

Regenerieren von Faser-Bragg-Gittern in polarisationserhaltenden optischen Fasern

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena
von Leonhard Polz M. Sc.,
geboren am 02. Dezember 1985 in Starnberg

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Bartelt (Friedrich-Schiller-Universität Jena)
2. Gutachter: Prof. Dr. Robert R. J. Maier (Heriot Watt University Edinburgh)
3. Gutachter: Prof. Dr. Andreas Rüdiger (Institut national de la recherche scientifique Varennes)
4. Gutachter: Prof. Dr. Johannes Roths (Hochschule München)

Tag der Disputation: 13.09.2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Motivation	2
1.2	Vorteile der faseroptischen Messtechnik	5
1.3	Simultane Temperatur- und Kraftmessung mit Faser-Bragg-Gittern	6
2	Grundlagen	9
2.1	Optische Glasfasern	9
2.1.1	Dotierung	10
2.1.2	Faserherstellung	11
2.1.3	Doppelbrechende Fasern	16
2.2	Faser-Bragg-Gitter (FBG)	19
2.2.1	Typ-I-FBG	21
2.2.2	Typ-I-FBG in wasserstoffbeladenen Fasern	23
2.2.3	Typ-IIA-FBG	25
2.3	FBG als Sensor	27
2.3.1	Temperatur- und Kraftempfindlichkeit von FBG	28
2.3.2	Simultane Temperatur- und Kraftmessung mit FBG in Panda-Fasern	29
2.3.3	Kennlinieneigenschaften	32
3	Regenerierte Faser-Bragg-Gitter (RFBG)	34
3.1	Entstehungstheorien	35
3.2	Einflussfaktoren auf die Regeneration	39
3.3	Anwendung von RFBG	41
3.4	RFBG in doppelbrechenden Fasern	43

4	Regenerationsexperimente mit nichtdoppelbrechenden Fasern	45
4.1	Verwendete Herstellungs- und Messtechniken	46
4.2	Regenerieren in Fasern mit verschiedenem Germaniumgehalt	51
4.3	Regenerieren in Ge-F-dotierter GF1B-Faser	54
4.4	Regenerationsexperimente mit ausdiffundierten Fasern	60
4.5	RFBG-Temperatursensor in nichtdoppelbrechender Faser	63
5	RFBG in doppelbrechender Panda-Faser	67
5.1	Polarisationsaufgelöste Messtechnik	68
5.2	Einschreiben	70
5.3	Regenerieren	73
5.4	Temperaturkennlinie	77
5.5	Kraftkennlinie bei verschiedenen Temperaturen	81
5.6	Simultane Temperatur- und Kraftmessung	85
5.6.1	Temperaturbereich zwischen 300 °C und 500 °C	86
5.6.2	Temperaturbereich unter 300 °C	89
6	Zusammenfassung und Ausblick	92

Zusammenfassung

Die Überwachung der Temperaturverteilung in industriellen Prozessanlagen ist ein wichtiger Parameter für eine weitere Effizienzsteigerung dieser Anlagen. Die faseroptische Messtechnik und speziell Faser-Bragg-Gitter- (FBG) Sensoren bieten hier großes Potential um viele Messstellen in einer Anlage zu realisieren bei gleichzeitig geringem Verkabelungsaufwand, denn mit dieser Technik können entlang einer einzelnen Glasfaser mehrere Messstellen realisiert werden. Darüber hinaus sind faseroptische Sensoren auch besonders gut für Messungen auf Hochspannungspotential und bei Anwesenheit starker elektromagnetischer Felder geeignet. Die thermische Instabilität der herkömmlich verwendeten FBG vom Typ-I beschränkt dabei aber deren Einsatz bei höheren Temperaturen. Die vor ca. 20 Jahren entdeckten regenerierten Faser-Bragg-Gitter (RFBG) dagegen zeigen auch bei hohen Temperaturen eine gute Stabilität. Da die Mechanismen bei der Entstehung der RFBG noch nicht vollends verstanden sind, wurden in dieser Arbeit zunächst Versuche zur RFBG-Herstellung mit verschiedenen Fasertypen durchgeführt. Dabei wurden wichtige Erkenntnisse über das Regenerationsverhalten von FBG in verschiedenen Fasertypen und bei unterschiedlicher Vorbehandlung erarbeitet. Zudem wurde ein RFBG-Einzelpunkt-Temperatursensor aufgebaut und charakterisiert, der sich für den industriellen Einsatz bis 800 °C eignet. Da FBG allerdings nicht nur auf Temperaturänderungen reagieren, sondern auch auf Zugkräfte entlang der Faser z. B. durch Reibung, erschwert dies den Aufbau längerer FBG-Temperatur-Messketten. Ein anderer Ansatz besteht darin die Temperatur und die entlang der Faser wirkende Kraft simultan zu bestimmen. Dazu eignen sich FBG in Polarisationserhaltungsfasern (PM-Fasern). In dieser Arbeit wurde die Herstellung und erstmals auch die Eignung von RFBG in einer PM-Faser vom Typ Panda für simultane Temperatur- und Kraftmessungen untersucht. Trotz der guten Stabilität des RFBG bis 800°C zeigte sich, dass ein Einsatz des Sensors aufgrund der Glaszusammensetzung bestimmter Faserbereiche nur bis ca. 500 °C sinnvoll ist. Aufgrund der ähnlichen Materialeigenschaften sollten diese Ergebnisse auch auf andere spannungsdoppelbrechende Fasertypen mit B-dotierten Stresselementen übertragbar sein.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

In der heutigen Zeit erlangt die Überwachung von industriellen Prozessanlagen immer größere Bedeutung. Vor allem im Hinblick auf eine bessere Ausnutzung der Anlage, deren Effizienzsteigerung und der Einsparung von Ressourcen sollen die Anlagen möglichst nah an der Belastungsgrenze der Werkstoffe betrieben werden. Große 300 MW Gasturbinen zur Stromerzeugung z. B. verbrauchen typischerweise 10 kg Öl oder Gas pro Sekunde [1], was die Relevanz einer weiteren Effizienzsteigerung dieser Anlagen aus wirtschaftlichen und ökologischen Gründen deutlich macht. Eine Beschädigung der Anlage durch eine lokale Temperaturüberschreitung bedeutet dabei teure Reparaturen und lange Ausfallzeiten, die unbedingt zu vermeiden sind. Deshalb ist eine Überwachung der Temperaturverteilung in den Anlagen mit möglichst hoher räumlicher Auflösung ein wichtiger Innovationsschritt, der mit derzeit erhältlichen elektrischen Sensoren nur schwer realisierbar wäre. Diese Problemstellung soll im Folgenden an den Beispielen von Gasturbinen und chemischen Gaskatalysereaktoren näher erläutert werden.

In einer Gasturbine wird der Brennstoff mit bis zu 20 azimuthal verteilten Düsen in die Brennkammer eingespritzt, wobei Temperaturen bis zu 1400 °C entstehen. Aufgrund von Verschmutzungen der Düsen kann es zu einer räumlich ungleichen Verbrennung und Temperaturverteilung kommen, was zu lokalen Überhitzungen führen kann. Viele Werkstoffe gelangen bei diesen Temperaturen an die Grenzen ihrer Belastbarkeit, weshalb lokale Temperaturüberschreitungen unbedingt vermieden werden müssen. Beispielsweise sind Stahllegierungen auf Einsatztemperaturen von ca. 970 °C beschränkt. Bereits eine Temperaturüberschreitung um 10 K kann die Lebenszeit einer Komponente um bis zu 50% verringern [1]. Da aber die Effizienz von Turbinen mit ihrer Arbeitstemperatur steigt, wurden Kühlmechanismen und Hitzeschutzbeschichtungen entwickelt, um Schaufeln und Turbinenwände zu schützen.

Dadurch konnte in den letzten 50 Jahren die Arbeitstemperatur von Turbinen um ca. 20 K pro Jahrzehnt gesteigert werden [1]. Um die Turbinen noch näher an der maximal möglichen Grenztemperatur betreiben zu können, ohne dass es zur Beschädigung von Turbinenkomponenten kommt, muss die genaue Temperaturverteilung in der Turbine bekannt sein. Aufgrund der extrem hohen Temperatur ist es schwierig, die Temperaturverteilung direkt in der Brennkammer zu messen. Es ist einfacher, die Temperaturverteilung im Abgasstrahl der Turbine zu messen, wo die Temperaturen niedriger sind (600 °C - 700 °C) aber immer noch auf die Temperaturverteilung in der Brennkammer zurückgeschlossen werden kann. In den ebenso verwendeten zweiwelligen Turbinen herrschen am Auslass 500 °C - 600 °C und zwischen Niederdruck- und Hochdruckturbine ca. 700 °C. Durch eine Messung der Abgastemperaturverteilung ließe sich die Einspritzung in die Brennkammer nachregeln und eine möglichst homogene Temperaturverteilung innerhalb der Turbine erreichen, die nah an der Grenztemperatur der Bauteile liegt. Das würde die Effizienz und Lebensdauer der Turbine steigern und es würden Kraftstoff- und Materialressourcen geschont. Bei der Instrumentierung von Turbinen mit Temperatursonden spielt vor allem die Größe und Anzahl der Durchführungen eine Rolle. Die Leitungen zu den Sensoren sollten möglichst klein und wenige sein, um potentielle Undichtigkeiten am System gering zu halten, bei gleichzeitig möglichst hoher Zahl an Messstellen. Jegliche Durchführung von Messleitungen in das Abgasrohr stellt nämlich eine zusätzliche Schwachstelle dar, an der Abgase austreten könnten. Auch bei kleineren Turbinen, bis hin zu Flugzeugturbinen, ist die Überprüfung der Abgastemperaturverteilung von Interesse, um eine möglichst hohe Effizienz zu gewährleisten. Hier ist ebenfalls die Sensorgröße und der Leitungsquerschnitt entscheidend, da der Durchmesser von Durchführungen durch die Baugröße limitiert ist und die Instrumentierung den Gasstrom nicht stören darf [2].

Ein weiteres Anwendungsbeispiel für faseroptische Hochtemperatursensoren ist die Messung der Temperaturverteilung in chemischen Reaktoren. Heterogene Katalyseprozesse von gasförmigen Stoffen finden in der chemischen Prozessindustrie in großen Reaktoren mit 2 m - 6 m Länge statt. Im inneren der Reaktoren befinden sich mehrere Rohre, die von einem wärmergulierenden Medium umströmt werden und in die, je nach Prozess, ein bestimmter edelmetallhaltiger Katalysator als Schüttgut eingebracht ist. Die Edukte strömen von unten oder oben in eines der Reaktorrohre, an dem Katalysator-Granulat entlang und werden in die gewünschten Produkte umgewandelt. Die Effizienz des Herstellungsprozesses für das jeweilige Produkt hängt stark von der Einhaltung bestimmter Temperaturfenster ab. Die meist exothermen Reaktionen heizen von innen die Reaktorrohre auf und erzeugen somit ein radiales wie auch axiales Temperaturprofil innerhalb der Rohre. Dabei können, z. B. bei partiellen Oxidationsprozessen, Maximaltemperaturen bis zu 700 °C erreicht werden. Zu hohe Prozesstemperaturen schädigen allerdings das Katalysatormaterial. Deshalb werden die Reaktorrohre von einem Kühlmedium umströmt. Durch eine Regelung der Kühlleistung des Mediums und des Massestroms an zugeführten Edukten wird versucht, das Maximum an Ausbeute bei möglichst langer Lebensdauer des Katalysators zu erreichen. Für die

Optimierung des Prozesses ist die Bestimmung des Ortes und der Höhe der maximalen Temperatur (Hot-Spot-Bestimmung) von großer Bedeutung. Aufgrund von Alterungsprozessen des Katalysators oder durch ungewollte äußere Einflüsse, wie z. B. Veränderungen der Reinheit oder der Zusammensetzung der Prozessgase, verändert sich das Temperaturprofil im Laufe der Zeit, der Ort des Hot-Spots verschiebt sich und man verlässt das Prozessoptimum. Eine direkte Überwachung und Kontrolle der Temperaturverteilung in den Reaktorrohren ist deshalb von großer Bedeutung. Da der Durchmesser der Reaktorrohre aber beschränkt ist, kann auch hier nur eine beschränkte Anzahl an konventionellen elektrischen Sensoren eingebracht werden.

Für beide Anwendungsfälle, Gasturbinen und Gaskatalysereaktoren, bieten faseroptische Messsysteme zur verteilten Temperaturmessung aufgrund der hohen Zahl an möglichen Messstellen bei dennoch geringer Baugröße enormes Innovationspotential. Erste Untersuchungen zur Verwendbarkeit von Fasersensorik in Gasturbinen [1,3,4] und chemischen Reaktoren [5,6] wurden bereits durchgeführt. Ebenso gibt es auch weitere Anwendungsgebiete für faseroptische Hochtemperaturmesssysteme, z. B. in der Öl- und Gasindustrie, der chemischen Prozessindustrie [7], der Metallurgie [8,9] sowie in der Energietechnik [1,3,10,11].

Da die faseroptischen Sensoren sowohl sensitiv auf Dehnung als auch auf Temperaturänderungen sind, sollten für eine Temperaturmessung Krafteinwirkungen entlang der Faser vermieden werden. Da die in der Regel metallischen Komponenten der Anlagen, im Vergleich zu Glasfasern, höhere Ausdehnungskoeffizienten haben ($\alpha_{Metall} \gtrsim 10^{-5} \frac{1}{K}$; $\alpha_{Glas} = 5,5 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$ [12]), ist eine zusätzliche Dehnung der Faser bei Temperaturänderungen oft unvermeidbar. Bei dem sogenannten Loose-Tube-Design werden die faseroptischen Sensoren in der jeweiligen Anlage unfixiert in Stahlkapillaren geführt. Durch dieses Design lässt sich zwar die Dehnung der Faser minimieren, aber oft nicht vollständig vermeiden [7]. Vor allem bei der Verlegung der Kapillaren um Krümmungen oder bei besonders langen Messstrecken von mehreren Metern sorgt die Reibung zwischen Kapillare und Faser für große Kräfte entlang der Faser. Da sich diese Reibungskräfte oft nicht vollständig unterdrücken lassen, besteht ein anderer Ansatz darin, faseroptische Sensoren zu verwenden, aus deren Messsignal sich sowohl die vorherrschende Temperatur als auch die auf die Faser wirkende Kraft extrahieren lassen. Die in dieser Arbeit betrachteten Faser-Bragg-Gitter (FBG) in doppelbrechenden Fasern vom Typ Panda stellen einen solchen Multiparameter-Sensor dar und werden deshalb hier speziell in Kombination mit der Technik des Regenerierens der FBG für deren Verwendbarkeit bei hohen Temperaturen untersucht.

1.2 Vorteile der faseroptischen Messtechnik

In den in Abschnitt 1.1 vorgestellten Anwendungen werden bisher hauptsächlich Multi-Point-Thermoelemente eingesetzt, die eine grobe Messung der Temperaturverteilung erlauben. Bei dieser Technik müssen von jeder Messstelle aus zwei Drähte bis zum Messgerät geführt werden. Mit der Anzahl der Messstellen steigt deshalb auch die Anzahl an Messleitungen und damit auch der Durchmesser der Multi-Point-Thermoelemente. Drahtdurchmesser unter 0,5 mm sind kaum realisierbar, da diese eine zu geringe Stabilität gegenüber mechanischer Belastung und Korrosion zeigen. Eine größere Anzahl an Messstellen bedingt dadurch eine gewisse Baugröße für die Messleitungen und einen hohen Verkabelungsaufwand. Dies erschwert derzeit sowohl in Gasturbinen als auch in chemischen Reaktoren den Einsatz von Multi-Point-Thermoelementen mit einer größeren Anzahl an Messstellen. Des Weiteren sind aufgrund der vorhandenen Elektromotoren, Generatoren, elektrischen Heizungen und anderen Starkstromgeräten in den meisten industriellen Anlagen oft starke elektromagnetische Felder vorhanden. Diese Felder können Störungen in elektrischen Sensoren hervorrufen und somit zu Messfehlern führen. Faseroptische Sensoren dagegen sind aufgrund ihres dielektrischen Charakters immun gegenüber solchen Störungen. Durch ihre dielektrische Eigenschaft sind die Sensoren auch galvanisch von der Auswertelektronik getrennt und können in explosionsgefährdeten Bereichen eingesetzt werden. Durch ihren kleinen Durchmesser besitzen Glasfasern auch eine geringe thermische Masse und reagieren so sehr schnell auf Temperaturänderungen. Ebenso zeigt der Werkstoff Glas eine sehr gute Beständigkeit in Umgebungen mit niedrigem pH-Wert [13].

Eine Möglichkeit um mit Hilfe von Glasfasern Temperaturen zu messen sind FBG in monomodigen (engl.: single mode, SM) Lichtleitfasern. FBG sind periodische Brechungsindexvariationen im Kern einer Lichtleitfaser, deren Periodenlängen, bei einem genutzten Spektralbereich von 1500 nm bis 1600 nm, in der Größenordnung von typischerweise $\Lambda_{FBG} = 530$ nm liegen. Diese Strukturen reflektieren das innerhalb der SM-Faser geführte Licht, wenn dessen Wellenlänge mit einem scharf begrenzten Spektralbereich nahe der sogenannten Bragg-Wellenlänge λ_B übereinstimmt. Alle anderen Wellenlängen werden transmittiert. Die Bragg-Wellenlänge ist durch den effektiven Brechungsindex n_{eff} der SM-Faser und die Gitterperiode Λ_{FBG} bestimmt, $\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda_{FBG}$ [14]. Sowohl n_{eff} als auch Λ_{FBG} sind sensitiv auf mechanische Belastungen und Temperaturänderungen der Faser, wodurch sich eine Verschiebung der Bragg-Wellenlänge bei Temperaturänderung oder Zugbelastung ergibt. Durch die Messung der am FBG reflektierten Bragg-Wellenlänge kann dieses somit als Sensor für die an der Position des FBG herrschenden Temperatur- oder Kraftwerte verwendet werden. Es können auch mehrere FBG-Sensoren entlang einer Faser ausgelesen werden und dadurch an mehreren Stellen simultan gemessen werden. Dies ist z. B. möglich wenn alle FBG unterschiedliche Bragg-Wellenlängen besitzen (engl.: wavelength division multiplexing, WDM) oder wenn eine

gepulste Lichtquelle verwendet wird und die einzelnen FBG über die Laufzeit des Signals unterschieden werden (engl.: time division multiplexing, TDM) [15]. Durch Kombination dieser beiden Techniken sind prinzipiell sogar über 1000 Messstellen pro Faser möglich [16]. Durch diese Multiplexfähigkeit und durch den kleineren Kabeldurchmesser von typischerweise 0,125 mm (ohne Kunststoffbeschichtung) ermöglicht die Verwendung von FBG anstatt konventioneller Thermoelement- oder Widerstands-Temperatur Sensoren eine höhere Anzahl an Messstellen bei geringerem Verkabelungsaufwand.

Neben FBG gibt es noch weitere faseroptische Messprinzipien, die wie FBG eine punktuelle Messung erlauben, wie z. B. Fabri-Pérot- oder GaAs-Sensoren. Aber es gibt auch Messprinzipien die Signale aus der Rayleigh-Streuung, Raman-Streuung oder der Brillouin-Streuung nutzen und damit eine kontinuierliche Messung entlang der gesamten Faserstrecke erlauben [15]. Ein Vergleich verschiedener faseroptischer Temperatursensorprinzipien für die Anwendung in energietechnischen Anlagen wurde von Villnow et al. durchgeführt [17]. Sie kommen zu dem Schluss, dass FBG-basierte Messtechniken aufgrund ihrer Multiplexfähigkeit, der vergleichsweise schnellen und günstigen Messtechnik, der guten örtlichen Auflösung und der schnellen Reaktionszeit der Sensoren am besten für faseroptische Temperaturmessungen in industriellen Prozessanlagen geeignet sind.

1.3 Simultane Temperatur- und Kraftmessung mit Faser-Bragg-Gittern

Für eine simultane Bestimmung von Temperatur und Zugbelastung an der Faser mit Hilfe von FBG-Signalen sind mehrere Methoden in der Literatur zu finden. Bei allen werden zwei Bragg-Wellenlängen detektiert, die eine unterschiedliche Sensitivität auf Temperatur- und Zugbelastungsänderungen zeigen, wodurch aus der Verschiebung der beiden Wellenlängen auf die vorherrschende Temperatur und Zugbelastung zurückgeschlossen werden kann (vgl. Abschnitt 2.3.2). Damit sich die Sensitivitäten der beiden λ_B unterscheiden, können z. B. zwei unterschiedliche Fasertypen aneinander gespleißt werden, die jeweils ein FBG in kurzer Distanz zueinander beinhalten (sog. Tandem). Dies wurde z. B. für eine Kombination von Fasern mit 80 μm und 120 μm Manteldurchmesser gezeigt [18] oder für eine Kombination aus mikrostrukturierten Fasern und Vollmantelfasern [19]. Bei dieser Methode befindet sich an jeder Messstelle aber ein Spleiß, der die mechanische Belastbarkeit der Messstrecke schwächt. Auch FBG, die bei stark unterschiedlichen Wellenlängen reflektieren, zeigen unterschiedliche Sensitivitäten, wodurch eine simultane Temperatur- und Zugbelastungsmessung mit z. B. zwei übereinanderliegenden Gittern¹ mit Bragg-Wellenlängen bei 850 nm und 1300 nm

¹Übereinanderliegende FBG sind zwei FBG, die bei verschiedenen Wellenlängen reflektieren aber an derselben Stelle der Faser eingeschrieben wurden.

möglich ist [20]. Stark eingeschriebene FBG weisen meist zusätzliche höhere Ordnungen in ihrer periodischen Brechungsindexvariationen auf, wodurch die FBG auch in 2. Ordnung reflektieren. Durch Messen des Reflexes in 1. Ordnung bei 1561 nm und in 2. Ordnung bei 789 nm wurde ebenfalls bereits eine simultane Temperatur- und Dehnungsmessung demonstriert [21]. Allerdings sind für diese Technik zwei Auswerteeinheiten nötig, um die Bragg-Wellenlängen in den weit auseinanderliegenden Wellenlängenbereichen detektieren zu können. Auch mit Tandems aus verschiedenen Gittertypen² in derselben Faser können Temperatur und Zugbelastung simultan gemessen werden [23, 24], wobei hier erst eine Kombination von sehr unterschiedlichen Gittertypen eine effektive Trennung erlaubt. Die hohe Doppelbrechung in polarisationserhaltenden (engl.: polarisation maintaining, PM) Fasern bewirkt, dass ein einzelnes FBG in einer PM-Faser ebenfalls zwei Wellenlängen reflektiert. Auch diese beiden Bragg-Wellenlängen reagieren unterschiedlich auf Temperatur und Zugbelastung, wodurch eine simultane Messung dieser Größen mit PM-Fasern möglich ist. Dieses Prinzip wurde bereits an verschiedenen Typen³ von PM-Fasern wie Bow-Tie [24], Panda [25], Typ-D [24], mikrostrukturierter Faser [19] und Faser mit rechteckigen Stresselementen [26] untersucht.

Aufgrund der thermischen Instabilität der verwendeten FBG, beschränkten sich alle im vorhergehenden Absatz genannten Untersuchungen auf Temperaturen von maximal 160 °C. Die standardmäßig verwendeten Typ-I-FBG-Sensoren zeigen bereits bei erhöhten Temperaturen ab 200 °C Zerfallerscheinungen [27]. Durch Voraltern der FBG kann ihre Reflektivität zwar wieder auf einem geringeren Wert stabilisiert werden, doch zeigen sie auch dann nur unterhalb 650 °C akzeptable Wellenlängen-Driftwerte [28]. Dieser experimentell beobachtete Voralterungsmechanismus der Typ-I-Gitter kann in den Grundzügen durch die Modellvorstellungen von Erdogan [29] verstanden werden. Für langfristige Anwendungen bei höheren Temperaturen müssen jedoch andere Arten von FBG verwendet werden. Eine Auflistung temperaturstabiler FBG-Typen ist in [30] zu finden. Mit den extrem hochtemperaturstabilen Typ-II-FBG und FBG in Saphirfasern waren bisher stets Nachteile wie schlechte spektrale Qualität der Reflexions-Linienform, schlechte WDM-Fähigkeit, teure Herstellung oder geringe mechanische Zugfestigkeit verbunden. Typ-IIA-Gitter können maximal bis 800 °C verwendet werden [30]. Die seit mehreren Jahren untersuchten regenerierten Faser-Bragg-Gitter (RFBG) dagegen können Temperaturen bis 1400 °C standhalten [31] und verfügen über eine hohe spektrale Qualität, die ein WDM von mehreren Sensoren erlaubt [32,33]. Dehnungsmessungen an solchen Gittern zeigen, dass die Faser auch bei hohen Temperaturen noch genug mechanische Stabilität besitzt, um starken Zugkräften ausgesetzt werden zu können [34, 35]. Die Tatsache, dass aus speziellen FBG mit Hilfe eines thermischen Prozesses RFBG hergestellt werden können ist seit ca. 20 Jahren bekannt [36]. Die Hintergründe dazu und die Abhängigkeit der RFBG-Entstehung von den verschiedenen Prozessvariablen sind aber noch nicht vollständig

²Weiteres zu den verschiedenen Typen von FBG folgt in Abschnitt 2.2. Eine Gesamtübersicht über alle derzeit bekannten Typen von FBG ist in [22] zu finden.

³Eine Beschreibung der verschiedenen PM-Fasertypen ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

aufgeklärt. Deshalb wurden zu Beginn dieser Arbeit einige Voruntersuchungen zur Entstehung von RFBG in verschiedenen nichtdoppelbrechenden SM-Fasertypen untersucht. Dazu wurden verschiedene Messplätze aufgebaut und charakterisiert, mit denen später auch die RFBG in der Panda-Faser untersucht werden konnten.

Eine simultane Temperatur- und Dehnungsmessung mit RFBG bis $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ wurde bereits von Yang et al. gezeigt [37]. Sie verwendeten ein Tandem aus zwei RFBG mit verschiedenen Bragg-Wellenlängen bei 1300 nm und 1550 nm . Ebenso wurden bereits simultane Temperatur- und Dehnungsmessungen bei hohen Temperaturen durch Kombination eines RFBG mit einer Fabri-Pérot-Kavität gezeigt [38, 39]. Fabri-Pérot-basierte Sensoren besitzen aber schlechtere Multiplexing-Eigenschaften, wodurch sich mit dieser Sensorkombination nur schwer viele Messstellen entlang einer Faser erstellen lassen. In dieser Arbeit wurde erstmals untersucht, inwieweit RFBG in PM-Fasern für eine simultane Temperatur- und Kraftmessung bei hohen Temperaturen verwendet werden können. Dies erfolgte am Beispiel einer spannungsdoppelbrechenden PM-Faser vom Typ Panda. Die ebenfalls oft verwendeten spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern vom Typ Bow-Tie und Tiger weisen ähnliche Materialeigenschaften wie Panda-Fasern auf, weshalb die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse auch auf diese Fasertypen übertragbar sein sollten. Strukturdoppelbrechende PM-Fasertypen eignen sich aufgrund ihrer geringeren Kraft- und Temperatursensitivität prinzipiell schlechter für eine simultane Temperatur- und Kraftmessung als spannungsdoppelbrechende PM-Fasern (vgl. Abschnitt 2.3.2) und wurden deshalb hier nicht betrachtet. Die Herstellung von RFBG in einer Panda-Faser wurde bereits mit einer nichtpolarisationserhaltenden Messtechnik untersucht [40–42]. In den hier präsentierten Experimenten wurde dagegen eine polarisationsaufgelöste Messtechnik verwendet, welche einen genaueren Einblick in die Veränderung der Doppelbrechung der Faser während der Regeneration ermöglicht, weshalb neben der Charakterisierung der Temperatur- und Kraftempfindlichkeit der RFBG in der Panda-Faser auch auf die Herstellung der Gitter nochmals genauer eingegangen wird.

Kapitel 2

Grundlagen

Die bei der Herstellung der RFBG ablaufenden Prozesse werden stark durch die Glaszusammensetzung der Faser und den speziellen Zustand des Glases nach der Faserherstellung beeinflusst. Deshalb wird in diesem Kapitel zunächst der Faserherstellungsprozess und die Eigenschaften der verschiedenen Fasertypen betrachtet. Anschließend folgt die Beschreibung der in dieser Arbeit vorkommenden FBG-Typen, wobei auf RFBG erst in Kapitel 3 ausführlich eingegangen wird. Zu guter Letzt wird noch erläutert wie FBG als Sensoren eingesetzt werden können und was dabei zu beachten ist.

2.1 Optische Glasfasern

Optische Glasfasern können in Multimodefasern, Gradientenindexfasern und SM-Fasern unterteilt werden [43]. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden ausschließlich SM-Fasern verwendet. Eine SM-Faser besteht aus einem Faserkern (typ. \varnothing 5 μm - 10 μm), der einen höheren Brechungsindex besitzt als der ihn umgebende Fasermantel (typ. \varnothing 125 μm). Aus den Maxwell-Gleichungen für lineare, homogene und isotrope Materialien wie Glas ergibt sich die Wellengleichung [44],

$$\vec{\nabla} \circ \vec{\nabla} \vec{E} = \frac{n^2}{c_0^2} \frac{d^2}{dt^2} \vec{E}, \quad (2.1)$$

mit $\vec{\nabla}$ dem Nabla-Operator, \vec{E} dem elektrischen Feldvektor der elektromagnetischen Welle, c_0 der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n dem Brechungsindex. Wird die Wellengleichung für das Brechungsindexprofil einer SM-Faser gelöst, so ergibt sich als Lösung eine annähernd gaußförmige¹ radiale Intensitätsverteilung der Lichtwelle, auch Grundmode genannt, die sich über den Kern hinaus bis in den Mantel erstreckt (Abbildung 2.1a). Dadurch, dass sich die

¹Die tatsächliche Form der Grundmode entspricht zweier abschnittsweise definierter Bessel-Funktionen, die aber näherungsweise einer Gauß-Funktion entsprechen.

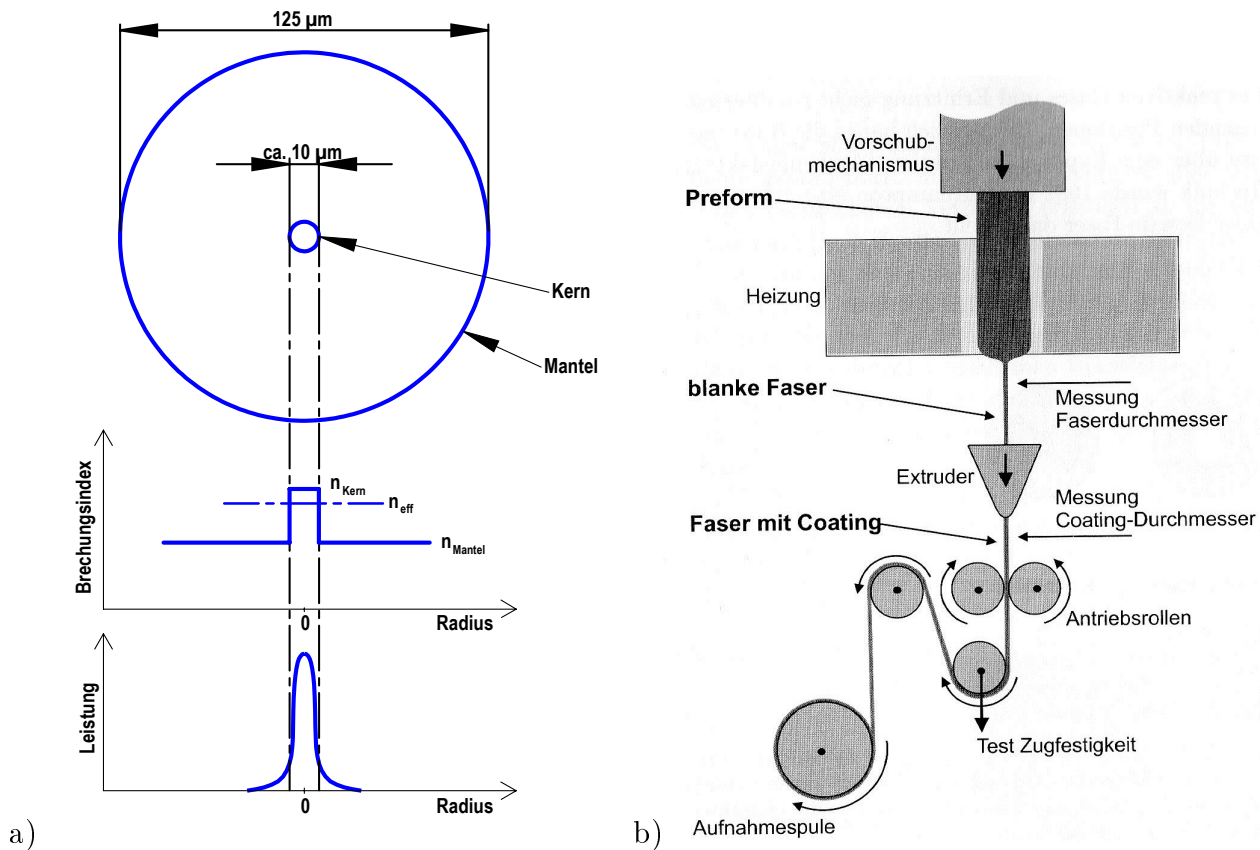


Abbildung 2.1: a) Eine Monomodefaser besteht aus einem Kern mit ca. 10 µm Durchmesser und einem Mantel mit typ. 125 µm Durchmesser. Der Kern besitzt einen etwas höheren Brechungsindex als der Mantel, sodass das Licht als annähernd gaußförmige Mode entlang des Kerns geführt wird. b) Die Herstellung der Faser erfolgt aus einer Preform, die in einem Ziehturm in eine Länge von mehreren km gezogen wird [44]. Dabei enthält die ca. 1 m lange Preform bereits in der Brechungsindexverteilung die Proportionen der späteren Kern-Mantel-Struktur.

Grundmode nicht nur im Kern der Faser befindet, gilt für ihre Ausbreitung ein effektiver Brechungsindex n_{eff} , der zwischen Kern- und Mantelbrechungsindex liegt. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Faser spielt es dabei keine Rolle welche Orientierung \vec{E} besitzt, sodass die Grundmode für alle Polarisationszustände identisch ist. Diese Grundmode wird entlang des Kerns in der Faser geführt.

2.1.1 Dotierung

Die für die Lichtführung nötige Brechzahldifferenz wird in optischen Glasfasern erzielt indem Kern und Mantel der Faser aus unterschiedlichen Glaszusammensetzungen bestehen. Grundglas ist dabei in der Regel Kieselglas (reines Quarzglas), das die stöchiometrisch chemische Zusammensetzung SiO_2 besitzt. Eine Zugabe von Germaniumoxid (Ge-Dotierung) und Phosphoroxid (P-Dotierung) erzeugt z. B. eine Erhöhung des Brechungsindex, Siliziumfluorid (F-Dotierung) und Boroxid (B-Dotierung) dagegen senken den Brechungsindex [14, 44, 45].

