beschriebenen Abnahme der Amplitude Richtung kürzerer Wellenlängen aufgrund von Anregung und Effizienz genau entgegen.

Peaknummer	1	2		3			4			
Gruppe vorw.	1(1)	1(1)	2(1)	1(1)	2(1)	3(2)	1(1)	2(1)	3(2)	4(2)
Gruppe rückw.	1(1)	2(1)	1(1)	3(2)	2(1)	1(1)	4(2)	3(2)	2(1)	1(1)
Anzahl	1	1	1	2	1	2	2	2	2	2
Anzahl gesamt	1	2		5			8			

Tab. 4.1: Mögliche Kombinationen der Modenkopplung im FBG in einer AluSi-Faser. Jeder Peak (vom langwelligen zum kurzwelligen nummeriert), entsteht durch Kopplung einer vorwärtslaufenden Mode in eine rückwärtslaufende, reflektierte Mode. Dabei nimmt die Anzahl der Moden (Werte in Klammern) innerhalb einer Modengruppe (Zahlen der zweiten und dritten Zeile) für höhere Modengruppen zu, wodurch sich die Anzahl der möglichen Kombinationen erhöht (vierte Zeile) und somit auch die Anzahl der möglichen Kombinationen (fünfte Zeile), die einen einzigen Peak im Spektrum repräsentieren.

Dies führt dazu, dass es bezüglich der Amplitude der Braggpeaks zur Ausbildung eines lokalen Maximums kommt. Dieses liegt bei den experimentell erzeugten Gittern in aller Regel beim dritten bis fünften Peak. Durch Anpassung der Anregungsverteilung der Moden und der Stärke der Kopplung kann, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, simulativ sehr gut ein experimentell realisiertes FBG-Spektrum nachvollzogen werden.

Für die Anpassung wurden zwei Annahmen getroffen. Zum einen wurde aufgrund der im Experiment zentralen Lichteinkopplung in die Testfaser, eine exponentiell abnehmende Anregungsstärke von der Grundmode zu höheren Moden hin verwendet. Zum anderen wurde eine exponentiell abnehmende Koppelstärke für eine Zunahme des Brechungsindexunterschiedes der zweier koppelnden Moden angenommen. Die konkreten Werte für die beiden exponentiellen Zusammenhänge sind empirisch dem realen Spektrum angepasst. Die Annahme von

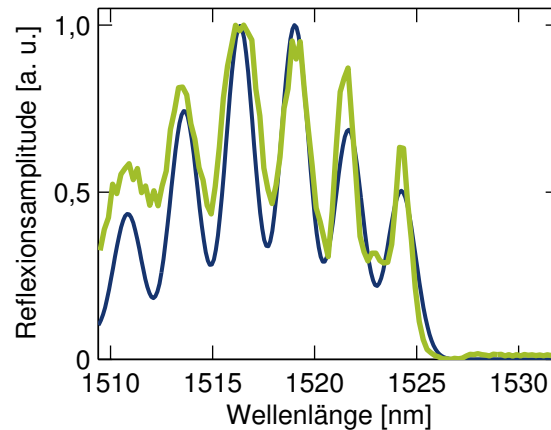


Abb. 4.5: Messung und Simulation eines FBG-Spektrums in einer AluSi-Faser. Das experimentell bestimmte Reflexionsspektrum eines FBGs in einer AluSi-Faser (grüne Linie) wird sehr gut durch das simulierte Spektrum (blaue Linie) beschrieben.

exponentiellen Verläufen stellt dabei eine starke Vereinfachung der realen Verhältnisse dar. Dennoch bilden die getroffenen Annahmen, wie in Abbildung 4.5 zu erkennen ist, die Amplitudenverhältnisse des Reflexionssignals eines FBGs in einer AluSi-Faser gut ab.

Entscheidend ist, dass in Bezug auf die sensorische Verwendung des FBGs die Amplitudenverteilung des Reflexionssignals wenig bedeutend ist. Im Gegensatz dazu ist die exakte spektrale Verteilung der Braggpeaks enorm wichtig, da aus ihr später eine Änderung der Temperatur oder Dehnung abgeleitet wird. Die spektrale Modenverteilung wurde, wie in Abbildung 4.5 ersichtlich, sehr exakt abgebildet. Dabei wurde ausschließlich auf die experimentell vorliegende Brechzahlverteilung der Faser zurückgegriffen, ohne weitere als der Transfermatrixmethode zugrundeliegende Annahmen (z. B. hinreichend feine Diskretisierung) treffen zu müssen.

Das Reflexionsspektrum eines Bragg-Gitters in einer AluSi-Faser mit seinen lokalen Maxima stellt besondere Anforderungen an die Auswertung. So wurde in der Literatur vorgeschlagen, solche Spektren als Ganzes auszuwerten. Dazu wurde über eine Autokorrelation der Schwerpunkt des gesamten Reflexionsspektrums ermittelt und die sich so ergebende Wellenlänge als eine Art Braggwellenlänge des gesamten Reflexionssignals interpretiert [124]. Aufgrund der Empfindlichkeit der Peakamplituden bezüglich der Kopplung und damit instabilen Intensitätsverteilung wurde von diesem Ansatz Abstand genommen. Um ähnlich der Saphirfaser ein verhältnismäßig amplitudenstabiles Spektrum zu erhalten, müsste man alle geführten Moden anregen, was bei einer numerischen Apertur von 0,54 mit keiner konventionellen Faser möglich ist. Eine Einkopplung über ein hochnumerisches Objektiv wäre ebenfalls möglich, würde jedoch mit entsprechenden Verlusten und einer nicht mehr rein faserbasierten Messanordnung einhergehen. Des Weiteren wäre ein nachträgliches stochastisches Mischen der Moden in der Faser durch ein chaotisches Biegen und Bewegen der Faser möglich. Entsprechende Apparaturen sind kommerziell erhältlich, bedeuten aber neben hö-

herem technischen Aufwand auch größere notwendige Faserlängen.

Da die ersten langwelligsten Peaks spektral separiert sind, wurde die Möglichkeit genutzt, alle Peaks individuell auszuwerten. Sofern eine Kalibrierung für alle Peaks durchgeführt wird, kann man derart mit nur einem Gitter redundante Informationen erhalten, was wiederum die Genauigkeit einer Messung erhöht.

Als Nachteil der Mehrpeak-Struktur des Reflexionsspektrums ist festzustellen, dass ein Multiplexen von FBG in den gewöhnlichen Messbereichen von 100 nm spektraler Breite nicht möglich ist, ohne dass sich die Reflexionsspektren überlagern und ein komplexes Gesamtspektrum erzeugen, bei dem die Zuordnung der Peaks zu einem der Gitter, wenn überhaupt, nur schwer möglich ist. Deshalb ist es durchaus sinnvoll, den Ansatz einer einmodigen AluSi-Faser zu verfolgen, welche wesentliche Vorteile in der Messauswertung mit sich führen würde.

4.2.3 Übergang zur Einmodigkeit

Zur Verringerung der Modenanzahl der AluSi-Faser kann man im Wesentlichen zwei unterschiedliche Möglichkeiten verfolgen. Einerseits gibt es den Ansatz, die AluSi-Faser im spektralen Bereich der Sensorwellenlänge einmodig zu gestalten, sodass intrinsisch keine Moden höherer Ordnung in der Faser geführt werden. Andererseits besteht die Möglichkeit einer Diskriminierung dieser Moden durch z. B. Erhöhung der modenabhängigen Propagationsverluste für Moden höherer Ordnung, oder einer gezielten Anregung von ausschließlich Moden geringer Ordnung.

Zur Erzielung einer einmodigen AluSi-Faser können verschiedene Ansätze verfolgt werden. Ein naheliegender ist die Verringerung des Kernradius. Für eine Faser mit einer $NA = 0,54$ bei einer Wellenlänge von 1550 nm ergibt sich so nach Gleichung (2.14) [S. 8] ein maximaler Kernradius von $1,08 \mu\text{m}$ für eine Stufenindexfaser und $1,58 \mu\text{m}$ für eine Faser mit parabolischem Brechzahlprofil, wobei für die AluSi-Faser aufgrund ihres parabelähnlichen Profils der notwendige Kernradius zwischen den beiden Werten liegen wird. Das Ausziehen von Fasern so kleinen Kerndurchmessers stellt sehr hohe Anforderungen bezüglich der Durchmessertoleranzen. Aufgrund der starken Diffusion muss bei derart kleinen Kernen mit einem vergleichbar flacheren Dotierprofil und somit respektive geringerer Aluminiumoxidkonzentration im Kern gerechnet werden. Dies führt zu kleineren numerischen Aperturen einer solchen Faser. Daraus folgt wiederum, dass für eine Einmodigkeit doch größere Kernradien möglich sind, als aus dem experimentell bestimmten Dotierprofil abgeleitet. Durch die kleinere NA wird die Faser biegeempfindlicher [17]. Als weiterer Nachteil steigt mit einer sinkende Aluminiumkonzentration im Faserkern der Einfluss des Quarzglas, wodurch sich die thermischen Eigenschaften zunehmend denen einer konventionellen Quarzglasfaser angleichen. Somit erscheint der Ansatz einer einmodigen AluSi-Faser durch Ausziehen einer Faser mit dünnerem Kern für die Hochtemperatursensorik wenig sinnvoll.

Theoretisch betrachtet, folgt aus einer Verringerung des Kerndurchmessers eine Vergröße-

zung des Abstandes der Modengruppen, sodass der spektrale Abstand zweier benachbarter Peaks immer größer wird. Dies führt im Grenzfall dazu, dass die zur zweiten Modengruppe korrespondierenden Peaks über die Grenzwellenlänge λ_{Grenz} (vgl. Abschnitt 2.1.2) hinaus zu kürzeren Wellenlängen verschoben werden, sodass die Faser einmodig wird. Doch bereits vor diesem Grenzfall kann der spektrale Abstand zweier benachbarter Peaks im Reflexionsspektrum so groß werden, dass eine eindeutige Zuordnung der Peaks gemultiplexer Gitter möglich wird und so eine wenigmodige Faser Verwendung finden kann. Zur eingehenderen Untersuchung dieses Sachverhaltes wurde der spektrale Abstand der beiden langwelligsten Peaks unter Variation des Kerndurchmessers simuliert (Abbildung 4.6) und für die vorliegenden Fasern experimentell bestimmt.

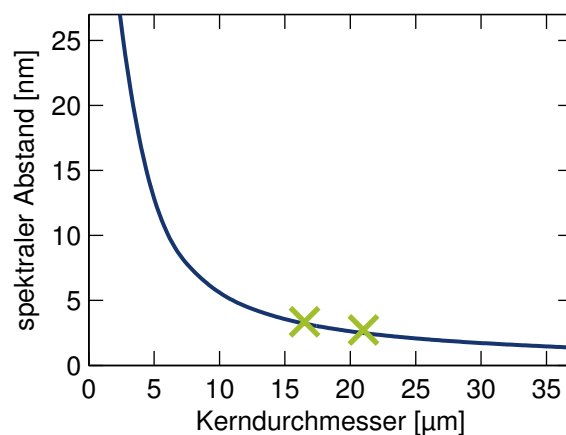


Abb. 4.6: Spektraler Peakabstand als Funktion des Kerndurchmessers. Der spektrale Abstand zwischen den beiden langwelligsten Peaks einer AluSi-Faser variiert mit dem Kerndurchmesser (blaue Linie). Die experimentell bestimmten Werte (grüne Kreuze) passen sehr gut zur Simulation.

Die Simulation (blaue Linie) zeigt in sehr guter Übereinstimmung mit den Experimenten (grüne Kreuze), dass bereits für Kerndurchmesser kleiner $10\ \mu\text{m}$ der spektrale Abstand stark ansteigt. So beträgt dieser für FBG mit einer Braggwellenlänge von $1550\ \text{nm}$ für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $21,0\ \mu\text{m}$ nur $2,5\ \text{nm}$, für $10,0\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser noch $5,6\ \text{nm}$ und bereits $12,9\ \text{nm}$ für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von $5,0\ \mu\text{m}$. In der Faser mit $5,0\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser treten insgesamt nur noch vier Modengruppen auf. Der für ein Multiplexen von Gittern notwendige bzw. tolerierbare, spektrale Abstand hängt letztendlich stark von der jeweiligen Anwendung ab. Die Verwendung von Fasern mit kleinerem Kern bei ähnlicher NA hat den zusätzlichen Vorteil, dass durch die größere Brechzahldifferenz zwischen den einzelnen Modengruppen, die Kopplung verringert wird. Die schlechtere Kopplung zwischen den Moden ist für die später diskutierte einmodige Anregung der AluSi-Faser günstig.

Eine weitere Möglichkeit zur Erreichung einer einmodigen AluSi-Faser besteht gemäß Gleichung (2.14) [S. 8] neben der Verringerung des Kernradius in der Verringerung der numerischen Apertur. Unter der Annahme eines Kerndurchmessers einer Stufenindexfaser von

21,0 μm muss für eine Wellenlänge von 1550 nm die $NA < 0,057$ sein, um lediglich eine Mode im Faserkern zu führen. Für eine Faser mit parabelförmigen Kernbrechzahlprofil ergibt sich analog eine maximale NA von 0,083. Aufgrund dessen, dass das Brechzahlprofil der AluSi-Faser nicht ideal parabelförmig ist, liegt die notwendige NA somit im Bereich von 0,057 bis 0,083. Im Vergleich zu Standardfasern der Telekommunikation, ist die numerische Apertur etwa halb so groß, was wiederum erhöhte Propagationsverluste des geführten Lichtes bei Biegung der Faser bedeutet [17].

Zur Herstellung einer Faser mit geeigneter numerischen Apertur können wiederum zwei Ansätze in Betracht gezogen werden. Zum einen kann der gesamte Mantelbereich eine angepasste Brechzahl besitzen. In diesem Falle würden nicht im Kern, sondern im Mantel geführte Moden aufgrund der Kopplung an Strahlungsmoden eine deutlich höhere Dämpfung als die Grundmode besitzen. Für die Herstellung einer solchen Faser müsste man einen Saphirstab in einem brechzahlangepassten Hüllrohr verziehen.

Darüber hinaus wäre die Herstellung einer Faser mit einem brechzahlangepassten Sockel über ein Stapelverfahren der Preform denkbar. Dabei wäre es möglich, in ein Hohlrohr aus Quarzglas einen Ring aus Alumosilikatglasstäben zu stapeln, in deren Zentrum sich ein Saphirstab befindet. In diesem Falle muss berücksichtigt werden, dass im Alumosilikatglassockel geführte Moden aufgrund der Brechzahldifferenz zum Quarzglasmantel nur geringe Propagationsverluste erfahren. Deshalb müsste in diesem Falle entweder ein zweiter Ring eines noch höher brechenden Materials als dem des Sockels um den eigentlichen Sockel herum eingebracht werden, oder es müsste eine gezielte Anregung und Abfragung ausschließliche der im Kern geführten Grundmode vorgenommen werden.