Durch eine solche Dotierung des Kieselglases ändert sich aber nicht nur der Brechungsindex des Glases, sondern auch andere Eigenschaften wie der thermische Ausdehnungskoeffizient, die Photosensitivität, der thermooptische Koeffizient, die Viskosität, die Säure- und Laugen-Beständigkeit und die Kristallisationseigenschaften können sich verändern [13, 46]. So werden dem Kieselglas oft die verschiedensten Zusätze beigemischt, um gezielt dessen Eigenschaften zu verändern [14, 45, 47]. Vor ca. 30 Jahren wurde entdeckt, dass Ge-dotierte Fasern eine bleibende Brechungsindexänderung bei Ultraviolett- (UV) Belichtung zeigen. Später wurde auch mit anderen Dotierstoffen, wie Sb, Pb, Eu, Ga, Ce oder Th, solch ein Effekt gefunden [14, 47, 48]. Diese bleibende Veränderung des Brechungsindex ist die Grundlage für die Erzeugung von FBG. In dieser Arbeit spielt auch die Veränderung des Ausdehnungskoeffizienten und der Viskosität durch die Dotierung eine Rolle. Für Kieselglas wird ein Ausdehnungskoeffizient von $5.5 \cdot 10^{-7}$ angegeben [12, 49]. Durch die Dotierung erhöht sich in der Regel der Ausdehnungskoeffizient, wobei die Erhöhung z. B. etwa $12 \cdot 10^{-7}$ pro 10% P_2O_5 und $7 \cdot 10^{-7}$ pro 10% GeO_2 oder B_2O_3 beträgt [50]. Für die ebenfalls häufige F-Dotierung ist keine Veränderung des Ausdehnungskoeffizienten bekannt. Eine Dotierung von Kieselglas senkt in der Regel auch die Viskosität η des Glases. Das bedeutet, dass dessen Zähigkeit sinkt und bereits bei niedrigeren Temperaturen ein Fließ- und Relaxationsverhalten beobachtbar ist. Dies ist ab einer Viskosität von $\eta = 10^{12} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ beobachtbar, die bei der sogenannten Glasübergangstemperatur T_g erreicht wird, auch oberer Kühlpunkt genannt. Bei dieser Viskosität dauert die Entspannung von verspanntem Glas etwa 15 min [46]. Da die Viskosität von Gläsern kontinuierlich mit steigender Temperatur sinkt und die Entspannung des Glases auch vom Beobachtungszeitraum abhängt, muss eher vom Bereich des Glasübergangs gesprochen werden, der sich grob vom unteren Kühlpunkt bis T_g erstreckt. Der untere Kühlpunkt ist definiert auf eine Viskosität von $\eta = 10^{13,5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ bei der das Glas ca. 15 h braucht um sich zu entspannen [46]. Die Glasübergangstemperatur von Kieselglas liegt bei etwa $1200 \text{ }^\circ\text{C}$. Durch die Dotierung mit P_2O_5 , GeO_2 oder B_2O_3 kann T_g um mehrere $100 \text{ }^\circ\text{C}$ sinken [51]. Der Verlauf von T_g mit der Dotierstoffkonzentration ist dabei aber nicht immer linear.

2.1.2 Faserherstellung

Bei vielen Fasern wird dem Kern GeO_2 zugesetzt, um den Brechungsindex des Kerns gegenüber dem meist aus reinem SiO_2 -Glas bestehenden Mantel zu erhöhen. Dabei erfolgt die Herstellung der Faser typischerweise nach folgenden Schritten [44]. Ausgangsmaterial bei der Faserherstellung ist in der Regel ein Rohr aus Kieselglas mit mehreren cm Durchmesser. Über einen modifizierten Gasphasenabscheidungsprozess (engl.: modified chemical vapor deposition, MCVD) werden im Inneren dieses Rohres die für die Kerndotierung gewünschten Materialien (hier z. B. GeO_2) abgeschieden. Dabei reagieren die Gase $SiCl_4$ und $GeCl_2$ unter hohen Temperaturen mit Sauerstoff zu SiO_2 und GeO_2 . Während das übrig bleibende Chlorgas wieder abtransportiert wird, schlägt sich SiO_2 und GeO_2 als Glas an der

Innenwand des Rohres nieder. Dabei ist jedes Si- oder Ge-Atom einfach an vier O-Atome gebunden wobei die zweiwertigen O-Atome immer eine Brücke von einem zum nächsten Si- oder Ge-Atom bilden. Bei so hohen Temperaturen wie beim MCVD-Prozess tritt allerdings häufig GeO anstatt von GeO₂ auf [45]. Schlägt sich vermehrt GeO nieder, führt das zur Bildung von Ge-Si- und Ge-Ge-Bindungen in der Glasstruktur, bei denen der Sauerstoff als verbindendes Anion fehlt (engl.: germanium oxygen deficient center, GODC). Durch Zugabe eines Sauerstoffüberschusses im MCVD-Prozess kann die Bildung der GODC verringert werden, was vor allem bei Standard-Telekommunikationsfasern wie dem SMF28-Fasertyp angewendet wird. Da diese GODC allerdings für die Photosensitivität der Fasern verantwortlich sind (vgl. Abschnitt 2.2.1), wird für die Herstellung photosensitiver Fasern nicht nur eine hohe Ge-Konzentration in den Kern eingebracht, sondern der MCVD-Prozess erfolgt auch unter verringerter Sauerstoff-Zugabe, wodurch vermehrt GODC entstehen. Nach dem MCVD-Prozess wird das Glasrohr mit dem innen abgeschiedenen Kernmaterial erhitzt und kollabiert dadurch. Es entsteht ein Glasstab mit einem dotierten Kern, die sogenannte Preform. Die Preform wird in einem Ziehturm nach dem Prinzip in Abbildung 2.1b aufgeheizt und zu einer langen Faser gezogen. Dabei bleibt das Verhältnis zwischen Kern- und Manteldurchmesser erhalten. Direkt im Ziehturm wird die Faser auch noch mit einer schützenden Kunststoffbeschichtung (Coating) versehen.

Im Gegensatz zu Metallen ist der Übergang zwischen flüssigem und festem Zustand bei Glas nicht abrupt, sondern findet im Bereich von T_g kontinuierlich statt. Das zeigt sich auch in dem kontinuierlichen Anstieg der Viskosität des Glases mit sinkender Temperatur. Glas ist im eigentlichen Sinne also nur eine zähe Flüssigkeit, die bei Raumtemperatur so zäh ist, dass sie sich wie ein Festkörper verhält. Bei Temperaturen oberhalb der Glasübergangstemperatur verhält sich Glas aber viskoelastisch, vergleichbar mit Honig oder Kaugummi. Glas besitzt also auch oberhalb von T_g noch mechanische Eigenschaften und kann Kräfte aufnehmen und sich kurzzeitig elastisch dehnen. Beim Faserziehen muss deshalb eine Kraft aufgebracht werden, um das heiße Glas in die Länge zu ziehen. Während des Ziehprozesses erstarrt die Faser dann sehr schnell und unter hoher Zugspannung. Durch das schnelle Erstarren wird das Glas in seiner Struktur eingefroren. Die Glasstruktur befindet sich deshalb nach dem Ziehprozess nicht in ihrem energieärmsten Zustand. Durch Unterschiede in α und T_g können zudem verschieden dotierte Bereiche der Faser gegeneinander verspannt sein. Diese Effekte haben Einfluss auf die Lichtführung in der Faser, da sie über den elasto-optischen Effekt lokal den Brechungsindex des Glases verändern. Der Brechungsindex in einem dielektrischen Medium wie Glas ist maßgeblich durch die Polarisierbarkeit der äußeren Elektronen der Atome bestimmt. Jede Spannung bewirkt auch eine Dehnung, die eine Vergrößerung des Abstands der Atome in Dehnungsrichtung bedeutet. Dies bewirkt bei den in der Regel optisch negativen Gläsern, dass sich die Bindungselektronen senkrecht zur Dehnungsrichtung verlagern und in diese Richtung stärker gebunden sind. Sie lassen sich also quer zur Dehnungsrichtung schwerer polarisieren als parallel zur Dehnungsrichtung, was einen höheren Brechungsindex

entlang der Dehnungsachse und einen niedrigeren Brechungsindex quer zur Dehnungsachse bedeutet [46]. Ist die Dehnung isotrop, so tritt zwar keine Verlagerung der Elektronenverteilung auf, aber sie lassen sich durch den größeren Atomabstand dennoch leichter polarisieren, wodurch der Brechungsindex isotrop steigt. Allgemein können vier nachfolgend beschriebene Ursachen unterschieden werden, die für den in der Faser vorherrschenden Spannungs- und Dehnungszustand nach dem Faserziehen verantwortlich sind [52].

Thermische Spannungen

Die thermischen Spannungen resultieren aus den unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten aufgrund der Dotierstoffverteilung. Das Kern- und Mantelglas verfestigt sich im Ziehturm je nach T_g der verschiedenen dotierten Bereiche bei Temperaturen um 1000 °C und befindet sich bei dieser Temperatur noch in annähernd spannungsfreiem Zustand, abgesehen von der Zugkraft mit der die Faser gezogen wird. Der meist höher dotierte Kern hat einen höheren Ausdehnungskoeffizienten und zieht sich deshalb beim Abkühlen der Faser stärker zusammen. Bei Raumtemperatur wirkt dadurch auf den Kern eine axiale wie radiale Zugspannung und auf den Mantel eine axiale und radiale Kompression. Da der Querschnitt des Mantels um einiges größer ist als der des Kerns, muss die Zugspannung in axialer Richtung im Kern um einiges höher sein als im Mantel, um ein Kräftegleichgewicht zu erreichen.

Mechanische Spannungen

Die Faser wird im Ziehturm mit einer konstanten Kraft und Geschwindigkeit aus der Preform gezogen. Die Dotierung senkt dabei die Viskosität des Kerns gegenüber der des Mantels. Während des Ziehprozesses verfestigt sich deshalb der Mantel aus Kieselglas zuerst, da er eine höhere Viskosität hat als der dotierte Kern. Dabei nimmt der Mantel nahezu die gesamte aufgebrachte Zugkraft auf und ist elastisch gedehnt. Der weichere Kern passt sich der Form des gedehnten Mantels an und erstarrt entgegen dem Mantel praktisch ungespannt. Wird dann im abgekühlten Zustand die Zugkraft von der Faser genommen, zieht sich der Mantel wieder in axialer Richtung zusammen. Der Kern muss dieser elastischen Verformung folgen und steht dadurch axial unter Druck, während der Mantel infolge des Kräftegleichgewichts unter axialem Zug steht. Auch hier ist wieder wegen des kleineren Querschnitts der Spannungszustand im Kern um einiges größer als im Mantel. Die Größe der mechanischen Spannungen verhält sich linear zur Zugkraft, mit der die Faser im Ziehturm gezogen wurde [50, 53]. Bei niedrigen Zugkräften (<100 g) überwiegen in der Regel die thermischen Spannungen und der Kern steht axial unter Zug. Für sehr hohe Zugkräfte dagegen, kann ein axialer Druck auf den Kern von bis zu 200 MPa erzeugt werden [12]. In der mit hoher Zugkraft gezogenen SMF28-Faser herrscht daher im Kern ein axialer Druck von ca. 20 MPa [54].

Eingefrorene Dehnung

Ein in der Glasherstellung lange bekanntes Phänomen ist die Abhängigkeit des Glasvolumens von seiner Abkühlgeschwindigkeit. Bei einer langsamen Abkühlung hat die amorphe Struktur des Glases mehr Zeit, sich zu ordnen und kann in einen Zustand relaxieren, der ein kleineres Volumen einnimmt. Abbildung 2.2 zeigt die Abhängigkeit des Volumens eines Glaskörpers von der Temperatur bei verschiedenen Aufheiz- und Abkühlraten. Die Gerade S stellt dabei den energetisch niedrigsten Zustand dar, den das Glas als Flüssigkeit haben kann. Wird das Glas langsam abgekühlt, folgt das Volumen länger der Geraden S und geht bei der sogenannten Einfriertemperatur oder fiktiven Temperatur ϑ_A in die Kurve A über. Ein sehr schnell abgekühltes Glas dagegen – wie bei der Faserherstellung der Fall – hat nicht die Möglichkeit, sich zu ordnen und geht bereits bei ϑ_C in einen festen Zustand und damit in die Kurve C über. Verglichen mit A steht Glas C also unter einer isotropen Dehnung, die in das Glas eingefroren ist. Glas B stellt ein Glas mit mittlerer Abkühlgeschwindigkeit dar, was somit zwischen A und C liegt. Die eingefrorene Dehnung kann durch einen Temperprozess wieder ausgeheizt werden. Wird Glas C langsam erwärmt, so ist die Viskosität des Glases ab etwa T_{gC} gering genug, dass Umlagerungsprozesse in der Glasstruktur stattfinden können. Das Glas fängt beim Aufheizen deshalb um T_{gC} an zu relaxieren und schrumpft bis dessen Volumen die Gleichgewichtsgerade S erreicht. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, geschieht das für Glas B erst bei höheren Temperaturen als für Glas C . Dies liegt daran, dass durch

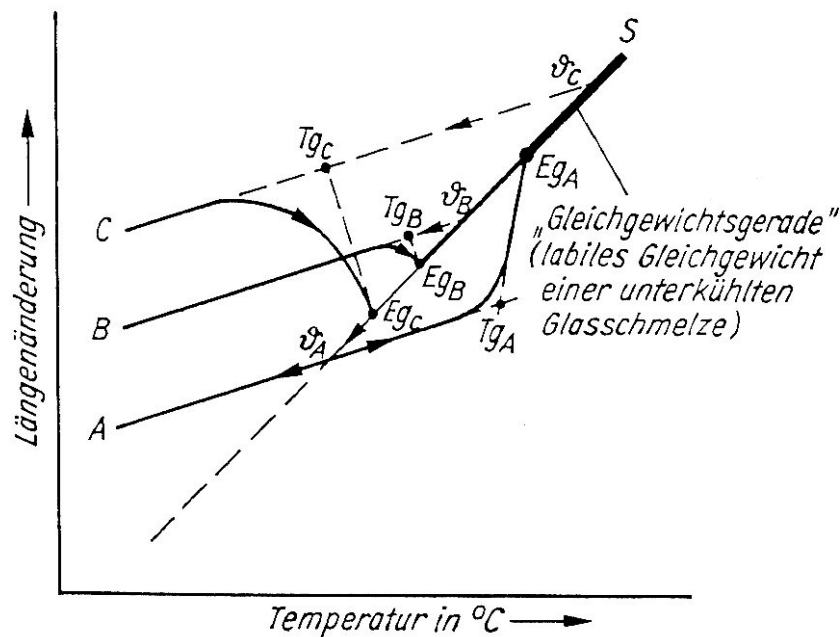


Abbildung 2.2: Länge (Volumen) eines Glases bei verschiedenen Aufheiz- und Abkühlraten. Kurve A zeigt ein langsam abgekühltes Glas, das schnell aufgeheizt wird. Kurve B zeigt ein schnell abgekühltes Glas, das auch schnell wieder aufgeheizt wird. Kurve C zeigt ein sehr schnell abgekühltes Glas, das langsam aufgeheizt wird [46].

die großlumigere Struktur von sehr schnell abgekühlten Gläsern auch die Viskosität dieses Glases niedriger ist als bei langsamerer Abkühlung. Das langsam abgekühlte Glas A wird in Abbildung 2.2 sehr schnell aufgeheizt. Dabei kann das Volumen des Glases sogar kurzzeitig die Gerade S unterschreiten und ein T_{gA} bei höheren Temperaturen erreichen. Eine völlig identische Aufheiz- und Abkühlkurve im Bereich um T_g ist für ein Glas also nur bei absolut identischer Aufheiz- und Abkühlrate erreichbar. Nur dann haben ϑ und T_g denselben Wert. Je höher die Aufheiz- oder Abkühlrate, desto höher liegt T_g bzw. ϑ .

Für undotiertes Kieselglas ist die Abhängigkeit des Volumens von der thermischen Vorgesichte nur sehr gering ausgeprägt (Brechungsindexänderung $< 1 \cdot 10^{-5}$ [52]), für dotierte Gläser ist der Effekt aber gut beobachtbar. Vor allem in polarisationserhaltenden Fasern mit B-dotierten Stresszonen konnte eine starke Volumenänderung der Stresszonen bei unterschiedlichen Aufheiz- und Abkühlraten gezeigt werden [55].

Eingefrorene Viskoelastizität

Durch die aufgebrachte Kraft beim Faserziehen, entsteht eine Längsspannung σ_z , durch die die Faser gedehnt wird. Die Dehnung erhöht das Volumen des Glases, da die Längsdehnung größer ist als die Querkontraktion. Dies wird ersichtlicher, wenn die Längsdehnung ε_z statt durch den E-Modul E durch den Kompressionsmodul K und den Schermodul G ausgedrückt wird [56],

$$\varepsilon_z = \frac{\sigma_z}{E} = \left(\frac{1}{9 \cdot K} + \frac{1}{3 \cdot G} \right) \cdot \sigma_z. \quad (2.2)$$

Hierin beschreibt K die Volumenerhöhung und G die Querverschiebung des Körpers mit der Spannung. Bekanntermaßen sinkt der E-Modul oberhalb T_g . Das liegt daran, dass K oberhalb T_g sehr stark sinkt, wohingegen G in etwa gleich bleibt [56]. Wird die Faser unter Spannung über T_g hinweg abgekühlt, bleibt die Dehnung durch die bestehende Spannung erhalten. Wird dann bei Raumtemperatur die Spannung von der Faser genommen, wird die Querverschiebung wieder fast komplett abgebaut, da $G(T < T_g) \approx G(T > T_g)$. Das Volumen der Faser bleibt allerdings erhöht, da $K(T < T_g) > K(T > T_g)$. Durch diese Volumenzunahme entsteht eine isotrope Brechungsindexabnahme, die proportional mit der Zugspannung σ_z skaliert, mit $\Delta n \approx -6,5 \cdot 10^{-6} \cdot \sigma_z$ [56]. Da beim Faserziehen mit steigender Zugkraft aber meist auch die Zuggeschwindigkeit und damit auch die Abkühlrate erhöht wird, ist dieser Effekt schwer von der eingefrorenen Dehnung zu trennen. Ein wichtiger Unterschied ist allerdings, dass der Effekt immer in dem Teil der Faser vorliegt, der die höhere Viskosität aufweist, also meist im Mantel. Wie schon bei den mechanischen Spannungen beschrieben, nimmt bei der Faserherstellung der Mantel aufgrund seiner höheren Viskosität nahezu die gesamte Zugspannung auf. Eine eingefrorene Viskoelastizität kann deshalb nur in diesem Bereich vorliegen.

Mechanische Spannungen, die eingefrorene Dehnung und die eingefrorene Viskoelastizität, die nach ihrer Herstellung in jeder Faser vorliegen, können durch einen Temperprozess ausgeheilt werden. Hierfür wird die Faser z. B. 6h bei 1100 °C geheizt, wobei keine mechanischen Kräfte auf die Faser wirken dürfen [53]. Da selbst Kieselglas bei solch einer hohen Temperatur eine genügend niedrige Viskosität hat, werden alle vorhandenen Spannungszustände abgebaut. Anschließend wird die Faser sehr langsam wieder auf Raumtemperatur abgekühlt, sodass das Glas die nötige Zeit hat in ein niedriges Volumen zu relaxieren. Es kann allerdings nicht verhindert werden, dass sich ab der Unterschreitung von T_g wieder thermische Spannungen aufgrund unterschiedlicher Dotierung aufbauen.

2.1.3 Doppelbrechende Fasern

Durch die radialsymmetrische Form der SM-Fasern sollte der Brechungsindex auch für unterschiedliche Polarisationen identisch sein. In der Realität ist das leider nicht der Fall, da leichte herstellungsbedingte Asymmetrien in der Geometrie oder der Dotierstoffkonzentrationen zu asymmetrischen Spannungen in der Faser führen und damit über den elastooptischen Effekt eine Anisotropie im Brechungsindex verursachen. Diese Anisotropie führt zu einer leichten Doppelbrechung, deren Orientierung statistisch entlang der Faser variiert. Ebenso wird durch Biegung der Faser eine nicht radialsymmetrische Spannung eingebracht und damit Doppelbrechung induziert. Jede beliebige Polarisation kann als Kombination zweier linear polarisierter Wellen gesehen werden, die entsprechend der Hauptachsen der Doppelbrechung orientiert sind. Die Doppelbrechung erzeugt dann eine Phasenverschiebung beider Wellen zueinander, wodurch der Gesamtpolarisationszustand verändert wird. Da sich die Orientierung der Doppelbrechung entlang der Faser ständig ändert, wird auch der Polarisationszustand immer wieder neu entlang der Hauptachsen aufgeteilt und gegeneinander verschoben [43]. Dadurch verändert sich der Polarisationszustand schon nach kurzer Strecke in der Faser. Um dies zu verhindern, wurden zunächst Fasern entwickelt, die eine sehr geringe herstellungsbedingte Doppelbrechung aufweisen. Aber auch in diesen Fasern lässt sich die durch Biegung induzierte Doppelbrechung nicht vermeiden. Ein anderer Ansatz ist die Verwendung von PM-Fasern mit gezielt hoher linearer Doppelbrechung, die über die gesamte Länge der Faser konstant ist. In diesen Fasern ist die Doppelbrechung durch Störungen oder Biegungen gegenüber der absichtlich induzierten Doppelbrechung gering, sodass sich die Hauptachsen entlang der Faser nur minimal verändern und deshalb die Polarisation nicht ständig neu aufgeteilt wird. Vielmehr kann linear polarisiertes Licht, das entlang einer der Hauptachsen eingekoppelt wird, auch bei Verdrehung der Faser der Hauptachse folgen, ohne dass sich der lineare Polarisationszustand ändert. Die hohe Doppelbrechung verhindert damit das Überkoppeln von Leistung zwischen den Polarisationen, weshalb diese Fasern auch als polarisationserhaltende Fasern bezeichnet werden. Die Kopplung zwischen den Polarisationsachsen sinkt dabei mit steigender Doppelbrechung der Faser [43]. Da ein höherer Brechungsindex eine kleinere

Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts bedeutet, spricht man bei der Hauptachse mit dem höheren Brechungsindex von der Slow-Achse und bei der Hauptachse mit dem niedrigeren Brechungsindex von der Fast-Achse.

Um eine hohe lineare Doppelbrechung im Kern der PM-Fasern zu erzeugen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Dabei kann man die verschiedenen PM-Fasertypen in spannungsdoppelbrechende und strukturdoppelbrechende PM-Fasern unterscheiden. In spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern wird die Doppelbrechung durch eine asymmetrische Dotierstoffverteilung im Fasermantel hervorgerufen. Typische Dotierverteilungen sind dabei die Panda- (Abbildung 2.3a), Bow-Tie- (dt.: Anzug-Fliege, Abbildung 2.3b) oder Tiger-Struktur (Abbildung 2.3c), die jeweils ein oder mehrere spannungsinduzierende Bereiche (engl.: stress applying parts, SAP) besitzen. Für die SAP wird meist hoch B-dotiertes Glas verwendet, da dieses eine starke Erhöhung des Ausdehnungskoeffizienten bewirkt. Die SAP werden bereits in die Preform mit eingebracht und die Fasern werden identisch zu nichtdoppelbrechenden Fasern in einem Ziehturm gezogen. Beim Abkühlen der Fasern nach dem Ziehprozess bringen die SAP eine starke thermische Spannung in die Faser ein, da sie stärker schrumpfen als der Mantel aus Kieselglas. Im Querschnitt der Faser wirkt folglich, entlang der Achse in der die SAP liegen, eine Zugspannung auf den Kern. Die Zugspannung in Richtung der SAP bewirkt eine

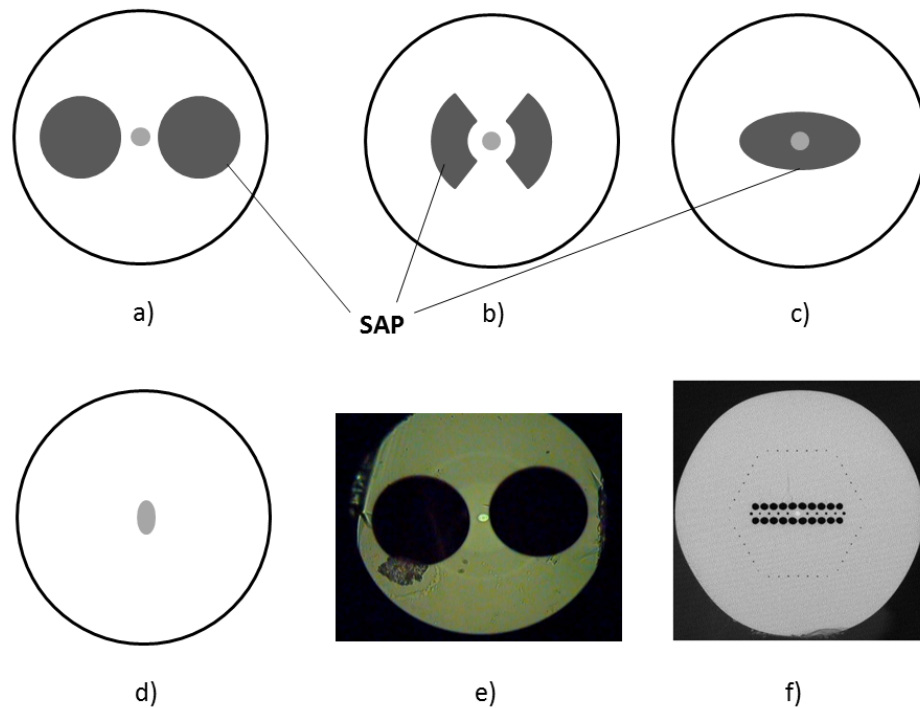


Abbildung 2.3: Verschiedene Typen doppelbrechender Fasern (PM-Fasern). a) Panda-, b) Bow-Tie- und c) Tiger-Fasern sind spannungsdoppelbrechende Fasern, wohingegen d) Fasern mit elliptischem Kern und mikrostrukturierte PM-Fasern (MS-PM-Fasern) zu den strukturdoppelbrechenden Fasern zählen. Die Mikroskopbilder e) und f) zeigen, dass es MS-PM-Fasern sowohl mit wenigen großen Löchern (hier eine Twin-Air-Hole-Faser) [57], als auch mit vielen kleinen Löchern gibt [58].

Dehnung des Glases und damit einen Anstieg des Brechungsindex in dieser Richtung. Die Slow-Achse liegt folglich in der Achse, in der auch die SAP liegen. Durch die hohe Dotierung der SAP verringert sich auch deren Glasübergangsbereich, wodurch mechanische Spannungen und eingefrorene Dehnungen in den SAP entstehen. Beide Effekte wirken den thermischen Spannungen entgegen und verringern somit die Doppelbrechung der Faser (vgl. Abschnitt 5.3). Um eine strukturbedingte Doppelbrechung zu erzeugen, wird die Tatsache genutzt, dass aus den Maxwell-Gleichungen an der Grenzfläche zweier dielektrischer Medien unterschiedliche Stetigkeitsbedingungen für einen senkrecht oder parallel zur Grenzfläche orientierten Feldvektor \vec{E} folgen,

$$\begin{aligned}\vec{E}_{1\parallel} &= \vec{E}_{2\parallel}, \\ n_1^2 \cdot \vec{E}_{1\perp} &= n_2^2 \cdot \vec{E}_{2\perp}.\end{aligned}\tag{2.3}$$

Sobald die Struktur der Faser im Querschnitt nur zwei oder weniger Symmetrieachsen im Bereich der Grundmode besitzt, sind die Grenzflächenbedingungen nicht mehr für beide Polarisationsachsen gleich. Dadurch ergeben sich für zwei lineare Polarisationszustände entlang der Hauptachsen leicht unterschiedliche räumliche Energieverteilungen der Grundmode, die auch einen unterschiedlichen effektiven Brechungsindex für beide Polarisationszustände bedeuten. Im einfachsten Fall kann eine solche Grenzflächenasymmetrie durch einen elliptischen Faserkern hervorgerufen werden (Abbildung 2.3d). Beim Ziehprozess entstehen dabei allerdings auch asymmetrische mechanische und thermische Spannungen in der Faser, die ebenfalls eine Doppelbrechung hervorrufen. Es hat sich gezeigt, dass bei diesen Fasern der Einfluss der thermischen Spannungen auf die Doppelbrechung größer ist als durch die Asymmetrie der Kern-Mantel-Grenzfläche [59]. Fasern mit elliptischem Kern müssen demnach also eher noch zu den spannungsdoppelbrechenden Fasern gezählt werden. Im Vergleich zu Panda-, Bow-Tie- oder Tiger-Fasern lassen sich durch eine elliptische Kernform aber nur viel kleinere Doppelbrechungen realisieren [43]. Eine höhere strukturbedingte Doppelbrechung ergibt sich, wenn der Unterschied im Brechungsindex an der Grenzfläche möglichst groß ist. Dies ist bei den sogenannten mikrostrukturierten PM-Fasern (MS-PM-Fasern) der Fall (Abbildung 2.3e und 2.3f). Sie besitzen asymmetrische Lochstrukturen nahe des Kerns entlang der Faser. Die Intensitätsverteilung der Grundmode erstreckt sich dabei bis in die Löcher, wodurch sich ein unterschiedlicher effektiver Brechungsindex in den Grundmoden der beiden linearen Polarisierungen ergibt, die entlang der Hauptachsen der Struktur orientiert sind. Die Herstellung der MS-PM-Fasern erfolgt ebenfalls aus einer Preform, die bereits die entsprechende Lochstruktur besitzt. Dabei muss beim Faserziehen ein Überdruck in die Löcher gegeben werden, damit diese nicht kollabieren.

Da in spannungsdoppelbrechenden Fasern die Doppelbrechung auf thermischen Spannungen beruht, zeigt diese bei diesen Fasern eine starke Temperaturabhängigkeit. Auch bewirkt die starke B-Dotierung eine Veränderung des E-Moduls und der Querkontraktionszahl der SAP

gegenüber dem Kieselglasmantel [60]. Dadurch verändert sich die Doppelbrechung auch bei einer Dehnung der Faser. Strukturdoppelbrechende Fasern und vor allem MS-PM-Fasern besitzen eine geringere Dotierung und zeigen daher auch nur eine geringe Veränderung der Doppelbrechung mit der Temperatur oder Dehnung [19].

2.2 Faser-Bragg-Gitter (FBG)

Ein FBG besteht aus einer periodischen Variation des Kernbrechungsindex entlang der Faserachse z über die Länge L (siehe Abbildung 2.4a). Entsprechend dem Reflexionsgesetz von Fresnel wird bei jeder Brechungsindexänderung ein kleiner Teil des in der Faser geführten Lichts reflektiert. Durch die Periodizität des Gitters gibt es dabei eine Wellenlänge, die Bragg-Wellenlänge λ_B , bei der alle reflektierten Teilwellen in Phase sind und damit konstruktiv interferieren. Diese Wellenlänge wird vom FBG reflektiert. Bei anderen Wellenlängen interferieren die reflektierten Teilwellen destruktiv und löschen sich gegenseitig aus. Diese Wellenlängen werden vom FBG nicht beeinflusst und transmittiert.

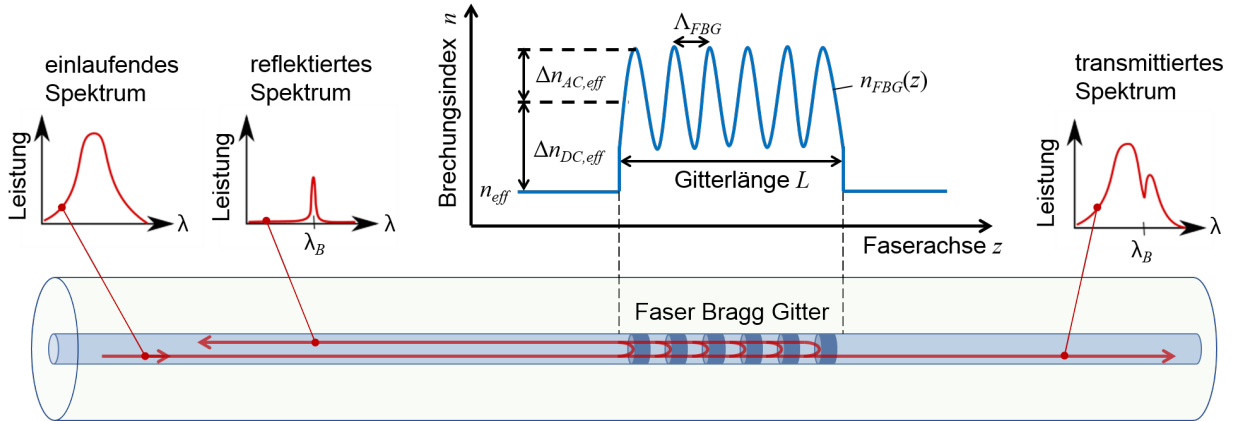


Abbildung 2.4: Prinzipskizze eines Faser-Bragg-Gitters (FBG). Das FBG stellt eine Modulation des effektiven Brechungsindex n_{eff} der Faser dar, an der der spektrale Anteil des in der Faser geführten Lichts, welcher der Bragg-Wellenlänge λ_B entspricht, reflektiert wird.

Die Bedingung für die konstruktive Interferenz aller reflektierter Teilwellen besagt, dass ihr Phasenversatz durch den unterschiedlich zurückgelegten optischen Weg² der Wellenlänge entspricht,

$$\lambda_B = 2 \cdot (n_{eff} + \Delta n_{DC,eff}) \cdot \Lambda_{FBG}. \quad (2.4)$$

Hierbei stellt die zweifache Gitterperiode $2 \cdot \Lambda_{FBG}$ den geometrischen Weg des Lichts dar und der Brechungsindex setzt sich zusammen aus dem effektiven Brechungsindex der Faser n_{eff} und der Erhöhung des effektiven Brechungsindex durch Einbringen des FBG $\Delta n_{DC,eff}$.

²Der optische Weg ergibt sich aus der Multiplikation des Brechungsindex mit dem geometrischen Weg

Für eine Bragg-Wellenlänge im Bereich des C-Bands um 1550 nm erfordert das, bei einem Brechungsindex von $n_{eff} + \Delta n_{DC,eff} \approx 1,5$, eine Gitterperiode mit einer Größenordnung von etwa 530 nm. Die Form des reflektierten Spektralbereichs um λ_B kann aus der Theorie der gekoppelten Moden abgeleitet werden [14, 45]. Dafür wird der Brechungsindex im Bereich des FBG $n_{FBG}(z)$ wie in Abbildung 2.4b dargestellt als gleichmäßig sinusförmig entlang der Faser angenommen und kann damit geschrieben werden als

$$n_{FBG}(z) = n_{eff} + \Delta n_{DC,eff} + \Delta n_{AC,eff} \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot z}{\Lambda_{FBG}}\right), \quad (2.5)$$

wobei $\Delta n_{AC,eff}$ die Amplitude der Brechungsindexmodulation angibt. Wird die Wellengleichung für einen solchen Brechungsindexverlauf unter den Annahmen der Theorie der gekoppelten Moden gelöst, so ergibt sich für die spektrale Reflektivität des Gitters $R(\lambda)$ der Ausdruck

$$R(\lambda) = \frac{\sinh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L)}{\cosh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}}, \quad (2.6)$$

mit den zwei wellenlängenabhängigen Kopplungskoeffizienten $\hat{\sigma}$ und κ [45]. Der AC-Kopplungskoeffizient κ bestimmt dabei die Stärke des Gitters. Er ist definiert durch die Amplitude der Brechungsindexmodulation $\Delta n_{AC,eff}$ als

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \Delta n_{AC,eff} \quad (2.7)$$

und ist im Bereich um λ_B nur schwach wellenlängenabhängig. Der DC-Kopplungskoeffizient $\hat{\sigma}$, auch Detuning-Vektor genannt, bestimmt die Wellenlänge bei der das Gitter reflektiert. Er beschreibt die Differenz aus der Wellenzahl der betrachteten Wellenlänge und der halben Wellenzahl des FBG:

$$\hat{\sigma} = \frac{2 \cdot \pi \cdot (n_{eff} + \Delta n_{DC,eff})}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda_{FBG}}. \quad (2.8)$$

Für $\lambda = \lambda_B$ kann Formel 2.4 in 2.8 eingesetzt werden, wodurch der Detuning-Vektor $\hat{\sigma} = 0$ wird. Dadurch vereinfacht sich Formel 2.6 aufgrund des Zusammenhangs $\frac{\sinh}{\cosh} = \tanh$ zu

$$\begin{aligned} R(\lambda_B) &= \tanh^2(\kappa \cdot L) = \tanh^2\left(\frac{\pi \cdot L}{\lambda_B} \Delta n_{AC,eff}\right) \\ \Rightarrow \Delta n_{AC,eff} &= \frac{\lambda_B \cdot \operatorname{atanh}\left(\sqrt{R(\lambda_B)}\right)}{\pi \cdot L}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

$\Delta n_{AC,eff}$ kann also bei bekannter Gitterlänge aus der Reflektivität im Maximum des reflektierten Bragg-Peaks berechnet werden.

Da der Mantel in der Regel nicht photosensitiv ist und sich das FBG somit nur im Kern befindet, wird die Brechungsindexänderung oft auch nur auf den Kern bezogen,

$$\Delta n_{AC,eff} = \Gamma \cdot \Delta n_{AC}, \quad (2.10)$$

mit dem Confinement-Faktor Γ der Faser [61]. Γ gibt dabei an, welcher Anteil der Leistung der Grundmode im eigentlichen Kern geführt wird.

Es gibt verschiedene Typen von FBG, die sich in ihrer Herstellung und ihren Eigenschaften unterscheiden. Sie bestehen alle aus einer periodischen Brechungsindexvariation entlang des Faserkerns, aber die Entstehung dieser Brechungsindexänderung ist oft unterschiedlichsten Ursprungs. Im Folgenden werden die, neben den RFBG, in dieser Arbeit vorkommenden Gittertypen vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung des aktuellen Wissensstandes zu den RFBG folgt dann in Kapitel 3. Eine Gesamtübersicht über alle derzeit bekannten Typen von FBG ist in [22] zu finden. Eine Gegenüberstellung verschiedener hochtemperaturtauglicher FBG-Typen erfolgte in [30, 62].

2.2.1 Typ-I-FBG

Typ-I-FBG sind die am häufigsten verwendeten Typen von FBG. Sie werden meist mit Excimer-Gaslasern³ hergestellt, die mit Argon-Fluorid (193 nm) oder Krypton-Fluorid (248 nm) arbeiten. Mit dem UV-Laserstrahl kann auf verschiedenste Weise ein Interferenzmuster erzeugt werden, das die nötige Periodizität im nm-Bereich besitzt [14]. In dieses Interferenzmuster wird die Faser eingebracht und aufgrund der Photosensitivität des Glases im UV wird das Interferenzmuster über photochemische Prozesse in den Kern übertragen. Die Bandlücke von Kieselglas hat etwa eine Größe von 9 eV, was einer Wellenlänge von 138 nm entspricht. Die typischen Laserwellenlängen von 193 nm und 248 nm werden deshalb vom meist undotierten Fasermantel nicht absorbiert. Durch die Dotierung des Faserkerns mit Germanium, das Si-Atome substituiert, wird die Bandlücke zwar gesenkt, bei z. B. 3% Ge aber nur auf ca. 7 eV (≈ 180 nm) [63]. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, wird bei der Faserherstellung aber nicht nur Si durch Ge ersetzt, sondern es entstehen auch GODC-Defekte, bei denen das Sauerstoffanion zwischen zwei Ge-Atomen oder einem Ge- und einem Si-Atom fehlt (Abbildung 2.5). Vor allem diese GODC-Defekte, die oft auch als Wrong-Bonds bezeichnet werden, werden mit der Photosensitivität in Verbindung gebracht. Sowohl der Ge–Ge-Defekt als auch der Ge–Si-Defekt haben eine Absorptionswellenlänge bei ca. 245 nm, was einer Energie von 5 eV entspricht [45]. Wird UV-Licht von den GODC absorbiert, wird ein Elektron ins Leitungsband gehoben und es bleibt ein GeE'-Defekt zurück, bei

³Aufgrund der Verwendung von laseraktiven Molekülen, die aus verschiedenen Elementen bestehen, handelt es sich hier genauer um Exciplex-Laser.

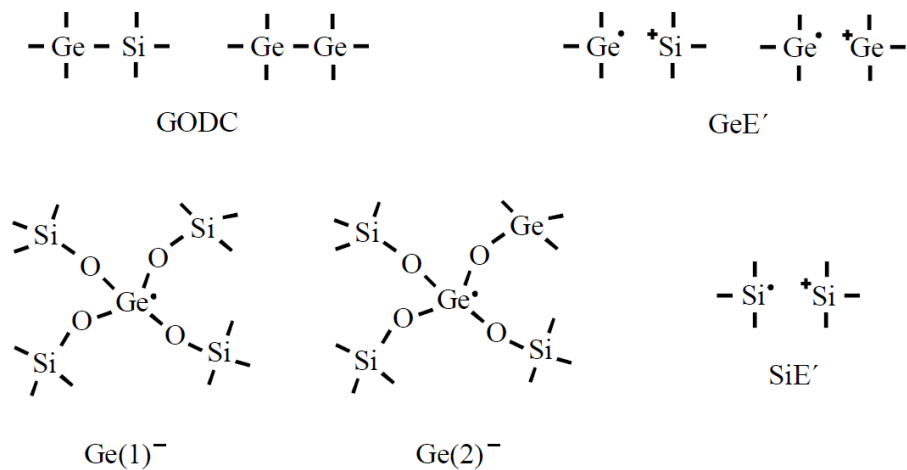
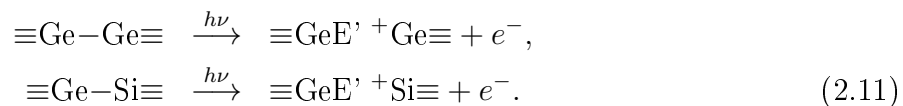


Abbildung 2.5: Übliche in optischen Glasfasern vorhandene Defekte und Defekte die bei der UV-Belichtung entstehen.

dem ein einzelnes ungepaartes Elektron am Ge-Atom verbleibt,



Das Elektron e^- , das ins Leitungsband gehoben wurde, rekombiniert entweder wieder direkt mit dem GeE' -Defekt und erzeugt eine Lumineszenz oder es diffundiert durch die Glasstruktur und wird an einem Ge(1) - oder Ge(2) -Atom eingefangen und es entstehen Ge(1)^- - oder Ge(2)^- -Zentren, auch Elektronenfallen genannt [64] (Abbildung 2.5). Im Verlauf der UV-Bestrahlung werden so die GODC verbraucht, was an der Abnahme der entsprechenden Lumineszenzintensität und an der Abnahme der Absorption bei der 245 nm (5 eV) erkennbar ist [45]. Für eine kleine Fluenz ($< 12 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$) stimmt die Konzentration der entstehenden GeE' -Defekte gut mit der Entwicklung der Brechungsindexänderung überein. Deshalb wird die Brechungsindexänderung oft der Entstehung dieses Defekts zugeordnet. Der Anstieg des Brechungsindex ist dabei durch die erhöhte Polarisierbarkeit des GeE' -Defekts begründet (Farbzentrenmodell), aber auch die parallel stattfindende Ladungsumverteilung (“elektron charge migration” Modell und “permanent electric dipole” Modell), der Abbau von eingefrorenen Spannungen (“stress relief” Modell) und die Verdichtung des Glases (“compaction/densification” Modell) tragen zur Brechungsindexänderung bei [45, 65].

In den Ge(1)^- - und Ge(2)^- -Fallen bleiben die Elektronen gefangen, bis sie thermisch oder durch UV-Strahlung wieder angeregt werden. So führen höhere Temperaturen dazu, dass sich die Elektronen lösen und wieder mit den GeE' -Defekten rekombinieren, was eine Rückbildung der Farbzentren und damit auch des Brechungsindex bedeutet. Erdogan et al. [29] haben ein Modell entwickelt, das diesen Zerfall der Typ-I-Gitter beschreibt. Nach diesem Modell verteilen sich die Bindungsenergien, mit denen die Elektronen in den Ge(1)^- - und Ge(2)^- -Fallen

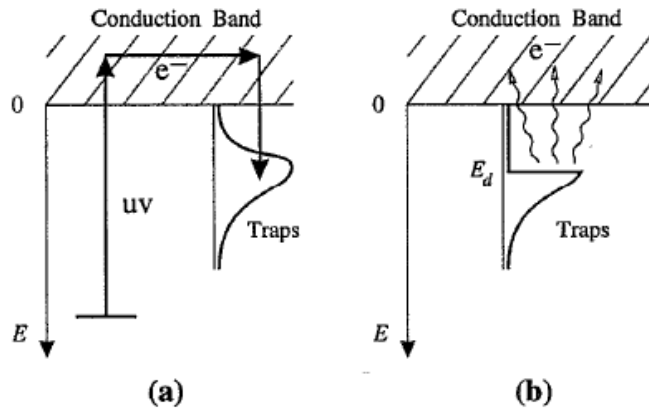


Abbildung 2.6: Zerfallsmodell von Typ-I-FBG nach Erdogan. (a) Aufgrund der UV-Absorption der GODC werden Elektronen frei, die an anderer Stelle in sog. Elektronenfallen (Traps) gefangen werden. (b) Thermische Energie kann alle Fallen bis zu einer Energie E_d wieder auflösen, was zum Zerfall des Gitters führt [29].

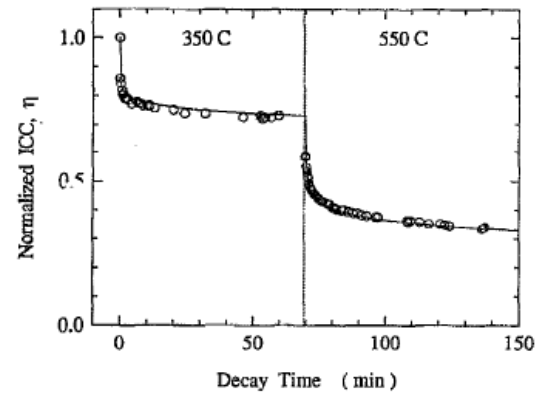


Abbildung 2.7: Zerfall eines Typ-I-FBG über die Zeit bei zwei aufeinanderfolgenden Temperaturschritten. Der Normalized ICC η entspricht dabei einem normierten $\Delta n_{AC,eff}$. [29]

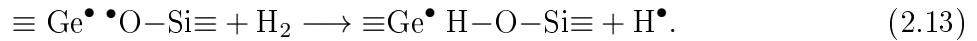
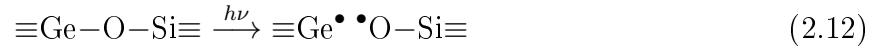
gefangen sind, aufgrund der amorphen Struktur des Glases gaußförmig, wie in Abbildung 2.6 angedeutet. Bei höheren Temperaturen bewirkt die thermische Energie, dass alle Fallen bis zu einer Energie E_d mit der Zeit aufgelöst werden und die frei werdenden Elektronen mit einem GeE'-Defekt rekombinieren können. Bei jeder Temperatur kann das Gitter also nur bis zu einer bestimmten Reflektivität zerfallen, da die Fallen mit $E > E_d$ erhalten bleiben. Da das Anheben jedes einzelnen Elektrons ins Leitungsband über thermische Energie einer gewissen Wahrscheinlichkeit unterliegt, ist dieser Prozess auch zeitabhängig, was zu einem nahezu exponentiellen Zerfall des Gitters über die Zeit führt (siehe Abbildung 2.7). Erst bei einer weiteren Erhöhung der Temperatur können auch Fallen mit einer größeren E_d aufgelöst werden, wobei die Reflektivität wieder nahezu exponentiell fällt. Um eine größere Wellenlängen- und Reflektivitätsstabilität von Typ-I-FBG zu erreichen, werden diese oft bei Temperaturen bis zu 600 °C vorgealtert. Dadurch werden die Fallen mit geringer Energie aufgelöst und die Reflektivität des Gitters fällt. Die übrig bleibenden Fallen sind energetisch tiefer und damit thermisch stabiler, sodass das restliche Gitter nun temperaturstabil bis zur Voralterungstemperatur ist.

2.2.2 Typ-I-FBG in wasserstoffbeladenen Fasern

Um die Photosensitivität der Faser zu erhöhen und damit die Effizienz des FBG-Herstellungsprozesses zu steigern, können die Fasern vorher mit Wasserstoff beladen werden. Dazu muss die Faser einer Atmosphäre mit hoher H_2 -Konzentration ausgesetzt werden. Aufgrund der Konzentrationsdifferenz innerhalb und außerhalb der Faser beginnen die H_2 -Moleküle in die Faser einzudiffundieren, bis wieder ein Gleichgewicht erreicht ist [66]. Die Beladung kann

entweder unter hohem Druck erfolgen [67], oder durch eine wasserstoffreiche Flamme [47]. Da der Diffusionskoeffizient abhängig von der Temperatur ist, kann bei hohen Temperaturen die Faser schneller beladen werden [66]. Allerdings ist die Löslichkeit bei höheren Temperaturen verringert [68]. Deshalb lässt sich durch eine kalte Beladung unter hohem Druck die größtmögliche Menge an H_2 in die Faser einbringen [14, 63]. Wenn sich H_2 -Moleküle in der Glasmatrix befinden, ändert sich der Brechungsindex von Kern und Mantel, da die Suszeptibilität des Wasserstoffs sich zur Suszeptibilität des Glases addiert [66]. In H_2 -beladenen Fasern besitzen Typ-I-FBG bei gleicher Gitterperiode deshalb eine etwas höhere Bragg-Wellenlänge als ohne H_2 -Beladung.

In H_2 -beladenen Fasern können FBG mit denselben Methoden wie in unbeladenen Fasern eingeschrieben werden. Neben der Trennung von GODC-Defekten reagiert hier zusätzlich der Wasserstoff in die Glasmatrix ein und es bilden sich Hydroxyl-Gruppen (OH). Diese Reaktionen sind nachweisbar über den Abfall der H_2 -Absorptionslinie bei 1240 nm und dem Anstieg der Absorptionslinien bei 1390 nm (Si–OH) und 1410 nm (Ge–OH) [45]. Die UV-Strahlung regt dabei die Verbindungen zwischen Germanium und Sauerstoff an. Ohne H_2 würden diese angeregten Bindungen mit der Zeit wieder in ihren Grundzustand übergehen. Ist allerdings Wasserstoff in der Nähe, so kann dieser mit der angeregten Bindung reagieren,



Zurück bleiben eine OH-Gruppe, ein Germaniumradikal Ge^\bullet (GeE') und ein Wasserstoffradikal H^\bullet , das an anderer Stelle wieder an einer Reaktion beteiligt sein kann. Hydrid-Verbindungen wie Ge–H entstehen während dem Einschreiben dagegen nur in geringem Maße [69]. Die Reaktionen 2.12 und 2.13 führen zu einer Steigerung der Photosensitivität der Faser, da nun nahezu alle Ge-Atome zu einer Brechungsindexänderung beitragen können und nicht nur die GODC-Defekte wie in Fasern ohne H_2 -Beladung. Das bedeutet, dass durch die Beladung sowohl der Brechungsindex schneller mit der Fluenz steigt, als dass auch eine höhere Brechungsindexänderung erreicht werden kann, da diese nicht mehr durch die Anzahl der vorhandenen GODC begrenzt ist [45]. Wird in den Formeln 2.12 und 2.13 Ge durch Si ersetzt, so dann mit diesen Formeln auch die beobachtete Photosensitivität in H_2 -beladenen Fasern erklärt werden die kein Germanium enthalten [70]. So geht z. B. das Einschreiben mit 193 nm in H_2 -beladenen Fasern mit Kieselglaskern und F-dotiertem Mantel etwa zehnmal schneller als ohne Beladung. Allerdings würde das auch bedeuten, dass in jeder H_2 -beladenen Faser das FBG nicht nur in den Kern, sondern auch in den Mantel eingeschrieben wird. Dagegen sprechen aber die Beobachtungen von Masuda et al., die nur im Kern der Faser einen Verbrauch von H_2 beim Einschreiben sehen [71, 72]. Die Bildung von OH-Gruppen in H_2 -beladenen Fasern mit Ge-dotiertem Kern findet also immer hauptsächlich im Kern der Faser statt. Ein Grund hierfür könnte sein, dass die Ge–O-Bindung schwächer ist als die

Si–O-Bindung und sich dadurch leichter trennen lässt [47]. Das könnte auch der Grund sein, warum sich bei der Verwendung von 242 nm UV-Laserwellenlänge und Fasern mit Kieselglaskern keine FBG-Entstehung beobachten lässt, auch nicht mit H_2 , weil sich die Si–O-Bindung wohl nur mit 193 nm aufbrechen lässt [70]. Canning dagegen nennt für die stärkere OH-Bildung mit dem Ge-Gehalt eine andere Erklärung [50]. Er meint, dass bei Belichtung die OH-Gruppen nicht an den $\equiv Ge - O - Si \equiv$ Verbindungen entstehen, sondern dass H_2 mit den verschiedenen GODC-Defekten reagiert, weil diese die Schwachstellen in der Struktur darstellen. Schlussendlich ist in beiden Fällen festzuhalten, dass die Photosensitivität der Faser auch bei einer H_2 -Beladung immer noch stark vom Ge-Gehalt abhängt.

Die Reaktion des Wasserstoffs in die Glasstruktur ist nicht nur durch UV-Licht möglich, sondern kann auch thermisch angeregt werden. Selbst bei Raumtemperatur konnte schon durch Zunahme der oben erwähnten Absorptionslinien gezeigt werden, dass mit der Zeit OH-Gruppen entstehen [45]. Durch Erhitzen der Faser auf über $500\text{ }^\circ\text{C}$ - $600\text{ }^\circ\text{C}$ kann diese Reaktion beschleunigt werden [22, 47]. Allerdings nimmt dabei auch die Diffusionsgeschwindigkeit der H_2 -Moleküle aus der Faser zu. Am effektivsten lassen sich deshalb OH-Gruppen durch sehr schnelles, kurzes Heizen auf möglichst hohe Temperaturen ($1000\text{ }^\circ\text{C}$) erzeugen, das sogenannte OH-Flooding [47]. Hierbei erhält man überall in der Faser OH-Gruppen. Für Typ-I-FBG in H_2 -beladenen Fasern wurde eine geringere thermische Stabilität als für Typ-I-FBG in derselben unbeladenen Faser beobachtet [27, 73–75]. Im Gegensatz zu den H_2 -Molekülen sind die OH-Gruppen immer an ein Si- oder Ge-Atom gebunden und können erst schneller diffundieren, wenn sich zufällig zwei OH-Gruppen treffen und zu einem H_2O -Molekül verbinden [47] (vgl. auch Formel 3.2). Im Gegensatz zu molekularem Wasserstoff sind die OH-Gruppen deshalb auch bei höheren Temperaturen noch fest in der Glasmatrix gebunden. Dennoch wird die geringere Stabilität der Typ-I-FBG in den H_2 -beladenen Fasern in der Diffusion der OH-Gruppen vermutet [76, 77].

2.2.3 Typ-IIA-FBG

Typ-IIA-FBG zeichnen sich durch einen markanten Verlauf von $\Delta n_{DC,eff}$ und $\Delta n_{AC,eff}$ beim Einschreiben und einer erhöhten Temperaturstabilität gegenüber Typ-I-FBG aus. Die Erzeugbarkeit von Typ-IIA-FBG wird oft nur Fasern mit hohem Ge-Gehalt ($>6\%$) oder N-dotierten Fasern zugesprochen [63]. Auch ein kleiner Kernradius fördert die Typ-IIA-Gitterentstehung [45]. Durch entsprechend lange Belichtung konnten aber auch schon Typ-IIA-FBG in einer SMF28-Faser erzeugt werden, obwohl diese einen verhältnismäßig großen Kern mit geringer Dotierung enthält [49]. Die verwendete UV-Laserwellenlänge spielt beim Einschreiben der Typ-IIA-Gitter keine Rolle. In Abbildung 2.8 ist eine typische Einschreibekurve dargestellt, bei der Typ-IIA-Verhalten auftritt. Der erste Anstieg und der darauffolgende Abfall von $\Delta n_{AC,eff}$ wird als Typ-I-Bereich bezeichnet. Nachdem $\Delta n_{AC,eff}$ auf 0 gesunken ist und

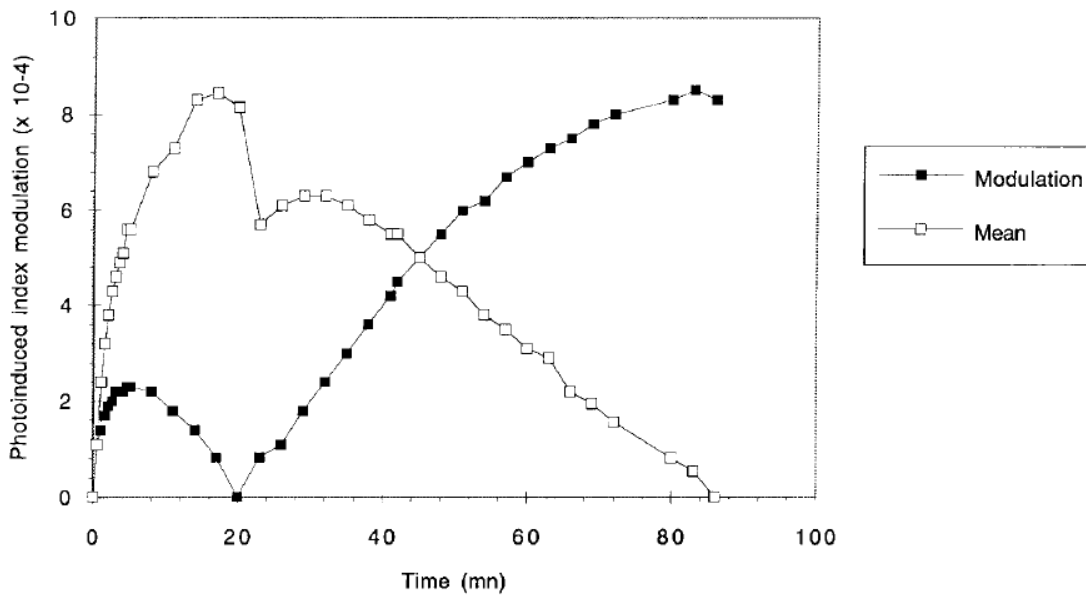


Abbildung 2.8: Entwicklung von $\Delta n_{DC,eff}$ (mean) und $\Delta n_{AC,eff}$ (modulation) während des Einschreibens eines Typ-IIA-FBG [80].

wieder ansteigt, spricht man vom Typ-IIA-Gitter. Es hat sich gezeigt, dass der Verlauf der Einschreibekurve von Typ-IIA-Gittern sehr stark vom Spannungszustand der Faser während des Einschreibevorgangs und der Zugkraft beim Faserziehen abhängt [78]. Um so stärker die Faser beim Einschreiben gespannt ist, um so kürzer ist dabei der Typ-I-Bereich [45]. Aus diesen Gründen lag eine auf Stress basierende Erklärung für das beobachtete Verhalten nahe. Schon während des Typ-I-Bereichs konnte eine Zunahme der axialen Spannung festgestellt werden, die auf eine Verdichtung des Glases durch die UV-Bestrahlung (engl.: compaction) zurückgeführt wird [79]. Durch diese lokale Verdichtung steigt die Zugspannung zwischen Kern und Mantel immer weiter. An den Stellen stärkster Belichtung (Maxima des Brechungsindexverlaufs) ist sie am höchsten. Im Maximum des Typ-I-Bereichs überschreitet diese Zugspannung eine gewisse Schwelle, sodass es zu einer Relaxation der Spannung durch inelastische Ausdehnung des Glases (engl.: dilation) an den Stellen höchster Spannung kommt [79]. Diese Ausdehnung bedeutet zwar ein starkes Absinken des Brechungsindex, aber nur in den sehr beschränkten Bereichen höchster UV-Intensität. Im Mittel gleichen sich die negative Typ-IIA-Brechungsindexänderung und die ebenfalls noch in den Randbereichen der Belichtung stattfindende positive Typ-I-Brechungsindexänderung fast aus, weshalb $\Delta n_{DC,eff}$ ab diesem Zeitpunkt nur leicht sinkt. Die Brechungsindexvariation mit der beobachteten Periode Λ_{FBG} nimmt dagegen ab, weshalb $\Delta n_{AC,eff}$ zu sinken beginnt. Erreicht $\Delta n_{AC,eff}$ den Nullwert, ist in den Bereichen höchster UV-Intensität die bisherige Typ-I-Brechungsindexänderung durch die negative Typ-IIA-Brechungsindexänderung rückgängig gemacht. Bei weiterer Belichtung nimmt die Ausdehnung weiter zu, sodass der Brechungsindex an den belichteten Stellen niedriger wird als in den unbelichteten Regionen und der Brechungsindexverlauf dem eines Gitters mit negativen $\Delta n_{AC,eff}$ und der Periode Λ_{FBG} entspricht (engl.: negative index

grating). Auch bei betragsmäßig weiter wachsendem negativem $\Delta n_{AC,eff}$ steigt gemäß Formel 2.9 die Reflektivität des Gitters, weshalb nach dem Nulldurchgang wieder an Anwachsen der Reflektivität zu beobachten ist. Ky et al. unterstreichen ihre Theorie mit Messungen an Sn-Ge-dotierten Fasern. Durch die Dotierung mit Sn ist in diesen Fasern T_g des Kerns erhöht, wodurch sich eine höhere axiale thermische Zugspannung bei der Faserherstellung aufbaut. Folglich setzt das Typ-IIA-Verhalten auch viel schneller ein und nicht nur $\Delta n_{AC,eff}$ sondern auch $\Delta n_{DC,eff}$ wandert bis ins Negative. In diesen Fasern konnten sogar kleine Mikro-Risse nach der UV-Belichtung gefunden werden, die für die lokale Ausdehnung der Glasstruktur und dem Abbau der Zugspannung gesorgt haben [79]. Die Theorie zur Typ-IIA-Entstehung wurde später nochmals durch Messungen und Berechnungen von Kukushkin et al. weiter konkretisiert und auf die Entstehung von Mikroporen zurückgeführt, die für die Ausdehnung in den belichteten Bereichen verantwortlich sind [49].

In H_2 -beladenen Fasern konnte bisher kein Typ-IIA-Verhalten beobachtet werden. Ein Grund dafür könnte sein, dass der Wasserstoff oder die beim Einschreiben entstehenden OH-Gruppen die Zugspannung zwischen Kern und Mantel abbauen [50, 81, 82]. Die entstehenden OH-Gruppen bewirken eine Ausdehnung des Faserkerns, statt einer Verdichtung wie bei unbeladenen Fasern. Dadurch kann es nicht zu einer so hohen Zugspannung kommen, die die Schwelle für die Poren- oder Rissentstehung überschreitet. Es gibt aber auch Vermutungen, dass nach der Ausdehnung durch die OH-Bildung trotzdem eine Verdichtung folgt, was die Möglichkeit offen lässt, dass auch in H_2 -beladenen Fasern bei sehr hohen Fluenzen Typ-IIA-Gitter entstehen können.

Dadurch, dass Typ-IIA-Gitter nicht mehr nur aus Farbzentren bestehen, sondern aus Poren oder Rissen im Glas, zeigen sie eine höhere thermische Stabilität als Typ-I-FBG [83]. Es ist auch bekannt, dass Typ-IIA-FBG einen Anstieg in der Reflektivität bzw. $\Delta n_{AC,eff}$ bei einem Heizprozess zeigen können, allerdings nur für einen Temperaturbereich bis 600 °C [84]. In diesem Bereich ist der negative $\Delta n_{AC,eff}$ des Typ-IIA-Gitters konstant, während der positive Typ-I-Anteil des Gitters zerfällt. Dies führt zu einer Zunahme der Reflektivität und kann bei Gittern, die mit Fluenzen zwischen dem Maximum des Typ-I-Bereichs und dem Minimum der Einschreibekurve eingeschrieben wurden, sogar zu einem Nulldurchgang von $\Delta n_{AC,eff}$ führen und dadurch einen ähnlichen Verlauf der Reflektivität wie beim Regenerieren hervorrufen [84].

2.3 FBG als Sensor

Wie bereits eingangs erwähnt, reagiert die Bragg-Wellenlänge jedes FBG sowohl auf Temperaturänderungen, als auch auf eine Zugbelastung der Faser am Ort des FBG. Die Hintergründe hierfür werden im folgenden Abschnitt erläutert. Dadurch können FBG als Temperatur-, Kraft- oder Dehnungssensor verwendet werden. Ändern sich sowohl Temperatur als auch der

Dehnungszustand der Faser aber unabhängig voneinander, so kann aus der Verschiebung eines einzelnen Bragg-Peaks nicht unterschieden werden, welche der beiden Einflussfaktoren sich geändert hat. Für die Verwendung eines FBG als Temperatursensor muss deshalb eine unkontrollierte Dehnung der Faser verhindert werden. Ein zweiter Ansatz ist die simultane Bestimmung von Temperatur und Kraft/Dehnung z. B. mit FBG in PM-Fasern. In beiden Fällen ist darauf zu achten, dass die Kennlinien von FBG vor allem über größere Temperaturbereiche besondere Eigenschaften besitzen, auf die in Abschnitt 2.3.3 eingegangen wird.

2.3.1 Temperatur- und Kraftempfindlichkeit von FBG

Die Bragg-Wellenlänge eines FBG verschiebt sich bei Änderung des Temperatur- oder Dehnungszustandes der Faser am Ort des FBG. Grund dafür ist, dass sowohl die Periode des FBG, als auch der effektive Brechungsindex der Faser von den genannten Umgebungsbedingungen abhängen und damit die Bragg-Bedingung als

$$\lambda_B(T, \varepsilon) = 2 \cdot n_{eff}(T, \varepsilon) \cdot \Lambda_{FBG}(T, \varepsilon) \quad (2.14)$$

formuliert werden kann. Unter Annahme von kleinen Temperatur- und Dehnungsänderungen, ΔT und $\Delta \varepsilon$, gilt für die Verschiebung der Bragg-Wellenlänge $\Delta \lambda_B$ der einfache lineare Ansatz [64]

$$\begin{aligned} \Delta \lambda_B &= 2 \cdot \left[(\Lambda_{FBG} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \varepsilon} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial \varepsilon}) \cdot \Delta \varepsilon + (\Lambda_{FBG} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial T}) \cdot \Delta T \right] \\ &= \lambda_B \cdot \left[\left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\Lambda_{FBG}} \frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial \varepsilon} \right) \cdot \Delta \varepsilon + \left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda_{FBG}} \frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial T} \right) \cdot \Delta T \right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Im Folgenden wird zunächst eine reine Temperaturänderung betrachtet ($\Delta \varepsilon = 0$). Hier entspricht der Ausdruck $\frac{1}{\Lambda_{FBG}} \frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial T}$ dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Faser α und $\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$ lässt sich zusammenfassen zu dem thermooptischen Materialparameter ξ . ξ beschreibt dabei die temperaturbedingte, relative Veränderung des Brechungsindex aufgrund des größer werdenden Abstands der Atome mit steigender Temperatur und der folglich leichteren Polarisierbarkeit der Elektronen [46]. Für die reine Temperaturempfindlichkeit gilt demnach der einfache Zusammenhang

$$\Delta \lambda_B = \lambda_B \cdot (\alpha + \xi) \cdot \Delta T = k_T \cdot \Delta T, \quad (2.16)$$

mit $k_T = \lambda_B \cdot (\alpha + \xi)$, der Temperaturempfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge. ξ bewegt sich je nach Faserdotierung in einem Bereich von ca. $5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ bis $8 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ [85], während α lediglich etwa $0,55 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ beträgt [12, 49]. Dieser Vergleich zeigt, dass der thermooptische Effekt die Temperaturempfindlichkeit des FBG deutlich dominiert. Wird eine reine Dehnungsbelastung

der Faser ($\Delta T = 0$) betrachtet, so bewirkt diese zum einen eine Vergrößerung der Gitterperiode. Aufgrund der Definition der Dehnung $\varepsilon = \frac{\Delta \Lambda_{FBG}}{\Lambda_{FBG}}$ gilt dabei $\frac{1}{\Lambda_{FBG}} \frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial \varepsilon} = 1$. Zum anderen verändert sich aber auch der Brechungsindex durch den elasto-optischen Effekt (vgl. Abschnitt 2.1.2). Eine Längsdehnung der Faser bedingt dabei eine verringerte Polarisierbarkeit der Bindungselektronen quer zur Faserachse und damit einen verringerten Brechungsindex. Diese Verringerung des Brechungsindex bei Längsdehnung wird durch den positiven effektiven elasto-optischen Koeffizienten p_{eff} beschrieben, für den gilt $\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \varepsilon} = -p_{eff}$ und der einen Wert von ca. 0,2 besitzt. Für die reine Dehnungsbelastung wird demnach aus Formel 2.15 folgender vereinfachter Ausdruck,

$$\Delta \lambda_B = \lambda_B \cdot (1 - p_{eff}) \cdot \Delta \varepsilon = k_\varepsilon \cdot \Delta \varepsilon, \quad (2.17)$$

mit $k_\varepsilon = \lambda_B \cdot (1 - p_{eff})$ der Dehnungsempfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge. Der Zusammenhang zwischen Kraft F und Dehnung ε ist aus dem Hookeschen Gesetz bekannt als

$$\Delta \varepsilon = \frac{\Delta F}{E \cdot A}, \quad (2.18)$$

mit E dem E-Modul der Faser und A deren Querschnittsfläche. Die Verschiebung der Bragg-Wellenlänge in Abhängigkeit von der Kraft entlang der Faser ist also gegeben als

$$\Delta \lambda_B = k_\varepsilon \frac{\Delta F}{E \cdot A} = k_F \cdot \Delta F, \quad (2.19)$$

mit $k_F = \frac{k_\varepsilon}{E \cdot A}$ der Kraftempfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge.

2.3.2 Simultane Temperatur- und Kraftmessung mit FBG in Panda-Fasern

Die Doppelbrechung in einer PM-Faser bewirkt, dass Licht mit einer linearen Polarisation entlang der Slow-Achse einen höheren Brechungsindex sieht als Licht mit einer linearen Polarisation entlang der Fast-Achse. Gemäß der Bragg-Bedingung 2.4 bedeutet ein Unterschied in n_{eff} auch bei gleicher Gitterperiode unterschiedliche λ_B . Wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist, reflektiert ein FBG in einer PM-Faser deshalb den Bragg-Peak in beiden Achsen bei einer unterschiedlichen Wellenlänge λ_B^s und λ_B^f , wobei bei den hochgestellten Indizes s für die Slow-Achse und f für die Fast-Achse steht. Die Doppelbrechung B einer PM-Faser ist definiert als die Differenz der Brechungsindizes von Slow- und Fast-Achse und kann unter Verwendung von Formel 2.4 auch durch den Abstand der Bragg-Peaks der beiden Achsen ausgedrückt werden,

$$B = n_{eff}^s - n_{eff}^f = \frac{\lambda_B^s}{2 \cdot \Lambda_{FBG}} - \frac{\lambda_B^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}} = \frac{\lambda_B^s - \lambda_B^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}}. \quad (2.20)$$

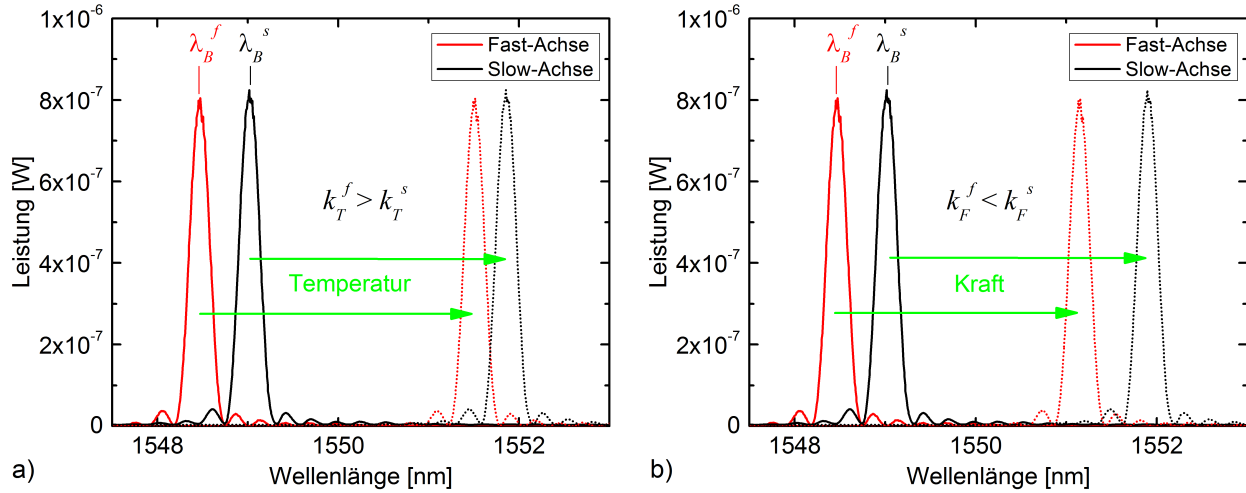


Abbildung 2.9: Spektren eines FBG in spannungsdoppelbrechender Faser. Aufgrund der Doppelbrechung reflektiert das FBG in der Fast- und der Slow-Achse bei unterschiedlichen Wellenlängen λ_B^s und λ_B^f . a) Bei Temperaturerhöhung verschieben sich die Bragg-Peaks zu höheren Wellenlängen und zugleich verringert sich der Peakabstand, da die Doppelbrechung sinkt. b) Bei Erhöhung der Zugkraft an der Faser verschieben sich die Peaks ebenso zu höheren Wellenlängen, allerdings vergrößert sich dabei die Doppelbrechung und damit der Peakabstand.