Für beide Varianten gilt, dass die diffusive Durchmischung der Ausgangsmaterialien von den Bedingungen während des Faserziehens abhängt (z. B. Temperatur, Verweildauer der Preform im Ofen und Faserdurchmesser). Somit wird das Brechzahlprofil der Faser stark von diesen Bedingungen abhängen, was eine notwendige, genaue Einstellung der numerischen Apertur technologisch stark erschwert.

Sofern die Herstellung einer ein- bzw. wenigmodigen Faser kaum oder nur mit starken Einschränkungen möglich ist, kann auch ein effektiv einmodiger Betrieb der Faser forciert werden, indem die Propagation von Moden höherer Ordnung in der mehrmodigen Faser verhindert wird. Analog zur Saphirfaser, bei der sich eine effektive numerische Apertur aufgrund des fehlenden Fasermantels ergibt, ist es sinnvoll, solche Mechanismen auch bei der AluSi-Faser in Betracht zu ziehen.

So wird eine Mehrmodenfaser effektiv einmodig, wenn alle höheren Moden deutlich größere Propagationsverluste besitzen als die Grundmode. Typischerweise kann diese Diskriminierung durch Biegung erfolgen, da hierbei die schwächer geführten Moden mit einem kleineren effektiven Modenindex stärker an Strahlungsmoden koppeln. Dieses Vorgehen ist im Falle der AluSi-Faser aufgrund der großen numerischen Apertur von 0,54 und der resultierenden

starken Führung der ersten Modengruppen nicht zielführend. Zur Verifizierung dieser Tatsache wurde das Reflexionsspektrum einer AluSi-Faser in einer ungekrümmten Faser gemessen. Anschließend wurde die Faser zwischen Gitter und Verbindung zur Zulauffaser 20 mal um einen Zylinder mit einem Krümmungsradius von 1,5 Millimetern gewickelt. Der Vergleich des Reflexionsspektrums bei gekrümmter Faser mit dem zuvor gemessenen Spektrum ist in Abbildung 4.7 (links) zu sehen. Es wird in der Darstellung deutlich, dass im Rahmen der Messgenauigkeit keinerlei Abnahme der reflektierten Intensität zu verzeichnen ist - weder für die Grundmode, noch für höhere Moden. Somit erscheint eine Diskriminierung höherer Moden aufgrund von Biegung nicht sinnvoll.

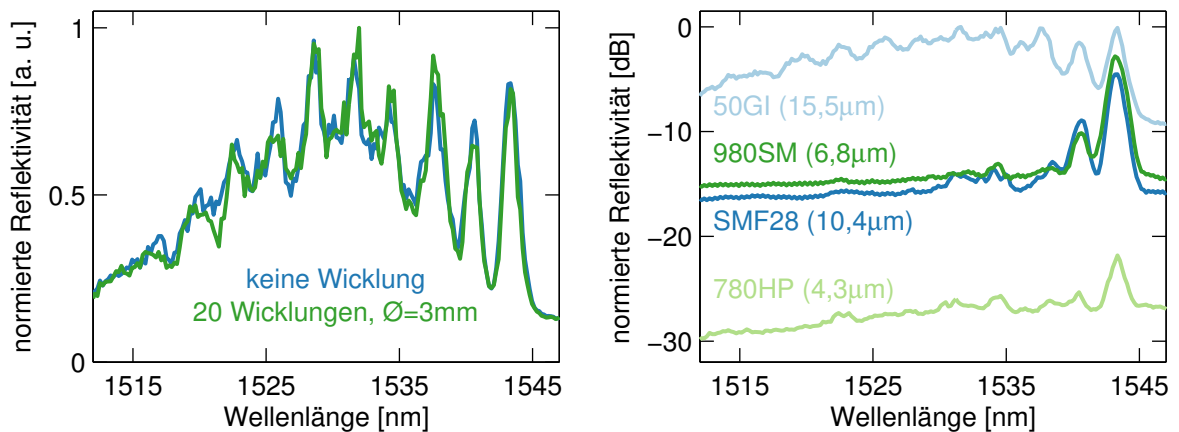


Abb. 4.7: Unterdrückung von Moden höherer Ordnung in einer AluSi-Faser. Während eine Diskriminierung von Moden höherer Ordnung aufgrund von Biegung kaum möglich ist (links), kann dies durch eine gezielte Anregung vornehmlich der Grundmode erreicht werden (rechts). Die gezielte Anregung der Grundmode ist mit unterschiedlichen Fasern (50 μm -Gradientenindexfaser (50GI), jeweils Einmodenfasern für 1550 nm (SMF28), 1000 nm (980SM) und 800 nm (780HP)) unterschiedlich erfolgreich in Abhängigkeit vom MFD (Angaben in Klammern) der jeweiligen Grundmode der Fasern. Dargestellt ist stets das normierte Reflexionsspektrum desselben FBGs in einer AluSi-Faser.

Eine weitere Möglichkeit, die Propagation höherer Moden in der AluSi-Faser zu vermeiden, besteht in der gezielten Anregung ausschließlich der Grundmode, wie es für Saphirfasern gezeigt wurde [14]. Damit nur die Grundmode angeregt wird, ist es notwendig, dass die in einer einmodigen Zulauffaser propagierende Mode einen optimalen räumlichen Überlapp mit der in der AluSi-Faser geführten Grundmode besitzt. Dies lässt sich durch einen Vergleich der Modenfelddurchmesser (MFD) für die Grundmoden einfach quantifizieren. Der MFD gibt an, wie groß der Durchmesser des räumlichen Bereiches der Grundmode ist, in dem die Amplitude größer als e^{-1} der maximalen Feldamplitude ist. Für die AluSi-Faser ergibt sich ein, mithilfe der Transfermatrixmethode bestimmten, Modenfelddurchmesser von $7,9 \mu\text{m}$ für eine Wellenlänge von 1550 nm. Im Vergleich zu der verwendeten 50 μm -Gradientenindexfaser (MFD = $15,5 \mu\text{m}$ nach Transfermatrixmethode und Herstellerangaben [125]) ist dieser fast doppelt so groß. Dadurch werden mehrere Moden höherer Ordnung angeregt, welche zu dem zuvor beschriebenen Reflexionsspektrum mit mehreren Peaks führen. Zudem werden in der

50 μm -Gradientenindexfaser bereits viele Moden geföhrt, was ebenfalls zu einer Anregung von Moden höherer Ordnung in der AluSi-Faser föhrt.

Als Fasern mit deutlich kleinerem MFD standen eine SMF28 [111], eine 980SM [126] und eine 780HP [127] zur Verfügung. Nach Angaben der Hersteller konnten den Fasern folgende MFD zugeordnet werden: SMF28 - 10,4 μm , 980SM - 6,8 μm und 780HP - 4,3 μm . Um experimentell nachzuweisen, dass tatsächlich vorrangig die Grundmode angeregt werden kann, wurde zwischen der mehrmodigen Zulauffaser und der AluSi-Faser mit dem FBG jeweils eine zusätzliche Zwischenfaser gebracht. Die Verbindung wurde jeweils mittels FC-APC-Steckverbindungen realisiert. Die so gemessenen Reflexionsspektren sind in Abb. 4.7 (rechts) dargestellt.

Die beste Anregung der Grundmode ist für die Faser 980SM beobachtet worden, was sich aufgrund der besten Übereinstimmung des MFD mit dem der AluSi-Faser erklären lässt. Bei Verwendung 980SM ist die geringste Intensitätsabnahme für den langwelligsten Reflexionspeak, welcher der Grundmode zugeordnet werden kann, beobachtet worden. Zudem ist nur noch der zweite Peak mit wesentlich geringerer Amplitude erkennbar. Der MFD der SMF28 ist größer als der der AluSi-Faser, was dazu föhrt, dass höhere Moden besser angeregt werden können. Dies ist im Spektrum daran zu erkennen, dass der kurzwellige Peak im Vergleich zur 980SM deutlich schlechter gegenüber dem langwelligen Peak unterdrückt ist. Das bedeutet, dass ein größerer Anteil des geföhrtten Lichtes nicht in die Grundmode sondern die nächst höhere Mode in der AluSi-Faser koppeln kann.

Die Verwendung der 780HP-Faser erwies sich als ungeeignet, da starke Intensitätsverluste verzeichnet wurden. Das ist darauf zurückzuföhren, dass aufgrund des sehr kleinen MFDs nur ein sehr geringer Anteil der in der 50 μm -Gradientenindexfaser geföhrtten Intensität in die Grundmode der Zwischenfaser koppeln kann. Zusätzliche Verluste entstehen auch bei der Kopplung des in der AluSi-Faser reflektierten Lichtes in die Zwischenfaser.

Zusätzlich sollte berücksichtigt werden, dass ein Teil des in der 50 μm -Gradientenindexfaser geföhrtten Lichtes in Mantelmoden der Zwischenfaser koppeln können. Damit diese nicht ebenfalls in insbesondere Moden höherer Ordnung der AluSi-Faser koppeln, muss durch z. B. Verwendung hinreichend langer Zwischenfasern sichergestellt werden, dass das Mantellicht der Zwischenfaser starke Dämpfungen erföhrt. Wesentlich einfacher wird die Handhabung deshalb, wenn der gesamte Messaufbau entsprechend auf die Zwischenfaser angepasst ist. Das heißt, dass sämtliche auf der 50 μm -Gradientenindexfaser basierenden Komponenten (Lichtquelle, Zirkulator, Zulauffaser) durch auf z. B. der 980SM-Faser beruhende Bauteile umgestellt wird. Das hat den zusätzlichen Vorteil, dass der vereinfachte Aufbau mit kommerziell geläufigeren und damit leichter verfügbaren Komponenten auskommt.

Für die Saphirfaser wurde gezeigt, dass ein selektives Anregen der Grundmode nur bedingt sinnvoll ist, da aufgrund von Modenkopplung bereits nach deutlich weniger als einem Meter Faserlänge keine einmodige Propagation in der Faser mehr vorliegt [14]. Dies ist in der

AluSi-Faser zwar auch zu beobachten, jedoch ist die Modenkopplung aufgrund der größeren Brechzahldifferenzen zwischen den Modengruppen geringer. So konnte bei einer Faserlänge von knapp zwei Metern bei Bewegung und Biegung der Faser zwar eine Intensitätsvariation der Reflexionspeaks beobachtet werden, jedoch war diese stets derart gering, dass bei Verwendung der 980SM als Zwischenfaser immer der langwelligste Peak die größte Amplitude zeigte und keine weiteren als die beiden beschriebenen Peaks beobachtet werden konnten. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die AluSi-Faser aufgrund ihrer enorm großen numerischen Apertur nur unter Einschränkungen als effektive Einmodenfaser designiert werden kann. Während die Reduktion des Faserkerndurchmessers lediglich eine wenigmodige Faser ermöglicht, ist die Verwendung eines brechzahlangepassten Mantels aus physikalischer Sicht eine sinnvolle Alternative. Dabei ist jedoch der große, technologische Aufwand zu berücksichtigen. Eine Diskriminierung von Moden höherer Ordnung aufgrund von Biegung zeigt sich wegen der hohen NA als nicht praktikabel. Am geeignetsten erscheint die Verwendung einer einmodigen Zwischenfaser, welche aufgrund eines zur AluSi-Faser angepassten Modenfelddurchmessers in dieser vorrangig die Grundmode anregt und Licht von dieser wieder aufsammelt. Dafür geeignet ist z. B. eine Standardeinmodenfaser für den Wellenlängenbereich um einen Mikrometer wie die 980SM.

Wie zuvor diskutiert, wurde die AluSi-Faser im Folgenden aber stets mehrmodig angeregt, da die Mehrpeakstruktur des Reflexionssignals eines FBGs die Möglichkeit bietet, Unterschiede im Hochtemperaturverhalten für die einzelnen Modengruppen zu unterscheiden bzw. durch gegebenenfalls redundante Informationen die Messgenauigkeit zu erhöhen. Zudem können Änderungen der Koppelbedingungen für die in der AluSi-Faser propagierenden Moden als Variationen der einzelnen Peakamplituden von einer Gitterdegradation (alle Peakamplituden erfahren die gleiche Verringerung) unterschieden werden. Als Messaufbau für die FBG in der AluSi-Faser wurde deshalb exakt der Gleiche, wie für Gitter in der Saphirfaser, verwendet.

4.3 Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in Alumosilikatkern-Fasern

4.3.1 Einschreibaufbau

Zum Einschreiben der Gitter wurde ebenfalls analog der Einschreibtechnik für FBG in Saphirfasern auf das Zweistrahl-Phasenmasken-Interferometer zurückgegriffen (siehe Abbildung 3.3 [S. 40]). Als Lichtquelle zum Einschreiben wurde aufgrund der geringen Photosensitivität ebenfalls der Ti:Sa-verstärkte Femtosekundenlaser genutzt. Eine Erhöhung der Photosensitivität durch z. B. zusätzliche Dotierung mit Germanium, würde die thermische Stabilität des Glases verringern und stellt somit keine Alternative dar. Die Absorptionsmessungen an der AluSi-Faser zeigen, dass ein Einschreiben von über den gesamten Kern

homogener Gitter mit der frequenzverdreifachten Welle des Ti:Sa-verstärkten Femtosekundenlasers nicht erfolgreich sein kann, da die Absorption bei 320 nm bereits extrem groß ist ($\gg 20$ dB/m). Deshalb wurde auch für die AluSi-Faser wie für die Saphirfaser eine Einschreibwellenlänge von 400 nm gewählt.

Die optimale mittlere Leistung wurde experimentell bestimmt und ergibt sich zu ca. 550 mW bis 580 mW. Bei höheren mittleren Leistungen ist eine Zerstörung der Faser beobachtet worden. Für kleinere mittlere Leistungen (< 450 mW) entstehen zwar ebenfalls Gitter, deren Reflektivität ist jedoch aufgrund der experimentell begrenzten Stabilität des Systems während der notwendigerweise deutlich längeren Belichtungszeiten geringer.

Der ermittelte Leistungsbereich stellt einen deutlichen Unterschied zu FBG in Saphirfasern dar, bei denen eine höhere Leistungsschwelle notwendig ist, um überhaupt ein Gitter zu erzeugen und der Bereich der verwendbaren mittleren Leistung auf wenige zehn Milliwatt begrenzt ist. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass auf die Verwendung einer dynamischen Irisblende verzichtet werden kann, da eine Repetitionsrate von einem Kilohertz zu keiner vermehrten Zerstörung der Faser führt. Zur Erhöhung der Intensität am Ort der Faser wurde ebenfalls, wie für das Gittereinschreiben in der Saphirfaser, eine zylindrische Linse verwendet. Die Brennweite wurde diesmal jedoch größer gewählt (414 mm), um den gesamten Kern besser auszuleuchten und so auf ein Scannen verzichten zu können.