Dabei kann angenommen werden, dass die UV-induzierte Brechungsindexänderung isotrop ist und damit $n_{DC,eff}^s = n_{DC,eff}^f$. In spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern wird die Doppelbrechung durch eine Zugspannung auf den Kern in der Slow-Achse durch den höheren Ausdehnungskoeffizienten der SAP erzeugt (vgl. Abschnitt 2.1.3). Wird die Faser erwärmt, so reduziert sich deshalb die Doppelbrechung. Die Verringerung der Doppelbrechung zeigt sich dabei gemäß Formel 2.20 in einer Verringerung des Abstands der Bragg-Peaks beider Achsen. Aufgrund der zusätzlichen Temperaturverschiebung der Wellenlängen gemäß Formel 2.16 verschieben sich beide Bragg-Peaks bei Temperaturerhöhung zu höheren Wellenlängen und nähern sich dabei aneinander an, wie in Abbildung 2.9a dargestellt. Dabei gilt allgemein für die Änderung der Doppelbrechung mit der Temperatur

$$\Delta B = \frac{\Delta \lambda_B^s - \Delta \lambda_B^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}} = \frac{k_T^s - k_T^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}} \Delta T = k_T^B \cdot \Delta T, \quad (2.21)$$

mit $k_T^B = \frac{k_T^s - k_T^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}}$ der Temperaturempfindlichkeit der Doppelbrechung. Da sich die Doppelbrechung mit der Temperatur verringert, gilt $k_T^B < 0$ und zwangsläufig auch $k_T^s < k_T^f$. Die hohe B-Dotierung der SAP bewirkt auch, dass die Querkontraktionszahl der SAP höher ist als die des Mantels aus Kieselglas [60]. Wird also längs der Faser eine Zugkraft ausgeübt, so ziehen sich die SAP quer zur Faser mehr zusammen als der Mantel, wodurch die Zugspannung auf den Kern steigt und damit auch die Doppelbrechung. Gemäß Formel 2.20 bewirkt diese Erhöhung der Doppelbrechungsänderung bei Zug auch eine Vergrößerung des Peakabstands. Bei Erhöhung der Zugkraft verschieben sich die Peaks also nicht nur zu höheren Wellenlängen, sondern vergrößern auch ihren Abstand, wie in Abbildung 2.9b zu sehen. Mit Hilfe von

Formel 2.19 kann ΔB , analog zu Formel 2.21, wieder als Unterschied in den Sensitivitäten dargestellt werden,

$$\Delta B = \frac{\Delta\lambda_B^s - \Delta\lambda_B^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}} = \frac{k_F^s - k_F^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}} \Delta F = k_F^B \cdot \Delta F, \quad (2.22)$$

mit $k_F^B = \frac{k_F^s - k_F^f}{2 \cdot \Lambda_{FBG}}$ der Kraftempfindlichkeit der Doppelbrechung. Da sich die Doppelbrechung mit der Kraft erhöht, ist $k_F^B > 0$ und somit $k_F^s > k_F^f$. Durch das jeweilige Ansteigen der Wellenlängen mit der Kraft und der Temperatur, aber dem dabei unterschiedlichen Verhalten des Peakabstands kann aus der Verschiebung der beiden Bragg-Wellenlängen eindeutig geschlussfolgert werden, ob sich die Temperatur oder die Zugbelastung am Ort des FBG geändert hat. Um so höher dabei die B-Dotierung der SAP ist, um so stärker unterscheiden sich die Ausdehnungskoeffizienten von Mantel und SAP [86] und um so stärker ist die Doppelbrechungsänderung mit der Temperatur. Dadurch wird auch der Unterschied zwischen k_T^s und k_T^f größer, was bedeutet, dass die simultane Bestimmung von Kraft und Temperatur genauer wird, je höher die Doppelbrechungsänderung ist. Strukturdoppelbrechende Fasern dagegen zeigen so gut wie keine Abhängigkeit der Doppelbrechung von Temperatur oder Kraft, weshalb sie sich nur schlecht für die hier beschriebene Messmethode eignen [19].

Der Zusammenhang der Verschiebung der Bragg-Wellenlängen mit der Temperatur und der Kraft kann durch eine Matrix beschreiben werden,

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_B^s \\ \Delta\lambda_B^f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_T^s & k_F^s \\ k_T^f & k_F^f \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta F \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

Um aus den gemessenen Verschiebungen der Bragg-Wellenlängen die Änderung der Temperatur und Kraft zu berechnen, wird nach dem $\begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta F \end{bmatrix}$ -Vektor aufgelöst und dabei die Matrix invertiert,

$$\begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta F \end{bmatrix} = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} k_F^f & -k_F^s \\ -k_T^f & k_T^s \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta\lambda_B^s \\ \Delta\lambda_B^f \end{bmatrix}, \quad (2.24)$$

mit

$$D = k_T^s \cdot k_F^f - k_T^f \cdot k_F^s \quad (2.25)$$

der Determinante der Matrix. Auch hier zeigen die für spannungsdoppelbrechende PM-Fasern mit B-dotierten SAP geltenden Gegebenheiten $k_T^s < k_T^f$ und $k_F^f < k_F^s$, dass $D \neq 0$ und somit die Bestimmung von ΔT und ΔF möglich ist.

2.3.3 Kennlinieneigenschaften

Die Berechnung von Kraft und Temperatur mit Hilfe der invertierten Matrix in Formel 2.24 basiert auf der Annahme, dass sich die beiden Bragg-Wellenlängen sowohl mit der Temperatur, als auch mit der Kraft linear verschieben und die Empfindlichkeiten über den gesamten Messbereich konstant sind. Ein Problem stellt hier die Tatsache dar, dass die Temperaturkennlinie eines FBG für größere Temperaturbereiche eine merkliche Nichtlinearität aufweist [85, 87, 88]. Diese Nichtlinearität kann über die Temperaturabhängigkeit des thermooptischen Koeffizienten $\xi(T)$ erklärt werden, die wiederum in der nichtlinearen Temperaturabhängigkeit der Bandkante von Glas begründet ist [89, 90]. Um die nichtlineare Temperaturkennlinie besser zu beschreiben, kann die Taylorreihenentwicklung angewendet werden und ein Polynom an die Kurve angepasst werden. Dabei wird die Anzahl der Polynomglieder so hoch gewählt, dass die Residuen der Kurvenanpassung nur noch statistisch innerhalb der Messunsicherheit des verwendeten Messaufbaus streuen. Die Kraft- und Dehnungskennlinien von FBG verhalten sich dagegen bis zum Erreichen der Bruchlast der Faser linear. Allerdings ist zu beachten, dass der E-Modul von Kieselglas mit der Temperatur leicht steigt [91]. Maier et. al. konnten nachweisen, dass dadurch die Kraftempfindlichkeit eines FBG mit zunehmender Temperatur sinkt [92]. In einem Messbereich von -40 °C bis 110 °C wurde dabei an einer H_2 -beladenen Standardfaser eine lineare Abnahme der Kraftsensitivität von $\frac{1}{k_F} \frac{\partial k_F}{\partial T} = -1,22 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{K}}$ gemessen. Entsprechend Formel 2.19 bedeutet eine relative Zunahme in E bei sonst gleichen Parametern eine entsprechend gleich große relative Abnahme in k_F . Zum Vergleich berechnen Maier et. al. aus den Daten von Fukuhara et al. [91] eine Zunahme des E-Moduls um ca. 1,25% pro 100 K Temperaturzunahme, was in der gleichen Größenordnung liegt, wie die Abnahme der Kraftsensitivität.

Die Nichtlinearität der Temperaturkennlinie und die Temperaturabhängigkeit der Kraftsensitivität können bei einer einfachen Matrixinversion nicht berücksichtigt werden. Da beide Effekte aber sehr klein sind, gibt es die Möglichkeit, sie als Temperaturabhängigkeiten der Matrixelemente und durch iteratives Lösen der Matrix, mit zu berücksichtigen [93]. Bei dieser Methode kann zu jedem Matrixelement k_j^i ($i = s, f$; $j = F, T$) eine Funktion hinterlegt werden, die die Abhängigkeit des jeweiligen Elements von ΔT ausgehend von der linearen Sensitivität k_j^i bei der Bezugstemperatur T_0 beschreibt. Für die in der Regel durch ein Polynom angenäherte nichtlineare Temperaturempfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge entspricht diese Funktion dann z. B.

$$k_T^i(\Delta T) = k_T^i + k_{T^2}^i \cdot \Delta T + k_{T^3}^i \cdot \Delta T^2 + \dots \quad (i = s, f), \quad (2.26)$$

mit $k_{T^2}^i$ und $k_{T^3}^i$ den höheren Korrekturtermen des angepassten Polynoms. Für die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Kraftsensitivität können die Kraftempfindlichkeiten

ebenso temperaturabhängig definiert werden,

$$k_F^i(\Delta T) = k_F^i + k_{TF}^i \cdot \Delta T \quad (i = s, f), \quad (2.27)$$

mit k_{TF}^i der Änderung der Kraftempfindlichkeit mit der Temperatur $\frac{\partial k_F}{\partial T}$. Die invertierte Matrix wird nun zunächst mit den Startwerten k_j^i gebildet und daraus ΔT und ΔF berechnet. ΔT wird nun in die Formeln 2.26 und 2.27 eingesetzt um damit für die anliegende Temperatur passendere Matrixelemente zu berechnen. Mit diesen korrigierten Matrixelementen kann wiederum Formel 2.24 gelöst werden, sodass die erhaltenen Werte für ΔT und ΔF näher an den tatsächlichen Kraft- und Temperaturwerten liegen. Die Iterationen aus dem wechselseitigen Lösen der Gleichungen 2.26, 2.27 und 2.24 können so lange durchgeführt werden, bis sich die berechneten Werte für ΔT oder ΔF nur noch um einen vernachlässigbar kleinen Betrag bei jeder Iteration ändern.

Zu dieser Methode ist noch zu erwähnen, dass eine Temperaturabhängigkeit der Kraftsensitivität auch eine Kraftabhängigkeit der Temperatursensitivität bedeutet. Dies wird als sogenannte Cross-Sensitivity bezeichnet [94]. Für die iterative Matrixmethode ist es aber ausreichend diese Cross-Sensitivity entweder in den k_F^i Elementen **oder** den k_T^i Elementen ($i = s, f$) der Matrix zu berücksichtigen.

Kapitel 3

Regenerierte Faser-Bragg-Gitter (RFBG)

In diesem Kapitel wird der aktuelle Wissensstand über RFBG näher betrachtet. Die ersten Beobachtungen über das Regenerieren von FBG wurden bereits vor 20 Jahren von Michael Fokine gemacht [36]. Er beobachtete, dass beim Aufheizen eines Typ-I-FBG in einer H₂-beladenen Faser die Reflektivität des FBG zunächst bis auf 0% sank, kurz darauf aber wieder anstieg (vgl. Abbildung 3.1). Dieses Verschwinden und Wiederentstehen des FBG wird mittlerweile allgemein als Regeneration bezeichnet und die Temperatur, bei der das Typ-I-FBG verschwindet und das RFBG entsteht wird oft Regenerationstemperatur genannt. Das Typ-I-FBG, aus dem über den Temperaturprozess das RFBG erzeugt wird, nennt man Seed-Grating. Das entstandene RFBG zeichnet sich vor allem durch eine stabile Reflektivität von Raumtemperatur bis zur Regenerationstemperatur aus. Neben dem Begriff RFBG sind in der Literatur auch noch die Bezeichnungen „chemical composition grating“ (CCG) [47], tetraedrisches FBG (TFBG) [95], oder nanokristallines FBG (NFBG) [96] für auf diese Art

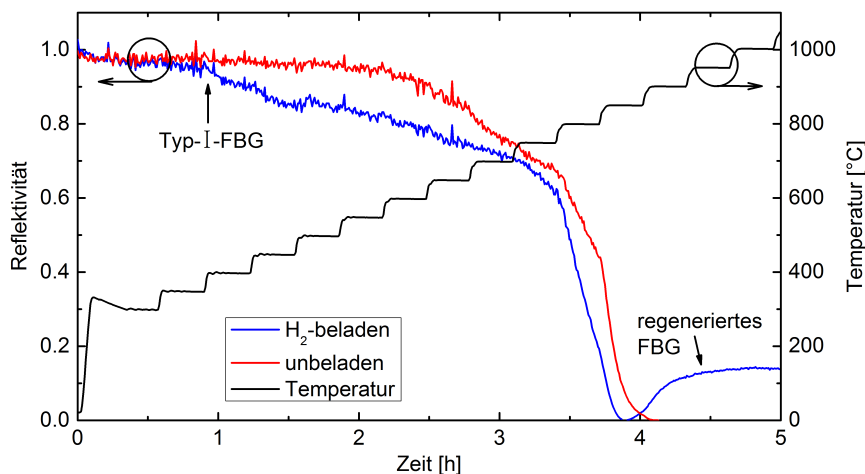
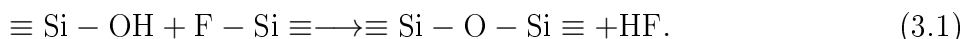


Abbildung 3.1: Verlauf der Reflektivität beim stufenweisen Aufheizen zweier gleich starker FBG in der selben Faser, aber mit unterschiedlicher Vorbehandlung. So wurde einmal die Faser vor dem Einschreiben des FBG mit Wasserstoff beladen (blau), beim andere FBG nicht (rot).

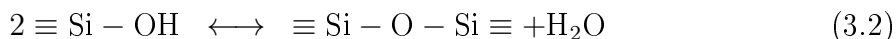
entstehende Gitter zu finden. In dieser Arbeit wird die Bezeichnung RFBG verwendet. In den folgenden Abschnitten wird näher auf die vermuteten Hintergründe der Entstehung der RFBG, der dabei wirkenden Einflussfaktoren, ihrer Eigenschaften als Sensoren und anderer möglicher Verwendungen eingegangen. Ebenso erfolgt eine Zusammenfassung der bisherigen Erkenntnisse zu RFBG in PM-Fasern.

3.1 Entstehungstheorien

Michael Fokine hat das Regenerieren der FBG in einer H_2 -beladenen Faser entdeckt, die zusätzlich zur Ge-Dotierung im Kern noch mit Fluor dotiert war. Er vermutete die Erklärung für das Regenerieren der Gitter deshalb in der F-Dotierung der Faser. Wenn ein FBG in eine H_2 -beladene Faser eingeschrieben wird, so entstehen neben den GeE'-Defekten auch OH-Gruppen in den belichteten Bereichen (vgl. Abschnitt 2.2.2). Diese OH-Gruppen können bei höheren Temperaturen unter Entstehung von HF die F-Atome aus der Glasmatrix lösen [47,97],



Da OH-Gruppen und molekulares H_2O im Glas immer im Gleichgewicht vorkommen, ist auch folgende Ionenaustauschreaktion möglich,



Bei niedrigen Temperaturen laufen diese Reaktionen bekanntermaßen in die entgegengesetzte Richtung ab (siehe z. B. Ätzen von SiO_2 mit HF-Säure, oder Reduktion der OH-Absorption durch F-Dotierung). Dies ist möglich, da sich das Reaktionsgleichgewicht mit der Temperatur verschieben kann. Außerdem sind die entstehenden HF-Moleküle sehr klein und flüchtig, wodurch sie bei hohen Temperaturen schnell ausdiffundieren, was die Entstehung von weiterem HF fördert. Dass sich Fluor durch OH-Gruppen aus Glasfasern lösen lässt, wurde auch durch Flugzeit-Sekundärionen-Massenspektrometrie nachgewiesen [98]. Durch die Reaktionen 3.1 und 3.3 wird das Fluor in den belichteten Bereichen aus der Faser gelöst, sodass sich die chemische Zusammensetzung der Faser entsprechend des Belichtungsmusters ändert. Da Fluor den Brechungsindex des Glases senkt, erzeugt die so entstandene F-Konzentrationsmodulation auch eine Modulation des Brechungsindex. Nach dieser Theorie beruhen die so entstehenden Gitter also auf der Modulation der chemischen Zusammensetzung des Glases, weshalb Fokine den Begriff CCG für seine RFBG wählte [47,77,97,99–101]. Fokine beobachtete, dass die RFBG in F-Ge-dotierter Faser am stärksten werden, wenn er die Gitter erst bei $600\text{ }^\circ\text{C}$ bis $700\text{ }^\circ\text{C}$ für 24 min heizte und anschließend bei $1000\text{ }^\circ\text{C}$ regenerierte [97]. Seine Erklärung war, dass zwischen $600\text{ }^\circ\text{C}$ und $700\text{ }^\circ\text{C}$ bereits die OH-Gruppen zusammen mit Fluor HF bilden,

die OH-Gruppen aber noch nicht so schnell diffundieren können, dass auch in den unbelichteten Bereichen HF entsteht. Bei dieser Vorbehandlung zwischen 600 °C bis 700 °C sieht Fokine allerdings noch keine Erhöhung der Reflektivität. Erst bei 1000 °C regenerierten die Gitter, was seiner Meinung nach daran lag, dass das Glas nun in den Bereichen wo Fluor ausdiffundiert war relaxierte, was dann den Brechungsindexhub des RFBG erzeugte [77]. Da die RFBG nach Meinung von Fokine auf einer Modulation der Glaszusammensetzung beruhen, lässt sich auch ihre hohe thermische Stabilität erklären. Um ein RFBG wieder auszulöschen, müssten nach dieser Theorie F-Atome aus den unbelichteten Bereichen der Faser in die belichteten Bereiche diffundieren. Da nach der Entstehung des RFBG aber so gut wie kein Wasserstoff mehr in der Faser vorhanden ist, müsste das Fluor in seiner atomaren Form diffundieren, was eine sehr hohe Aktivierungsenergie benötigt. Fokine entwickelte ein mathematisches Modell dieser Diffusion [47] und fand heraus, dass der Zerfall von RFBG bei Temperaturen oberhalb 1000 °C gut zu den in der Literatur bekannten Diffusionskonstanten von O₂ und F₂ in Glas passt [77]. Diffusionsprozesse sind quadratisch von der Distanz abhängig, wodurch die Gitterperiode einen Einfluss auf die Zerfallsgeschwindigkeit hat. Daraus ergibt sich ein besonderes Merkmal von Fokines Model, wonach der Zerfall der RFBG bei hohen Temperaturen für Gitter mit z. B. halber Periode viermal so schnell ablaufen müsste. Der mittlere Brechungsindex $\Delta n_{DC,eff}$ sollte dabei in etwa konstant bleiben. In den folgenden Jahren wurde allerdings festgestellt, dass sich RFBG auch in Fasern erzeugen ließen, die kein Fluor enthielten [81, 102–105]. Fokine interpretierte diese RFBG als Sauerstoff-CCG, bei denen die Sauerstoffkonzentration im Kern der Faser periodisch moduliert ist [101]. Entsprechend Gleichung 3.2 können hier zwei OH-Gruppen, die sich in der Glasmatrix treffen, zu einem Wassermolekül reagieren, das dann aus der Glasmatrix ausdiffundiert. Im Vergleich mit der Glaszusammensetzung vor der H₂-Beladung wird dabei also netto Sauerstoff aus dem Faserkern entfernt.

2008 präsentierte John Canning ein alternatives Modell zur Entstehung von RFBG [81]. Bekanntermaßen herrscht nach der Herstellung von Fasern mit Ge-dotiertem Kern eine starke radiale Zugspannung zwischen Kern und Mantel (vgl. Abschnitt 2.1.2, thermische Spannungen). Es gibt Hinweise, dass diese Zugspannung durch die Bildung von OH-Gruppen abgebaut werden kann [82]. Damit ergäbe sich eine periodische Variation der Kern-Mantel-Spannungen bei Typ-I-FBG in H₂-beladenen Fasern. Wird eine Ge-dotierte Faser aufgeheizt, so bilden sich durch den höheren Ausdehnungskoeffizienten des Kernmaterials die thermischen Spannungen zurück. Wurde durch die Bildung von OH-Gruppen aber bereits ein Teil dieser Spannungen abgebaut, so kann sich bei hohen Temperaturen die Spannung zwischen Kern und Mantel in den belichteten Bereichen sogar zu einer Druckspannung umkehren. Durch den Druck und die hohe Temperatur kristallisiert das Glas in den belichteten Bereichen des Kern-Mantel-Grenzbereichs und es entsteht vermutlich Cristobalit [81] oder Tridymit [82]. Aufgrund der höheren Dichte von Cristobalit oder Tridymit haben die kristallinen Bereiche auch einen höheren Brechungsindex. Durch ihre kristalline Natur wäre die so entstehende Brechungsindex-

änderung extrem temperaturstabil, bis zur Schmelztemperatur des entsprechenden Kristalls. Allerdings führt das Wachstum der Kristallkeime im Bereich der Regenerationstemperatur dazu, dass sich die Kristallite auch bis in die unbelichteten Bereiche ausbreiten können und somit den Brechungsindexkontrast zwischen den belichteten und unbelichteten Bereichen wieder verringern. Das würde eine Abnahme der Gitterreflektivität mit der Zeit bedeuten. Der mittlere Brechungsindex $\Delta n_{DC,eff}$ würde dabei kontinuierlich steigen und die Zerfallsgeschwindigkeit würde ebenfalls wie bei CCG von der Periodizität des Gitters abhängen. Im Jahr 2012 modifizierte Canning seine Theorie nochmals, da er es scheinbar schaffte, auch in einer He-beladenen Faser ein RFBG zu erzeugen [106, 107]. Dies war seiner Meinung nach möglich, da sich die amorphe Glasstruktur, durch die Beladung mit H₂ oder Helium unter hohem Druck, aufbläht. Das ermöglicht die Umlagerung von Bindungen und damit den Abbau von Spannungen. Bei hohen Temperaturen erfolgt dann wiederum eine lokale Kristallisation in den UV-belichteten Bereichen. Die gezogene Schlussfolgerung aus der in [106, 107] präsentierten Messung ist allerdings nicht eindeutig, da von zwei FBG in He-beladener Faser nur eines regeneriert ist und auch keine weitere Publikation bekannt ist, in der ein Regenerieren durch He-Beladung reproduziert wurde. Eigene Messungen zeigen auch, dass eine reine Diffusion von H₂ noch keine Regeneration auslösen kann [108] (vgl. Abschnitt 4.4).

Für die Kristallisationstheorie von Canning spricht die Beobachtung, dass die Regeneration durch eine angelegte Zugspannung an der Faser beeinflusst werden kann [109, 110]. Durch diese Zugspannung verändern sich die Spannungszustände an der Kern-Mantel-Grenzfläche und damit ändern sich auch die Bedingungen für die Bildung von Kristallkeimen und deren Wachstumsrichtung. Wäre wie nach Fokine die Entstehung der RFBG diffusionsbedingt, so müsste die Diffusion vom Spannungszustand des Glases abhängen, was unwahrscheinlich erscheint. Allerdings gab es in den letzten Jahren auch Veröffentlichungen, die gegen die Theorie von Canning sprechen. So gab es Messungen des Spannungszustands von Fasern, die keine signifikante Änderung durch eine H₂-Beladung zeigten [54]. Außerdem gelang es Yang et al. FBG in Fasern zu regenerieren, bei denen zuvor der Mantel bis auf den Kern weggeätzt wurde [111]. Durch den fehlenden Mantel konnten sich hier keine Spannung zwischen Kern und Mantel aufbauen, dennoch regenerierten die Gitter. Allerdings ergab sich hier ein Unterschied in der Regenerationstemperatur, je nachdem ob die FBG in der Faser mit oder ohne Mantel regeneriert wurden. Die Spannungszustände in der Faser können die Regeneration also durchaus beeinflussen, sind aber nicht der Grund für die Entstehung der RFBG. Zudem wurde beobachtet, dass sich die Reflektivität des RFBG durch einen zusätzlichen Temperaturschritt oberhalb der Regenerationstemperatur stabilisieren lässt [95, 112–114]. Dies stellt einen Widerspruch zu Fokines diffusionsbedingter Zerfallstheorie des RFBG dar, nach der das RFBG kontinuierlich bis zu seinem Verschwinden zerfallen sollte, aber auch der Einklang dieser Beobachtung mit Cannings Kristallisationstheorie ist schwierig. Vielmehr deutet es darauf hin, dass das RFBG aus zwei brechungsindexverändernden Komponenten bestehen könnten, die eine unterschiedliche Temperaturstabilität besitzen [82, 112].

2009 zeigten Lindner et al., dass FBG in Fasern mit sehr hohem Ge-Gehalt auch ohne H₂- oder He-Beladung regenerieren können [115]. Diese Tatsache wurde 2014 nochmals bestätigt [116]. Das widerspricht sowohl der Theorie von Canning als auch der von Fokine. Die Ge-Dotierung ist aber ebenso wenig der Schlüssel zur Regeneration, da FBG auch in H₂-beladenen Fasern regenerieren, deren Kern nur mit Gallium dotiert ist [117], mit Zirkon dotiert ist [31] oder aus reinem Kieselglas besteht [113]. Auch scheint es nicht entscheidend zu sein, dass der Wasserstoff schon beim Einschreiben des FBG in der Faser sein muss und dabei OH-Gruppen entstehen. So wurden FBG in Fasern regeneriert, die erst nach dem Einschreiben des Seed-Gratings mit H₂ beladen wurden [107, 113, 118]. Identisch eingeschriebene FBG ohne dieses sogenannte Post-Loading regenerierten dagegen nicht [118]. Diese Erkenntnis spricht wiederum dafür, dass das Regenerieren durch eine reine Umlagerung von Bindungen ausgelöst wird, wie 2012 von Canning vorgeschlagen wurde [107]. Die von beiden Theorien vorhergesagte Abhängigkeit des RFBG-Zerfalls von der Gitterperiode wurde dagegen 2014 durch Yang et al. bestätigt [119]. Sie sahen, dass ein RFBG mit $\lambda_B = 1300$ nm schon bei 900 °C zerfällt, während ein RFBG mit $\lambda_B = 1550$ nm erst bei 1000 °C merklich an Reflektivität verliert.

Es gibt auch die Vermutung, dass das zwischenzeitliche Absinken der Gitterreflektivität auf 0% dadurch begründet sein könnte, dass die Brechungsindexänderung in den belichteten Bereichen beim Regenerieren negativ wird ($\Delta n_{AC,eff} < 0$) [114, 120]. Ein Hinweis darauf ist die, unter dieser Annahme, augenscheinlich gut passende Weiterführung des $\Delta n_{AC,eff}$ -Verlaufs beim Regenerieren [114]. Wird $\Delta n_{AC,eff}$ beim Regenerieren negativ, muss auch $\Delta n_{DC,eff}$ negativ werden (vgl. Abbildung 2.4), was einen signifikanten Unterschied zu den Theorien von Canning und Fokine darstellt, die beide einen positiven $\Delta n_{AC,eff}$ und $\Delta n_{DC,eff}$ des RFBG vorhersagen. Es wurde oft versucht, dies durch Beobachtung der Wellenlängenverschiebung des FBG während des Regenerierens bei konstanter Temperatur zu überprüfen. Dabei wurden aber sowohl positive [82, 109, 115], als auch negative [88, 120–122] Wellenlängenverschiebungen gemessen (siehe auch [114]). Gemäß Formel 2.4 haben neben $\Delta n_{DC,eff}$ auch Λ_{FBG} und der n_{eff} der Faser Einfluss auf λ_B . Messungen zeigen, dass sich die Wellenlänge eines RFBG durch gezieltes Einbringen und Ausheilen von eingefrorenen Dehnungen um mehrere 100 pm verschieben lässt, da dadurch der n_{eff} der Faser verändert wird [123]. Da das Regenerieren meist bei Temperaturen nahe oder oberhalb von T_g des Kerns stattfindet, kann es also dazu kommen, dass sich λ_B nicht nur durch die Veränderung von $\Delta n_{DC,eff}$ durch die Entstehung des RFBG, sondern auch durch eine zusätzliche Veränderung des n_{eff} der Faser durch Abbau der herstellungsbedingten eingefrorenen Spannungen und Dehnungen verschiebt. Dass beim Regenerieren tatsächlich die eingefrorenen Spannungen und Dehnungen im Kern abgebaut werden, bestätigen die Messungen von Kumar et al. [124]. Selbstverständlich muss auch berücksichtigt werden, dass die Bragg-Wellenlänge durch den Zerfall des Seed-Gratings und einer noch möglichen Ausdiffusion von H₂ während der Temperaturbehandlung sinkt. Deshalb ist es schwierig aus der Wellenlängenverschiebung während des Regenerierens auf $\Delta n_{DC,eff}$ des RFBG rückzuschließen.

Erst kürzlich wurde herausgefunden, dass die Regenerationstemperatur keine scharfe Grenze darstellt, sondern es einen Temperaturbereich gibt, in dem die Gitter regenerieren können [114, 125]. Um so niedriger dabei die Temperatur ist, bei der das FBG regeneriert wird, um so stärker wird das RFBG. Allerdings dauert dann das Regenerieren auch länger. Dieser Effekt könnte entsprechend der Sauerstoff-CCG-Theorie damit erklärt werden, dass die Diffusionskonstante von OH stärker mit der Temperatur steigt, als die von H₂O und somit bei höheren Temperaturen auch vermehrt Sauerstoff aus den unbelichteten Bereichen gelöst wird [114]. Allerdings wäre auch ein Zusammenhang mit der höheren Keimbildungsrate und dem langsameren Kristallwachstum bei niedrigeren Temperaturen denkbar [46]. Ob es eine untere Grenze für die Regenerationstemperatur gibt, konnte bislang nicht nachgewiesen werden, da bei sehr niedrigen Temperaturen auch schon 150 Tage gewartet werden musste, bis das Gitter regenerierte [126].

Aus der Literatur ist bekannt, dass die UV-Bestrahlung von Ge-dotiertem Silicatglas eine Entmischung von GeO₂ und SiO₂ verursachen kann [127]. Ein Zusammenhang solcher Phasentrennungserscheinungen mit dem Regenerieren von FBG wurde aber bisher noch nicht gefunden. Auch die Wirkung der OH-Defekte und der Mikroporen in Typ-IIA-Gittern als Kristallisationskeime wäre denkbar. Ein direkter chemischer oder kristallographischer Nachweis, welche Veränderungen in der Glasstruktur für die Bildung von RFBG verantwortlich sind, konnte bisher nicht erfolgen. Dies mag daran liegen, dass es sich hier nur um sehr kleine Änderungen im Brechungsindex handelt, die sich maximal auf das kleine Volumen ($<40\ \mu\text{m}^3$) von jeweils einer halben Gitterperiode und dem Durchmesser des Kerns beschränken. Bisher konnte durch Raman-Mikroskopie lediglich nachgewiesen werden, dass bei RFBG eine Verdichtung des Kernmaterials auftritt, die im Seed-Grating noch nicht vorhanden ist und sich auch nicht durch eine Temperaturbehandlung der unbelichteten Faser erzeugen lässt [128].

3.2 Einflussfaktoren auf die Regeneration

Bei konstanten Herstellungsbedingungen ist die am Ende erhaltene Gitterstärke und Wellenlänge des RFBG gut reproduzierbar [129]. Verschiedenste Untersuchungen haben aber gezeigt, dass es gewisse Einflussfaktoren gibt, mit denen sich vor allem die Temperatur bei der das RFBG entsteht und dessen Stärke signifikant verändern lässt. So können RFBG zwar in den verschiedensten Fasertypen erzeugt werden, die Dotierung der Faser hat dabei allerdings enormen Einfluss auf die Entstehung des RFBG. Vor allem die Regenerationstemperatur zeigte sich in hoch dotierten Fasern meist geringer als in niedrig dotierten Fasern [121, 130–133]. Die Temperaturen bei denen FBG regeneriert wurden reichen von 550 °C [133] für stark B-Ge-dotierte Fasern über 900 °C für Standard-SMF28-Fasern mit ca. 3% Ge [130] bis hin zu 1200 °C für spezielle Er-YZCAPS-Fasern [31]. Dabei fällt auf,

dass die Regenerationstemperatur immer in etwa mit dem Temperaturbereich zusammenfällt, in dem auch die Glasübergangstemperatur des Kernmaterials vermutet wird (Hinweise dazu sind auch in [31,119] zu finden).

Eine weitere wichtige Erkenntnis zu RFBG ist, dass bei gleicher Regenerationstemperatur die Stärke des RFBG proportional zur Stärke des Seed-Gratings ist [115, 130, 134, 135]. Das bedeutet, dass der Brechungsindexverlauf des RFBG ein direkt proportionales Abbild des Seed-Gratings ist, was es ermöglicht, auch kompliziertere Brechungsindexstrukturen zu regenerieren [112, 136]. Auch konnten so RFBG erzeugt werden, die schräg im Faserkern sitzen [137] und spezielle langperiodische Gitter (LPG) [138,139]. Das Maximum an erreichbarer Brechungsindexmodulation für ein RFBG scheint dabei nur durch die erreichbare Stärke des Seed-Gratings begrenzt zu sein. So wurden schon RFBG mit einer Brechungsindexmodulation von $\Delta n_{AC,eff} > 1 \cdot 10^{-4}$ erzeugt [40, 108, 114]. Lindner gibt für die Regenerationseffizienz an, dass $\Delta n_{AC,eff}$ des RFBG in etwa 10% bis 14% vom $\Delta n_{AC,eff}$ des Seed-Gratings erreicht [140]. Rechnet man dieses Verhältnis allerdings auch für Regenerationsmessungen aus anderen Literaturquellen aus, so weichen die Werte oft stark davon ab. Zu all diesen Messungen ist anzumerken, dass die Gitter bei niedrigeren Temperaturen tendenziell stärker regenerieren [114, 125] und dass es auch entscheidend ist, ob beim Aufheizen noch H_2 in der Faser vorhanden ist. Durch zu schnelles Aufheizen kann übriger Wasserstoff nicht schnell genug ausdiffundieren und es entstehen thermisch erzeugte OH-Gruppen [22,47] (vgl. Abschnitt 2.2.2). Da die OH-Gruppen dabei aber nicht nur in den belichteten Bereichen, sondern auch in den unbelichteten Bereichen entstehen, geht der durch das Seed-Grating erzeugte Kontrast in der OH-Gruppenverteilung verloren. Dies ist nachweislich schlecht für das Regenerieren des FBG [47, 97]. Das könnte der Grund sein, warum zunächst berichtet wurde, dass ein zu schnelles Aufheizen der FBG deren Regeneration behindert [103–105]. Dass ein schnelles Aufheizen das Regenerieren tatsächlich nicht verhindert, wurde durch Bueno et al. gezeigt [121]. Er heizte Seed-Gratings durch schnelles Eintauchen in einen vorgeheizten Ofen direkt auf ihre Regenerationstemperatur und die Gitter regenerierten. Allerdings sehen Bueno et al., dass die schnell geheizten Gitter etwas schwächer regenerieren, als wenn sie langsam auf Regenerationstemperatur gebracht wurden. Ein unterschiedliches Voraltern der Typ-I-FBG in H_2 -beladenen Fasern bei niedrigen Temperaturen und anschließendes Regenerieren bei derselben Temperatur beeinflusst die Regenerationseffizienz dagegen kaum [141].

Die Regenerationseffizienz kann anscheinend auch nochmals leicht durch den H_2 -Beladungsdruck gesteigert werden [134, 135]. Bei den bisherigen Untersuchungen zum Regenerieren in H_2 -beladenen Fasern wurde in der Regel mit Beladungsdrücken von 100 bar bis 200 bar bei bis zu 100 °C gearbeitet. Allerdings wurde auch schon die Regeneration von Seed-Gratings berichtet, die in eine Faser eingeschrieben wurden, die unter 25 bar H_2 -Atmosphäre beladen wurde [42, 142]. Eine umfängliche Studie zur Abhängigkeit der Regenerationseffizienz vom H_2 -Beladungsdruck ist allerdings nicht bekannt.

Ein Zusammenhang zwischen der RFBG-Entstehung und der beim Einschreiben des Seed-Gratings verwendeten Laserwellenlänge konnte dagegen nicht beobachtet werden. So wurden schon FBG regeneriert, die mit Femtosekundenstrahlung bei 800 nm [113] und 266 nm [143], oder mit langpulsiger UV-Strahlung der Wellenlängen 255 nm [116], 248 nm [33, 37, 39–41, 108, 109, 115, 118, 122, 123, 131, 136, 140, 144–158], 244 nm [31, 32, 42, 100, 103, 111, 112, 119–121, 133, 137, 142, 159–163], 240 nm [36], 213 nm [114] und 193 nm [34, 35, 38, 81, 104–107, 110, 117, 125, 126, 129, 134, 135, 139, 164–170] eingeschrieben wurden. Ein direkter Vergleich der Regenerationseffizienzen bei Verwendung verschiedener Wellenlängen erfolgte aber bisher noch nicht. Die Energiedichte pro Puls mit der das Seed-Grating eingeschrieben wird, scheint ebenfalls keinen Einfluss auf die Regenerationseffizienz zu haben [134].

3.3 Anwendung von RFBG

In den letzten Jahren wurden bereits einige Anwendungsbeispiele für RFBG demonstriert. So wurde z. B. ein hochtemperaturstabiler Faserlaser mit zwei RFBG als Resonatorspiegel hergestellt und erfolgreich bei 750 °C getestet [146]. Auch wurden RFBG zur Temperaturmessung in Vakuum-Diamantabscheideanlagen verwendet [144] oder bei der Herstellung von Faserpreformen [166]. Durch Kombination zweier RFBG in geeigneten Fasern als Tandem konnte sogar ein hochtemperaturstabiler Strömungssensor gemäß dem Prinzip eines Heizdraht-Anemometers erstellt werden [147]. Die Tauglichkeit von RFBG zur Temperaturüberwachung bei Gebäudebränden zeigen die Messungen von Rinaudo [171]. Um an mehreren Stellen gleichzeitig messen zu können, können mehrere RFBG mit verschiedenen Wellenlängen entlang einer Faser eingebracht werden [33]. Mit diesen sogenannten Arrays aus RFBG-Sensoren wurde z. B. bereits die Temperaturverteilung in einem Ofen [32], einem Rußbläser [95], dem Abgasstrahl einer Gasturbine [4], in flüssigem Natrium [172] oder in erstarrendem Aluminium [8] gemessen. Der direkter Vergleich mit bestehenden Thermoelementsensoren im Abgasstrahl der Gasturbine zeigte, dass mit den RFBG-Sensorarrays eine höhere örtliche Auflösung bei gleicher Genauigkeit erreicht werden konnte und durch die kürzere Ansprechzeit der RFBG-Sensoren auch dynamische Temperatur- und Vibrationsmessungen möglich waren [4]. Eine Anwendung in der Nähe radioaktiver Quellen ist dagegen schwierig. So driften und zerfallen RFBG in Ge-F-dotierter Faser bereits bei niedrigen Temperaturen, wenn sie mit Gammastrahlung und Neutronen beschossen werden [173].

Die Eignung von RFBG auch für langfristige Messungen beweist die Untersuchung von Laffont et al., bei der RFBG über ein Jahr hinweg bei Temperaturen bis zu 900 °C gehalten wurden [159]. Es zeigte sich in dieser Zeit zwar ein Wellenlängendrift der RFBG, aber keine langfristige Degradation. Bei dieser Messung war auch zu sehen, dass sich der Drift der RFBG mit der Zeit immer weiter verringerte, was bedeutet, dass auch bei RFBG ein

Voraltern zur Driftreduktion ähnlich wie bei Thermoelementen möglich ist. Den Langzeitdrift von sehr stark vorgealterten RFBG hat Xia untersucht [95]. Die RFBG wurden dabei mehrere Stunden bei 900 °C und 1100 °C stabilisiert und drifteten danach nur noch $1,2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{nm}}{\text{h}}$ über 300 min bei 1000 °C. Dies entspricht einem Temperaturfehler von ca. $70 \frac{\text{mK}}{\text{h}}$. Typ-II-FBG dagegen drifteten $0,15 \frac{\text{nm}}{\text{h}}$. Bei solch hohen Temperaturen ist allerdings zu beachten, dass oberhalb von T_g des Kerns schnelle Temperaturschwankungen zu eingefrorenen Dehnungen führen können [123], die dann mit der Zeit wieder abgebaut werden und damit ebenso einen Drift hervorrufen können. Wird während des Regenerierens die Temperatur sogar noch höher bis in die Nähe von T_g des Mantels gesteigert, so wird die Faser so weich, dass sie bereits durch eine geringe Zugbelastung in die Länge gezogen werden kann, wodurch sich die Gitterperiode verändert [110]. Dadurch kann im Gegenzug aber auch eine Nachjustierung der Bragg-Wellenlänge nach dem Regenerieren erfolgen. Dieser Effekt wurde auch bereits genutzt um die Viskosität des Faserglases bei entsprechenden Temperaturen zwischen 1000 °C und 1150 °C zu bestimmen [169], oder durch Anlegen eines Temperaturgradienten entlang des RFBG und einer konstanten Zugspannung sogenannte „chirped RFBG“ herzustellen, deren Periode über die Länge des RFBG nicht mehr konstant ist [167].

Basische Medien [13] und Luftfeuchtigkeit [174] führen zur Korrosion der Glasfaser. Um die RFBG-Temperatur Sensoren vor unkalkulierbaren Umgebungsbedingungen zu schützen, werden diese deshalb üblicherweise in Stahlkapillaren verbaut [4, 8, 142, 160, 168, 172]. Vor allem bei längeren Arrays kommt es hier zu den bekannten Reibungsproblemen [7, 8]. Der dritte bekannte Korrosionsmechanismus, die Oberflächenkristallisation des Glases [175], kann durch die Stahlkapillaren allerdings nicht verhindert werden. Die Oberflächenkorrosion beginnt ab ca. 700 °C bis 1000 °C, abhängig von der Reinheit des verwendeten Glases [176]. Inwieweit die Korrosion die mechanische Stabilität der Faser schwächt, wurde durch Wang et al. untersucht [35]. Sie untersuchten die Veränderung der Bruchdehnung der Faser nach dem Regenerationsprozess, bei dem die Faser für 40 min auf 850 °C gehalten wurde. Es zeigte sich, dass die maximal applizierbare Dehnung, bevor die Faser reißt, durch den Temperaturprozess auf etwa ein Drittel der Bruchdehnung einer unbehandelten Faser sinkt. Die mechanische Belastbarkeit von RFBG reicht aber dennoch noch aus um sie auch als Dehnungs- oder Kraftsensor verwenden zu können [34]. So wurden z. B. RFBG mit Polyimid recoatet und mit Glaskeramik-Epoxydharz auf ein Metallplättchen geklebt [163]. Ein solcher Dehnungssensor ist bis 400 °C verwendbar. Wird komplett auf organische Substanzen verzichtet und das RFBG mit einem anorganischen Kleber verklebt, so sind sogar Dehnungsmessungen bis 1000 °C möglich [177]. Durch die hohe Temperaturbeständigkeit der RFBG ist es ebenfalls möglich diese direkt in metallische Werkstücke einzubetten [178]. Eine zusätzliche Metallbeschichtung der Faser hilft dabei den Kraftübertrag zu verbessern und Schlupf zu vermeiden. Eine Metallbeschichtung der Faser kann aber auch allgemein helfen die mechanische Belastbarkeit und auch die Temperaturempfindlichkeit des RFBG zu steigern. Dazu wurden z. B. RFBG azimuthal gleichmäßig mit 500 nm Silber besputtert [170]. Solch eine

dünne Metallschicht ändert die Eigenschaften des RFBG noch kaum. Weitere Untersuchungen wurden dann mit einem dreifachen Schichtaufbau aus 100 nm Titan, 500 nm Silber und 200 μm Nickel gemacht [179]. Das so beschichtete RFBG wurde bis 600 °C getestet, wobei die Beschichtung eine gute Haftung zeigte und sich die Temperaturempfindlichkeit des Sensors durch den hohen Ausdehnungskoeffizienten der Beschichtung in etwa verdoppelte.

Vor allem bei eingebetteten RFBG, aber auch bei langen Arrays in Kapillaren ist das Hauptproblem, dass meist nicht ersichtlich ist, inwiefern sich λ_B aufgrund einer Temperatur- oder Dehnungsänderung verschoben hat. Um beide Effekte unter Verwendung von FBG trennen zu können, gibt es die in Abschnitt 1.3 genannten Möglichkeiten. Eine simultane Dehnungs- und Temperaturmessung auch bei hohen Temperaturen konnte aber bisher nur mit Hilfe eines Tandems aus zwei RFBG mit unterschiedlichen λ_B [37] und der Kombination eines RFBG und einer Fabri-Pérot-Kavität [38,39] nachgewiesen werden. Publikationen zur Kombination von RFBG in Fasern mit verschiedenen Manteldurchmessern oder von RFBG in verschiedenen Fasertypen sind nicht bekannt. Um hochoberflächentaugliche Tandems aus verschiedenen Gittertypen zu erstellen, wäre die Kombination von RFBG und Typ-II-FBG denkbar, wozu aber ebenfalls bisher keine Publikation vorliegt.

3.4 RFBG in doppelbrechenden Fasern

In PM-Fasern wurden bereits RFBG sowohl in spannungsdoppelbrechenden Fasern [40–42, 180], als auch in einer strukturdoppelbrechenden Faser [122] erzeugt. In all diesen Untersuchungen wurden die beiden Polarisationsachsen nicht getrennt gemessen. So konnten die zwei Bragg-Reflexe der unterschiedlichen Polarisationsachsen in den hoch-spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern vom Typ Tiger [40, 41, 180] und Bow-Tie [41] bei niedrigen Temperaturen zwar noch getrennt werden. Aufgrund der Abnahme der Doppelbrechung mit der Temperatur in diesen Fasern war eine Trennung der Bragg-Peaks bei höheren Temperaturen allerdings nicht mehr möglich. Außer in [180] ist bei allen RFBG in spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern nach dem Regenerieren eine Veränderung der beiden Bragg-Wellenlängen und deren Abstand im Vergleich zu vor dem Regenerieren zu erkennen. Diese Beobachtungen decken sich mit den Erkenntnissen aus [53, 55, 181–183] und können durch den Abbau von herstellungsbedingten Spannungen und Dehnungen in der Faser erklärt werden. Die in [122] untersuchte strukturdoppelbrechende MS-PM-Faser besitzt links und rechts vom Kern ein großes Luftloch entlang der Faser (engl.: twin air hole fibre). Die Faser zeigt nur eine geringe Doppelbrechung, die wie zu erwarten auch nur sehr gering von der Temperatur abhängt. Dadurch waren die Bragg-Wellenlängen der zwei Polarisationsachsen nicht unterscheidbar. Da die Luftlöcher an den Enden der Faser allerdings verschlossen wurden, war die Doppelbrechung signifikant vom Umgebungsdruck abhängig, was bei Druckerhöhung zu einer

Aufspaltung des Reflexionsspektrums in zwei Bragg-Reflexe führte. Dies ermöglichte eine simultane Temperatur- und Druckmessung bis 800 °C. In keiner der Publikationen wurde allerdings die Eignung der RFBG für simultane Temperatur- und Kraft-/Dehnungsmessung untersucht.

Kapitel 4

Regenerationsexperimente mit nichtdoppelbrechenden Fasern

Da zu Beginn dieser Arbeit noch viele Fragen bezüglich des Regenerationsmechanismus und der Zusammenhänge im Herstellungsprozess der RFBG offen waren, wurden zunächst noch Regenerationsexperimente mit verschiedenen SM-Fasern durchgeführt. Diese Experimente sollten helfen vorab an einfacheren Fasern zu klären, welche Rolle der Wasserstoff und die verschiedenen Dotierstoffe und ihre Konzentration im Faserkern bei der Regeneration spielen. Dabei wurden vor allem folgende Fragen betrachtet.

- Hängt die Regenerationseffizienz auch vom Ge-Gehalt im Kern der Faser ab, oder nur von der Seed-Grating-Stärke und dem Temperaturverlauf beim Regenerieren?
- Gibt es einen sichtbaren Unterschied in der Regeneration von FBG in Fasern die F-dotiert sind und Fasern die kein Fluor enthalten, der auf Effekte durch die Entstehung von HF hinweist?
- In hoch Ge-dotierten Fasern ohne H₂-Beladung regenerieren die Gitter erst ab einer gewissen Mindeststärke [140]. Wird dieselbe Faser mit H₂ beladen, so scheint es diese Schwelle nicht zu geben. Gibt es noch weitere Unterschiede zwischen dem Regenerieren von RFBG in hoch Ge-dotierten Fasern mit und ohne Wasserstoff?
- Es wurde gezeigt, dass sich FBG nicht nur regenerieren lassen, wenn die Faser während des Einschreibens H₂ enthält, sondern auch wenn die Faser mit Helium beladen ist [106, 107] oder nachträglich mit H₂ beladen wird [107, 113, 118]. Daraus kann gefolgert werden, dass bereits die Diffusion von Helium oder Wasserstoff ausreichen könnte um Spannungen im Glas abzubauen und die Regeneration des FBG auszulösen. Kann auch ein Regenerieren ausgelöst werden, wenn die Faser vor dem Einschreiben mit H₂ beladen wurde, aber der Wasserstoff bis zum Einschreiben des FBG wieder ausdiffundiert ist?

Die Interpretation der Bragg-Wellenlängenverläufe hinsichtlich der Veränderung von $\Delta n_{DC,eff}$ während der Regenerationsexperimente hat sich dabei als schwierig erwiesen, da wie schon in Abschnitt 3.1 beschrieben auch der Abbau von herstellungsbedingten eingefrorenen Spannungen und Dehnungen stets zu einer überlagerten Verschiebung der Bragg-Wellenlänge führte. Die Erkenntnisse aus den Experimenten wurden auch genutzt, um einen anwendungstauglichen RFBG-Einzelpunkt-Temperatursensor in einer nichtdoppelbrechenden Faser aufzubauen und dessen Sensoreigenschaften zu untersuchen.

4.1 Verwendete Herstellungs- und Messtechniken

Zur Durchführung der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Regenerationsexperimente, mussten zunächst mit einer Einschreibeanlage die Seed-Gratings hergestellt werden, bevor die Messungen in dem jeweiligen Ofen erfolgen konnten. Bei allen Messungen wurde dabei die Veränderung des FBG mit einem FBG-Interrogator überwacht und $\Delta n_{AC,eff}$ und λ_B aus den gemessenen Spektren ermittelt. Im Folgenden werden die dabei verwendeten Geräte und Vorgehensweisen beschrieben.

FBG-Interrogator: Während aller Messungen wurden die Reflexionsspektren der FBG mit einem SM125-500 der Firma Micron Optics erfasst. Das Messprinzip dieses FBG-Interrogationssystems ist in Abbildung 4.1a dargestellt. Ein Signalgenerator verschiebt die Wellenlänge eines abstimmbaren Lasers kontinuierlich zwischen 1510 nm und 1590 nm. Ein Photodetektor misst die am FBG reflektierte Leistung über die Zeit, welche anschließend mit der zeitabhängigen Wellenlänge des Lasers korreliert wird. Zusätzlich werden über die Absorptionslinien einer internen Cyanwasserstoff-Gaszelle die Wellenlängen immer wieder auf exakte Werte

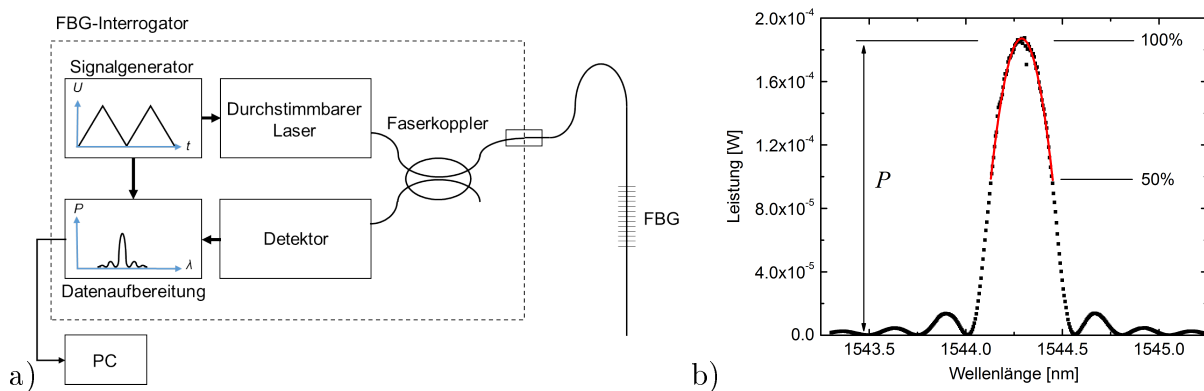


Abbildung 4.1: a) Prinzipskizze des verwendeten SM125-FBG-Interrogators. Über einen abstimmbaren Laser wird die spektrale Reflexion am FBG abgetastet und mit einem Detektor aufgenommen. Durch Korrelation des zeitlichen Detektorsignals mit der Laserwellenlänge wird das Reflexionsspektrum des FBG gebildet. Aus den so gemessenen FBG-Spektren b) wird über eine Parabelanpassung die Peakwellenlänge λ_B und die Peakleistung P ermittelt.

referenziert. Somit erzeugt das SM125 Reflexionsspektren mit einer absoluten Wellenlängengenauigkeit von 1 pm. Bei dem verwendeten Model wird zudem der abstimmbare Laser auf 4 Kanäle mit jeweils eigenem Detektor aufgeteilt, sodass auch FBG mit gleicher Wellenlänge gleichzeitig an unterschiedlichen Kanälen gemessen werden können. Alle 0,5 s erzeugt das SM125 so vier Spektren, die über eine Ethernet-Schnittstelle auf einen Computer (PC) übertragen und mit einem LabView-Programm¹ weiter verarbeitet werden. Um aus dem FBG-Reflexionsspektrum die Bragg-Wellenlänge λ_B und die bei λ_B reflektierte Leistung P möglichst genau zu bestimmen, wird eine Parabel in die obere Hälfte des Peaks angepasst, deren Scheitelpunkt die Peakwellenlänge λ_B und die Peakleistung P widerspiegelt (Abbildung 4.1b). Dieser Anpassungsalgorithmus hilft die Genauigkeit der Peakbestimmung zu erhöhen, da die Spektren des SM125 ein Leistungsrauschen aufweisen. Die relative Streuung der ermittelten λ_B besitzt damit, bei idealer Form des Bragg-Reflexes, eine Standardabweichung von $s \approx 1$ pm. Im Mittel bleibt die gemessene Leistung jedes Datenpunktes aber langfristig stabil (z. B. beim Messen des Spektrums eines thermisch stabilisierten FBG über lange Zeit). Ein Drift des Systems in Wellenlänge oder Leistung kann somit ausgeschlossen werden, was die Aufzeichnung von $\lambda_B(t)$ und $P(t)$ mit diesem System auch über lange Messzeiten hinweg ermöglicht.

Einschreibeanlage: Für die Herstellung der Seed-Gratings wurde eine Einschreibeanlage basierend auf einem Krypton-Fluorid Exciplex Laser (Exci-Star, TUI) mit 248 nm Wellenlänge benutzt. Die Anlage basiert auf dem Phasenmaskenprinzip und einer zusätzlichen Zylinderlinse, die den Laserstrahl auf die Faser fokussiert (Abbildung 4.2). Der Laserstrahl wird zuvor mit einer Blende auf die spätere Länge L des FBG beschnitten. Die Phasenmaske beugt den Laserstrahl in mehrere Ordnungen, wobei die 0. Ordnung durch eine angepasste Grabentiefe der Phasenmaske und folglich destruktiver Interferenz minimiert wird. Auch die höheren Ordnungen enthalten bei Rechteckgittern nur wenig Energie, sodass ca. 70% der gebeugten Lichtleistung in der 1. und -1 . Ordnung zu finden ist. Nahe der Phasenmaske interferieren die 1. und -1 . Ordnung und erzeugen ein sinusförmiges Interferenzmuster, das die Periode des FBG vorgibt und die halbe Periode der Phasenmaske aufweist, $\Lambda_{FBG} = \frac{1}{2}\Lambda_{Phasenmaske}$. Um die Faser in diesem Interferenzmuster zu fixieren, wird sie mit zwei Klemmen ca. 200 μm vor der Phasenmaske gespannt. Vor dem Einspannen muss das Kunststoff-Coating entfernt werden, da dieses für UV-Licht nicht transparent ist. Während der Belichtung überträgt sich das Interferenzmuster über photochemische Prozesse in den Kern der Faser (vgl. Abschnitt 2.2). Lage und Größe des Fokus sowie die Pulsenergie am Ort der Faser sind bekannt, sodass sich die kumulierte optische Energiedichte (Fluenz) Φ berechnen lässt, die während des Einschreibens auf die Faser gegeben wurde. Um die Entwicklung der FBG während des Einschreibens zu dokumentieren, wird immer eine Reihe von mehreren Pulsen (Burst) mit einer

¹LabView steht für „laboratory virtual instrumentation engineering workbench“ und ist ein grafisches Programmiersystem von National Instruments.

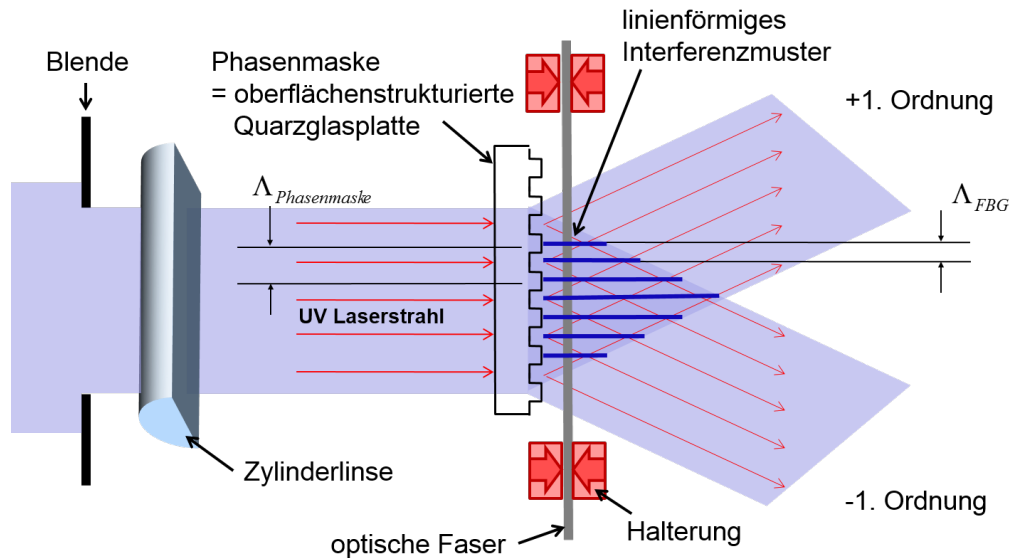


Abbildung 4.2: Schematisches Prinzip der verwendeten Phasenmaskentechnik. Der UV-Laserstrahl wird in seiner Breite durch eine Blende zugeschnitten und mit einer Zylinderlinse fokussiert. Eine Phasenmaske erzeugt ein Interferenzmuster in dem die Faser positioniert wird.

Repetitionsrate von 100 Hz auf die Faser gegeben und anschließend nach einer dreisekündigen Pause $\lambda_B(\Phi)$ und $P(\Phi)$ bestimmt. Der Vorgang wird solange fortgesetzt, bis die gewünschte Stärke des FBG erreicht ist. Die so erhaltenen Verläufe der Gitterstärke und der Wellenlänge über die Fluenz werden auch als Einschreibekurven bezeichnet.

Ermittlung der exakten Gitterstärke: Aus den mit dem FBG-Interrogator SM125 gemessenen Reflexionsspektren lässt sich nur die reflektierte Peakleistung P des FBG bestimmen. Ein direkter Rückschluss auf die Reflektivität des FBG ist dabei nicht möglich, da nicht bekannt ist wie viel Lichtleistung auf dem Weg vom Interrogator zum FBG durch Komponenten (z. B. an Steckern, Kopplern oder Spleißen) verloren geht. Um dennoch die exakte Reflektivität des FBG zu bestimmen, kann eine Transmissionsmessung durchgeführt werden. Dafür wurde in dieser Arbeit eine Lichtquelle mit verstärkter spontaner Emission (engl.: amplified spontaneous emission, ASE) und ein optischer Spektrumanalysator (OSA) verwendet. Die Transmissionsmessung wurde für jedes Seed-Grating jeweils nach dessen Herstellung durchgeführt. Die Fiberwhite ASE der Firma NetTest besteht aus einer optisch gepumpten Er-dotierten Faser, die im Gegensatz zu einem Faserlaser keinen Resonator besitzt. Dadurch emittiert die ASE das gesamte spontane Emissionsspektrum der Er-dotierten Faser. Mit der zudem sehr konstanten Pumpleistung stellt die ASE eine stabile Breitbandlichtquelle im Bereich von 1530 nm bis 1570 nm dar. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, sendet die ASE keine konstante Leistung über ihren Wellenlängenbereich aus, sondern ihre Konstanz bezieht sich auf die nur sehr geringen zeitlichen Veränderungen dieses Spektrums. Die ASE wird zunächst direkt mit dem OSA über eine Glasfasersteckverbindung verbunden. Im Q8384 OSA der Firma Advantest wird das Licht aus der Faser kollimiert und an einem Oberflächengitter in

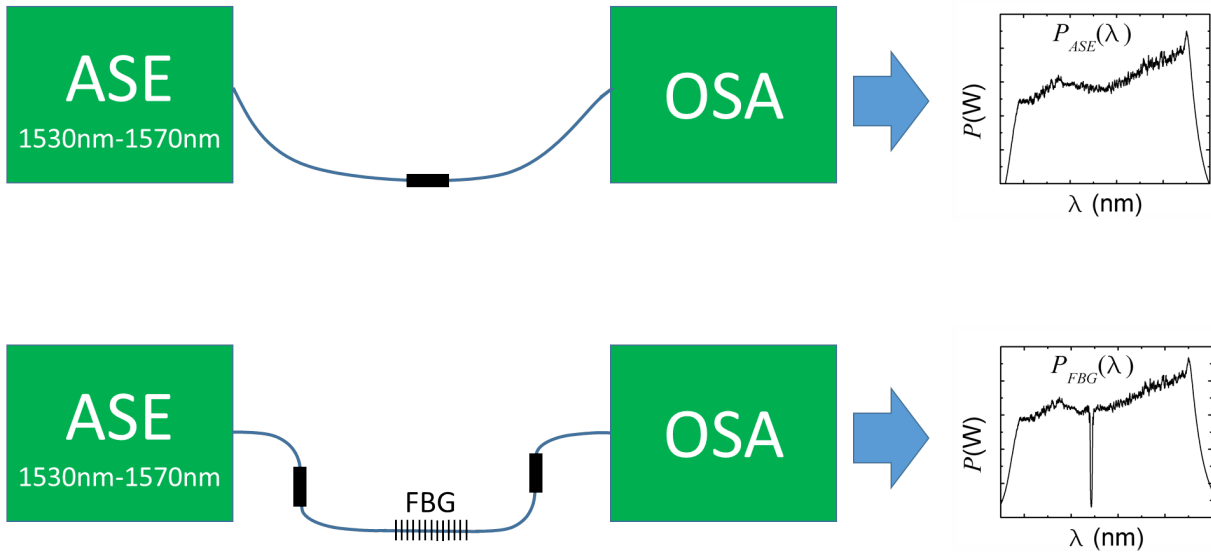


Abbildung 4.3: Transmissionsmessung zur Bestimmung der Reflektivität eines FBG mit einer breitbandigen ASE-Lichtquelle und einem optischen Spektrumanalysator (OSA).

Reflexion gebeugt. Durch eine Rotation des Oberflächengitters kann der OSA einen Spektralbereich von 600 nm bis 1700 nm mit einer maximalen Auflösung von 10 pm scannen. Nachdem das Spektrum der ASE $P_{ASE}(\lambda)$ als Referenz aufgenommen wurde, wird zusätzlich die Messstrecke mit dem FBG zwischen ASE und OSA angeschlossen. Bei λ_B ergibt sich nun ein Einbruch der transmittierten Leistung durch das Transmissionsspektrum des FBG $\tau_{FBG}(\lambda)$ und den Verlusten an zusätzlichen Komponenten deren Transmission als τ_K zusammengefasst ist. Aufgrund des Zusammenhangs $P_{FBG}(\lambda) = \tau_{FBG}(\lambda) \cdot \tau_K \cdot P_{ASE}(\lambda)$ kann durch Teilen des gemessenen Transmissionsspektrum der Messstrecke mit FBG $P_{FBG}(\lambda)$ durch $P_{ASE}(\lambda)$ die Transmission der Messstrecke $\tau_{FBG}(\lambda) \cdot \tau_K$ ermittelt werden. Da die meisten optischen Komponenten wie Stecker, Strahlteiler oder Polarisatoren über den Spektralbereich der ASE eine konstante Transmission zeigen, ist die Transmission der Messstrecke abseits von λ_B konstant. Dadurch kann τ_K herausgerechnet werden, indem die Transmission der Messstrecke, abseits des Bragg-Reflexes, auf 100% Transmission normiert wird. Es bleibt $\tau_{FBG}(\lambda)$, dessen Minimum der exakten Bezugstransmission τ_0 entspricht. Die Reflektivität des FBG zum Zeitpunkt der Transmissionsmessung kann daraus direkt als $R_0 = 1 - \tau_0$ berechnet werden. Effekte wie Streuung oder Absorption von Licht bei λ_B sind bei den hier betrachteten Gittern so gering, dass sie vernachlässigt werden können.

Mit der gemessenen Bezugsreflektivität R_0 können die mit dem SM125 gemessenen zeitlichen Veränderungen der Peakleistung $P(t)$ in eine Veränderung der Reflektivität $R(t)$ umgerechnet werden, über den Dreisatz

$$R(t) = \frac{P(t)}{P_0} R_0. \quad (4.1)$$

Die jeweilige Bezugsleistung P_0 des FBG muss dabei bei jeder Messung neu bestimmt werden, da sich die Transmission der Fasersteckverbindungen beim Umstecken verändern kann.

Da die Transmissionsmessungen immer nach dem Einschreiben und vor dem Regenerieren der FBG durchgeführt wurden, wurde für P_0 immer die mit dem SM125 gemessene letzte Peakleistung des FBG beim Einschreiben, bzw. die erste gemessene Peakleistung vor dem aufheizen des Ofens verwendet. Aus dem Reflektivitätsverlauf $R(t)$ kann weiter die Veränderung der Brechungsindexmodulation $\Delta n_{AC,eff}(t)$ des FBG mit Formel 2.9 berechnet werden. Durch die Kenntnis der Fluenz Φ , der Temperatur T oder der Kraft F zum jeweiligen Zeitpunkt kann dementsprechend auch $\Delta n_{AC,eff}(\Phi)$, $\Delta n_{AC,eff}(T)$ oder $\Delta n_{AC,eff}(F)$ aufgetragen werden.

Regenerationsofen: Zur Regeneration der FBG und für die Messung der Kraftempfindlichkeit bei verschiedenen Temperaturen wurde ein Hochtemperatur-Rohröfen ROS 20/250/12 der Firma ThermConcept verwendet. Der Ofen hat eine Länge von 500 mm und einen Rohrdurchmesser von 20 mm. Mit dem Ofen können Temperaturen bis maximal 1200 °C erreicht werden. Das Ofenrohr steht senkrecht und ermöglicht so Untersuchungen an langen frei hängenden Fasern, ohne dass diese die Ofenwand berühren. Somit kann während der Messung keinerlei Reibung auftreten, die die gemessenen Bragg-Wellenlängen verfälschen würde. Vor dem Einbringen der Fasern wird das Coating entfernt, da dieses sonst unkontrolliert verbrennen würde. Ebenso wird ein Referenzthermoelement mit in den Ofen gehängt, um die tatsächliche Temperatur im Ofen zu überwachen. Der Ofen wird über eine LabVIEW-Software gesteuert und erlaubt damit flexible Temperaturprofile. Der gesamte Messaufbau ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

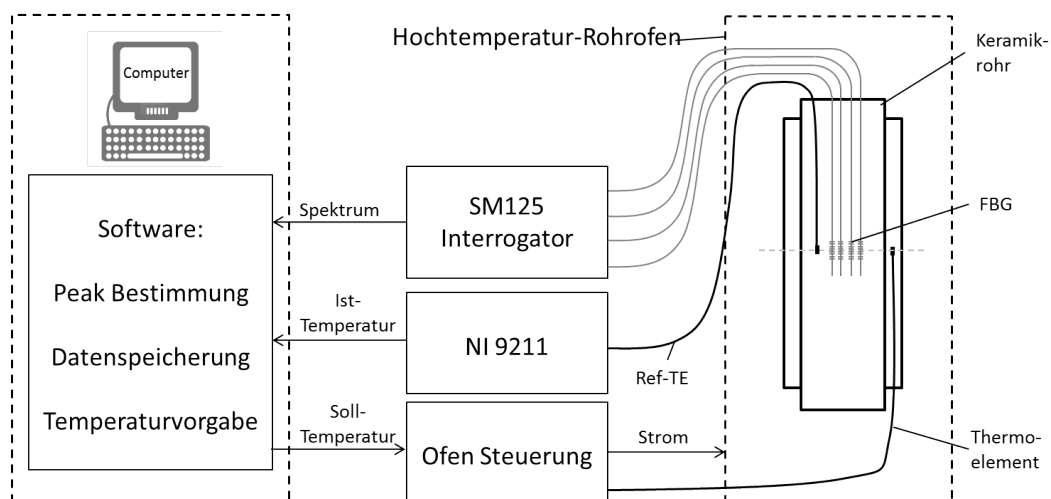


Abbildung 4.4: Messaufbau für die Regenerationsexperimente im Hochtemperatur-Rohröfen ROS 20/250/12. Die FBG hängen zusammen mit einem Referenzthermoelement (Ref-TE) im Ofen und werden mit dem SM125-Interrogator ausgelesen. Das Ref-TE wird über das Thermoelement-Eingangsmodule 9211 von National Instruments (NI 9211) ausgelesen. Die Temperaturvorgabe, Peakbestimmung und Datenspeicherung erfolgt über die LabView-Software.

Kalibrierofen: Da der Regenerationsofen nur eine beschränkte Stabilität und Homogenität in der Temperatur zulässt, wurden die Kalibriermessungen der Temperaturkennlinien in einem Metallblock-Kalibrierofen Pegasus Plus des Herstellers Isothermal Technology durchgeführt (Abbildung 4.5a). Der Kalibrierofen ist für einen Temperaturbereich von 150 °C bis 1200 °C geeignet und verfügt über ein externes Präzisionsthermoelement, das als Temperaturreferenz genutzt wird. Der Metallblock besitzt vier Bohrungen in die normalerweise jeweils ein Sensor eingebracht werden kann. Die möglichen Temperaturabweichungen zwischen den Bohrungen betragen dabei ± 1 K. Aufgrund ihrer geringen Größe konnten die zu kalibrierenden RFBG-Sensoren aber zusammen mit dem Referenzthermoelement in die selbe Bohrung gehängt werden, wodurch sich die Temperaturdifferenz zwischen beiden Sensoren nachweislich auf maximal $\pm 0,32$ K senken ließ. In dieser Arbeit wurden Kalibriermessungen von RFBG bis 800 °C durchgeführt. Das Kalibrierzertifikat bescheinigt dem Referenzthermoelement eine systematische Unsicherheit von $\pm 1,5$ K bei 150 °C bis $\pm 2,5$ K bei 800 °C [184]. Der in Abbildung 4.5b dargestellte Messaufbau ermöglicht dadurch eine Temperaturkalibrierung der RFBG-Sensoren mit hoher Genauigkeit. Eine genauere Beschreibung des Messaufbaus ist in [154] zu finden.