Die Simulationen nach der Transfermethode ergeben einen effektiven Brechungsindex der Grundmode von 1,5390 bei einem Kerndurchmesser von 21,0 μm und einer Wellenlänge von 1550 nm. Dies bedeutet, dass für eine Braggwellenlänge von 1550 nm eine Gitterperiodenlänge von ca. 503,6 nm in der Faser notwendig ist. Diese kleine Periodenlänge unterstreicht erneut, dass für Gitter erster Ordnung auflösungsbedingt die Verwendung von Einschreibwellenlängen im VIS sinnvoll ist. Da keine geeignete angepasste Phasenmaske mit einer Periodenlänge von ca. 1007 nm vorhanden war, wurde auf eine Phasenmaske mit 1066 nm Periodenlänge zurückgegriffen, wie sie für Gitter im C-Band für Standardfasern Verwendung findet. Durch geeignete Verkippung der Spiegel des Interferometers kann die Interferenz- und damit Gitterperiodenlänge angepasst werden. Dabei sind Winkel zwischen $0,7^\circ$ und $0,8^\circ$ notwendig, um eine Braggwellenlänge des langwelligsten Reflexionspeaks zwischen 1525 nm und 1550 nm zu erreichen. Die Einschreibbedingungen sind in Abbildung 4.8 zusammengefasst.

4.3.2 Wachstumsverhalten der Gitter

Die spektrale Auswerteeinheit ist wie bereits der Einschreibaufbau sehr ähnlich zu dem für Saphirfasern verwendeten und bietet somit die Möglichkeit, noch während des Gittereinschreibens das Reflexionsspektrum aufzuzeichnen und anschließend auszuwerten. So ist es möglich, die Entwicklung des Reflexionssignals über der Zeit darzustellen (siehe Abbildung 4.9). In der gewählten, zweidimensionalen Darstellung entspricht die Ordinate der Zeitachse und die Abszisse der Wellenlängenachse. Da das Gitterwachstum üblicherweise zu Beginn

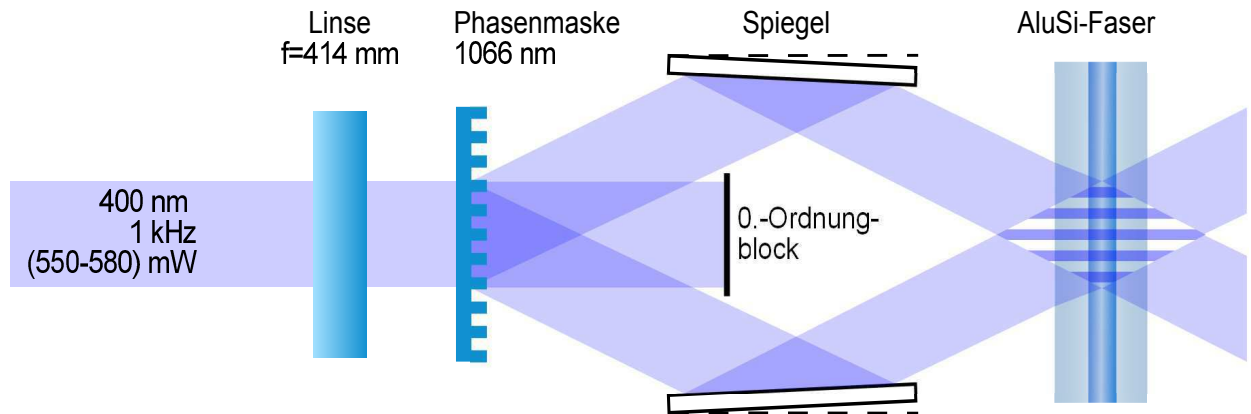


Abb. 4.8: Einschreibaufbau für FBG in AluSi-Fasern. Die Angaben beziehen sich auf die als optimal bestimmten Einschreibparameter bzgl. Gitterwachstum und Reflektivität. Die notwendige Verkippung der Spiegel ist schematisch gegenüber der Parallelstellung (gestrichelte Linie) dargestellt.

schneller verläuft und anschließend allmählich in Sättigung geht, wurde die auf eins normierte Reflexionsamplitude mithilfe eines logarithmischen Farbverlaufs dargestellt. So kann insbesondere die Dynamik zu Beginn des Einschreibprozesses besser beurteilt werden. In Abbildung 4.9 kann das Verhalten des Gitters während des Einschreibprozesses beurteilt werden. Dazu wurde während der Belichtung jede Sekunde ein Spektrum aufgezeichnet.

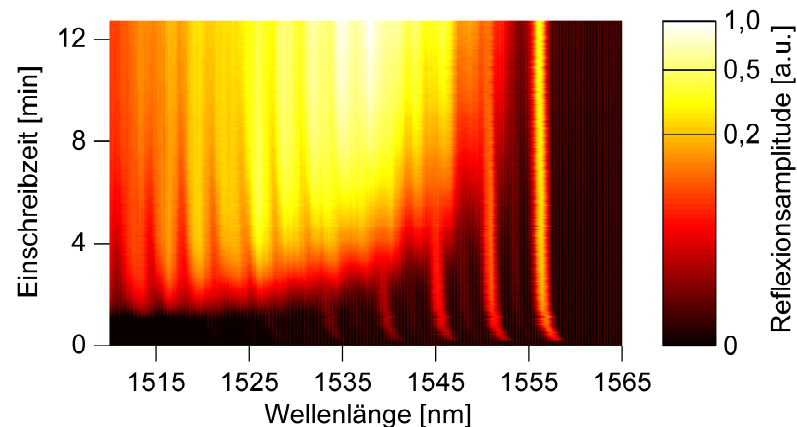


Abb. 4.9: Ein exemplarischer Wachstumsverlauf eines FBGs in einer AluSi-Faser. Die zeitliche Entwicklung (Ordinate) des Wellenlängenverlaufs (Abszisse) eines FBGs in einer AluSi-Faser wurde mit einem logarithmischen Farbverlauf dargestellt.

Zum einen sind die verschiedenen Peaks deutlich voneinander zu unterscheiden, wobei gerade zu Beginn des Gitterwachstums vorrangig die langwelligsten Peaks zu beobachten sind. Dies bedeutet, dass zu Beginn der Faser verstärkt eine Reflexion der Grundmode und der nächst höheren auftritt. Dies liegt daran, dass die Grundmode den größten Überlapp mit einem zentral eingeschriebenen Gitter hat.

Zudem wächst das Gitter zentral im Kern am schnellsten, da aufgrund des gaußähnlichen Laserstrahlprofils und der fokussierenden Wirkung der Faser selbst der Kern im Querschnitt

nicht homogen belichtet wird. Unter der Voraussetzung, dass der Fokus zentral im Kern platziert wurde, liegt im Zentrum des Kerns die höchste Intensität vor, welche nach außen hin abnimmt. Dies bedeutet, dass im Zentrum zunächst das schnellste Gitterwachstum auftritt, was zu einer vorrangig guten Reflexion der Grundmode führt.

Mit fortschreitender Belichtung gelangt die Brechzahländerung im Kernzentrum allmählich in Sättigung, sodass die Bereiche geringerer Intensität im Vergleich nun schneller wachsen und sich die Brechzahlmodulation innerhalb einer jeden Gitterebene homogenisiert. Dies bedeutet, dass nun auch höhere Moden, welche weniger Intensität im Kernzentrum führen als die Grundmode, einen besseren Überlapp mit dem Gitter haben und ihre Reflektivität im Vergleich zu der Grundmode steigt. Dadurch kommt es nach bereits ca. vier Minuten zu der typischen Ausbildung der Reflexionsmaxima im Bereich um den vierten Peak.

Weiterhin abzulesen ist die Änderung der mittleren Brechzahl. Insbesondere für den langwelligsten Peak ist eine Verschiebung zu Beginn der Belichtung in Richtung kürzerer Wellenlängen deutlich zu verzeichnen. Dieses Verhalten geht ebenso wie die Reflektivität in Sättigung. Um die Verschiebung zu bestimmen, wurden die jeweils ersten fünf und letzten fünf aufgezeichneten Spektren genutzt, die Braggwellenlänge durch Anpassen einer Gaußkurve an den langwelligsten Peak bestimmt und die jeweils fünf Ergebnisse gemittelt, um ein Rauschen zu minimieren. Die so ermittelte Verschiebung von 1557,92 nm um 1,69 nm auf 1556,23 nm während des gesamten Einschreibprozesses entspricht einer Verringerung des mittleren Brechungsindex der Grundmode (Brechungsindex zu Beginn 1,539) um ca. $1,67 \cdot 10^{-3}$.

4.3.3 Reflektivität und Brechzahlmodulation

Die Reflektivität des Gitters und damit die induzierte Brechzahlmodulation lässt sich für den Fall eines Faser-Bragg-Gitters in einer AluSi-Faser nicht direkt aus der spektral reflektierten Intensität (siehe Abbildung 4.10) bestimmen, auch wenn diese auf z. B. die Fresnel-Reflexion eines geraden Faserbruchs normiert ist. Da wie zuvor beschrieben selbst bei einmodiger Anregung ein stetiges Modenkoppeln während der Propagation des Lichtes in der Faser zum Gitter und Kopplung im FBG auftritt, ist die Amplitude der spektral reflektierten Intensität auch von diesen Kopplungsbedingungen und nicht mehr allein von der Stärke der Brechzahlmodulation abhängig.

So kann eine Abweichung vom idealen homogenen Gitter zu einer Kopplung zwischen den Moden im Gitterbereich führen. Beispielsweise ergibt sich die gemessene Reflektivität des dritten Peaks aus der Reflexion einer Mode der zweiten Gruppe in ebenfalls eine Mode der zweiten Gruppe. Dazu kommt aber additiv ein Intensitätsanteil (und damit Anteil zur gemessenen Reflektivität), welcher auf Abweichungen vom idealen, homogenen Gitter zurückzuführen ist und durch eine Kopplung zwischen der Grundmode und einer Mode der dritten Gruppe im Gitterbereich auftritt. Deshalb ist eine Auswertung kurzwelligerer Peaks

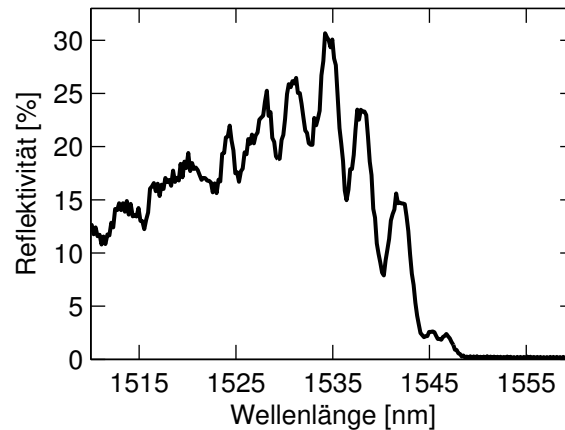


Abb. 4.10: Beispielhafter Verlauf der Reflektivität eines FBGs in einer AluSi-Faser.

problematisch. Beschränkt man die Auswertung auf den langwelligsten Peak, so erhält man unter Vernachlässigung zusätzlicher Verluste durch Kopplung in höhere Moden eine untere Abschätzung der Reflektivität der Grundmode in die Grundmode von 15,5%.

Unter der Annahme, dass es sich um ein über den gesamten Strahlquerschnitt von 8 mm homogenes Gitter handelt und der Überlapp zwischen Gitter und Grundmode gleich eins ist, kann nach Gleichung (2.34) [S. 14] eine Bestimmung der unteren Grenze der Brechzahlmodulation auf $2,6 \cdot 10^{-5}$ erfolgen. Im Falle eines nicht über 8 mm ideal homogenen Gitters, Kopplung der Grundmode in andere Moden bzw. eines unvollständigen räumlichen Überlapps der Grundmode mit dem Gitter, sind größere Brechzahlmodulationen notwendig, um die gemessene Reflektivität zu erreichen.

4.4 Temperaturabhängige Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in Alumosilikatkern-Fasern

Nachdem bisher eher Untersuchungen zu grundsätzlichen Eigenschaften der AluSi-Faser selbst und der in ihr erzeugten Faser-Bragg-Gitter im Vordergrund stand, wird es in diesem Abschnitt gezielt um die thermischen Eigenschaften der FBG gehen. Zur Bestimmung der Temperaturstabilität der Faser-Bragg-Gitter in AluSi-Fasern wurde der gleiche experimentelle Aufbau wie für die Heizexperimente mit den Saphirfasern verwendet. Die AluSi-Fasern wurden entsprechend mit dem zuvor beschriebenen, spektralen Messaufbau mittels einer unter acht Grad polierten Faserferule verbunden. Die Faser selbst wurde mechanisch durch ein Einbringen in eine beiderseits geöffnete Glaskapillare geschützt. Diese wurde anschließend samt der Faser senkrecht in einen der Kalibrieröfen (Fluke) eingebracht und geheizt. Bei diesen Experimenten konnten verschiedene Temperaturregime ausgemacht werden, die sich durch ein grundsätzlich verschiedenes Verhalten der FBG auszeichnen und im Folgenden einzeln betrachtet werden. Im Vordergrund der folgenden Betrachtungen stehen vor

allein die Reflektivität und die Wellenlängenverschiebung, aber auch die spektrale Form des Reflexionssignals.

4.4.1 Heizexperimente bis 700°C

Zunächst wurde eine Faser mit einem FBG in 25 K-Schritten von Raumtemperatur auf 700°C geheizt. Vor jeder Messung bei den verschiedenen Temperaturstufen wurde solange gewartet, bis die Temperaturschwankungen des Ofens kleiner als 0,1 K war. So konnte ein Einfluss aufgrund der Temperaturregelsteuerung des Ofens minimiert werden. Im Folgenden wird sich zeigen, dass dieser Einfluss der thermischen Stabilisierung des Ofens im Vergleich zu den Messunsicherheiten die sich aus der Auswertung der mehrmodigen Spektren ergeben, keine signifikante Rolle spielt.

Bei den Experimenten wurde zumeist eine Änderung der spektralen Form des Reflexionssignals beobachtet. Das betrifft insbesondere die Amplituden der einzelnen Reflexionspeaks (siehe Abbildung 4.11). Dies ist auf eine Änderung der Koppelbedingungen für die propagierenden Moden innerhalb der Faser und insbesondere im Gitterbereich zurückzuführen, welche sich in den Experimenten stets als schlecht reproduzierbar zeigten. Für die Anwendung als Sensor spielt dies keine wesentliche Rolle, sofern die einzelnen Reflexionspeaks eine so große Amplitude besitzen, dass sie auswertbar sind. Beim Modenkoppeln wird zwar Energie zwischen den Moden ausgetauscht, das hat aber wie zuvor diskutiert keinen Einfluss auf den effektiven Index der Moden. Somit bleibt die für die Sensorik entscheidende Größe, die Braggwellenlänge, unbeeinflusst von einer Änderung der einzelnen Peakamplituden.

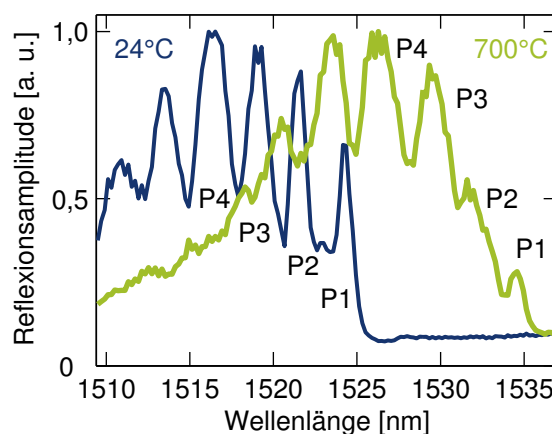


Abb. 4.11: Spektrum eines FBGs in einer AluSi-Faser bei Raumtemperatur und 700°C. Für die Auswertung wurden die jeweils vier langwelligsten Peaks (P1 bis P4) genutzt, um die Änderung des Spektrums beim Heizen von Raumtemperatur (blaue Kurve) auf 700°C (grüne Kurve) zu charakterisieren.

Durch ein stufenweises Heizen der FBG kann die Temperaturkennlinie aufgenommen und somit die Sensitivität bestimmt werden (siehe Abb. 4.12). Hierfür wurde an jeden einzelnen der vier langwelligsten Reflexionspeaks eine Gauß-Funktion angepasst und deren Maximum

als Braggwellenlänge definiert. Zur eindeutigen Zuordnung werden im Folgenden die einzelnen Reflexionspeaks vom langwelligen in Richtung kurzwelligen Spektralbereich mit P1 bis P4 durchnummeriert. In Abbildung 4.12 zeigt sich, ebenso wie für Saphirfasern (vgl. Abschnitt 3.4.1 [S. 63]), jeweils ein parabolischer Verlauf mit einem mittleren Anstieg von $(12,5 \pm 0,5) \text{ pm}/^\circ\text{C} + T \cdot (8 \pm 1) \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist der Anstieg für alle Peaks derselbe.

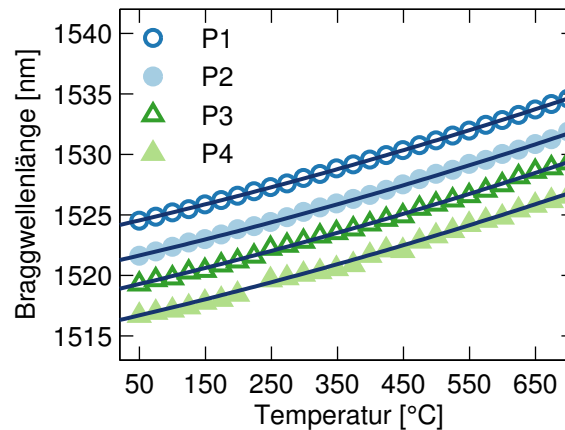


Abb. 4.12: Braggwellenlängenverschiebung eines FBGs in einer AluSi-Faser bis 700°C . Die Messpunkte für P1 bis P4 lassen sich bis auf einen Wellenlängenversatz sehr gut durch eine gemeinsame, gemittelte parabolische Abhängigkeit (dunkelblaue Kurven) repräsentieren.

Bemerkenswert ist, dass die Sensitivität im Vergleich zu konventionellen Glasfasern etwas erhöht ist, jedoch deutlich dichter an dieser von etwa $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ liegt, als an der von Saphirfasern mit über $20 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Die thermo-optischen Eigenschaften der Faser stimmen demnach deutlich besser mit denen einer konventionellen Quarzglasfaser überein, da die AluSi-Faser eine amorphe Glasfaser und nicht kristallin ist. Zudem wird in der Literatur erwähnt, dass die geringere thermische Ausdehnung des Mantelmaterials eine entscheidende Rolle spielt und zu einer Begrenzung der thermischen Sensitivität auch für hohe Aluminiumoxidkonzentrationen führt [121].

Zur Beurteilung der Temperaturstabilität wurde ein FBG über sechs Stunden konstant auf 700°C gehalten und in etwa halbstündigem Abstand das Reflexionssignal aufgezeichnet. Um eine mögliche Änderung der Reflektivität und damit Änderung der Signalamplitude nachweisen zu können, wurde darauf geachtet, dass die Fasern und der Ofen in keinsten Weise berührt oder verändert wurden. Auf diese Weise sollte sichergestellt werden, dass es zu möglichst wenigen Änderungen der Modenkoppelbedingungen kommt, wobei thermisch induzierte Änderungen nicht verhindert werden können. Spielen diese thermisch induzierten Änderungen der Koppelbedingungen jedoch nur eine untergeordnete Rolle, so kann die Reflektivität des Gitters als konstant angesehen werden, sofern die Amplitude für alle Peaks unverändert bleibt bzw. keine einheitlichen Abnahme aufweist.

Aus der Messung ergibt sich für die Reflektivität der in Abbildung 4.13 (links) dargestellte

Verlauf. Da die Peaks recht unterschiedliche Amplituden haben, wurde die relative Änderung bezogen auf den jeweiligen Mittelwert des Peaks berechnet. Die mittlere Schwankung aller Messpunkte lag bei $(4\pm 1)\%$ wobei die maximale Schwankung $\pm 10\%$ betrug. Entscheidend für die Beurteilung der Reflektivitätsänderung ist die Tatsache, dass insgesamt keine signifikante Abnahme der Amplituden beobachtet werden kann. Somit zeigen die Gitter keine Degradation bei 700°C und können in diesem Bereich bezüglich der Reflektivität als thermisch stabil bezeichnet werden.

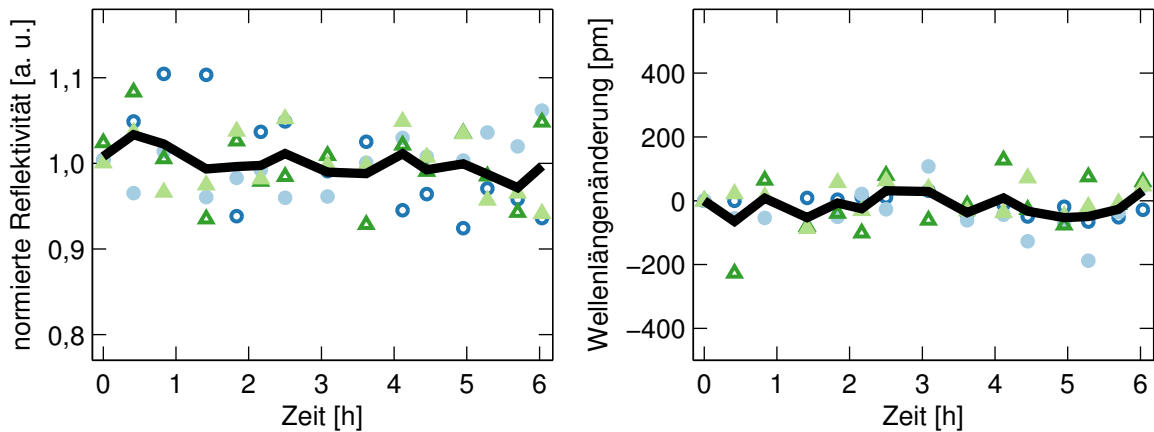


Abb. 4.13: Stabilitätsverhalten eines FBG in einer AluSi-Faser bis 700°C . Sowohl die Reflektivität (links) als auch die Braggwellenlänge (rechts) zeigen keine signifikante Drift für alle vier ausgewerteten Peaks P1 bis P4 (Symbole analog Abb. 4.12). Die schwarze Kurve stellt die Mittlung über die vier Peaks dar.

Die thermische Stabilität der Braggwellenlänge ist aus 4.13 (rechts) ersichtlich. Die mittlere Schwankung der Wellenlänge lag bei (20 ± 10) pm. Dies entspricht bei einer Sensitivität von $18,1 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ bei 700°C einer Schwankung von ca. $(1,1\pm 0,6)$ K. Für die Wellenlänge innerhalb der Messgenauigkeit ist innerhalb des sechs Stunden andauernden Experimentes keinerlei Veränderung erkennbar. Somit zeigen die FBG in AluSi-Fasern bereits eine ausgesprochen gute thermische Stabilität bis 700°C .

4.4.2 Heizexperimente bis 900°C

Als nächstes wurde der Temperaturbereich bis 900°C untersucht. Für den experimentellen Nachweis wurde, wie zuvor beschrieben, die Faser mit FBG auf die Zieltemperatur geheizt und dann über mehr als 36 Stunden dieser Temperatur ausgesetzt. In Abständen von etwa 30 Minuten wurde das Reflexionsspektrum aufgezeichnet und ausgewertet (siehe Abbildung 4.14).

Betrachtet man zunächst die Reflektivität (siehe Abb. 4.14 (links)) so zeigt sich, dass wie schon bereits für Temperaturen bis 700°C auch bei Temperaturen bis 900°C über einen Zeitraum von mehr als eineinhalb Tagen keine signifikante Abnahme in den Peakamplituden erkennbar ist. Dies ist im Vergleich zu Typ-IIA-Gittern in anderen Glasfasern eine

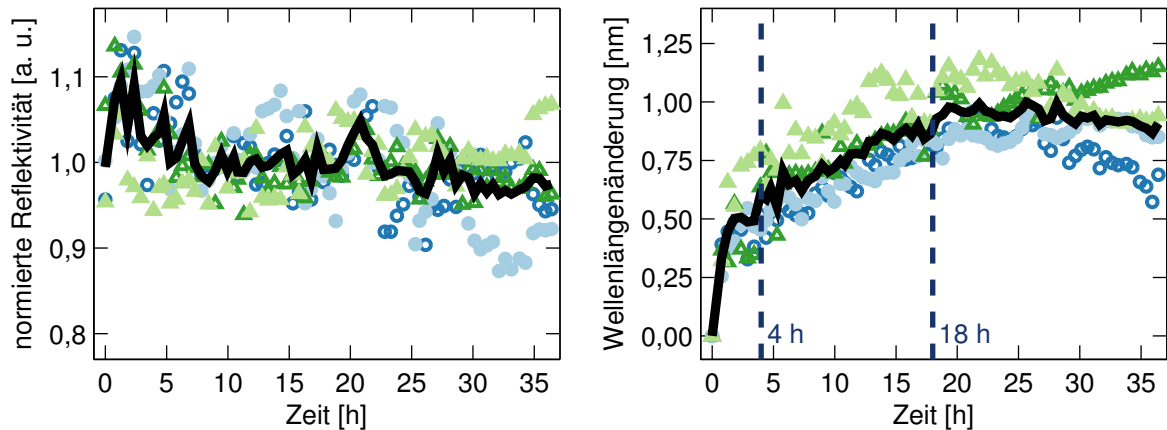


Abb. 4.14: Stabilitätsverhalten eines FBGs in einer AluSi-Faser bis 900°C. Die Reflektivität (links) zeigt im Mittel (schwarze Kurve) keine Drift für alle vier ausgewerteten Peaks P1 bis P4 (Symbole analog Abb. 4.12). Für die mittlere Braggwellenlänge (schwarze Kurve, rechts) ist dies nach 18 Stunden ebenso festzustellen.

deutliche Erhöhung des anwendbaren Temperaturbereiches. Während Typ-IIA-Gitter sich ähnlich dem Degradationsmodell von Erdogan [48] verhalten und bereits bei 800°C ein vollständiges Ausbleichen der Gitter innerhalb weniger Stunden zeigen [76], ist dies bei den FBG in der AluSi-Faser nicht der Fall. Eine vergleichbare thermische Stabilität ist damit bisher nur von regenerierten oder Typ-II-Gittern bekannt (vgl. Abschnitt 2.2.4 [S. 22]).

Die Schwankung der Reflexionsamplitude betrug im Mittel für die vier Peaks $(5 \pm 1)\%$ und die maximale Abweichung einer Einzelmessung lag im Bereich von $\pm 15\%$. Damit ist die mittlere Schwankung sehr gut vergleichbar mit den Ergebnissen des Heizexperimentes bis 700°C, wobei deutlich größere Abweichungen der Einzelmessungen vorliegen. Dies kann aufgrund der deutlich größeren Messzeit insbesondere auf Variationen der thermisch induzierten Modenkoppelbedingungen zurückgeführt werden.

Wesentliche Unterschiede treten bei Betrachtung der Braggwellenlänge auf (siehe Abb. 4.14 (rechts)). So zeigt sich diesmal bei konstanter Temperatur nach gut 36 Stunden eine signifikante Drift, die für alle Reflexionspeaks einer mittleren Verschiebung von $(0,9 \pm 0,2)$ nm in Richtung größerer Wellenlängen beträgt. Bei dieser Verschiebung handelt es sich um einen irreversiblen Effekt, welcher auch beim anschließenden Abkühlen der Faser erhalten bleibt. Damit wird nach dem Aufheizen auf 900°C deutlich, dass die Braggwellenlänge nicht länger stabil ist.

Des Weiteren kann beobachtet werden, dass die Drift über die Zeit allmählich abnimmt und eine Art Sättigungsverhalten zeigt. Ein Großteil der Wellenlängenverschiebung findet bereits in den ersten Stunden statt. So ist die Wellenlänge im Mittel bereits nach vier Stunden um 0,6 nm verschoben. In den darauffolgenden ca. 14 Stunden kommt es zu einer weiteren Verschiebung der Wellenlänge um 0,3 nm. Ab ca. 18 bis 19 Stunden ist im Rahmen der Messgenauigkeit zwar noch eine Schwankung der Braggwellenlängen der einzelnen Peaks erkennbar, aber es ist keine weitere für alle Peaks einheitliche Verschiebung zu größeren

Wellenlängen zu verzeichnen. Somit ist eine thermische Stabilisierung der Braggwellenlänge möglich.

Zusammenfassend bedeutet dies, dass bis Temperaturen von 900°C zwar die Reflektivität erhalten bleibt, es aber insbesondere in den ersten Stunden zu einer irreversiblen, kontinuierlichen Verschiebung der Braggwellenlängen kommt. Aus sensorischer Sicht bedürfen die Gitter deshalb zunächst einer thermischen Vorbehandlung, bevor sie als Sensorelemente bei solch hohen Temperaturen eingesetzt werden können. Im Vergleich zu regenerierten Gittern bleibt dabei das Gitter stets erhalten und zeigt keine Abhängigkeit bezüglich seiner Reflektivität von der genauen Art und Weise der thermischen Behandlung.