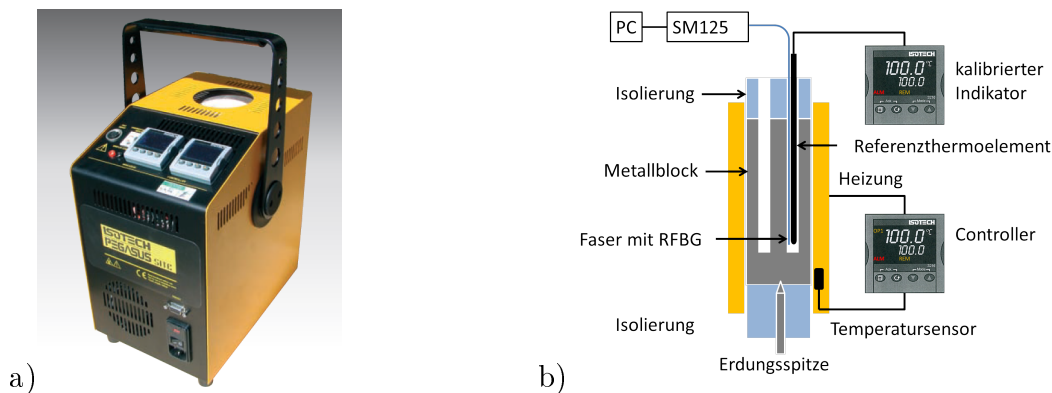


Abbildung 4.5: a) Bild und b) Schemazeichnung des Kalibrierofens Pegasus Plus. Der Metallblock im Inneren des isolierten Kalibrierofens erzeugt eine homogene Temperaturverteilung, sodass RFBG und Referenzthermoelement möglichst die gleiche Temperatur sehen.

4.2 Regenerieren in Fasern mit verschiedenem Germaniumgehalt

In früheren Studien kam die Vermutung auf, dass die Stärke der RFBG auch vom verwendeten Fasertyp, speziell dem Ge-Gehalt in der Faser, abhängt [130, 131]. Um diesen Zusammenhang zu prüfen, wurden Vergleichsmessungen mit einer SMF28-Faser der Firma Corning (ca. 4% GeO_2 im Kern) und einer hoch Ge-dotierten Faser des Leibniz Instituts für Photonische Technologie (IPHT) mit der Bezeichnung PR-2011-31 (18% GeO_2 im Kern) gemacht. Die SMF28-Faser hat dabei einen Kerndurchmesser von ca. 10 μm , wohingegen die PR-Faser nur

einen Kerndurchmesser von ca. $5\ \mu\text{m}$ besitzt. Beide Fasertypen enthalten außer Germanium sonst keine Dotierstoffe. Die Fasern wurden unter 120 bar H_2 -Atmosphäre für 14 Tage bei Raumtemperatur beladen. Dabei dringt der Wasserstoff über Diffusionsprozesse bis in den Faserkern vor, sodass dort nach dieser Zeit etwa 95% der maximalen H_2 -Konzentration erreicht werden [66]. Die so beladenen Fasern werden im Folgenden als H_2 -PR und H_2 -SMF28 bezeichnet.

Für den Vergleich wurden vier Seed-Gratings in der H_2 -PR-Faser und zwei Seed-Gratings in der H_2 -SMF28-Faser mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Einschreibeanlage hergestellt. Die Einschreibekurven $\Delta n_{AC,eff}(\Phi)$ dieser Gitter sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Trotz gleicher H_2 -Beladung und gleicher Einschreibebedingungen steigt $\Delta n_{AC,eff}$ der FBG in der H_2 -PR-Faser schneller mit der Fluenz an als bei den FBG in der H_2 -SMF28-Faser. Diese Beobachtung deckt sich mit den bereits in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Literaturquellen und zeigt, dass auch bei Anwesenheit von H_2 die Photosensitivität der Faser immer noch stark durch den Ge-Gehalt im Kern beeinflusst wird. Alle Gitter waren 3 mm lang und wurden bis zu einer Reflektivität von 90% - 95% eingeschrieben.

Da die Regenerationstemperatur für die hier verwendeten Fasern zum Zeitpunkt der Messung noch unbekannt war, wurde ein Temperaturprofil mit sehr geringer Heizrate von $2\ \frac{\text{K}}{\text{min}}$ bis zu einer Temperatur von $1200\ \text{°C}$ gewählt. Dadurch war gut erkennbar, ab welchem Temperaturbereich die FBG regenerieren und welche maximale Stärke sie in diesem Bereich erreichen können. Für die Messung wurde der in Abschnitt 4.1 beschriebene Kalibrierofen verwendet. Die Veränderung der Gitterstärken bei diesem Temperaturprofil ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Wie für das Regenerieren üblich, sinkt $\Delta n_{AC,eff}$ der Gitter bei höheren Temperaturen auf Null und steigt anschließend wieder an. Die FBG in der H_2 -PR-Faser regenerieren

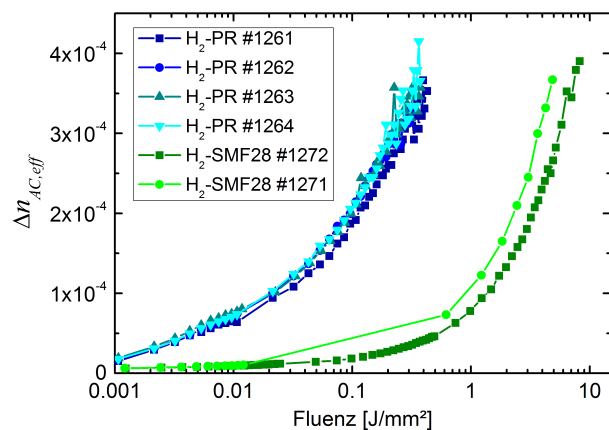


Abbildung 4.6: Vergleich der Einschreibekurven von Seed-Gratings in H_2 -PR-Faser und H_2 -SMF28-Faser. Trotz gleicher H_2 -Beladung zeigt die PR-Faser eine höhere Photosensitivität.

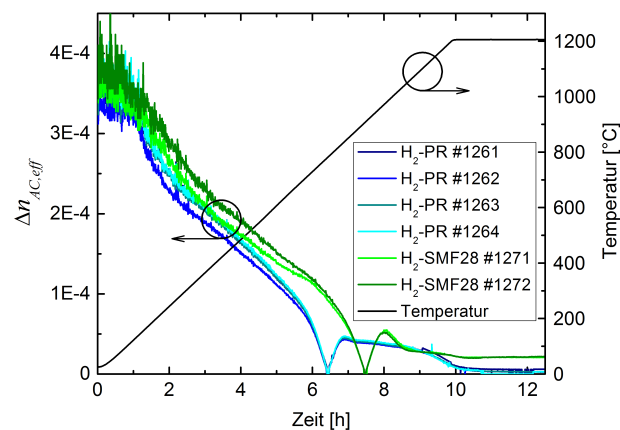


Abbildung 4.7: Regenerieren gleich starker Seed-Gratings in H_2 -PR-Faser und H_2 -SMF28-Faser mit einer konstanten Heizrate von $2\ \frac{\text{K}}{\text{min}}$. Die FBG in der H_2 -SMF28-Faser regenerieren erst bei höheren Temperaturen, werden aber in etwa gleich stark.

Tabelle 4.1: Vergleich der Regenerationseffizienzen der FBG in der H₂-PR- und der H₂-SMF28-Faser.

Fasertyp	Gitternummer	$\Delta n_{AC,eff}(seed)$	$\Delta n_{AC,eff}(reg)$	$\frac{\Delta n_{AC,eff}(reg)}{\Delta n_{AC,eff}(seed)}$
H ₂ -PR	#1261	0,000352515	$4,38826 \cdot 10^{-5}$	12,45%
H ₂ -PR	#1262	0,000329178	$4,31005 \cdot 10^{-5}$	13,09%
H ₂ -PR	#1263	0,000357129	$4,48291 \cdot 10^{-5}$	12,55%
H ₂ -PR	#1264	0,000364985	$4,7051 \cdot 10^{-5}$	12,89%
H ₂ -SMF28	#1271	0,000366822	$5,44016 \cdot 10^{-5}$	14,83%
H ₂ -SMF28	#1272	0,000390149	$5,13084 \cdot 10^{-5}$	13,15%

dabei bereits bei ca. 800 °C, wohingegen die FBG in der H₂-SMF28-Faser erst bei 900 °C regenerieren. Etwa 25 min nach dem Beginn der Regeneration erreichen die RFBG in beiden Fasertypen jeweils ihre maximale Stärke. Die RFBG in der H₂-PR-Faser zerfallen bereits ab 900 °C wieder langsam, wohingegen die RFBG in der H₂-SMF28-Faser hier erst ihre maximale Reflektivität erreichen. Oberhalb von 950 °C verlieren aber auch die RFBG in der H₂-SMF28-Faser schnell an Reflektivität. Wie auch bereits in anderen Quellen berichtet (vgl. Abschnitt 3.1), stabilisiert sich die Gitterstärke der RFBG in der H₂-SMF28-Faser bei höheren Temperaturen nochmals und erreicht bei der hier gezeigten Messung eine annähernd konstante Reflektivität von ca. 1,5% bei 1200 °C. Die RFBG in der H₂-PR-Faser verschwinden bei solch hohen Temperaturen dagegen langsam im Rauschen des Messgeräts. Der komplexe und auch für beide Fasern unterschiedliche Zerfall der RFBG nach ihrer Regeneration zeigt, wie schwierig es ist die Zerfallsmechanismen von RFBG zu charakterisieren. Zudem ist bekannt, dass der RFBG-Zerfall nicht nur von der Temperatur, sondern auch von der Zeit abhängt [77, 100, 109]. Deshalb ist es an dieser Stelle, aufgrund der verwendeten kontinuierlichen Heizrate, nicht möglich weitere Rückschlüsse auf die thermische Stabilität der RFBG bei verschiedenen Temperaturen zu schließen. Eigene Messungen zeigen aber, dass RFBG in der H₂-SMF28-Faser, trotz eines langsamen Zerfalls, auch bei 1200 °C noch über mehrere Stunden messbar sind. Dies unterstreicht nochmals die höhere Temperaturstabilität der RFBG gegenüber Typ-I-FBG.

In Tabelle 4.1 sind die berechneten Werte für die Gitterstärke der gemessenen FBG vor dem Temperaturprofil $\Delta n_{AC,eff}(seed)$ und im Maximum nach der Regeneration $\Delta n_{AC,eff}(reg)$ zusammengefasst. Das Verhältnis aus beiden Werten $\frac{\Delta n_{AC,eff}(reg)}{\Delta n_{AC,eff}(seed)}$ entspricht der Regenerationseffizienz. Wie in Tabelle 4.1 zu sehen, liegt die Regenerationseffizienz für die Gitter in der H₂-PR-Faser bei ca. 13% und für die Gitter in der H₂-SMF28-Faser bei ca. 14% und ist damit annähernd identisch und deckt sich auch mit den Werten von Lindner [140] (vgl. auch Abschnitt 3.2). Damit ist nachgewiesen, dass die Regenerationseffizienz nicht signifikant von der Ge-Konzentration im Faserkern abhängt. Nur der Temperaturbereich, in dem die Regeneration abläuft, ist bei hohem Ge-Gehalt niedriger, wie auch bereits in [130] berichtet wurde, und auch die thermische Stabilität des RFBG sinkt mit dem Ge-Gehalt. Eine

ähnliche Messung mit dem gleichen Ergebnis wurde vom Autor bereits in [185] veröffentlicht. Die hier gezeigte Messung bestätigt auch die Reproduzierbarkeit des Regenerationsprozesses, da sich die Gitter im jeweiligen Fasertyp identisch verhalten. An dieser Stelle soll auch nochmals darauf hingewiesen werden, dass sich die Regenerationseffizienz durch eine Optimierung des Temperaturverlaufs beim Regenerieren noch leicht steigern lässt (vgl. Abschnitt 3.2).

4.3 Regenerieren in Ge-F-dotierter GF1B-Faser

Helsing und Fokine et al. haben nachgewiesen, dass sich aus H_2 -beladenen Ge-F-dotierten Fasern bei hohen Temperaturen Fluor löst [98], weshalb Fokine vermutete, dass dies der Grund für die Entstehung von RFBG ist. Es hat sich aber gezeigt, dass auch in Fasern ohne F-Dotierung FBG regenerieren können und damit die Anwesenheit von Fluor nicht die treibende Kraft der Regeneration sein kann (vgl. Abschnitt 3.1). Um zu sehen, ob es nicht doch sichtbare Unterschiede in der Regeneration von FBG in F-dotierten und nicht F-dotierten Fasern gibt, wurden auch Regenerationsexperimente mit der Ge-F-dotierten GF1B-Faser der Firma Nufern durchgeführt. Die Dotierung der GF1B-Faser ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Sie enthält einen mit Germanium und Fluor dotierten Kern mit $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser und um diesen herum einen inneren Mantel mit $41\ \mu\text{m}$ Durchmesser, der mit Germanium, Phosphor und Fluor dotiert ist [186]. Die Dotierstoffmengen im inneren Mantel sind dabei so angepasst, dass er denselben Brechungsindex besitzt wie der restliche Mantel aus Kieselglas. Ein Teil der Faser wurde identisch zu den Fasern in Abschnitt 4.2 mit Wasserstoff beladen und wird folglich mit H_2 -GF1B bezeichnet. Mit der bereits beschriebenen Einschreibeanlage (vgl. Abschnitt 4.1) wurden verschieden starke Seed-Gratings in die H_2 -GF1B-Faser eingeschrieben. Die Einschreibekurven dieser Gitter waren vergleichbar mit denen in Abbildung 4.12,

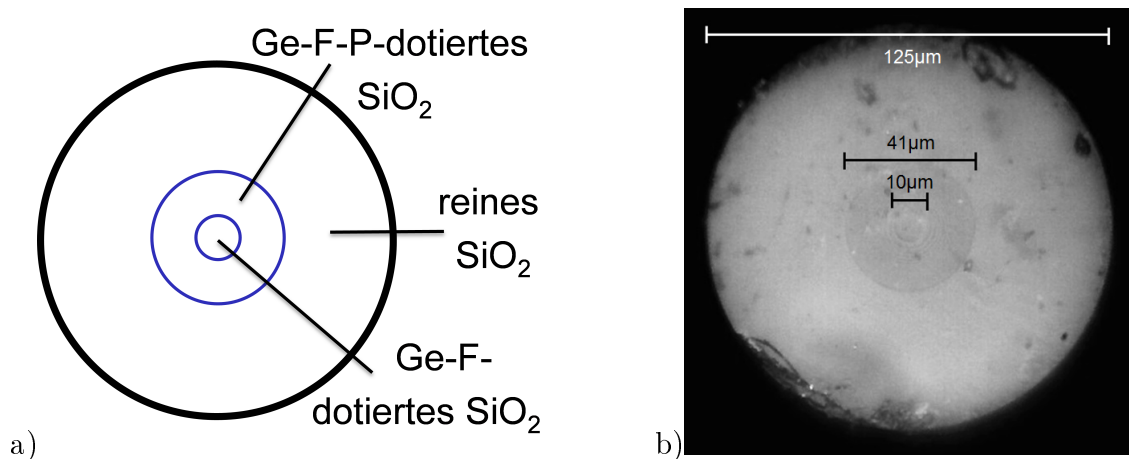


Abbildung 4.8: a) Schematischer Querschnitt der GF1B-Faser mit den einzelnen Dotierbereichen. b) Mikroskopaufnahme vom Querschnitt der GF1B-Faser, bei dem die einzelnen Dotierbereiche sichtbar gemacht wurden indem die Querschnittsfläche 10 min mit 5%-iger HF-Säure angeätzt wurde.

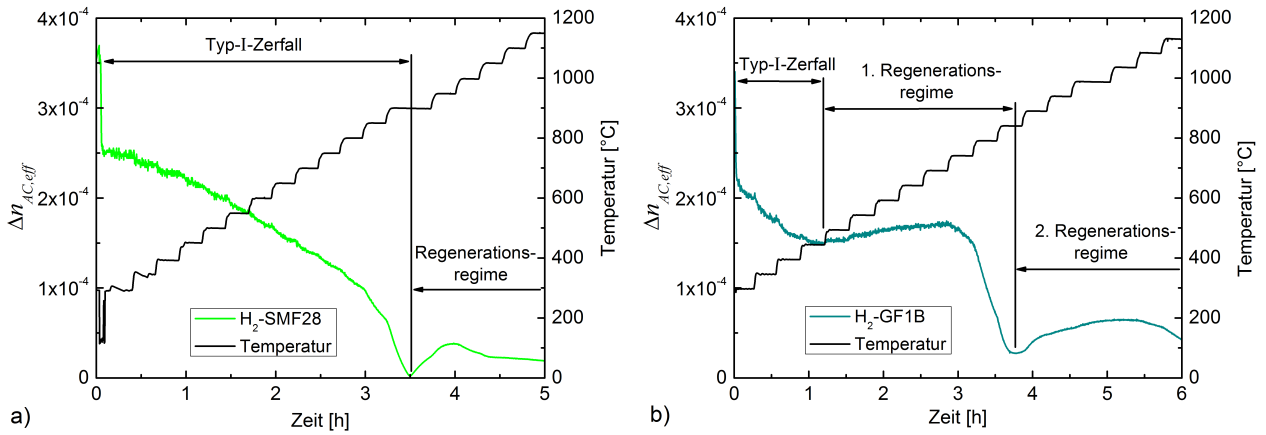


Abbildung 4.9: Verlauf des Brechungsindexhubs $\Delta n_{AC,eff}$ eines FBG in a) der H_2 -SMF28-Faser und b) der H_2 -GF1B-Faser bei stufenweiser Erhöhung der Temperatur. Im Vergleich zum H_2 -SMF28-FBG zeigt das H_2 -GF1B-FBG zwei Bereiche in denen $\Delta n_{AC,eff}$ steigt.

die ebenfalls von FBG in der H_2 -GF1B-Faser stammen. Da der innere Mantel Germanium enthält, ist davon auszugehen, dass auch im inneren Mantel eine Brechungsindexmodulation beim Einschreiben erzeugt wird. Außerdem zeigt H_2 -beladenes Phosphosilicatglas ebenfalls eine Photosensitivität gegenüber UV-Licht [47, 50].

Abbildung 4.9 zeigt den Vergleich der Regeneration zweier gleich starker Seed-Gratings in der H_2 -GF1B-Faser und der H_2 -SMF28-Faser. Für beide Gitter wurde ein stufenförmiger Heizprozess angewendet, bei dem die Temperatur beginnend bei $300\text{ }^\circ\text{C}$ in $50\text{ }^\circ\text{C}$ Schritten alle 15 min bis $1200\text{ }^\circ\text{C}$ gesteigert wurde. Der Verlauf von $\Delta n_{AC,eff}$ des Gitters in der H_2 -SMF28-Faser zeigt einen kontinuierlichen Zerfall, bis das Gitter bei $900\text{ }^\circ\text{C}$ im Rauschen verschwindet, kurz darauf regeneriert und ein Maximum bei $950\text{ }^\circ\text{C}$ zeigt. Der Verlauf ist somit vergleichbar zu dem der FBG in der H_2 -SMF28-Faser in Abbildung 4.7. Der Verlauf von $\Delta n_{AC,eff}$ des Gitters in der H_2 -GF1B-Faser in Abbildung 4.9b zeigt dagegen ein etwas anderes Verhalten. Zunächst beginnt auch dieses Gitter zu zerfallen, bei einer Temperatur von $500\text{ }^\circ\text{C}$ (nach 75 min) stoppt allerdings der Zerfall und $\Delta n_{AC,eff}$ beginnt langsam zu steigen. Der Anstieg setzt sich fort, bis zum Ende der Temperaturstufe bei $700\text{ }^\circ\text{C}$ (175 min). Oberhalb von $700\text{ }^\circ\text{C}$ fällt $\Delta n_{AC,eff}$ wieder mit der Zeit und erreicht bei $850\text{ }^\circ\text{C}$ (215 min) ein Minimum. Anschließend ist nochmals ein Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ zu sehen, der bei ca. $1000\text{ }^\circ\text{C}$ ein Maximum erreicht. Insgesamt wurden 13 FBG in der H_2 -GF1B-Faser mit leicht unterschiedlichen Temperaturprofilen regeneriert und alle zeigten jeweils Anstiege in $\Delta n_{AC,eff}$ in den zwei genannten Temperaturbereichen. Der zweite Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ zwischen $850\text{ }^\circ\text{C}$ und $1000\text{ }^\circ\text{C}$ zeigt große Ähnlichkeit zu dem Regenerationsverhalten, das auch in den meisten anderen Fasern zu finden ist. Ungewöhnlich ist also der erste Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ im Bereich von $500\text{ }^\circ\text{C}$ bis $700\text{ }^\circ\text{C}$. Abbildung 4.10 zeigt die Entwicklung des Spektrums eines Gitters in der H_2 -GF1B-Faser in diesem Temperaturbereich. Bis auf das Anwachsen des Reflexpeaks ist keine Veränderung im Spektrum zu sehen, mit der der ungewöhnliche Anstieg in der ermittelten Reflektivität zu erklären wäre. Das Peakmaximum wächst von $5,6 \cdot 10^{-5}\text{ W}$ bei $400\text{ }^\circ\text{C}$

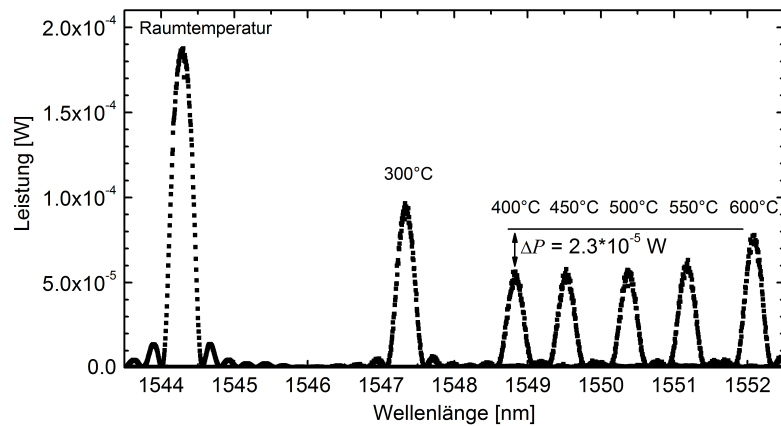


Abbildung 4.10: Gemessene Spektren während des Regenerierens eines FBGs in der H_2 -GF1B-Faser. Zwischen 400°C und 600°C ist ein klarer Anstieg der Peakhöhe erkennbar. Die spektrale Form des Peaks verändert sich nicht.

auf $7,9 \cdot 10^{-5} \text{ W}$ bei 700°C , was einem Anstieg um 23% entspricht und bei diesem Gitter ein Anwachsen in $\Delta n_{AC,eff}$ um $2,1 \cdot 10^{-5}$ bedeutet. Auch Messungen der Veränderung der Gitterstärke in Transmission während des Heizvorgangs mit ASE und OSA (vgl. Abschnitt 4.1) bestätigen, dass es sich hier zwischen 500°C und 700°C tatsächlich um einen eindeutigen Anstieg von $\Delta n_{AC,eff}$ handeln muss und nicht um ein Messartefakt. Der Bereich des ersten Maximums in $\Delta n_{AC,eff}$ zwischen 500°C bis 850°C wurde deshalb als 1. Regenerationsregime des Gitters bezeichnet und der Bereich des zweiten Maximums oberhalb von 850°C als 2. Regenerationsregime [153, 155].

Um zu sehen, inwieweit das ungewöhnliche Verhalten von $\Delta n_{AC,eff}$ der Gitter in der H_2 -GF1B-Faser von der Wasserstoffbeladung abhängt, wurden auch vergleichende Messungen mit Typ-I-FBG gemacht, die in die unbeladene GF1B-Faser eingeschrieben wurden. Dazu wurden neben der ursprünglichen, unbeladenen GF1B-Faser auch ein Teil der H_2 -GF1B-Faser verwendet, bei dem aber der Wasserstoff vor dem Einschreiben bereits wieder ausdiffundiert war (Diff-GF1B, näheres dazu siehe Abschnitt 4.4). Es wurden zwei Experimente mit demselben stufenförmigen Temperaturprofil wie in Abbildung 4.9 durchgeführt, bei denen einmal alle Gitter eine Anfangsstärke von $\Delta n_{AC,eff} \approx 1,4 \cdot 10^{-4}$ (Abbildung 4.11 a) und einmal $\Delta n_{AC,eff} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ (Abbildung 4.11 b) hatten. In beiden Fällen ist ein sehr ähnliches Verhalten der jeweiligen Gitter zu erkennen. Die FBG in der H_2 -GF1B-Faser zeigen wie schon in Abbildung 4.9b nach dem anfänglichen Zerfall einen Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ zwischen 500°C bis 700°C und zwischen 900°C bis 1000°C . Die FBG in der GF1B-Faser und der Diff-GF1B-Faser dagegen zerfallen monoton, bis sie im Rauschen verschwinden und sie zeigen keine Regeneration. Sowohl das 1. Regenerieren als auch das 2. Regenerieren der FBG in der H_2 -GF1B-Faser wird also durch die Anwesenheit des Wasserstoffs beim Einschreiben ausgelöst. Im Vergleich der Abbildungen 4.11a und 4.11b ist zudem zu erkennen, dass der Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ im 1. Regenerationsregime der FBG in der H_2 -GF1B-Faser für schwächere Gitter etwas ausgeprägter ist.

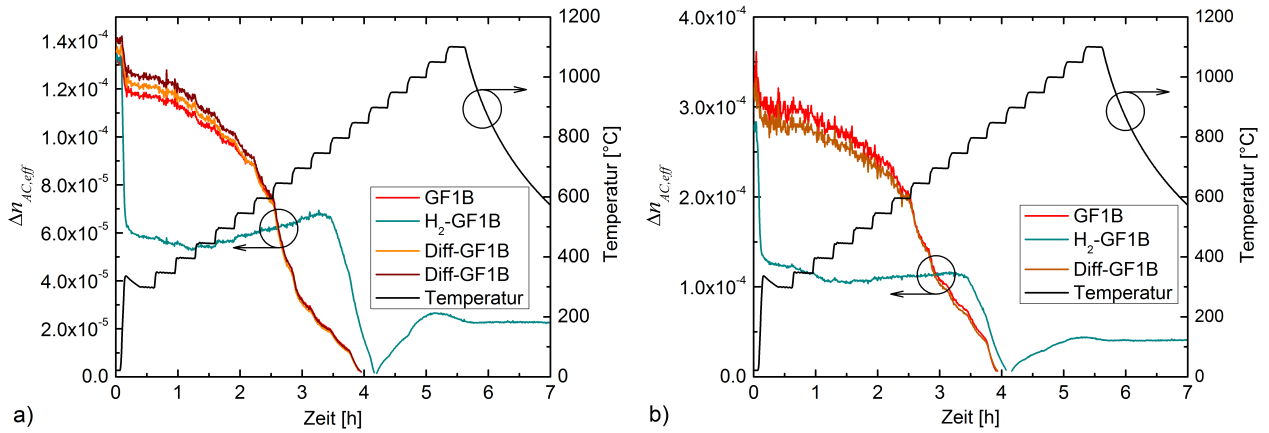


Abbildung 4.11: Reflektivitätsverlauf von a) schwachen FBG und b) starken FBG in H₂-beladener, unbeladener und ausdiffundierter GF1B-Faser während der thermischen Behandlung. 1. und 2. Regeneration treten nur in H₂-GF1B auf. Die 1. Regeneration ist dabei für schwächere Seed-Gratings ausgeprägter.

Langzeituntersuchungen zu den RFBG im 1. Regenerationsregime in der H₂-GF1B-Faser haben gezeigt, dass die Gitterstärke bis 600 °C auch langfristig stabil ist. Im Vergleich zu den RFBG im 2. Regenerationsregime wären diese Gitter also zwar nur bis 600 °C verwendbar, sie hätten aber den Vorteil, dass sich mit Ihnen viel höhere Gitterstärken erreichen lassen. Ebenso zeigten die Messungen aber, dass die RFBG im 1. Regenerationsregime einen sehr hohen Wellenlängendrift besitzen (ca. +2 $\frac{\text{pm}}{\text{h}}$ bei 600 °C). Mit RFBG in anderen Fasertypen lassen sich hier geringere Driftwerte bei höheren Temperaturen erreichen (vgl. Abschnitt 4.5). Aus diesem Grund wird an dieser Stelle auf eine nähere Beschreibung der Sensoreigenschaften der Gitter, nach der 1. Regeneration in der H₂-GF1B-Faser, verzichtet.

Aus der Literatur ist bekannt, dass die Stärke des RFBG proportional zur Stärke des Gitters vor dem Temperaturprozess ist (vgl. Abschnitt 3.2). In Tabelle 4.2 sind die Gitterstärken und die Verhältnisse der Stärke des RFBG im Maximum der 1. und 2. Regeneration zur Stärke des Seed-Gratings für die hier betrachteten Gitter in der H₂-GF1B-Faser zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass bei der 1. Regeneration immer eine Regenerationseffizienz zwischen 30% und 52% erreicht wird und bei der 2. Regeneration eine Effizienz zwischen 7% und 20%, obwohl sich die Anfangsstärken der Seed-Gratings um bis zu Faktor 3 unterscheiden. Es ist also auch für die 1. und 2. Regeneration der FBG in der H₂-GF1B-Faser eine Proportionalität der Stärke des RFBG zur Stärke der Gitters vor dem Temperaturprozess zu erkennen, wobei die im 2. Regenerationsregime erhaltenen Regenerationseffizienzen vergleichbar zu denen in anderen Fasertypen sind (vgl. Abschnitt 3.2 und 4.2). Die starke Schwankung der Regenerationseffizienzen kann auf die unterschiedlichen Temperaturprofile zurückgeführt werden.

Es ist bekannt, dass die Gitterreflektivität auch bei konstanter Brechungsindexmodulation ebenfalls mit der Temperatur steigen kann [74, 187]. Der Grund hierfür ist nach Rathje et al., dass sich durch den in der Regel höheren thermooptischen Koeffizienten des Kernmaterials bei einer Temperaturerhöhung der Durchmesser der Grundmode (Modenfelddurchmesser)

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Gitterstärken und Regenerationseffizienzen der FBG in der H₂-GF1B-Faser vor dem Temperaturprozess ($\Delta n_{AC,eff}(seed)$), im Maximum der 1. Regeneration ($\Delta n_{AC,eff}(1.reg)$) und im Maximum der 2. Regeneration ($\Delta n_{AC,eff}(2.reg)$).

FBG	$\Delta n_{AC,eff}(seed)$	$\Delta n_{AC,eff}(1.reg)$	$\frac{\Delta n_{AC,eff}(1.reg)}{\Delta n_{AC,eff}(seed)}$	$\Delta n_{AC,eff}(2.reg)$	$\frac{\Delta n_{AC,eff}(2.reg)}{\Delta n_{AC,eff}(seed)}$
#804	$2,25 \cdot 10^{-4}$	$0,99 \cdot 10^{-4}$	0,44	$0,26 \cdot 10^{-4}$	0,12
#830	$2,57 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,42	$0,44 \cdot 10^{-4}$	0,17
#845	$2,72 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	0,49	$0,51 \cdot 10^{-4}$	0,19
#849	$4,26 \cdot 10^{-4}$	$1,98 \cdot 10^{-4}$	0,47	$0,43 \cdot 10^{-4}$	0,10
#862	$3,54 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,35	$0,43 \cdot 10^{-4}$	0,12
#863	$3,39 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,30	$0,42 \cdot 10^{-4}$	0,12
#891	$1,75 \cdot 10^{-4}$	$0,92 \cdot 10^{-4}$	0,52	$0,23 \cdot 10^{-4}$	0,13
#892	$1,79 \cdot 10^{-4}$	$0,88 \cdot 10^{-4}$	0,49	$0,14 \cdot 10^{-4}$	0,08
#893	$3,08 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	0,42	$0,23 \cdot 10^{-4}$	0,08
#894	$2,91 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,40	$0,20 \cdot 10^{-4}$	0,07
#950	$3,61 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,44	$0,62 \cdot 10^{-4}$	0,17
#984	$1,32 \cdot 10^{-4}$	$0,67 \cdot 10^{-4}$	0,51	$0,26 \cdot 10^{-4}$	0,20
#985	$2,75 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,41	$0,43 \cdot 10^{-4}$	0,16

verkleinert und dadurch mehr Licht im Kern geführt wird [74]. Dies erhöht den Confinement-Faktor Γ , wodurch nach Formel 2.10 auch bei konstantem Δn_{AC} im Kern $\Delta n_{AC,eff}$ steigt. Gnusin et al. dagegen vermutet, dass sich der thermooptische Koeffizient im Kern durch die UV-Belichtung erhöht [187]. Dadurch steigt bei Temperaturerhöhung der Brechungsindex in den belichteten Gebieten stärker und die Brechungsindexmodulation erhöht sich. Gnusin et al. zeigen, dass bei Typ-I-FBG, abhängig von der Gitterstärke, durchaus eine Steigerung in $\Delta n_{AC,eff}$ von 4% Prozent pro 100 K möglich ist. Die von ihnen gemessenen Typ-I-FBG in H₂-beladener Faser zeigen dagegen nur eine sehr geringe Änderung der Gitterstärke mit der Temperatur. Außerdem beobachten Gnusin et al., dass der Effekt mit der Gitterstärke steigt, wohingegen das 1. Regenerieren in der H₂-GF1B-Faser eher für schwächere Gitter ausgeprägter ist und hier Steigungen von bis zu 8% pro 100 K zu beobachten sind. Ebenso kann davon ausgegangen werden, dass durch die Anwesenheit von Germanium und Phosphor im inneren Mantel auch dort eine Brechungsindexmodulation vorliegt und somit eine Veränderung von Γ weniger Einfluss auf $\Delta n_{AC,eff}$ haben sollte. Zu guter Letzt wäre bei einem temperaturabhängigen Γ ein Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ entsprechend des stufenförmigen Temperaturverlaufs zu erwarten. Wie in den Abbildungen 4.9 und 4.11 zu sehen ist, zeigen die gemessenen Verläufe aber zwischen 500 °C und 700 °C einen kontinuierlichen Anstieg mit der Zeit. Obgleich eine konstante Brechungsindexmodulation ohne vorheriges Voraltern ebenfalls erstaunlich wäre, spricht also vieles dafür, dass es sich bei dem beobachteten Anstieg in $\Delta n_{AC,eff}$ der FBG in der H₂-GF1B-Faser im Bereich von 500 °C bis 700 °C tatsächlich um eine Zunahme der Brechungsindexmodulation handelt.

In fast allen aus der Literatur bekannten Regenerationsexperimenten ist jeweils nur ein Temperaturbereich zu finden, in dem die Reflektivität bzw. $\Delta n_{AC,eff}$ steigt. Nur Lindner et al. haben bisher ebenfalls eine zweifache Regeneration eines Gitters beobachtet, allerdings in einer unbeladenen hoch Ge-dotierten Faser vom IPHT ähnlich der in Abschnitt 4.2 beschriebenen PR-Faser [109, 140]. Sie regenerierten ein FBG bei konstant 700 °C über 23 h, wobei Δn_{AC} ähnlich wie bei den Gittern in der H₂-GF1B-Faser zunächst um etwas mehr als die Hälfte fiel, dann wieder auf etwa 50% des Anfangswerts stieg, ein Maximum erreichte und anschließend langsam zerfiel. Als dieses erste RFBG im Rauschlevel verschwunden war, erhöhten sie die Temperatur auf 1000 °C, wodurch Δn_{AC} innerhalb weniger Minuten wieder anstieg und das Gitter somit ein zweites Mal regenerierte. Damit ist das beschriebene Verhalten auch im Bezug auf die Temperaturbereiche der 1. und 2. Regeneration sehr ähnlich zu dem hier beschriebenen Verhalten der Gitter in der H₂-GF1B-Faser. Unterschiedlich ist allerdings, dass das 1. Regenerieren bei Lindner et al. für stärkere Gitter ausgeprägter ist [115], was bei der H₂-GF1B-Faser gegenteilig der Fall ist. Es bleibt also fraglich, inwieweit das hier beschriebene zweifache Regenerieren in der H₂-GF1B-Faser und das in [109, 140] beschriebene zweifache Regenerieren denselben Ursprung haben.