Als Ursache für die anfängliche Drift der Braggwellenlänge kann insbesondere der Abbau von Spannungen in der Faser vermutet werden, welche während des Faserziehens in die Faser eingebracht wurden. Da die Faser aufgrund der hohen Schmelztemperatur des Saphirs verhältnismäßig zügig abgezogen werden musste (ca. 40 m/min für die 125 µm-Faser und 47 m/min für die 100 µm-Faser), wurden während des Abkühlens der Faser in ihr große Spannungen eingefroren. Diese können nun beim Erwärmen auf hohe Temperaturen allmählich relaxieren, was über den elastooptischen Effekt direkten Einfluss auf die Brechzahl und damit die Braggwellenlänge des Gitters hat. Ein endgültiger Nachweis dieser Spannungsrelaxation konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erbracht werden, da die zur Verfügung stehenden Geräte für die Spannungs- und insbesondere Brechzahlmessung aufgrund der großen Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantel keine hinreichend reproduzierbaren Ergebnisse liefern, um kleinste Änderungen der Brechzahlen eindeutig nachzuweisen. So entspricht die Änderung von 0,9 nm in der Braggwellenlänge bei 1550 nm lediglich einer Abweichung von etwa $9 \cdot 10^{-4}$ im Modenindex, also weniger als einem Prozent der Brechzahldifferenz zwischen Kernzentrum und Fasermantel.

Nach der Stabilisierung der Braggwellenlänge war es möglich, die thermische Sensitivität der FBG in AluSi-Fasern erneut zu bestimmen. Dazu wurde die Faser samt Gitter in 100 K-Schritten von Raumtemperatur auf 900°C geheizt und für jeden Temperaturschritt nach einer thermischen Stabilisationsphase ein Spektrum aufgezeichnet. Die aus den Spektren gewonnene Abhängigkeit der Braggwellenlänge von der Temperatur ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

Der Sensitivität wurden erneut parabolische Verläufe zugrunde gelegt, welche wie zuvor für alle Reflexionspeaks im Rahmen der Messgenauigkeit einen identischen Anstieg zeigten. Die entsprechende Abhängigkeit kann durch $(12,5 \pm 0,6) \text{ pm}/^\circ\text{C} + T \cdot (5 \pm 1) \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$ beschrieben werden. Die Koeffizienten der linearen und der quadratischen Anteile dieser Abhängigkeit sind im Rahmen der Messgenauigkeit nach dem Ausheizen der permanenten Braggwellenlängendrift bei Erwärmung auf 900°C im Vergleich zu den Werten bis 700°C vor Eintreten der permanenten Wellenlängendrift identisch. Somit hat die thermische Stabilisierung der Braggwellenlänge bei 900°C keinen nachweisbaren Einfluss auf das thermische Verhalten

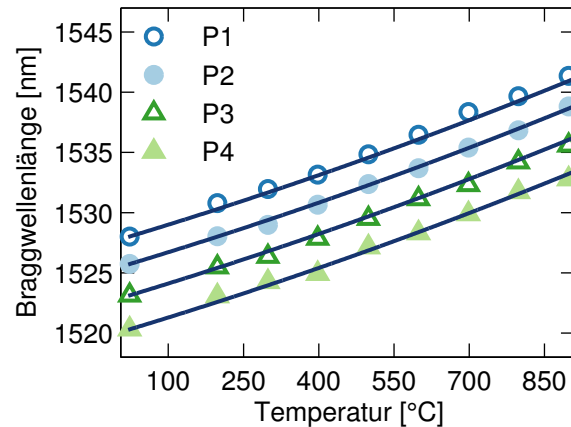


Abb. 4.15: Braggwellenlängenverschiebung eines FBGs in einer AluSi-Faser bis 900°C. Die Messpunkte für P1 bis P4 lassen sich bis auf einen Wellenlängenversatz sehr gut durch eine gemeinsame, gemittelte parabolische Abhängigkeit (dunkelblaue Kurven) repräsentieren.

der Faser-Bragg-Gitter. Dies stützt die Vermutung, dass die Drift der Braggwellenlänge auf Änderung der Spannungszustände zurückzuführen ist und noch keine Änderung der chemischen Glasstruktur aufgrund von z. B. Diffusion auftritt. Änderungen in der Glasstruktur hätten Einfluss auf die Materialeigenschaften der Faser wie z. B. die thermische Ausdehnung und würden daher eine Änderung der Sensitivität eines FBGs in der AluSi-Faser nach sich ziehen.

4.4.3 Heizexperimente bis 950°C

Der nächste untersuchte Temperaturbereich liegt bei Temperaturen bis 950°C. Bei analogen Messungen zu den Experimenten bis 900°C konnte das in Abbildung 4.16 dargestellte Verhalten beobachtet werden.

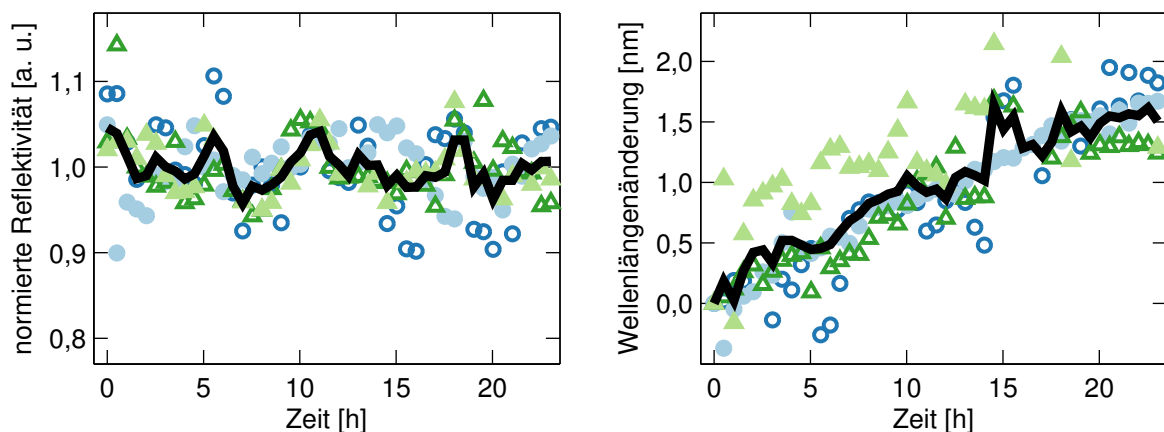


Abb. 4.16: Stabilitätsverhalten eines FBGs in einer AluSi-Faser bis 950°C. Während die Reflektivität (links) stabil bleibt, zeigt die Braggwellenlänge (rechts) eine Drift für alle vier ausgewerteten Peaks P1 bis P4 (Symbole analog Abb. 4.15). Die schwarze Kurve stellt die Mittlung über die vier Peaks dar.

Über 23 Stunden bei 950°C war auch in diesem Fall keine deutliche Abnahme der Reflektivität zu verzeichnen. Die mittlere Standardabweichung der vier ausgewerteten Peaks lag bei $(4\pm 1)\%$ und die maximalen Abweichungen bei $\pm 14\%$. Somit kann die Reflektivität im Rahmen der Messgenauigkeit über einen Zeitraum von 23 h als konstant angesehen werden. Anders ist dies bei der Betrachtung der Wellenlängendrift. Diese tritt bei 950°C ebenso auf, wie bei 900°C, zeigt jedoch ein anderes qualitatives und quantitatives Verhalten (Abbildung 4.17). So ist die Zunahme der Braggwellenlänge bei 950°C stärker als bei 900°C. Die über die vier langwelligsten Reflexionspeaks gemittelte Wellenlängendrift ist nach 9 h bei 950°C $(0,9\pm 0,2)$ nm. Im Vergleich dazu beträgt dieser bei annähernd selber Zeit aber 900°C nur $(0,7\pm 0,1)$ nm. Für größere Verweildauern der FBG im Ofen wird dieser Unterschied wesentlich deutlicher, da die Kurve für die Messung bei 900°C ein deutliches Sättigungsverhalten zeigt. Während in den nächsten 14 h bei dieser Temperatur lediglich eine Zunahme der Drift um $(0,2\pm 0,2)$ nm zu verzeichnen ist, beträgt die weitere Drift in vergleichbarer Zeit bei einer Temperatur von 950°C $(0,6\pm 0,5)$ nm und ist damit deutlich größer. Zudem konnte während der gesamten Messdauer von über 23 h keine Abnahme der Driftgeschwindigkeit beobachtet werden.

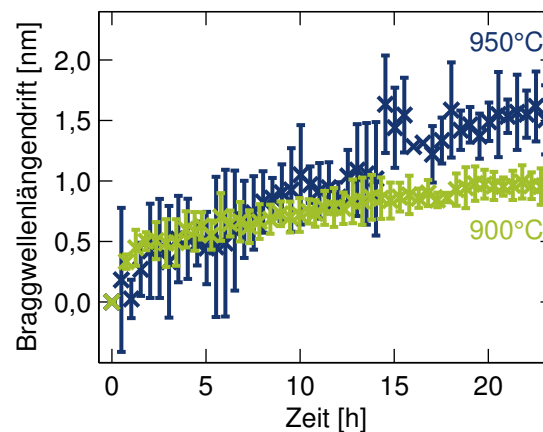


Abb. 4.17: Vergleich der Braggwellenlängendrift bei 900°C (grün) und 950°C (blau).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bei Temperaturen von 950°C über einen Zeitraum von mindestens 23 h keine relevante Abnahme der Reflektivität zu verzeichnen war, jedoch die irreversible Wellenlängendrift gegenüber Messungen bei 900°C stärker ausfällt. Insbesondere war kein eindeutiges Sättigungsverhalten der Drift innerhalb von 23 h erkennbar.

Aufgrund der stetig voranschreitenden, irreversiblen Wellenlängendrift ist keine eindeutige Zuordnung zwischen Temperatur und Braggwellenlänge mehr möglich. Aus diesem Grund war es auch nicht möglich, die Sensitivität für einen Temperaturbereich bis 950°C zu bestimmen. Eine sensorische Anwendung der FBG oberhalb von 900°C erscheint damit nicht sinnvoll oder bedarf bei einem eventuell später eintretenden Sättigungsverhalten Ausheizzeiten von deutlich mehr als 23 h.

4.4.4 Heizexperimente bis 1000°C

Der im Folgenden abschließend untersuchte Temperaturbereich erstreckt sich bis 1000°C, da bei diesen Temperaturen innerhalb weniger Stunden deutliche Änderungen des Spektrums auftreten (siehe Abb. 4.18). Für die Untersuchung wurde das FBG aus dem vorhergehenden Experiment weiter auf 1000°C aufgeheizt und 100 Minuten bei dieser Temperatur gehalten. Das Spektrum zu Beginn (grüne Kurve) zeigt noch deutlich erkennbare Reflexionsmaxima von P1 bis P5, wohingegen nach 110 Minuten bei den hohen Temperaturen die Maxima auf der kurzwelligen Flanke des Reflexionssignals immer stärker verwaschen und an Intensität verlieren. So sind nach den fast zwei Stunden nur noch P1 bis P3 gut erkennbar. Die Auswertung von P4 zeigt starke Schwankungen aufgrund der schlecht ausgeprägten Peakform.

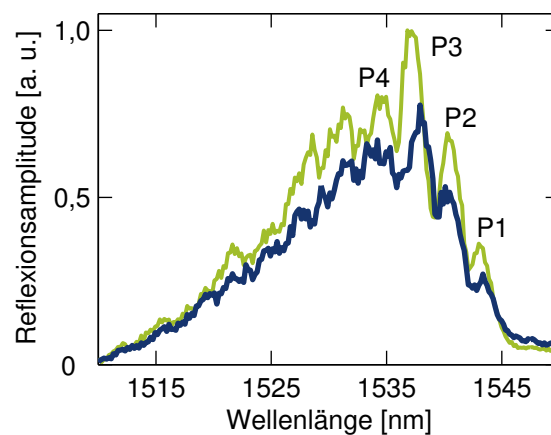


Abb. 4.18: Änderung des Spektrums eines FBGs in einer AluSi-Faser bei 1000°C. Während das normierte Spektrum zu Beginn (grüne Kurve) noch mehrere Reflexionspeaks aufweist, sind im Reflexionsspektrum nach 110 Minuten bei 1000°C (blaue Kurve) nur noch P1 bis P3 deutlich auswertbar.

Verfolgt man die Amplitude und die Braggwellenlänge über die Zeit (vgl. Abb. 4.19) wird ebenfalls ersichtlich, dass das Gitter nicht mehr länger als thermisch stabil bezeichnet werden kann. Insbesondere die Reflexionsamplitude der Peaks nimmt im Mittel um $(26 \pm 3)\%$ signifikant ab. Damit folgt die AluSi-Faser, den nach Abschnitt 2.2.4 [S. 22] erwartetem Verhalten einer temperaturabhängigen Degradation und ist maßgeblich von dem Verhalten der FBG in einer Saphirfaser zu unterscheiden. Die Verschiebung der Braggwellenlänge zeigt nicht mehr einen gleichen Verlauf für alle Peaks wie zuvor. Während P1 und P2 (blaue Symbole in Abb. 4.19) scheinbar keine signifikante Verschiebung zu größeren Wellenlängen zeigen, weisen P3 und P4 (grüne Symbole in Abb. 4.19) diese noch deutlich auf, wobei die Auswertung insbesondere der kurzwelligen Peaks aufgrund des immer schlechter werdenden Signal-zu-Rauschverhältnisses zunehmend schwieriger wurde. Sowohl die Abnahme der Reflektivität, als auch die Änderung der spektralen Form des Reflexionssignals weisen auf eine Änderung der Glasstruktur hin. Die Abnahme der Reflektivität entspricht einer Abnahme gitterursächlicher Effekte, wie z. B. das Relaxieren von Spannungen. Die Änderung

der spektralen Form des Reflexionssignals deutet dagegen auf eine zusätzliche Änderung des Brechzahlprofils der Faser durch z. B. Diffusion oder Phasenumwandlung (Entmischung, Entglasung) in der Glasmatrix hin, welche bei 1000°C deutlich stärker auftritt als bei den Experimenten mit einer Temperatur von 950°C. Entsprechende Bestrebungen einer Entglasung von Alumosilikatgläsern mit verschiedenen Aluminiumoxidkonzentrationen sind für Temperaturen von ca. 1000°C aus der Literatur bekannt [128] und könnte Ursache für beide Effekte sein.

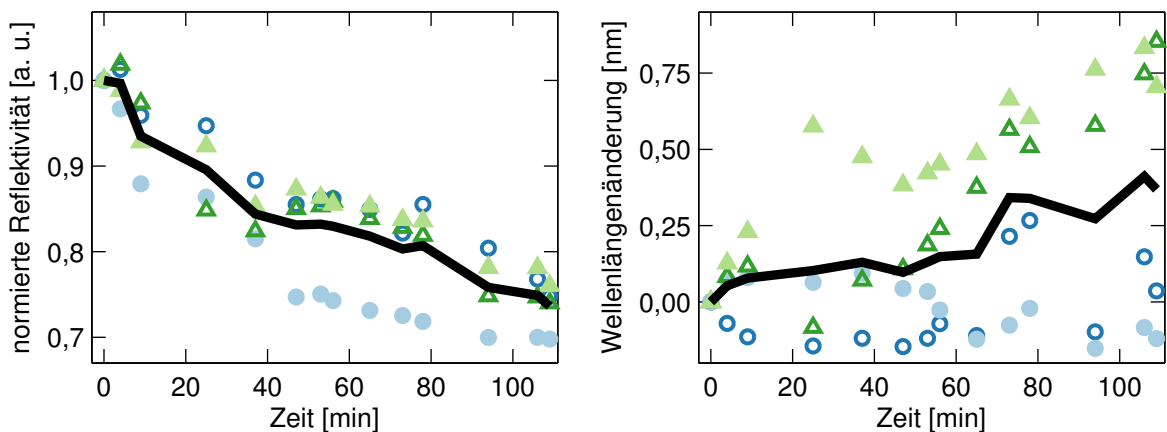


Abb. 4.19: Stabilitätsverhalten eines FBGs in einer AluSi-Faser bei 1000°C. Während die Reflektivität (links) eine deutliche Abnahme für alle ausgewerteten Peaks P1 bis P4 (Symbole analog Abb. 4.15 [S. 93]) aufweist, zeigt die Braggwellenlänge (rechts) kein einheitliches Verhalten mehr auf.

Zusammenfassend erweist sich die verwendete AluSi-Faser, mit einer erreichten Aluminiumoxidkonzentration von ca. 50 mol-%, als eine für Hochtemperaturanwendungen geeignete Faser. Die Stabilität der Faser-Bragg-Gitter in der AluSi-Faser bis 900°C übertrifft damit deutlich die von Typ-IIA-Gittern in anderen Glasfasern. Ähnliche thermische Stabilitäten sind nur von regenerierten oder Typ-II-Gittern bekannt.

Bei 900°C ist innerhalb der ersten 18 Stunden noch eine kontinuierliche, irreversible Drift der Braggwellenlänge von 0,9 nm zu verzeichnen. Diese geht aber in den 18 Stunden in eine Sättigung über, sodass anschließend keine weitere Drift nachgewiesen werden konnte. Nach dem Ausheizen sind die Gitter als Sensorelemente anwendbar, wobei ihre thermische Sensitivität aufgrund des Aluminiumoxidanteils mit ca. $13 \text{ pm}/^\circ\text{C} + T \cdot 5 \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$ größer ist als in anderen quarzglasbasierten Fasern. Alle betrachteten Reflexionspeaks besaßen die gleiche thermische Sensitivität und Verhalten, sodass für eine spätere sensorische Anwendung eine einmodige Signalabfrage, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, sinnvoll sein kann.

Für Temperaturen oberhalb von 900°C erwiesen sich die FBG in der AluSi-Faser als thermisch nicht mehr stabil, was auf beginnende Entmischungs- und Entglasungstendenzen des Kernmaterials zurückgeführt werden kann.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Erweichung des Glases konventioneller Fasern führt zu starken Einschränkungen bezüglich möglicher Hochtemperaturanwendungen von Bragg-Gittern in diesen Fasern. Deshalb war es Ziel dieser Arbeit, die Erzeugung und die Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in speziellen Fasern mit erhöhter thermischer Stabilität zu untersuchen. Dafür wurde der Schwerpunkt auf zwei Fasern gelegt, die stellvertretend für zwei grundsätzlich verschiedene Fasertypen stehen. Zum einen wurde eine Kristallfaser aus Saphir und zum anderen eine aus einem Saphirstab verzogene Glasfaser näher untersucht.

Bei der Saphirfaser handelt es sich um eine einkristalline Faser, welche nach derzeitigem Stand der Technik zumeist keine Kern-Mantel-Struktur einer klassischen Lichtleitfaser besitzt, sondern lediglich aus einem unstrukturierten Material besteht. Mittels Absorptionsmessungen und sowohl experimenteller als auch theoretischer Untersuchungen wurde herausgefunden, dass die Gittererzeugung für Gitter erster Ordnung mit einer Reflexionswellenlänge um 1550 nm am geeignetsten mit fs-Pulsen mit einer Wellenlänge im VIS erzeugt werden können. Diese Gitter besaßen übereinstimmend für Messungen in Transmission und auch in Reflexion hinreichend Reflektivität, um eine geeignete Auswertung der Braggwellenlänge zuzulassen.

Aufgrund der fehlenden Kern-Mantel-Struktur handelt es sich bei den Saphirfasern um stark mehrmodige Fasern mit einer quasi kontinuierlichen Brechzahlverteilung der Moden, was zum einen die Verwendung eines speziell angepassten Messaufbaus, als auch die Auswertung mehr als 15 mal breiterer Reflexionspeaks als in Einmodenfasern notwendig machte. Dennoch konnte eine Messgenauigkeit von besser als 5 K bis 1200°C erreicht werden. Dies ist zum einen auf eine im Vergleich zu Gittern in Standardfasern der Telekommunikation mehr als doppelt so große thermische Sensitivität der Braggwellenlänge und zum anderen auf einen der Saphirfaser angepassten Auswertalgorithmus zurückzuführen. Betrachtungen zur thermischen Sensitivität ergaben einen parabolischen Zusammenhang zwischen Temperatur und Braggwellenlänge, welcher dazu führt, dass die ohnehin hohe thermische Sensitivität sich bis zu den maximal erreichbaren Temperaturen nahezu verdoppelt. Insgesamt konnten Temperaturmessungen bis knapp 1900°C durchgeführt werden, bei denen keinerlei Abnahme der Reflektivität verzeichnet werden konnte. Diese Experimente stellen die derzeit höchsten, FBG-basierten, veröffentlichten Temperaturmessungen dar.

Im Rahmen der Arbeit mussten aber auch wesentliche Nachteile der verwendeten Saphirfasern festgestellt werden. Zum einen besitzt die Faser sehr hohe Grunddämpfungen, die

den Einsatz mehrerer Meter langer Fasern gar nicht ermöglichen würde, zumal aufgrund der besonderen Herstellung nur maximal zwei Meter lange Fasern erhältlich sind. Zum anderen entstehen aufgrund des Gittereinschreibens zusätzliche Verluste von etwa der Hälfte der geführten Lichtintensität. Diese Nachteile sind im Wesentlichen auf die fehlende Kern-Mantel-Struktur der Faser zurückzuführen.

Deshalb wurde weiterhin eine strukturierte Faser durch Ausziehen eines Saphirstabes in einem Quarzglasmantel hergestellt. Bei diesem Prozess entsteht aufgrund von Diffusion zwischen Aluminium und Silizium eine Glasfaser mit einem Gradientenindexprofil, die sogenannte AluSi-Faser. Aufgrund der definierten Kern-Mantel-Struktur erwies sich diese Faser im Vergleich zur Saphirfaser als ausgesprochen guter Wellenleiter mit einer mehr als einer Größenordnung geringeren Dämpfung, was neben der Verfügbarkeit auch die praktische Verwendung von vielen Metern der Faser ermöglicht.

Aufgrund des sehr hohen Aluminiumanteils des im Vergleich zu Standardfasern großen Kerns der AluSi-Faser ist auch sie nicht einmodig. In Übereinstimmung theoretischer Modellierung und Experimenten konnte nachgewiesen werden, dass die Gitter in der AluSi-Faser ein Mehrpeakreflexionsspektrum mit spektral nahezu äquidistanten Maxima besitzen. Zur Eliminierung höherer Moden und damit Reduktion der Peakanzahl wurden verschiedene Ansätze diskutiert. Dabei erscheint auf der einen Seite die Verringerung der numerischen Apertur aufgrund eines brechzahlangepassten Mantels als Möglichkeit. Auf der anderen Seite erwies sich die gezielte Anregung und Abfrage ausschließlich der in der AluSi-Faser geführten Grundmode durch Verwendung einer für die Wellenlänge von einem Mikrometer einmodig designte Zwischenfaser als erfolgreich.

Anschließende Heizexperimente ergaben eine im Vergleich zu Gittern ohne Regenerierung in konventionellen Glasfasern sehr gute thermische Stabilität. Auch wenn bei Temperaturen von 900°C zunächst eine kontinuierliche und irreversible Drift der Braggwellenlänge verzeichnet werden musste, so ist diese nach einigen Stunden gesättigt, sodass die Gitter als Sensorelemente verwendet werden konnten. Die thermische Sensitivität erwies sich dabei im Vergleich zu FBG in Standardfasern als leicht erhöht, aber wesentlich geringer als in Saphirfasern. Für Temperaturen ab 950°C zeigten sich die Gitter in der AluSi-Faser allerdings nicht mehr als thermisch stabil. Die Abnahme der thermischen Stabilität konnte materialtechnisch begründet werden, wobei weitere detaillierte Analysen sicher wissenschaftlich interessant sind.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte damit einerseits die extrem gute Hochtemperaturstabilität von Faser-Bragg-Gittern in Saphirfasern gezeigt und charakterisiert werden. Zum anderen wurde aber auch der Weg über eine für die Hochtemperaturdiagnostik neue Art von Faser aufgezeigt. Dabei kann die Synthese aus Kristall- und Glasfasern möglicherweise zu neuen Impulsen auch in anderen Bereichen der Faseroptik führen.

Literaturverzeichnis

- [1] ASLUND, M. L., N. JOVANOVIĆ, N. GROOTHOFF, J. CANNING, G. D. MARSHALL, S. D. JACKSON, A. FUERBACH und M. J. WITHFORD: *Optical loss mechanisms in femtosecond laser-written point-by-point fibre Bragg gratings*. Optics Express, 16(18):14248–14254, 2008.
- [2] MIZRAHI, V. und J. E. SIPE: *Optical properties of photosensitive fiber phase gratings*. Journal of Lightwave Technology, 11(10):1513–1517, 1993.
- [3] MARTINEZ, A., M. DUBOV, I. KHRUSHCHEV und I. BENNION: *Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser*. Electronics Letters, 40(19):1170–1172, 2006.
- [4] BANDYOPADHYAY, S., J. CANNING, M. STEVENSON und K. COOK: *Ultrahigh-temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm*. Optics Letters, 33(16):1917–1919, 2008.
- [5] LINDNER, E., CHR. CHOJETZKI, S. BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Thermal regeneration of fiber Bragg gratings in photosensitive fibers*. Optics Express, 17(15):12523–12531, 2009.
- [6] COOK, K., L.-Y. SHAO und J. CANNING: *Regeneration and helium: regenerating Bragg gratings in helium-loaded germanosilicate optical fibre*. Optical Materials Express, 2(12):1733–1742, 2012.
- [7] POLZ, L., Q. NGUYEN, H. BARTELT und J. ROTHS: *Fiber Bragg gratings in hydrogen-loaded photosensitive fiber with two regeneration regimes*. Optics Communications, 313:128–133, 2014.
- [8] CANNING, J., M. STEVENSON, S. BANDYOPADHYAY und K. COOK: *Extreme Silica Optical Fibre Gratings*. Sensors, 8(10):6448–6452, 2008.
- [9] YANG, H. Z., X. G. QIAO, S. DAS und M. C. PAUL: *Thermal regenerated grating operation at temperatures up to 1400°C using new class of multimaterial glass-based photosensitive fiber*. Optics Letters, 39(22):6438–6441, 2014.
- [10] BURRUS, C. A. und L. A. COLDREN: *Growth of single-crystal sapphire-clad ruby fibers*. Applied Physics Letters, 31(6):383–384, 1977.

-
- [11] LABELLE, H. E.: *EFG, the invention and application to sapphire growth*. Journal of Crystal Growth, 50(1):8–17, 1980.
- [12] GROBNIC, D., S. J. MIHAILOV, C. W. SMELSER und H. DING: *Sapphire Fiber Bragg Grating Sensor Made Using Femtosecond Laser Radiation for Ultrahigh Temperature Applications*. IEEE Photonics Technology Letters, 16(11):2505–2507, November 2004.
- [13] BUSCH, M., W. ECKE, I. LATKA, D. FISCHER, R. WILLSCH und H. BARTELT: *Inscription and characterization of Bragg gratings in single-crystal sapphire optical fibres for high-temperature sensor applications*. Measurement Science and Technology, 20(11):115301, 2009.
- [14] GROBNIC, D., S. J. MIHAILOV, H. DING, F. BILODEAU und C. W. SMELSER: *Single and low order mode interrogation of a multimode sapphire fibre Bragg grating sensor with tapered fibres*. Measurement Science and Technology, 17(5):980–984, 2006.
- [15] DRAGIC, P., T. HAWKINS, P. FOY, S. MORRIS und J. BALLATO: *Sapphire-derived all-glass optical fibres*. Nature Photonics, 6(9):629–635, 2012.
- [16] KNIGHT, J. C., J. BROENG, T. A. BIRKS und P. ST. J. RUSSELL: *Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers*. Science, 282(5393):1476–1478, 1998.
- [17] SCHERMER, R. T. und J. H. COLE: *Improved bend loss formula verified for optical fiber by simulation and experiment*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 43(10):899–909, 2007.
- [18] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics*, Kapitel 2. Academic Press, New York, 2001.
- [19] SALEH, B. E. A. und M. C. TEICH: *Fundamentals of Photonic*, Kapitel 5. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1991.
- [20] MAXWELL, J. C.: *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 155:459–512, 1865.
- [21] SNYDER, A. W. und J. LOVE: *Optical Waveguide Theory*, Kapitel 13. Chapman and Hall, New York, 1983.
- [22] BRONSTEIN, I. N. und K. A. SEMENDJAJEW: *Taschenbuch der Mathematik, Neubearbeitung*. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, 1981.
- [23] GRUJIC, TH., B. T. KUHLMHEY, C. M. DE STERKE und CHR. G. POULTON: *Modelling of photonic crystal fiber based on layered inclusions*. Journal of the Optical Society of America B, 26(10):1852–1861, 2009.