Wie schon eingangs erwähnt, ist eine Besonderheit der GF1B-Faser, dass sie im Kern mit Fluor dotiert ist. Das lässt vermuten, dass das ungewöhnliche 1. Regenerieren der Gitter in der H₂-GF1B-Faser zwischen 500 °C bis 700 °C auf die Wechselwirkung der F-Dotierung mit Wasserstoff zurückzuführen ist. Es wird berichtet, dass die Auslösung von Fluor durch H₂ bei 600 °C bis 700 °C am effektivsten ist [47, 77], genau in dem Temperaturbereich, wo auch die 1. Regeneration in der H₂-GF1B-Faser ihr Maximum zeigt. Die 1. Regeneration in der H₂-GF1B-Faser könnte also durch die Herauslösung von Fluor aus der Faser gemäß den Formeln 3.1 bis 3.3 begründet sein. Die 2. Regeneration könnte dann durch die von Fokine vorgeschlagene Auslösung von Sauerstoff, oder durch die von Canning vorgeschlagene Kristallisation entstehen (vgl. Abschnitt 3.1). Ein Zusammenhang mit der P-Dotierung ist unwahrscheinlich, da FBG in anderen H₂-beladenen Fasern mit P-Dotierung kein zweifaches Regenerieren zeigen [47, 103]. Durch die Dotierung des inneren Mantels mit Germanium und Phosphor ist davon auszugehen, dass auch im inneren Mantel eine Brechungsindexmodulation vorliegt. Es kann also nicht ausgeschlossen werden, dass die bei der Regeneration ablaufenden Prozesse im Faserkern und im inneren Mantel bei unterschiedlichen Temperaturen stattfinden und dadurch das Gitter augenscheinlich zweimal regeneriert. Dies wäre z. B. nach der Theorie von Canning durch die unterschiedlichen Spannungsverhältnisse in den beiden Bereichen möglich. Durch die komplizierte innere Struktur der GF1B-Faser ist deshalb an dieser Stelle eine eindeutige Identifikation der Ursache für das zweifache Regenerieren der FBG in der H₂-GF1B-Faser nicht möglich. Selbst eine zweifache Kristallisation im selben Glasvolumen mit unterschiedlichen Kristallstrukturen wird von Canning et al. für möglich gehalten [82].

4.4 Regenerationsexperimente mit ausdiffundierten Fasern

Es hat sich gezeigt, dass die Beladung mit Wasserstoff irreversible Veränderungen in einer Glasfaser hervorrufen kann, ohne dass durch eine UV-Belichtung eine chemische Reaktion ausgelöst wird [188]. Aufgrund ihrer Beobachtung des Regenerierens von FBG in He-beladenen Faser, wo ebenfalls keine chemische Reaktion stattfinden konnte, vermuten Cook et al., dass bereits die Anwesenheit einer gewissen Menge von H_2 oder Helium in der Faser ausreicht, um die bei der Faserherstellung eingefrorenen Spannungen und Dehnungen abzubauen [107]. Das ermöglicht wiederum, nach der Theorie von Canning, eine Kristallisation im Faserkern und somit das Regenerieren der FBG (vgl. Abschnitt 3.1). Damit die Kristallisation nur in den belichteten Bereichen geschieht, müssen dabei aber die durch die UV-Bestrahlung eingebrachten Spannungen [79] erhalten bleiben. In der Literatur wurde bisher nur die Regeneration von FBG beschrieben, die direkt in H_2 -beladene Fasern eingeschrieben wurden oder bei denen H_2 erst nach dem Einschreiben eingebracht wurde. Da die thermische Energie bei Raumtemperatur bereits ausreicht, um die Reaktion von H_2 mit Defekten im Glas auszulösen [45], können in beiden Fällen aber OH-Gruppen entstanden sein. Würde dagegen tatsächlich die bloße Beladung mit H_2 ausreichen, um eine Veränderung des Spannungszustands der Faser auszulösen, sollte es möglich sein, dass auch FBG in Fasern regenerieren, die mit H_2 beladen wurden, bei denen zum Zeitpunkt des FBG-Einschreibens aber bereits der gesamte Wasserstoff wieder ausdiffundiert ist. In diesem Abschnitt werden vergleichende Messungen mit unbeladenen Fasern, H_2 -beladenen Fasern und Fasern die mit H_2 beladen wurden, bei denen der gesamte Wasserstoff vor dem Einschreiben des FBG aber bereits wieder ausdiffundiert war, beschrieben.

Alle Messungen wurden sowohl mit SMF28-Fasern als auch mit GF1B- und PR-Fasern durchgeführt. Dabei wurden wieder dieselben H_2 -beladenen Fasern wie in den vorherigen Abschnitten verwendet. Um die ausdiffundierten Diff-SMF28-, Diff-GF1B- und Diff-PR-Fasern herzustellen, wurden Teile der H_2 -SMF28-, H_2 -GF1B- und H_2 -PR-Faser nach der Beladung für 16 Monate bei Raumtemperatur gelagert. In dieser Zeit konnte der gesamte Wasserstoff wieder ausdiffundieren. Die übrigen H_2 -beladenen Fasern wurden dagegen bei -80°C gelagert, sodass hier der Wasserstoff nicht ausdiffundieren konnte. Die Einschreibekurven der Seed-Gratings in die unbeladenen, H_2 -beladenen und ausdiffundierten Fasern vom jeweiligen Typ sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Einschreibekurven zeigen eindeutig die höhere Photosensitivität der H_2 -beladenen Fasern gegenüber den unbeladenen und ausdiffundierten Fasern. Ebenfalls ist zu erkennen, dass für das Einschreiben in der SMF28-Faser aufgrund des geringeren Ge-Gehalts sowohl mit als auch ohne H_2 viel höhere Fluenzen nötig sind, als bei den beiden anderen, höher Ge-dotierten Fasertypen. Die Einschreibekurven der unbeladenen und ausdiffundierten Fasern sind nahezu identisch. Das bedeutet, dass sich durch die

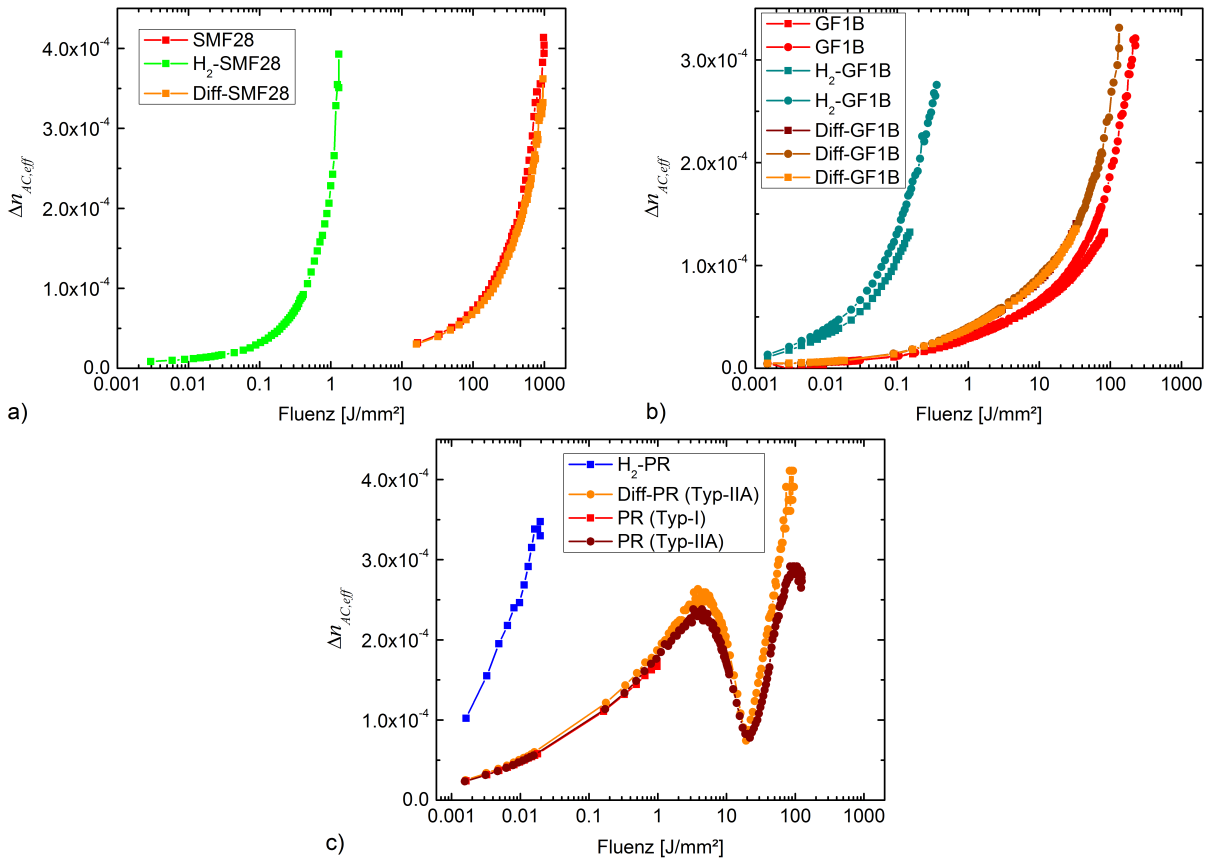


Abbildung 4.12: Vergleich der Einschreibekurven in H_2 -beladenen, unbeladenen und ausdiffundierten Fasern vom Typ a) SMF28, b) GF1B und c) PR. Aufgrund des kleinen hoch dotierten Kerns der PR-Faser entstehen in dieser bei starker Belichtung Typ-IIA-Gitter. Die Einschreibekurven in unbeladenen und ausdiffundierten Fasern sind stets identisch.

H_2 -Beladung auch nicht die in den Fasern vorhandene Menge an GODC-Defekten verändert hat, was z. B. durch chemische Reaktionen oder Umlagerungseffekte denkbar gewesen wäre. Aufgrund ihres hohen Ge-Gehalts und des kleinen Kerndurchmessers von nur ca. $5\ \mu\text{m}$ entstehen in der PR-Faser und der Diff-PR-Faser bei höheren Fluenzen Typ-IIA-FBG (vgl. Abschnitt 2.2.3). Aus diesem Grund wurden für die weiteren Versuche mit diesen Fasern sowohl Typ-IIA-FBG verwendet, die mit $100\ \frac{\text{J}}{\text{mm}^2}$ eingeschrieben wurden, als auch Typ-I-FBG, die nur bis zum ersten Maximum der Einschreibekurve bei ca. $3\ \frac{\text{J}}{\text{mm}^2}$ eingeschrieben wurden.

Die verschiedenen FBG in dem jeweiligen Fasertyp wurden einem stufenförmigen Heizprozess unterzogen, bei dem die FBG beginnend ab $300\ ^\circ\text{C}$ in $50\ ^\circ\text{C}$ Schritten bis $1100\ ^\circ\text{C}$ geheizt wurden. Die Entwicklung von $\Delta n_{AC,eff}$ der FBG in den verschieden behandelten GF1B-Fasern wurde bereits in Abbildung 4.11 gezeigt. Hier zeigte sich, dass sowohl das 1. als auch das 2. Regenerationsregime nur in der H_2 -GF1B-Faser auftritt und die FBG in der GF1B- und der Diff-GF1B-Faser identische Zerfallskurven haben. Die Entwicklung von $\Delta n_{AC,eff}$ der FBG in den verschieden behandelten SMF28- und PR-Fasern ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Auch bei der SMF28-Faser zeigt sich, dass nur das FBG in der H_2 -SMF28-Faser

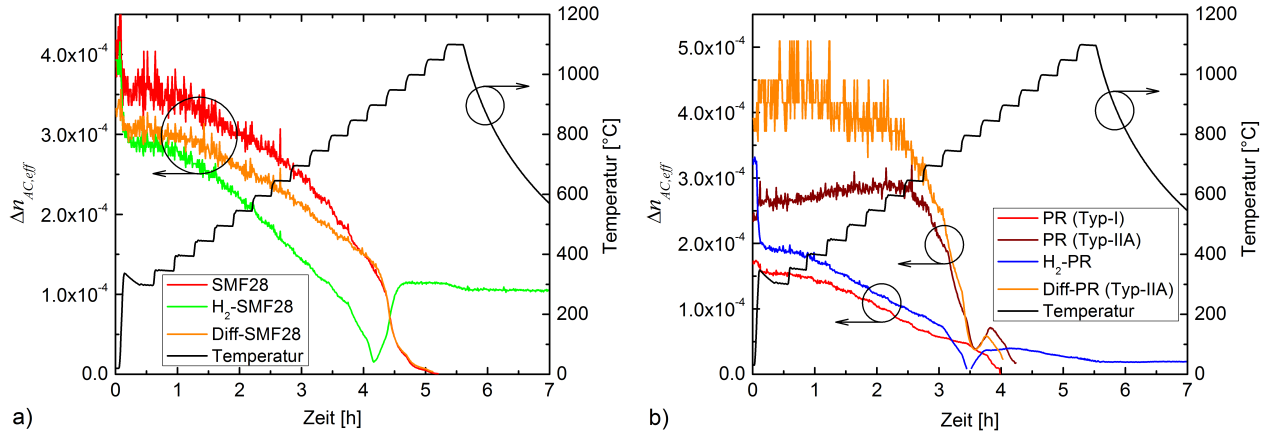


Abbildung 4.13: Veränderung der Gitterstärke bei stufenweisem Aufheizen der verschiedenen FBG in a) den SMF28- und b) den PR-Fasern. Bei den SMF28-Fasern regenerieren nur FBG, die in die H₂-beladene Faser eingeschrieben wurden, wohingegen bei den PR-Fasern auch die Typ-IIA-Gitter in unbeladener Faser regenerieren.

regeneriert. Die FBG in der SMF28- und der Diff-SMF28-Faser dagegen zerfallen identisch ohne Regeneration. Bei den hoch Ge-dotierten PR-Fasern in Abbildung 4.13b ist zu sehen, dass neben dem FBG in der H₂-PR-Faser auch die Typ-IIA-Gitter in der PR-Faser und der Diff-PR-Faser regenerieren. Das Typ-I-FBG in der Diff-PR-Faser, welches nur bis zum ersten Maximum in der Einschreibekurve eingeschrieben wurde, regeneriert dagegen nicht. Auffällig ist auch, dass die FBG in der H₂-PR-Faser und die Typ-IIA-FBG alle bei 800 °C regenerieren. Die Stärke, die die regenerierten Typ-IIA-FBG erreichen, ist allerdings um einiges höher und sie zerfallen schneller bei einer weiteren Temperaturerhöhung als die RFBG in der H₂-PR-Faser.

Bereits Lindner hat gezeigt, dass FBG in einer hoch Ge-dotierten Fasern, mit selber Ge-Konzentration im Kern wie die PR-Faser, auch ohne H₂-Beladung regenerieren können [109, 115, 140]. Er gibt dabei an, dass die Gitter aber erst ab einer Einschreibefluenz von ca. $9 \frac{\text{J}}{\text{mm}^2}$ regenerieren [140], was gut zum beobachteten Übergang vom Typ-I-Bereich in den Typ-IIA-Bereich in Abbildung 4.12c passt. Aufgrund der Ähnlichkeit der von Lindner verwendeten Faser mit der PR-Faser, scheint also das Regenerieren von FBG in unbeladenen hoch Ge-dotierten Fasern mit der Entstehung der Typ-IIA-FBG verbunden zu sein. Da die hier verwendeten Typ-IIA-FBG sehr weit in den Typ-IIA-Bereich eingeschrieben wurden, überwiegt bereits der Typ-IIA-Anteil gegenüber dem Typ-I-Anteil (vgl. Abschnitt 2.2.3). Dadurch kann die Regeneration der Typ-IIA-FBG nicht durch den zerfallenden Typ-I-Anteil wie in [84] erklärt werden. Allerdings ermöglicht die Tatsache, dass Typ-IIA- und Typ-I-Anteil der Brechungsindexmodulation immer überlagert vorhanden sind, sehr komplizierte Zerfallsverläufe in $\Delta n_{AC,eff}$, vor allem da beide Gitteranteile eine unterschiedliche thermische Stabilität besitzen. So regenerieren zwar die FBG in der H₂-PR-Faser genauso wie die Typ-IIA-FBG bei 800 °C, aber die Stärke der RFBG und ihre Stabilität bei weiterer Temperaturerhöhung ist gänzlich unterschiedlich. Das deutet darauf hin, dass das Regenerieren der

FBG in der H₂-PR-Faser und das der Typ-IIA-FBG in der unbeladenen PR-Faser nicht den gleichen Ursprung hat.

Die Tatsache, dass sich bei allen drei Fasertypen die FBG in ausdiffundierten Fasern immer identisch zu denen in unbeladenen Fasern verhalten, zeigt, dass es durch die bloße Ein- und Ausdiffusion von Wasserstoff nicht zu einer signifikanten Veränderung der Faser kommt, die ein Regenerieren auslösen kann. Nimmt man das Regenerieren der Typ-IIA-FBG in der PR-Faser einmal aus, würde das bedeuten, dass der Wasserstoff mit den beim Einschreiben erzeugten Defekten in Kontakt kommen muss und dabei OH-Gruppen erzeugen muss, damit eine Regeneration des FBG ausgelöst wird. Falls sich tatsächlich auch durch eine He-Beladung eine Regeneration auslösen lässt, wäre auch denkbar, dass es ausreicht, wenn durch Umlagerungseffekte die eingeschriebenen Defekte untereinander reagieren. Das Regenerieren von FBG in unbeladenen Fasern müsste dann einen anderen Ursprung haben. Dieses Ergebnis der Untersuchungen wurde auch in [108] veröffentlicht.

4.5 RFBG-Temperatursensor in nichtdoppelbrechender Faser

Durch die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Untersuchungen konnten Antworten auf die zu Beginn des Kapitels gestellten Fragen gefunden werden. Diese Erkenntnisse haben auch Relevanz für die Herstellung von RFBG-Temperatursensoren. So wurde gezeigt, dass die Regenerationseffizienz unabhängig vom Ge-Gehalt im Kern der Faser ist und die Stärke des RFBG hauptsächlich von der Stärke des Seed-Gratings bestimmt wird. Die Wahl der Faser hat also keinen Einfluss auf die Stärke des RFBG. Durch ein Regenerieren bei niedrigeren Temperaturen lassen sich laut Literatur zwar noch höhere Regenerationseffizienzen erzielen, dabei steigt die benötigte Zeit aber exponentiell, über eine Arrhenius-Funktion, mit sinkender Temperatur [114, 125]. Vor allem in H₂-beladenen Fasern können hier stärkere RFBG einfacher über stärkere Seed-Gratings erreicht werden (vgl. Abschnitt 3.2). Somit kann auch der Vorteil der höheren Gitterstärke der RFBG im 1. Regenerationsregime der GF1B-Faser nicht deren Nachteile im höheren Wellenlängendrift ausgleichen. Wie in allen Messungen zu sehen war, laufen oberhalb der Regenerationstemperatur, auch nach der Bildung des RFBG, weitere Prozesse ab, sodass nach Erreichen der maximalen Reflektivität des RFBG bei so hohen Temperaturen ein langsamer kontinuierlicher Zerfall des Gitters folgt. Von den untersuchten Fasern, zeigten die RFBG in der H₂-SMF28-Faser, die die geringste Dostierstoffkonzentration aufweist, die höchste Regenerationstemperatur. Auch die regenerierten Typ-IIA-FBG in der unbeladenen PR-Faser zeigten keine höhere Regenerationstemperatur oder bessere Stabilität, sondern zerfielen im Gegenteil noch schneller als die RFBG in der H₂-PR-Faser. Von den in dieser Arbeit untersuchten Fasertypen können deshalb für RFBG

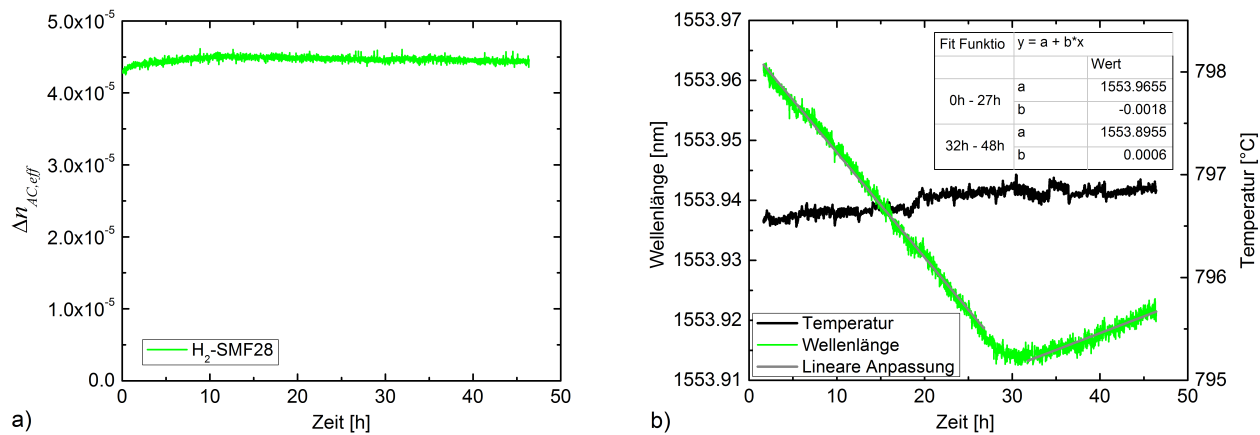


Abbildung 4.14: Langzeitverhalten von a) der Gitterstärke und b) der Bragg-Wellenlänge eines RFBG in der H₂-SMF28-Faser bei 800 °C über 48 h. Während $\Delta n_{AC,eff}$ stabil ist, zeigt die Bragg-Wellenlänge ein charakteristisches Driftverhalten.

in der H₂-SMF28-Faser die höchstmöglichen Anwendungstemperaturen bei identischer Regenerationseffizienz erreicht werden. In diesem Abschnitt soll deshalb gezeigt werden, wie mit einem RFBG in einer H₂-beladenen SMF28-Faser ein Temperatursensor aufgebaut werden kann, der auch für industrielle Anwendungen geeignet ist. Ebenso wurde untersucht, welche Stabilitäts-, Kennlinien- und Drifteigenschaften dieser Temperatursensor besitzt.

Um das RFBG in der H₂-SMF28-Faser herzustellen, wurde ein Heizprozess mit stufenweiser Heizrate bis ca. 950 °C gewählt. Bei dieser Temperatur erreichte das RFBG schon nach einigen Minuten seine maximale Stärke. Nach der Regeneration wurde die Stabilität des RFBG über 48 h bei 800 °C untersucht [154]. Wie in Abbildung 4.14a zu sehen ist, verändert sich die Stärke des RFBG in dieser Zeit kaum. Die Wellenlänge in Abbildung 4.14b dagegen driftet zunächst negativ mit etwa $-1,8 \frac{\text{pm}}{\text{h}}$, wendet sich nach ca. 30 h aber plötzlich in einen positiven Drift von etwa $+0,6 \frac{\text{pm}}{\text{h}}$. Die Ofentemperatur, die in der Abbildung im Maßstab $17 \text{ pm} \triangleq 1 \text{ }^\circ\text{C}$ dargestellt ist, ist dagegen annähernd stabil und kann damit als Ursache für den Drift ausgeschlossen werden. Dieses markante Driftverhalten der RFBG in der H₂-SMF28-Faser war mehrfach reproduzierbar und wurde ähnlich auch bei den RFBG in der H₂-PR-Faser und der H₂-GF1B-Faser beobachtet. Auch Laffont et al. beobachten sowohl positive als auch negative Drifts ihrer RFBG, wobei der Drift mit der Zeit aber immer schwächer wird [159]. Dies ermöglicht, dass durch Voralterung der RFBG deren Drift reduziert werden kann. Mit der von Canning vorgeschlagenen Stabilisierung der RFBG bei Temperaturen oberhalb 1000 °C [95, 112–114] konnte zwar das erste negative Driftverhalten beeinflusst werden, es konnten aber bisher noch keine besseren Driftergebnisse erzielt werden als durch das in Abbildung 4.14 dargestellte Voraltern bei 800 °C. Dies zeigt die Komplexität des Driftverhaltens der RFBG und der dafür verantwortlichen Prozesse. Eine umfassende Charakterisierung des Driftverhaltens von RFBG war deshalb im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

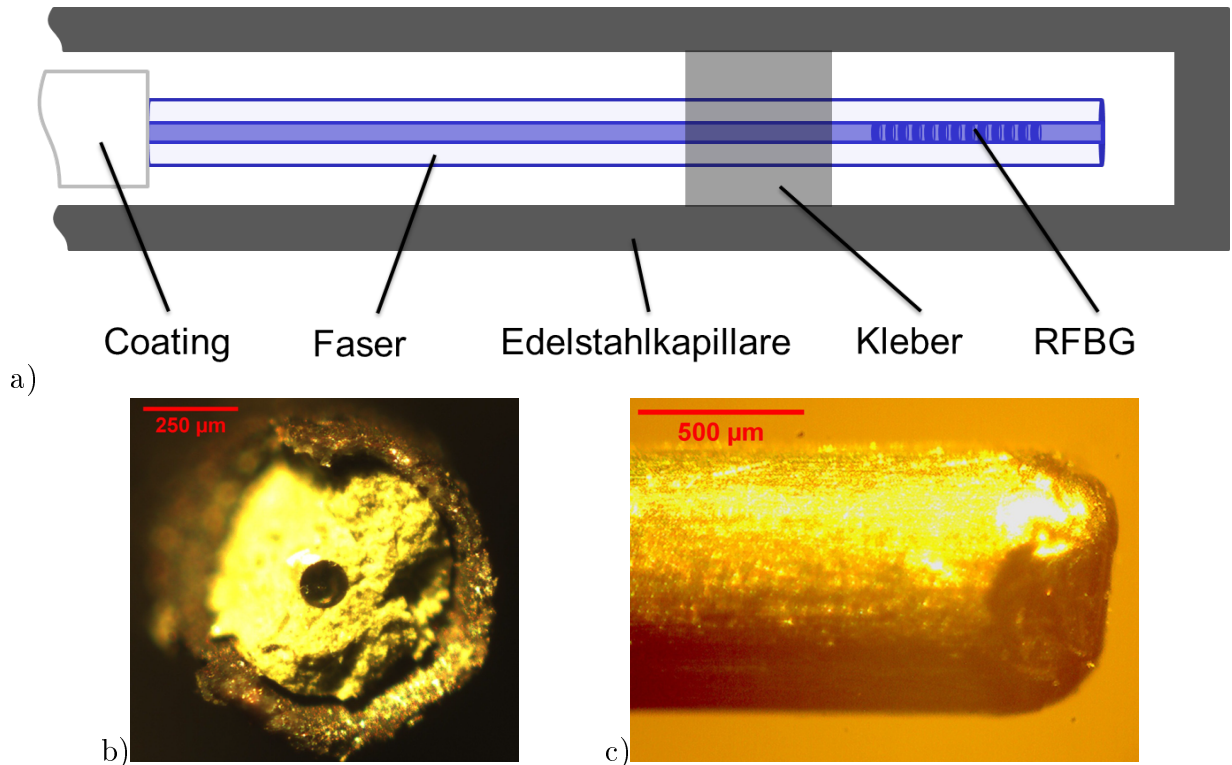


Abbildung 4.15: a) Schematischer Aufbau eines RFBG-Einzelpunkt-Temperatursensors. Das RFBG wird zentriert b) in die Stahlkapillare geklebt und diese anschließend an der Spitze c) zugeschweißt. Somit ist das RFBG vor Schmutz und mechanischer Belastung geschützt.

Um RFBG-Temperatursensoren in industriellen Anwendungen vor Schmutz, basischen Medien und Feuchtigkeit zu schützen, werden diese üblicherweise in Stahlkapillaren verbaut (vgl. Abschnitt 3.3). Dabei muss aber sichergestellt werden, dass das Messsignal nicht durch eine mechanische Belastung der Faser verfälscht wird. Deshalb wurde eine Aufbautechnik entwickelt, bei der das Faserende mit dem RFBG so in einer verschlossenen Kapillare befestigt ist, dass es von einer Klebestelle aus frei zentrisch in der Kapillare hervorsteht und das Faserende nicht die Kapillarwand berührt (Abbildung 4.15). Dadurch wird das RFBG geschützt und eine Dehnung des Faserendes, z. B. durch Reibung, vermieden. Allerdings ist diese gekapselte Aufbautechnik nur für einzelne RFBG-Sensoren am Ende einer Faser geeignet und nicht für Arrays aus mehreren RFBG entlang einer Faser.

Die Kalibrierung eines so aufgebauten RFBG in der H_2 -SMF28-Faser ist in Abbildung 4.16 zu sehen. Die Kalibriermessungen wurden mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Kalibrierofen durchgeführt. Dazu wurde sowohl beim Aufheizen, als auch beim Abkühlen an den entsprechenden Kalibrierpunkten des Referenzthermoelements zwischen $150\text{ }^\circ\text{C}$ und $800\text{ }^\circ\text{C}$ λ_B gemessen. Bei jeder Temperaturstufe wurde die Ofentemperatur über eine Stunde hinweg stabilisiert, bevor jeweils 60 Messpunkte über 10 min hinweg gemessen wurden. Die Kalibrierung entspricht damit den Vorgaben der Richtlinie DKD-R 5-3 zur Kalibrierung von Thermoelementen [189]. Abbildung 4.16 zeigt eine leicht nichtlineare Kennlinie mit steigender Sensitivität, wie sie auch für andere FBG-Typen bekannt ist (vgl. Abschnitt 2.3.3).

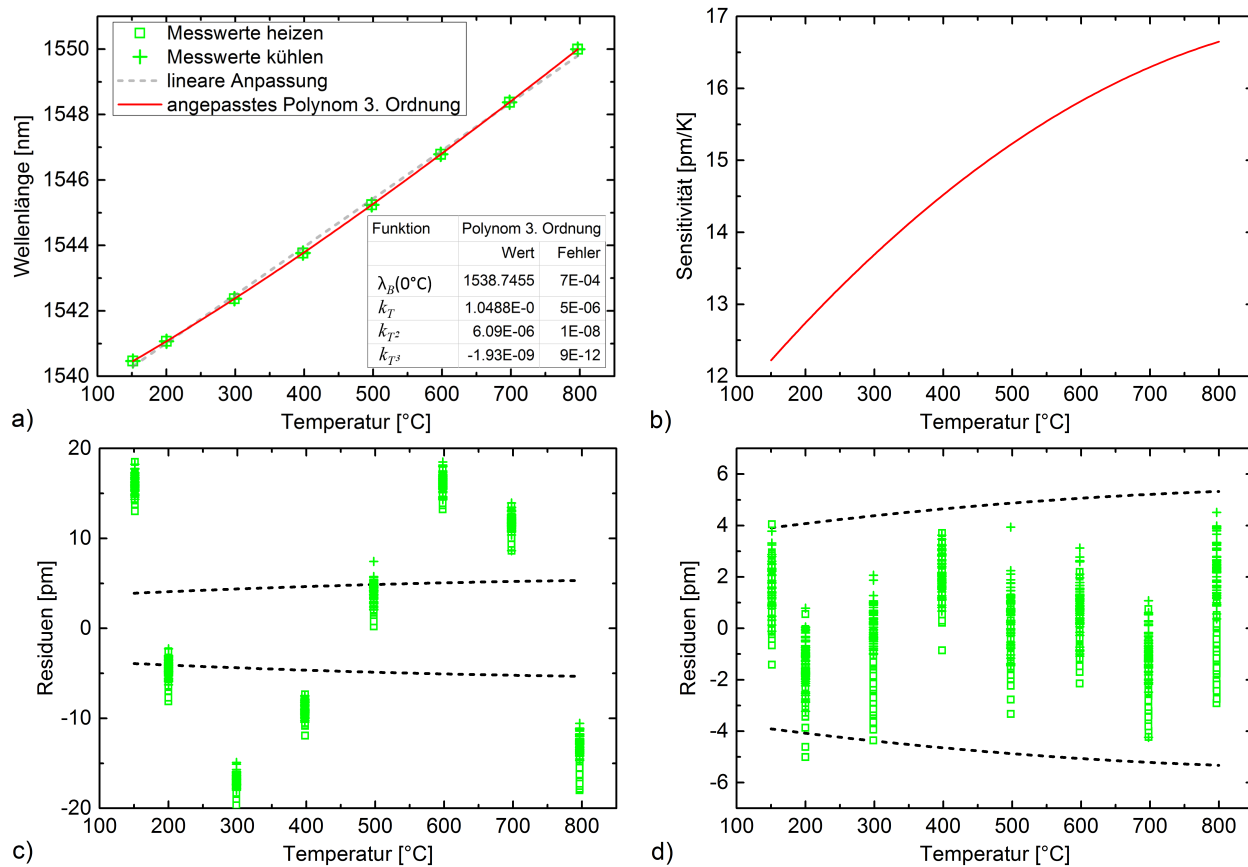


Abbildung 4.16: a) Temperaturkennlinie des gekapselten RFBG-Einzelpunkt-Temperatursensors in der H₂-SMF28-Faser. Die Kennlinie ist identisch zu der eines unverbauten RFBG in der H₂-SMF28-Faser und zeigt b) eine zunehmende Sensitivität mit der Temperatur. c) Bei der Anpassung eines Polynoms zweiter Ordnung zeigen die Residuen noch eine systematische Abweichung, die größer ist als die Unsicherheit des Messaufbaus (gestrichelte Linie). d) Erst bei Verwendung eines Polynoms dritter Ordnung streuen die Residuen gleichmäßig, sodass sich die Kennlinie damit gut beschreiben lässt.

Gemäß den Formeln 2.16 und 2.26 kann die Verschiebung der Bragg-Wellenlänge mit einem Polynom beschrieben werden, wobei in der Regel Koeffizienten bis k_{T^3} nötig sind [34, 85, 88]. Als Bezugspunkt T_0 wurde hier 0 °C verwendet. Die ermittelte Kennlinie für das gekapselte RFBG ist dabei identisch zu der eines unverbauten RFBG (vgl. [154, 185]). Die Beschreibung der Kennlinie mit einem Polynom zweiten Grades ist bei der gegebenen Messgenauigkeit nicht ausreichend, wie Abbildung 4.16c zeigt, da hierbei die Abstände der gemessenen Wellenlängen zum angepassten Polynom (Residuen) noch eine systematische Abweichung aufzeigen, die größer als die Unsicherheit des Messaufbaus ist (gestrichelte Linie). Bei Verwendung eines Polynoms dritter Ordnung streuen die Residuen dagegen nur noch statistisch innerhalb der Messunsicherheit (Abbildung 4.16d). Die Wellenlängenwerte der von unten angefahrenen Temperaturstufen sind als leere Symbole dargestellt, die der von oben angefahrenen Stufen als Kreuze. Kreuze und Symbole überlappen sich sowohl in der Kennlinie (Abbildung 4.16a) als auch in den Residuen (Abbildung 4.16d), was bedeutet, dass keine Hysterese oder ein Drift zu erkennen ist. Dies bestätigt die Eignung des gekapselten RFBG in der H₂-SMF28-Faser für präzise Temperaturmessungen bis 800 °C.

Kapitel 5

RFBG in doppelbrechender Panda-Faser

Nach den Vorarbeiten zur Charakterisierung von RFBG in nichtdoppelbrechenden Fasern und der Entwicklung eines dehnungsentkoppelten RFBG-Einzelpunkt-Temperaturensors wird nun die Möglichkeit der simultanen Kraft- und Temperaturmessung mit RFBG in einer spannungsdoppelbrechenden PM-Faser betrachtet. Aus der Literatur ist bekannt, dass sich durch einen Temperprozess bei hohen Temperaturen die Doppelbrechung in einer solchen Faser verändern lässt [53, 55, 181, 190], weshalb dies auch beim Regenerieren der FBG zu erwarten war. Ebenso hat sich gezeigt, dass sogar der Einschreibeprozess der Seed-Gratings Einfluss auf die Doppelbrechung der Faser hat. Deshalb wird im Folgenden neben der Kraft- und Temperaturcharakterisierung der RFBG auch auf deren Herstellung nochmals genauer eingegangen. Die wichtigsten Ergebnisse der in diesem Kapitel vorgestellten Experimente sind auch in [157] zu finden.