- [24] LUKOWSKI, T. I. und F. P. KAPRON: *Parabolic fiber cutoffs: A comparison of theories*. Journal of the Optical Society of America, 67(9):1185, 1977.
- [25] SALEH, B. E. A. und M. C. TEICH: *Fundamentals of Photonics*, Kapitel 8. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1991.
- [26] ERDOGAN, T.: *Fiber grating spectra*. Journal of Lightwave Technology, 15(8):1277–1294, 1997.
- [27] KOGELNIK, H.: *Guided-Wave Optoelectronic*, Kapitel 2. Theory of Optical Waveguides. Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [28] THOMAS, J., N. JOVANOVIĆ, R. G. BECKER, G. D. MARSHALL, M. J. WITHFORD, A. TÜNNERMANN, ST. NOLTE und M. J. STEEL: *Cladding mode coupling in highly localized fiber Bragg gratings: modal properties and transmission spectra*. Optics Express, 19(1):325–341, 2011.
- [29] BORN, M. und E. WOLF: *Principles of Optics*, Kapitel 8.6.1. Pergamon Press Ltd., Oxford, 6 Auflage, 1986.
- [30] MOREY, W., G. MELTZ und H. GLENN: *Fiber optic Bragg grating sensors*. In: *Fiber Optic and Laser Sensors VII*, Band 1169, Seiten 98–107. SPIE, 1989.
- [31] KASHYAP, R.: *Fiber Bragg Gratings*, Kapitel 4. Theory of Fiber Bragg Gratings. Academic Press, 2010.
- [32] HILL, K., Y. FUJII, D. JOHNSON und B. KAWASAKI: *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*. Applied Physics Letters, 32(1978):647–649, 1978.
- [33] DOBB, H., D. J. WEBB, K. KALLI, A. ARGYROS, M. C. J. LARGE und M. A. VAN EIJKELBORG: *Continuous wave ultraviolet light-induced fiber Bragg gratings in few- and single-mode microstructured polymer optical fibers*. Optics Letters, 30(24):3296–3298, 2005.
- [34] ASKINS, C. G., T. E. TSAI, G. M. WILLIAMS, M. A. PUTNAM, M. BASHKANSKY und E. J. FRIEBELE: *Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse*. Optics Letters, 17(11):833–835, 1992.
- [35] ARCHAMBAULT, J.-L., L. REEKIE und ST. P. J. RUSSELL: *100% REFLECTIVITY BRAGG REFLECTORS PRODUCED IN OPTICAL FIBERS BY SINGLE EXCIMER-LASER PULSES*. Electronics Letters, 29(5):453–455, 1993.

- [36] KONDO, Y., K. NOUCHI, T. MITSUYU, M. WATANABE, P. G. KAZANSKY und K. HIRAO: *Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses*. Optics Letters, 24(10):646–648, 1999.
- [37] MIHAILOV, ST. J., CHR. W. SMELSER, P. LU, R. B. WALKER, D. GROBNIC, H. DING, G. HENDERSON und J. UNRUH: *Fiber bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation*. Optics Letters, 28(12):995–997, 2003.
- [38] ELSMANN, T., T. HABISREUTHER, A. GRAF, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Inscription of first-order sapphire Bragg gratings using 400 nm femtosecond laser radiation*. Optics Express, 21(4):4591–4597, 2013.
- [39] ZAGORULKO, K. A., P. G. KRYUKOV, Y. V. LARIONOV, A. A. RYBALTOVSKY, E. M. DIANOV, N. S. VOROBEV, A. V. SMIRNOV, M. Y. SCHELEV und A. M. PROKHOROV: *Fabrication of a long-period grating in a fibre by second-harmonic radiation from a femtosecond Ti:sapphire laser*. Quantum Electronics, 31(11):999–1002, 2001.
- [40] MALO, B., K. HILL, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON und J. ALBERT: *POINT-BY-POINT FABRICATION OF MICRO-BRAGG GRATINGS IN PHOTSENSITIVE FIBER USING SINGLE EXCIMER PULSE REFRACTIVE-INDEX MODIFICATION TECHNIQUES*. Electronics Letters, 29(18):1668–1669, 1993.
- [41] DYER, P.: *Analysis and application of a 0/1 order Talbot interferometer for 193 nm laser grating formation*. Optics Communications, 129(1-2):98–108, 1996.
- [42] WANG, Y., J. GRANT, A. SHARMA und G. MYERS: *Modified Talbot interferometer for fabrication of fiber-optic grating filter over a wide range of Bragg wavelength and bandwidth using a single phase mask*. Journal of Lightwave Technology, 19(10):1569–1573, 2001.
- [43] HILL, K. O., B. MALO, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON und J. ALBERT: *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask*. Applied Physics Letters, 62(10):1035–1037, 1993.
- [44] PISSADAKIS, . und L. REEKIE: *An elliptical Talbot interferometer for fiber Bragg grating fabrication*. Review of Scientific Instruments, 76(6):2003–2006, 2005.
- [45] BECKER, M., T. ELSMANN, I. LATKA, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Chirped Phase Mask Interferometer for Fiber Bragg Grating Array Inscription*. Journal of Lightwave Technology, 33(10):2093–2098, 2015.

- [46] LINDNER, E., M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Generation and characterization of first order fiber Bragg gratings with Bragg wavelengths in the visible spectral range*, 2008.
- [47] FLOREANI, F., A. GILLOOLY, L. ZHANG, I. BENNION, X. SHU und K. SUGDEN: *A simple method for the fabrication of intrinsically apodized chirped fibre Bragg gratings*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 5(4):S59–S62, 2003.
- [48] ERDOGAN, T., V. MIZRAHI, P. J. LEMAIRE und D. MONROE: *Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings*. Journal of Applied Physics, 76(1994):73–80, 1994.
- [49] LINDNER, E.: *Erzeugung und Eigenschaften hoch-temperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter*. Doktorarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2012.
- [50] PAL, S.: *Characterization of thermal (in)stability and temperature-dependence of type-I and type-IIA Bragg gratings written in B–Ge co-doped fiber*. Optics Communications, 262(1):68–76, 2006.
- [51] ZHANG, P., P. DING und L. LIU: *Investigation on Thermal-Induced Decay of Fiber Bragg Grating*. International Journal of Thermophysics, 36(5–6):997–1003, 2015.
- [52] FIEBRANDT, J.: *Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in seltenerd-dotierten optischen Fasern*. Doktorarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2013.
- [53] DOUAY, M., W. X. XIE, T. TAUNAY, P. BERNAGE, P. NIAY, P. CORDIER, B. POU-MELLECC, L. DONG, J. F. BAYON, H. POIGNANT und E. DELEVAQUE: *Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers*. Journal of Lightwave Technology, 15(8):1329–1342, 1997.
- [54] LIMBERGER, H. G., P. Y. FONJALLAZ, R. P. SALATHÉ und F. COCHET: *Compaction- and photoelastic-induced index changes in fiber Bragg gratings*. Applied Physics Letters, 68(22):3069–3071, 1996.
- [55] HAND, D. P. und P. S. RUSSELL: *Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers*. Optics Letters, 15(2):102–104, 1990.
- [56] SULIMOV, V. B., V. O. SOKOLOV, E. M. DIANOV und B. POU-MELLECC: *Photoinduced Structural Transformation in Silica Glass: The Role of Oxygen Vacancies in the Mechanism for UV-Written Refractive Index Gratings*. PHYSICA STATUS SOLIDI A-APPLIED RESEARCH, 158(1):155–160, 1996.
- [57] RYBALTOVSKY, A. A., S. S. ALESHKINA, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, A. A. UMNIKOV, M. V. YASHKOV, A. N. GUR'YANOV und E. M. DIANOV: *Luminescence*

- and photoinduced absorption in ytterbium-doped optical fibres.* Quantum Electronics, 41(12):1073–1079, 2012.
- [58] ROTHSCHILD, M., D. J. EHRLICH und D. C. SHAVER: *Effects of excimer laser irradiation on the transmission, index of refraction, and density of ultraviolet grade fused silica.* Applied Physics Letters, 55(1989):1276–1278, 1989.
- [59] POUHELLEC, B. und P. NIAY: *UV-induced densification during Bragg grating writing.* Optical Materials, 4(4):441–449, 1995.
- [60] DIANOV, E. M., V. G. PLOTNICHENKO, V. V. KOLTASHEV, Y. N. PYRKOV, N. H. KY, H. G. LIMBERGER und R. P. SALATHE: *UV-irradiation-induced structural transformation of germanosilicate glass fiber.* Optics Letters, 22(23):1754–1756, 1997.
- [61] KANNAN, S., J. Z. Y. GUO und P. J. LEMAIRE: *Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings.* Journal of Lightwave Technology, 15(8):1478–1483, 1997.
- [62] TSAI, T. E., E. J. FRIEBELE und D. L. GRISCOM: *Thermal stability of photoinduced gratings and paramagnetic centers in Ge- and Ge/P-doped silica optical fibers.* Optics Letters, 18(12):935–937, 1993.
- [63] BAKER, ST. R., H. N. ROURKE, V. BAKER und D. GOODCHILD: *Thermal decay of fiber bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber.* Journal of Lightwave Technology, 15(8):1470–1477, 1997.
- [64] PATRICK, H., S. L. GILBERT, A. LIDGARD und M. D. GALLAGHER: *Annealing of bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber.* Journal of Applied Physics, 78(1995):2940–2945, 1995.
- [65] CANNING, J.: *Fibre gratings and devices for sensors and laser.* Laser and Photonics Reviews, 2(4):275–289, 2008.
- [66] SMELSER, CHR., ST. MIHAILOV und D. GROBNIC: *Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask.* Optics Express, 13(14):5377–5386, 2005.
- [67] LIVITZIS, M. und S. PISSADAKIS: *Bragg grating recording in low-defect optical fibers using ultraviolet femtosecond radiation and a double-phase mask interferometer.* Optics Letters, 33(13):1449–1451, 2008.
- [68] DEKKER, P., M. AMS, G. D. MARSHALL, D. J. LITTLE und M. J. WITHFORD: *Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced colour centres.* Optics Express, 18(4):3274–3283, 2010.

- [69] BERNIER, M., ST. GAGNON und R. VALLÉE: *Role of the 1D optical filamentation process in the writing of first order fiber Bragg gratings with femtosecond pulses at 800nm [Invited]*. *Optical Materials Express*, 1(5):832–844, 2011.
- [70] XIE, W. X., P. NIAY, P. BERNAGE, M. DOUAY, J. F. BAYON, T. GEORGES, M. MONERIE und B. POUMELLEC: *Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres*. *Optics Communications*, 104(1-3):185–195, 1993.
- [71] VIOLAKIS, G., M. KONSTANTAKI und S. PISSADAKIS: *Accelerated recording of negative index gratings in Ge-doped optical fibers using 248-nm 500-fs laser radiation*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(10):1182–1184, 2006.
- [72] CANNING, J. und M. ASLUND: *Correlation of ultraviolet-induced stress changes and negative index growth in type IIa germanosilicate waveguide gratings*. *Optics Letters*, 24(7):463–465, 1999.
- [73] KHERBOUCHE, F. und B. POUMELLEC: *UV-induced stress field during Bragg grating inscription in optical fibres*. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 3(6):429–439, 2001.
- [74] TAUNAY, T., P. NIAY, P. BERNAGE, M. DOUAY, W. X. XIE, D. PUREUR, P. CORDIER, J. F. BAYON, H. POIGNANT, E. DELEVAQUE und B. POUMELLEC: *Bragg grating inscriptions within strained monomode high NA germania-doped fibres: part I. Experimentation*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 30(1):40–52, 1999.
- [75] NIAY, P., P. BERNAGE, S. LEGOUBIN, M. DOUAY, W. X. XIE, J. F. BAYON, T. GEORGES, M. MONERIE und B. POUMELLEC: *Behaviour of spectral transmissions of Bragg gratings written in germania-doped fibres: writing and erasing experiments using pulsed or cw uv exposure*. *Optics Communications*, 113(1-3):176–192, 1994.
- [76] GROOTHOFF, N. und J. CANNING: *Enhanced type IIA gratings for high-temperature operation*. *Optics Letters*, 29(20):2360–2362, 2004.
- [77] MIHAILOV, S. J. und M. C. GOWER: *Periodic cladding surface structures induced when recording fiber Bragg reflectors with a single pulse from a KrF excimer laser*. *Applied Physics Letters*, 65(21):2639–2641, 1994.
- [78] JOVANOVIĆ, N., J. THOMAS, R. J. WILLIAMS, M. J. STEEL, G. D. MARSHALL, A. FUERBACH, ST. NOLTE, A. TÜNNERMANN und M. J. WITHFORD: *Polarization-dependent effects in point-by-point fiber Bragg gratings enable simple, linearly polarized fiber lasers*. *Optics Express*, 17(8):6082–6095, 2009.

- [79] GROBNIC, D., C. W. SMELSER, S. J. MIHAILOV und R. B. WALKER: *Long-term thermal stability tests at 1000°C of silica fibre Bragg gratings made with ultrafast laser radiation*. Measurement Science and Technology, 17(5):1009–1013, 2006.
- [80] BANDYOPADHYAY, S., J. CANNING, P. BISWAS, M. STEVENSON und K. DASGUPTA: *A study of regenerated gratings produced in germanosilicate fibers by high temperature annealing*. Optics Express, 19(2):1198–1206, 2011.
- [81] LINDNER, E., J. CANNING, CHR. CHOJETZKI, S. BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Post-hydrogen-loaded draw tower fiber Bragg gratings and their thermal regeneration*. Applied Optics, 50(17):2519–2522, 2011.
- [82] ZHU, J. J., A. P. ZHANG, B. ZHOU, F. TU, J. T. GUO, W. J. TONG, S. HE und W. XUE: *Effects of doping concentrations on the regeneration of Bragg gratings in hydrogen loaded optical fibers*. Optics Communications, 284(12):2808–2811, 2011.
- [83] WANG, T., L.-Y. SHAO, J. CANNING und K. COOK: *Temperature and strain characterization of regenerated gratings*. Optics Letters, 38(3):247–249, 2013.
- [84] LINDNER, E., J. CANNING, CHR. CHOJETZKI, S. BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Thermal regenerated type IIa fiber Bragg gratings for ultra-high temperature operation*. Optics Communications, 284(1):183–185, 2011.
- [85] BUENO, A., D. KINET, P. MÉGRET und CHR. CAUCHETEUR: *Fast thermal regeneration of fiber Bragg gratings*. Optics Letters, 38(20):4178–4181, 2013.
- [86] WANG, T., L.-Y. SHAO, J. CANNING und K. COOK: *Regeneration of fiber Bragg gratings under strain*. Applied Optics, 52(10):2080–2085, 2013.
- [87] OPTIK, HELLMMA: *Hellma Optik Katalog D*. 30.11.2015.
- [88] LIU, H. Y., G. D. PENG und P. L. CHU: *Thermal tuning of polymer optical fiber Bragg gratings*. IEEE Photonics Technology Letters, 13(8):824–826, 2001.
- [89] CARROLL, K. E., C. ZHANG, D. J. WEBB, K. KALLI, A. ARGYROS und M. C. LARGE: *Thermal response of Bragg gratings in PMMA microstructured optical fibers*. Optics Express, 15(14):8844–8850, 2007.
- [90] CHEN, X. F., C. ZHANG, D. J. WEBB, G.-D. PENG und K. KALLI: *Bragg grating in polymer optical fibre for strain, bend and temperature sensing*. Measurement Science and Technology, 21(9):094005, 2010.
- [91] PAUL, M. C., S. W. HARUN, N. A. D. HURI, A. HAMZAH, S. DAS, M. PAL, S. K. BHADRA, H. AHMAD, S. YOO, M. P. KALITA, A. J. BOYLAND und J. K. SAHU:

- Wideband EDFA based on erbium doped crystalline zirconia yttria alumino silicate fiber.* Journal of Lightwave Technology, 28(20):2919–2924, 2010.
- [92] PAL, M., M. C. PAUL, S. DAS, S. K. BHADRA, S. YOO, M. KALITA, A. J. BOYLAND und J. K. SAHU: *Study of multi-channel amplification in erbium doped zirconia-yttria-alumino-silicate fibre.* Journal of Lightwave Technology, 29(14):2109–2115, 2011.
- [93] VICENTE, F. S., A. C. HERNANDES, M. F. DE SOUZA, M. R. B. ANDREETA und M. S. LI: *On the upconversion emission of rare earth doped zirconia fiber.* Radiation Effects and Defects in Solids, 147(1-2):77–81, 1998.
- [94] KURLOV, VN, SN ROSSOLENKO und SV BELENKO: *Growth of sapphire core-doped fibers.* Journal of Crystal Growth, 191(3):520–524, 1998.
- [95] MIHAILOV, S. J., D. GROBNIC und C. W. SMELSER: *High-temperature multiparameter sensor based on sapphire fiber Bragg gratings.* Optics Letters, 35(16):2810–2812, 2010.
- [96] WANG, J., B. DONG, E. LALLY, J. GONG, M. HAN und A. WANG: *Multiplexed high temperature sensing with sapphire fiber air gap-based extrinsic Fabry-Perot interferometers.* Optics Letters, 35(5):619–621, 2010.
- [97] WANG, A., S. GOLLAPUDI, K. A. MURPHY, R. G. MAY und R. O. CLAUS: *Sapphire-fiber-based intrinsic Fabry-Perot interferometer.* Optics Letters, 17(14):1021–1023, 1992.
- [98] SUBRAMANIAN, J. S. und P. K. GALLAGHER: *A DTA instrument based on optical measurement of temperature.* Thermochemica Acta, 269-270:89–94, 1995.
- [99] TONG, L., Y. SHEN, L. YE und Z. DING: *A zirconia single-crystal fibre-optic sensor for contact measurement of temperatures above 2000°C.* Measurement Science and Technology, 10(7):607–611, 1999.
- [100] PHOMSAKHA, V., R. S. F. CHANG und N. DJEU: *Novel implementation of laser heated pedestal growth for the rapid drawing of sapphire fibers.* Review of Scientific Instruments, 65(12):3860–3861, 1994.
- [101] NUBLING, R. K. und J. A. HARRINGTON: *Optical properties of single-crystal sapphire fibers.* Applied Optics, 36(24):5934–40, 1997.
- [102] MERBERG, G. N. und J. A. HARRINGTON: *Optical and mechanical properties of single-crystal sapphire optical fibers.* Applied Optics, 32(18):3201–3209, 1993.

- [103] NUBLING, R., R. KOZODOY und J. A. HARRINGTON: *Optical properties of clad and unclad sapphire fiber*. Biomedical Fiber Optic Instrumentation, SPIE, 2131:56–61, 1994.
- [104] EMMETT, J. L., K. SCARRATT, S. MCCLURE, T. MOSES, T. R. DOUTHIT, R. HUGHES, ST. NOVAK, J. E. SHIGLEY, W. WANG, O. BORDELON und R. E. KANE: *Beryllium Diffusion of Ruby and Sapphire*. Gems and Gemology, 39(2):84–135, 2003.
- [105] BERCHOVA, V. und S. ZÜRN: *Junior Wissen Steine & Mineralien*, Kapitel 6. Unipart Verlag, Stuttgart, 1995.
- [106] CIPRIANI, N.: *Mineralien und edle Steine*, Kapitel 2. Bechtermünz Verlag, Augsburg, 1997.
- [107] WEBER, M. J.: *Handbook of optical Materials*, Kapitel 1. CRC Press, New York, 2003.
- [108] BUSCH, M.: *Entwurf, Präparation und spektrale Charakterisierung von Gitterstrukturen in mehrmodigen Lichtwellenleitern*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2009.
- [109] JUNDT, D. H., M. M. FEJER und R. L. BYER: *Characterization of single-crystal sapphire fibers for optical power delivery systems*. Applied Physics Letters, 55(1989):2170–2172, 1989.
- [110] FIEBRANDT, J.: *Femtosekunden-Faser-Bragg-Gitter in seltenerd-dotierten Fasern*. Doktorarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2011.
- [111] THORLABS: *Datenblatt SMF-28-100*. 22.06.2015.
- [112] KRUG, P. A., R. STOLTE und R. ULRICH: *Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating*. Optics Letters, 20(17):1767–1769, 1995.
- [113] LIMBERGER, H. G., CHR. BAN, R. P. SALATHÉ, ST. A. SLATTERY und D. N. NIKOGOSYAN: *Absence of UV-induced stress in Bragg gratings recorded by high-intensity 264 nm laser pulses in a hydrogenated standard telecom fiber*. Optics Express, 15(9):5610–5615, 2007.
- [114] MASLEN, E. N., V. A. STRELTSOV, N. R. STRELTSOVA, N. ISHIZAWA und Y. SATO: *Synchrotron X-ray study of the electron density in α -Al₂O₃*. Acta Crystallographica B, 49(6):973–980, 1993.
- [115] PECHARSKY, V. K. und P. Y. ZAVALIJ: *Fundamentals of Powder Diffraction and Structural Characterization of Materials*. Springer Verlag, New York, 2009.

- [116] NISHIKAWA, S. und S. KIKUCHI: *Diffraction of Cathode Rays by Mica*. Nature, 121:1019–1020, 1928.
- [117] HABISREUTHER, T., T. ELSMANN, Z. PAN, A. GRAF, R. WILLSCH und M. SCHMIDT: *Sapphire fiber Bragg gratings for high temperature and dynamic temperature diagnostics*. Applied Thermal Engineering, 91:860–865, 2015.
- [118] WITTENBERG, A. M.: *Total Hemispherical Emissivity of Sapphire*. Journal of the Optical Society of America, 55(3):432–435, 1965.
- [119] ELSMANN, T., A. LORENZ, N. S. YAZD, T. HABISREUTHER, J. DELLITH, A. SCHWUCHOW, J. BIERLICH, K. SCHUSTER, M. ROTHHARDT, L. KIDO und H. BARTELT: *High temperature sensing with fiber Bragg gratings in sapphire-derived all-glass optical fibers*. Optics Express, 22(22):26825–26833, 2014.
- [120] GROBNIC, D., ST. J. MIHAILOV, J. BALLATO und P. DRAGIC: *Bragg Gratings Made with IR Femtosecond Radiation in High Alumina Content Aluminosilicate Optical Fibers*. In: *Advanced Photonics*, Seite BW2D.4. Optical Society of America, 2014.
- [121] GROBNIC, D., ST. J. MIHAILOV, J. BALLATO und P. D. DRAGIC: *Type I and II Bragg gratings made with infrared femtosecond radiation in high and low alumina content aluminosilicate optical fibers*. Optica, 2(4):313–322, 2015.
- [122] LITZKENDORF, D., ST. GRIMM, K. SCHUSTER, J. KOBELKE, A. SCHWUCHOW, A. LUDWIG, J. KIRCHHOF, M. LEICH, S. JETSCHKE, J. DELLITH, J.-L. AUGUSTE und G. HUMBERT: *Study of Lanthanum Aluminum Silicate Glasses for Passive and Active Optical Fibers*. International Journal of Applied Glass Science, 3(4):321–331, 2012.
- [123] UNGER, S., J. DELLITH, A. SCHEFFEL und J. KIRCHHOF: *Diffusion in Yb₂O₃-Al₂O₃-SiO₂ glass*. Physics and Chemistry of Glasses European Journal of Glass Science and technology Part B, 52(2):41–46, 2011.
- [124] LIM, J., YANG Q., B. E. JONES und P. R. JACKSON: *Strain and temperature sensors using multimode optical fiber Bragg gratings and correlation signal processing*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 51(4):622–627, 2002.
- [125] THORLABS: *Datenblatt GIF50*. 11.03.2016.
- [126] THORLABS: *Datenblatt 980HP*. 11.03.2016.
- [127] THORLABS: *Datenblatt 780HP*. 11.03.2016.
- [128] TAKAMORI, T. und R. ROY: *Rapid Crystallization of SiO₂-Al₂O₃ Glasses*. Journal of The American Ceramic Society, 56(12):639–644, 1973.

Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Zuhilfenahme anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Zitierte Textstellen, Abbildungen sowie übernommene Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quellen als solche kenntlich gemacht und ausgewiesen. Bei der Auswahl und Auswertung des verwendeten Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Jan Dellith und Andy Scheffel: Probenpräparation und REM-Aufnahmen, ESMA-Messungen und Bestimmung von Kikuchi-Verteilungen.
- Jan Dellith und Christa Schmidt: Probenpräparation und XRD-Messung der Saphirfaser.
- Jan Dellith und Christa Schmidt und Anka Schwuchow: Probenpräparation und REM- sowie Mikroskop-Aufnahmen diverser Faserproben.
- Albrecht Graf: Konfektionierung von diversen Faserproben.
- Tobias Habisreuther: Gemeinsame Planung und Durchführung einzelner Heizexperimente.
- Adrian Lorenz: Bereitstellung des Skriptes zur Berechnung der Feldverteilung der Moden und zur Berechnung der Modenindizes nach Transfermatrixmethode.
- Anka Schwuchow: Absorptionsmessung- und Fluoreszenzmessungen an Saphir- bzw. AluSi-Fasern.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür keine entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorliegenden Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form bisher weder im In- noch Ausland einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Teile dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen bereits veröffentlicht.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Tino Elsmann

Jena, den 18.11.2016

Lebenslauf

Zur Person

Name: Tino Elsmann
Geboren: 09. Juli 1986
Geburtsort: Zeulenroda

Ausbildung

1993 - 1994 Staatliche Grundschule „Friedrich Schiller“, Jena
1994 - 1997 Staatliche Grundschule „Schule am Marienwäldchen“, Jena
1997 - 2001 Staatliches Sportgymnasium „Johann Chr. Fr. GutsMuths“, Jena
2001 - 2005 „Carl-Zeiss-Gymnasiums“ mit
mathematisch-naturwissenschaftlich-technischen Spezialklassen, Jena
25.05.2005 Allgemeine Hochschulreife
2005 - 2010 Vollzeitstudium der Physik, Friedrich-Schiller-Universität, Jena
28.09.2010 Hochschulabschluss Diplom-Physiker
seit 01.11.2010 Wissenschaftlicher Angestellter am
Leibniz Institut für Photonische Technologien e.V. (IPHT), Jena
Jan. 2013 Forschungsaufenthalt im Central Glass & Ceramic Research Institute
Kolkata, Indien, Fiber Optics and Photonics Division im Rahmen des
des zweijährigen DAAD-Austauschprojektes „Regenerated fiber Bragg
gratings as sensors for structural health monitoring at extreme
conditions“
2010 - 2016 Teilzeitpromotionsstudium der Physik, Friedrich-Schiller-Universität, Jena
25.10.2016 Abschluss der Promotion zum „doctor rerum naturalium“ (Dr. rer. nat.)

Tino Elsmann
Jena, den 18.11.2016

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung vieler Personen sicher nicht möglich gewesen. Die Unterstützung geht dabei weit über solche Dinge hinaus, die sich direkt in Textstellen oder Quellen der Arbeit widerspiegeln können. Deshalb möchte ich nun die Gelegenheit nutzen, meinen persönlichen Dank an jene zu richten, welche nicht zitiert werden konnten.

So hat Prof. Bartelt als mein Doktorvater einen ganz wesentlichen Anteil nicht nur daran, dass diese Arbeit gut betreut fertiggestellt wurde, sondern auch dass ich hervorragende Randbedingungen genossen habe. Darüber hinaus hätten die veröffentlichten Publikationen ohne seine stets konstruktive Kritik nie die Qualität und Aufmerksamkeit erreicht, die sie nun haben. Wenn es um die guten Randbedingungen des Arbeitens geht, so möchte ich in erster Linie Manfred Rothhardt für die administrative Betreuung aber auch den gesamten Arbeitsgruppen passive und aktive optische Fasermodule des IPHT für die Zusammenarbeit danken. Ohne die ständige Möglichkeit zur wissenschaftlichen und manchmal auch nicht so wissenschaftlichen Diskussion wären sicher viele für diese Arbeit wertvolle Ideen nie entstanden oder nicht so verfolgt worden, dass diese Dissertation entstehen konnte. Diese Zusammenarbeit erstreckte sich innerhalb des IPHT weit über diese Arbeitsgruppen hinaus, sodass mit Hilfe vieler Arbeitsgruppen Untersuchungen möglich waren, die das Gesamtbild meiner Forschungen wertvoll erweiterten. Darüber hinaus sei den zahlreichen Korrekturlesern für ihre Geduld und Nachsicht bezüglich meiner orthographischen Fähigkeiten gedankt.

Einzelne Personen haben über die allgemeine Arbeit hinaus mich persönlich unterstützt. Zum einen möchte ich Dr. Habisreuther neben der fachliche Betreuung auch für die vielen lehrreichen Anekdoten auf langen Dienstreisen und während der vielen gemeinsamen Stunden im Labor danken. Ohne ihn wären die Forschungen zu den Saphirfasern sicher nicht in der Tiefe möglich gewesen, wie sie es jetzt sind. Zum anderen möchte ich besonders auch Adrian Lorenz danken. Angefangen bei der Unterstützung in fachlichen Diskussionen, weiter über die Hilfe im manchmal harten Alltagsgeschäft bis hin zum privaten Ausgleich nach der Arbeit, wäre die Zeit am IPHT ohne ihn sicher nicht so fröhlich gewesen, wie ich sie genießen durfte.

Zuletzt möchte ich einen ganz persönlichen Dank meiner Familie widmen. Ohne meine Töchter Jette und Feline hätte ich in den schwereren Momenten nicht so zielorientiert durchgehalten, wie es manchmal notwendig war und ohne die Unterstützung, Geduld und das immer wieder positive Aufbauen meiner Verlobten Anja, hätte ich an mehr als einem Tag das Handtuch werfen wollen. So ist aber eine nicht nur wissenschaftliche Arbeit entstanden, sondern

auch ein Kreis von Freunden und Familie, der weit über die Abgabe dieser Arbeit Bestand haben wird.

Danke.