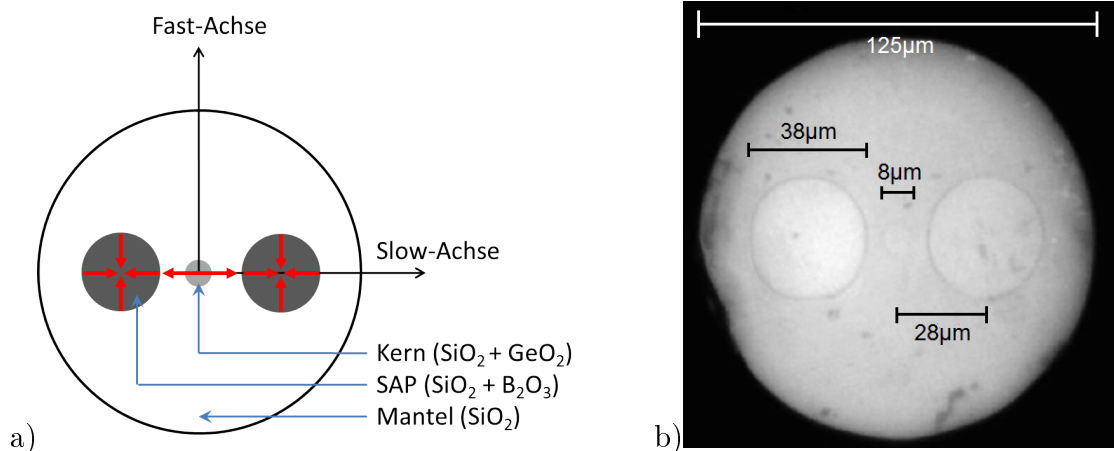


Abbildung 5.1: a) Prinzipskizze des Aufbaus einer Panda-Faser. Die auf den Kern wirkenden Spannungen durch die SAP sind als rote Pfeile eingezeichnet. b) Mikroskopaufnahme des Querschnitts der verwendeten PM1550-HP-Faser. SAP und Kern wurden durch Anätzen über 10 min mit 5%-iger HF-Säure sichtbar gemacht.

Für die Experimente wurde eine PM-Faser vom Typ Panda der Firma Nufern verwendet (PM1550-HP). Abbildung 5.1 zeigt den Aufbau der Faser und die Dimensionen der dotierten Bereiche. Die Faser besitzt einen Kern mit etwa $8\ \mu\text{m}$ Durchmesser und einer GeO_2 -Konzentration ähnlich der SMF28-Faser (ca. 3%). Dadurch lässt sich eine ähnlich hohe Regenerationstemperatur und Stabilität der RFBG in beiden Fasertypen vermuten. Die SAP haben einen Durchmesser von ungefähr $38\ \mu\text{m}$ und besitzen eine B_2O_3 -Konzentration, die üblicherweise um die 20% liegt. Durch den höheren Ausdehnungskoeffizient der SAP im Vergleich zum Mantelglas erzeugen die SAP beim Abkühlen nach dem Faserziehen eine Doppelbrechung im Kern der Faser (vgl. Abschnitt 2.1.3). Die Faser wurde identisch zu den nichtdoppelbrechenden Fasern unter 120 bar für 14 Tage bei Raumtemperatur mit Wasserstoff beladen und wird folgend als H_2 -Panda bezeichnet (vgl. Abschnitt 4.2).

5.1 Polarisationsaufgelöste Messtechnik

Die FBG in der H_2 -Panda-Faser wurden bei allen Messungen mit einer polarisationsaufgelösten Messtechnik untersucht, die in Abbildung 5.2 dargestellt ist. Dabei wurde das Licht in der Fast- und Slow-Achse der PM-Faser über einen Polarisationsstrahlteiler auf jeweils eine SM-Fasern aufgeteilt. Diese Fasern sind jeweils an einem Kanal des in Abschnitt 4.1 beschriebenen SM125-Interrogators angeschlossen. Somit wird das von den SM125-Kanälen

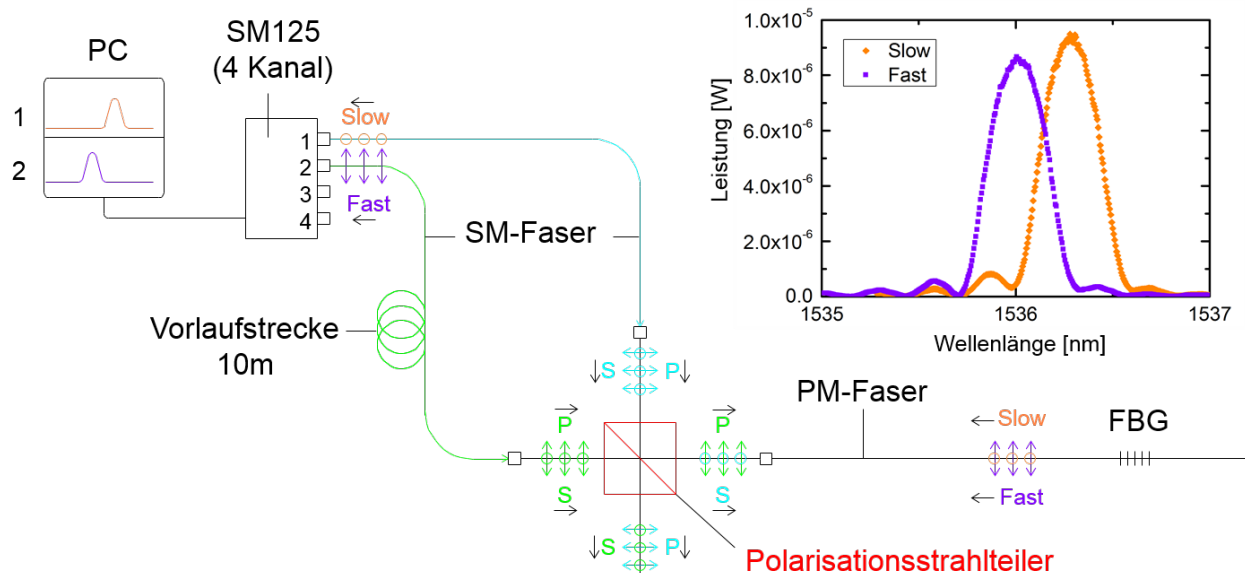


Abbildung 5.2: Prinzip der verwendeten polarisationsaufgelösten Messtechnik für die FBG in der Panda-PM-Faser [191]. Durch den Polarisationsstrahlteiler wird nur der senkrecht zur Bildebene polarisierte Anteil (S) des Lichts aus Kanal 1 und der parallel polarisierte Anteil (P) aus Kanal 2 auf die PM-Faser gegeben. Wie die abgebildeten Spektren eines FBG in einer PM-Faser zeigen, lassen sich dadurch die FBG-Peaks in Fast- und Slow-Achse separat auf zwei Kanälen des SM125 messen, selbst wenn sich die Peaks spektral überlagern.

ausgesendete Licht am Strahlteiler polarisiert und nur in die dazugehörige Achse der PM-Faser eingekoppelt. In entgegengesetzter Richtung wird das vom FBG reflektierte Licht je nach Polarisationsachse wieder dem Ursprungs kanal zugeordnet. Kanal 1 misst somit im gezeigten Fall nur das Spektrum der Slow-Achse und Kanal 2 nur das Spektrum der Fast-Achse des FBG in der PM-Faser. Mit dem verwendeten Polarisationsstrahlteiler lässt sich eine Polarisationsmodentrennung mit einem Extinktionsverhältnis (engl.: polarisation extinction ratio, PER) von ≥ 20 dB erreichen. Da sich die vier Kanäle des SM125 aber aus derselben Lichtquelle speisen, können schon kleinste Leistungen, die von einer Polarisationsachse in die andere überkoppeln, zu störenden Interferenzeffekten führen. Aus diesem Grund wird einer der Kanäle des SM125 über eine Vorlaufstrecke von 10 m verzögert, um das Licht beider Achsen außerhalb ihrer Kohärenzlänge zu verschieben. Diese längere Faserstrecke der verzögerten Achse bewirkt zwar auch eine längere Laufzeit des Lichts und damit einen scheinbaren Wellenlängenversatz, dieser beträgt aber nur etwa 0,04 pm und ist damit vernachlässigbar.

Wird die Doppelbrechung in einer PM-Faser sehr klein, z. B. bei hohen Temperaturen, so kommt es dazu, dass sich die Bragg-Peaks beider Achsen spektral überlappen und nicht mehr getrennt detektiert werden können. Durch die polarisationsaufgelöste Messtechnik entsprechen die Spektren der Fast- und Slow-Achse auch bei kleiner Doppelbrechung jeweils noch der theoretischen Linienform entsprechend Formel 2.6 (vgl. Spektren in [157, 191]). Dadurch können auch für die Messungen der FBG in der H₂-Panda-Faser die Bragg-Wellenlängen λ_B^s und λ_B^f sowie die Peakleistungen P^s und P^f mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Anpassungsalgorithmus ermittelt werden. Durch die Ermittlung der Reflektivität über eine Transmissionsmessung lässt sich ebenfalls wieder $\Delta n_{AC,eff}^s$ und $\Delta n_{AC,eff}^f$ bestimmen. Gemäß Formel 2.20 kann die Doppelbrechung der Faser aus dem Abstand der Bragg-Wellenlängen beider Achsen $\lambda_B^{s-f} = \lambda_B^s - \lambda_B^f$ und der Periode des FBG Λ_{FBG} berechnet werden. Beim Einschreiben mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Verfahren gilt zudem $\Lambda_{FBG} = \frac{1}{2} \Lambda_{Phasenmaske}$, sodass Formel 2.20 umgeschrieben werden kann zu

$$B = \frac{\lambda_B^{s-f}}{\Lambda_{Phasenmaske}}. \quad (5.1)$$

Da sich bei einer Temperatur- oder Kraftänderung, im Gegensatz zum Einschreiben, auch die Periode des FBG ändert, ist Formel 5.1 streng genommen in diesen Fällen nicht mehr gültig. Sie kann in erster Näherung aber dennoch auch in diesen Fällen für die Abschätzung der Doppelbrechung verwendet werden, wie nachfolgend gezeigt wird. Bei Temperaturänderung ist die Veränderung der Periode $\frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial T} = \alpha \cdot \Lambda_{FBG}$ durch den Ausdehnungskoeffizienten von Kieselglas ($\alpha \approx 0,55 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ [12, 49]) bestimmt und beträgt damit etwa $0,55 \cdot 10^{-4} \frac{\%}{K}$. Wie in Abschnitt 5.6.1 zu sehen sein wird, liegt die Veränderung des Peakabstands dagegen bei $\frac{\partial \lambda_B^{s-f}}{\partial T} = \frac{\partial \lambda_B^s}{\partial T} - \frac{\partial \lambda_B^f}{\partial T} = 14,8 \frac{pm}{K} - 14,6 \frac{pm}{K} = 0,2 \frac{pm}{K}$ (Werte aus Tabelle 5.3), was bezogen auf den Peakabstand von ca. 400 pm einer Änderung von $5 \cdot 10^{-2} \frac{\%}{K}$ entspricht. Damit ist in Formel 2.20 die temperaturbedingte Änderung von Λ_{FBG} um drei Zehnerpotenzen kleiner

als die von λ_B^{s-f} und damit vernachlässigbar, sodass auch $B(T)$ mit Formel 5.1 berechnet werden kann. Nach dem Hookeschen Gesetz (Formel 2.18) beträgt die Änderung der Periode mit der Kraft $\frac{\partial \Lambda_{FBG}}{\partial F} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial F} \Lambda_{FBG} = \frac{\Lambda_{FBG}}{E \cdot A}$, was mit $A \approx 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ und $E \approx 72 \text{ GPa}$ etwa einer Änderung von $0,12 \frac{\%}{\text{N}}$ entspricht. Die Änderung des Peakabstands beträgt wiederum $\frac{\partial \lambda_B^{s-f}}{\partial F} = \frac{\partial \lambda_B^s}{\partial F} - \frac{\partial \lambda_B^f}{\partial F} = 1,40 \frac{\text{nm}}{\text{N}} - 1,38 \frac{\text{nm}}{\text{N}} = 0,02 \frac{\text{nm}}{\text{N}}$ (Werte aus Tabelle 5.2) und damit, bezogen auf den Peakabstand von ca. 400 pm, etwa $5 \frac{\%}{\text{N}}$. Bei Kräfteinwirkung ist damit die Änderung von Λ_{FBG} um mehr als eine Zehnerpotenz kleiner als die Änderung von λ_B^{s-f} und somit auch hier vernachlässigbar, sodass für die Berechnung von $B(F)$ ebenfalls Formel 5.1 verwendet werden kann.

5.2 Einschreiben

Untersuchungen zur Doppelbrechung in SM-Fasern vor und nach dem Einschreiben von FBG haben gezeigt, dass die beim Einschreiben erzeugte Brechungsindexänderung anisotrop sein kann, was eine UV-induzierte Doppelbrechung von bis zu $B = 10^{-4}$ hervorrufen kann [45]. Die mit UV-Licht erzeugten Defekte haben also eine Vorzugsrichtung. Vor allem in H_2 -beladenen Fasern tritt dieser Effekt verstärkt auf [192]. Es war also davon auszugehen, dass das Einschreiben von FBG in die H_2 -Panda-Faser sowohl die Doppelbrechung der Faser verändern kann, als dass auch die Ausrichtung der Faser zum UV-Laserstrahl einen Einfluss auf die Eigenschaften der erzeugten Gitter haben kann. Um dies zu überprüfen, wurden sowohl Seed-Gratings hergestellt die mit UV-Belichtung parallel zur Fast-Achse eingeschrieben wurden als auch FBG, die parallel zur Slow-Achse eingeschrieben wurden (siehe Abbildung 5.3). Der Einfluss der Orientierung der UV-induzierten Defekte wirkte somit, je nach Ausrichtung der Faser, unterschiedlich auf die Doppelbrechung.



Abbildung 5.3: Verwendete Ausrichtungen der Panda-Faser beim Einschreiben. 0° entspricht einer UV-Belichtung parallel zur Slow-Achse, 90° bedeutet eine UV-Belichtung senkrecht zur Slow-Achse.

Die Seed-Gratings in der H_2 -Panda-Faser wurden ebenfalls mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Laseranlage eingeschrieben. Die Faserstücke wurden vor dem Einschreiben durch seitliches Betrachten unter dem in Abbildung 5.4a gezeigten Mikroskop ausgerichtet. Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes der Stresselemente, des Kerns und des Mantels variieren die Abbildungserscheinungen je nach Orientierung der Faser, wie in Abbildung 5.4b und 5.4c zu sehen ist. Aus dem Muster bestimmt sich die Lage der Stresselemente und somit die Ausrichtung der Faser.

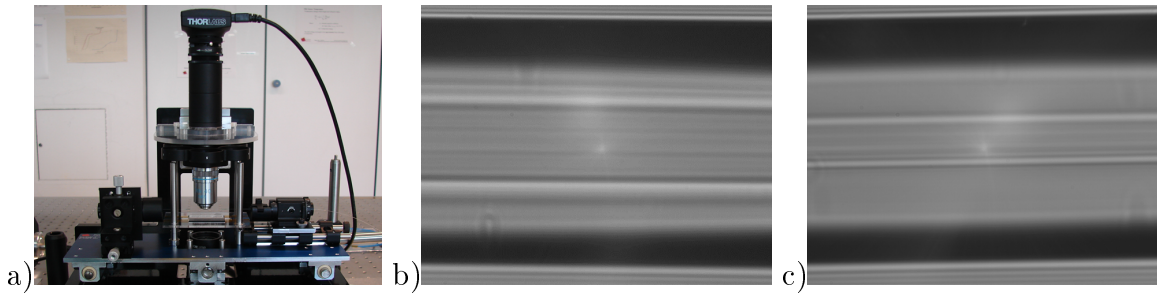


Abbildung 5.4: a) Mikroskop zum Ausrichten von PM-Fasern. b) Mikroskopbild der Panda-Faser bei Blickrichtung entlang der Slow-Achse und c) entlang der Fast-Achse.

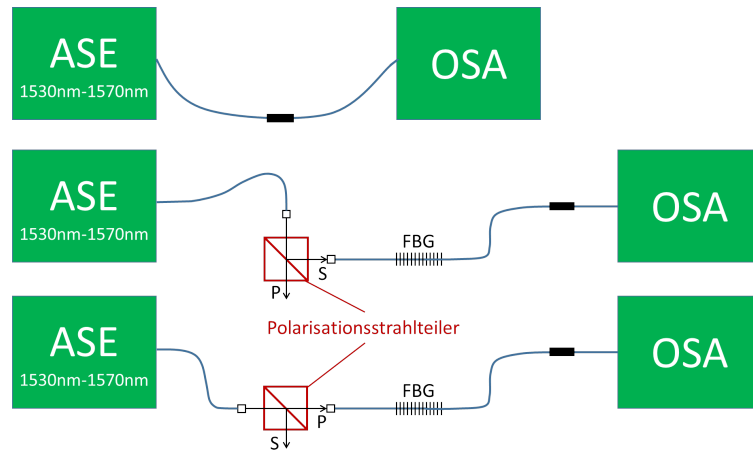


Abbildung 5.5: Transmissionsmessung der FBG in der H_2 -Panda-Faser. Über den Polarisationsstrahlteiler wird das Licht der ASE polarisiert und jeweils nur in die Slow- oder Fast-Achse eingekoppelt. Dadurch ließ sich die Transmission der Peaks in der Slow- und Fast-Achse getrennt voneinander bestimmen.

Es wurden jeweils zwei Seed-Gratings in der H_2 -Panda-Faser parallel zur Slow-Achse (0°) und parallel zur Fast-Achse (90°) eingeschrieben. Die Gitter hatten jeweils eine Länge von 3 mm. Mit der polarisationsaufgelösten Messtechnik wurde die Entwicklung der Bragg-Peaks in beiden Achsen während der Belichtung detektiert. Nach dem Einschreiben erfolgte die Transmissionsmessung, bei der mit Hilfe des Polarisationsstrahlteilers das FBG in der Slow- und Fast-Achse separat vermessen wurde (siehe Abbildung 5.5). Somit ließ sich auch $\Delta n_{AC,eff}^s$ und $\Delta n_{AC,eff}^f$ entsprechend Abschnitt 4.1 unabhängig voneinander berechnen.

In Abbildung 5.6a ist die Entwicklung der Gitterstärke mit zunehmender Fluenz logarithmisch aufgetragen. Wie zu erwarten, zeigt sich kein signifikanter Unterschied in $\Delta n_{AC,eff}^s$ und $\Delta n_{AC,eff}^f$, was die Isotropie der UV-induzierten Brechungsindexänderung bestätigt. Aufgrund des ähnlichen Ge-Gehalts der Panda-Faser und der SMF28-Faser, sind auch für die Herstellung der Seed-Gratings in der H_2 -Panda-Faser ähnliche Fluenzen wie bei der H_2 -SMF28-Faser nötig (vgl. Abbildungen 4.6 und 4.12a).

In Abbildung 5.6b ist die Verschiebung der Bragg-Wellenlängen während des Einschreibens zu erkennen. Wie bereits in Abschnitt 2.2 beschrieben, steigt mit zunehmendem $\Delta n_{AC,eff}$

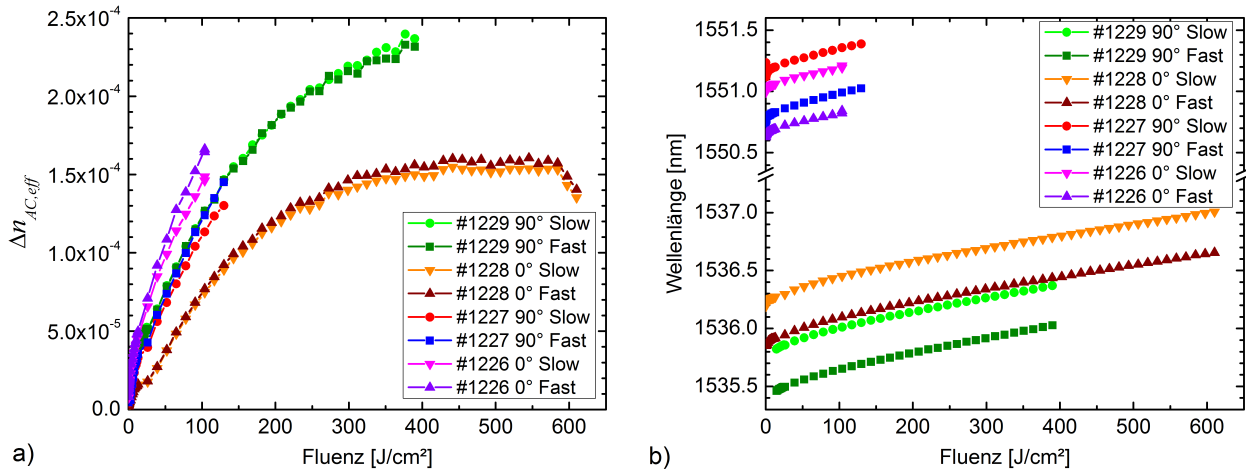


Abbildung 5.6: Entwicklung der a) Gitterstärken $\Delta n_{AC,eff}$ und b) Bragg-Wellenlängen der FBG in der H_2 -Panda-Faser während des Einschreibens.

auch der effektive Brechungsindex an der Stelle des FBG um $\Delta n_{DC,eff}$ und damit auch λ_B . Die FBG #1228 und #1229 wurden mit einer Phasenmaske der Periode $\Lambda_{Phasenmaske} = 1060$ nm eingeschrieben, während die FBG #1226 und #1227 mit einer Phasenmaske mit $\Lambda_{Phasenmaske} = 1070,7$ nm erzeugt wurden. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Gitterperioden und somit unterschiedliche Bragg-Wellenlängen. Aufgrund der Doppelbrechung der Faser zeigt die Slow-Achse einen höheren Brechungsindex als die Fast-Achse ($n_{eff}^s > n_{eff}^f$, vgl. Abschnitt 2.1.3) und folglich liegt λ_B^s immer oberhalb λ_B^f .

Nach Formel 5.1 kann aus dem Abstand der Bragg-Wellenlängen der Fast- und Slow-Achse die Doppelbrechung der Faser berechnet werden. Der Doppelbrechungsverlauf beim Einschreiben der FBG in die H_2 -Panda-Faser ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Hier ist zu sehen, dass bei 0° Ausrichtung die Doppelbrechung nahezu konstant bleibt. Bei 90° Ausrichtung ist dagegen eine eindeutige Abnahme der Doppelbrechung mit der Fluenz zu sehen. Diese Beobachtung kann mit der Theorie von Canning über die UV-induzierte Doppelbrechung in H_2 -beladenen SM-Fasern erklärt werden [192]. Diese Theorie basiert auf der Tatsache, dass durch die radialen thermischen Spannungen zwischen Kern und Mantel die Bindungen im Kern in radialer Richtung geschwächt sind. Ist die Faser mit H_2 beladen, lassen sich diese unter Spannung stehenden radial orientierten Bindungen entsprechend Formel 2.12 und 2.13 leichter durch UV-Licht trennen, was zu einem Abbau von Spannungen in radialer Richtung führen kann. Die Bindungen lassen sich aber vornehmlich nur mit UV-Licht anregen, das parallel zur Bindungsachse polarisiert ist, was die Begründung ist, warum vor allem UV-Strahlung mit einer Polarisation senkrecht zur Faser eine Doppelbrechung in SM-Fasern induziert [192]. Für die hier erzeugten Seed-Gratings in der H_2 -Panda-Faser wurde ein unpolarisierter UV-Laserstrahl verwendet, der damit sowohl Polarisationsanteile senkrecht als auch parallel zur Faser beinhaltet. Bei der Bestrahlung der Faser unter 90° zur Slow-Achse bewirkt der senkrecht zur Faser polarisierte Anteil des UV-Lichts, dass vornehmlich Spannungen entlang der Slow-Achse abgebaut werden. Bei Bestrahlung unter 0° wird Spannung entlang der

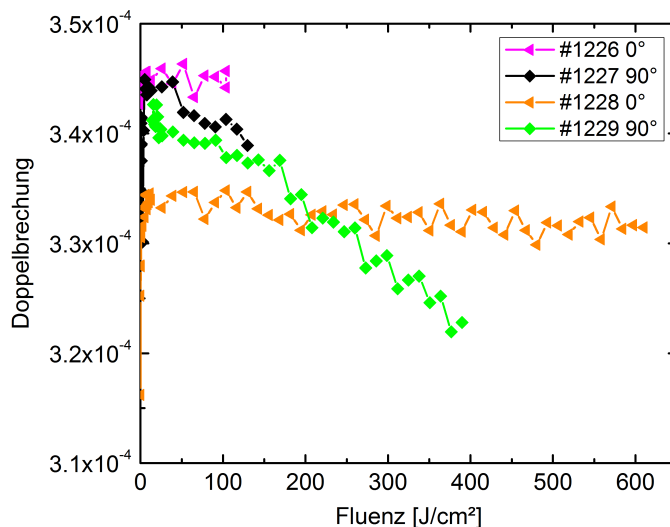


Abbildung 5.7: Entwicklung der Doppelbrechung B während des Einschreibens der FBG in die H_2 -Panda-Faser. Bei den FBG, die unter 90° eingeschrieben wurden, ist eine Abnahme der Doppelbrechung mit der Fluenz zu erkennen.

Fast-Achse abgebaut. Da die für die Doppelbrechung verantwortliche starke Zugspannung durch die SAP entlang der Slow-Achse wirkt, kann entlang dieser Achse viel mehr Spannung abgebaut werden [65], weshalb sich nur bei Bestrahlung der Faser unter 90° die Doppelbrechung verringert.

5.3 Regenerieren

Nach dem Einschreiben wurden die FBG in der H_2 -Panda-Faser zwei Wochen bei Raumtemperatur gelagert, damit der restliche Wasserstoff ausdiffundieren konnte. Anschließend wurden sie für die Regeneration in den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Regenerationsofen eingebracht. Auch hier wurde wieder die in Abschnitt 5.1 beschriebene polarisationsaufgelöste Messtechnik verwendet.

Nach dem Start der Messung bei Raumtemperatur wurde der Ofen innerhalb von 5 min auf 300°C geheizt. Von da ab wurde die Temperatur alle 15 min um 50 K erhöht, bis zu einer Maximaltemperatur von 1000°C . Damit ist das Temperaturprofil ähnlich zu den in den Abschnitten 4.3 und 4.4 angewendeten Verläufen. Nach 15 min bei 1000°C wurde der Ofen abgeschaltet und die RFBG kühlten im Ofen langsam wieder auf Raumtemperatur ab. Es wurde eine Messung mit Gittern, die unter 0° zur Slow-Achse eingeschrieben wurden, gemacht und eine Messung mit Gittern, die unter 90° zur Slow-Achse eingeschrieben wurden. In Abbildung 5.8 ist der Verlauf der Gitterstärken für beide Messungen aufgetragen, wobei der vergrößerte Bereich jeweils den Zeitpunkt der Regeneration zeigt. Alle Gitter zerfallen kontinuierlich während des Aufheizens, so wie es für Typ-I-FBG typisch ist. Bei 900°C erlischt das Reflexionssignal der FBG in der H_2 -Panda-Faser kurzzeitig und die Gitter regenerieren

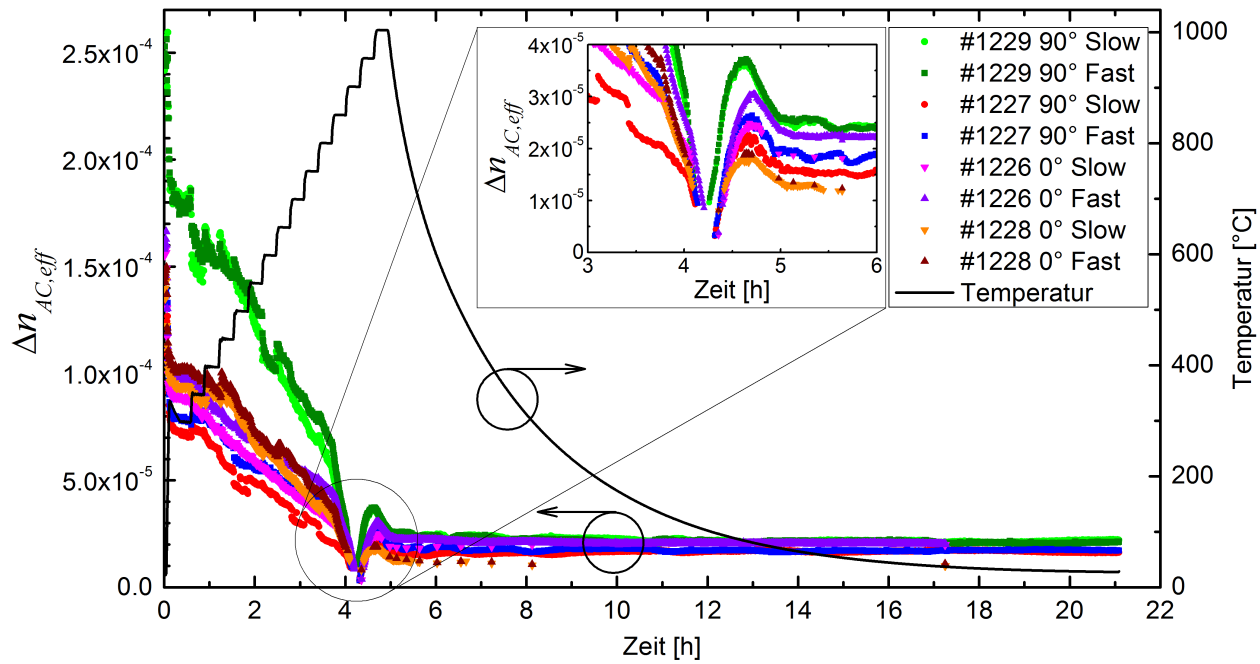


Abbildung 5.8: Verlauf der Gitterstärke der FBG in der H₂-Panda-Faser während dem Regenerieren. Der eingesetzte Graph zeigt den Zeitpunkt der Regeneration nochmals vergrößert.

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Gitterstärken und Regenerationseffizienzen der RFBG.

FBG	Ausrichtung	Achse	$\Delta n_{AC,eff}(reg)$	$\frac{\Delta n_{AC,eff}(reg)}{\Delta n_{AC,eff}(seed)}$
1227	90°	Slow-Achse	$2,2 \cdot 10^{-5}$	0,17
		Fast-Achse	$2,6 \cdot 10^{-5}$	0,18
1229	90°	Slow-Achse	$3,6 \cdot 10^{-5}$	0,15
		Fast-Achse	$3,7 \cdot 10^{-5}$	0,15
1226	0°	Slow-Achse	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,16
		Fast-Achse	$3,0 \cdot 10^{-5}$	0,19
1228	0°	Slow-Achse	$1,8 \cdot 10^{-5}$	0,13
		Fast-Achse	$1,9 \cdot 10^{-5}$	0,14

anschließend. Die Regenerationstemperatur von 900 °C ist typisch für Fasern mit geringem Ge-Gehalt (vgl. Abschnitt 4.2 oder [130]). Bei 950 °C erreichen die RFBG ihr Maximum in $\Delta n_{AC,eff}$ und zerfallen bei 1000 °C bereits wieder leicht. Die RFBG in der H₂-Panda-Faser zeigen damit, wie zu erwarten, eine sehr ähnliche thermische Stabilität wie die RFBG in der H₂-SMF28-Faser, die eine vergleichbare Ge-Kernkonzentration enthält. Im Maximum der Regeneration erreichten die RFBG die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Werte für $\Delta n_{AC,eff}(reg)$. Damit ergeben sich Verhältnisse der Stärke des RFBG zur Stärke des Seed-Gratings zwischen 0,13 bis 0,20, was vergleichbar ist mit den Ergebnissen der anderen Fasertypen bei ähnlichem Temperaturprofil (vgl. Abschnitte 4.2 und 4.3). Wie beim Einschreiben sind auch beim Regenerieren der FBG in der H₂-Panda-Faser nur leichte Unterschiede im Verlauf der Gitterstärke zwischen den beiden Polarisationsachsen zu finden.

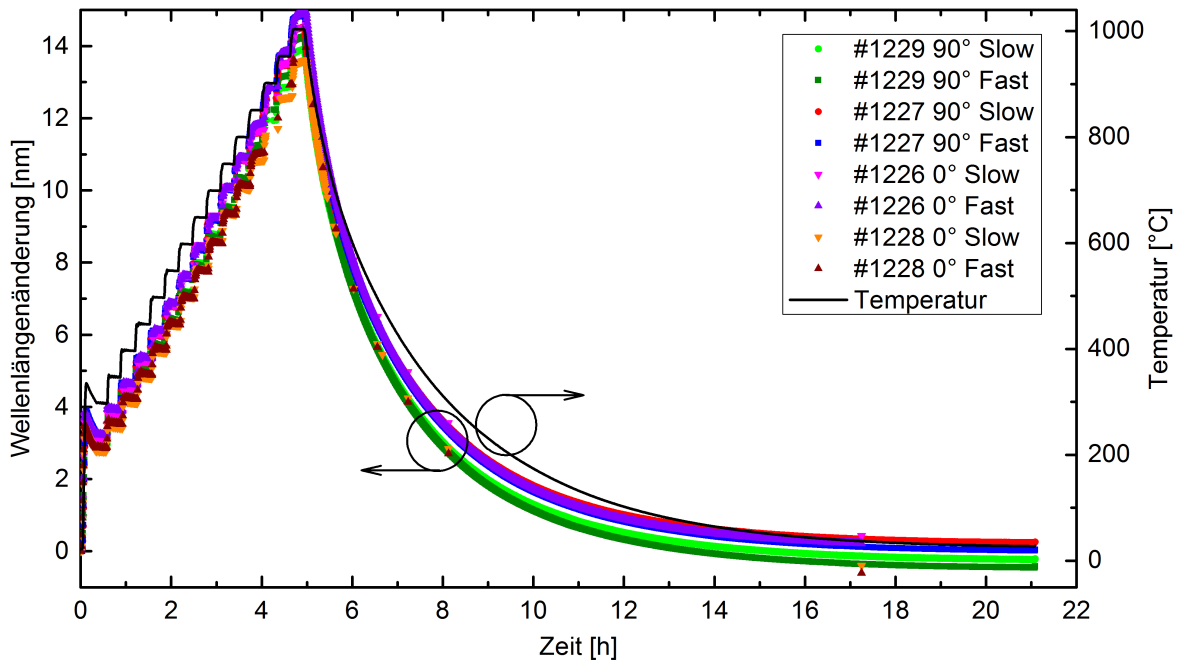


Abbildung 5.9: Verschiebung der Bragg-Wellenlänge der FBG in der H₂-Panda-Faser während des Regenerierens.

In Abbildung 5.9 ist die Wellenlängenverschiebung aller Peaks während der Temperaturbehandlung zu sehen. Die Bragg-Wellenlängen folgen während des Experiments der Temperatur im Ofen. Am Ende der Messung zeigen die Peaks bei Raumtemperatur wieder in etwa dieselbe Wellenlänge wie zu Beginn der Messung. Die leichte negative Verschiebung ist vermutlich durch den Zerfall des Typ-I-Seed-Gratings und den Abbau der eingefrorenen Dehnung im Kern begründet. Diese Veränderungen wirken auf beide Polarisationsachsen gleich. Veränderungen im Spannungs- und Dehnungszustand der SAP wirken sich dagegen stark auf die Doppelbrechung der Faser aus. Aus den gemessenen Wellenlängenverläufen kann über Formel 5.1 der Verlauf der Doppelbrechung der Faser berechnet werden. Aufgetragen über die Temperatur ergeben sich so die in Abbildung 5.10 dargestellten Verläufe. Zu Beginn der Messung (Punkt 1), bei Raumtemperatur, zeigen alle FBG dieselbe Doppelbrechung wie sie auch am Ende der Einschreibeprozedur gemessen wurde (vgl. Abschnitt 5.2). Während der zweiwöchigen Lagerzeit in der der Wasserstoff aus der H₂-Panda-Faser ausdiffundieren konnte, traten also keinerlei Veränderungen des Spannungszustands der SAP auf. Beim Aufheizen der FBG sinkt zunächst die Doppelbrechung, da die thermischen Spannungen in der Faser, die durch den höheren Ausdehnungskoeffizienten der SAP begründet sind, wieder abgebaut werden (Punkt 2). Ab 400 °C fängt jedoch die Doppelbrechung der H₂-Panda-Faser an zu steigen, bis bei 650 °C alle Faserstücke eine Doppelbrechung von ca. $4,5 \cdot 10^{-4}$ zeigen (Punkt 3). Oberhalb von 650 °C tritt dann wieder eine starke Abnahme der Doppelbrechung auf, bis bei 1000 °C (Punkt 4) die SAP schließlich so weich sind, dass sie keinerlei Doppelbrechung mehr in die Faser induzieren können. Beim anschließenden Abkühlen der FBG werden durch den größeren Ausdehnungskoeffizienten der SAP wieder thermische Spannungen induziert

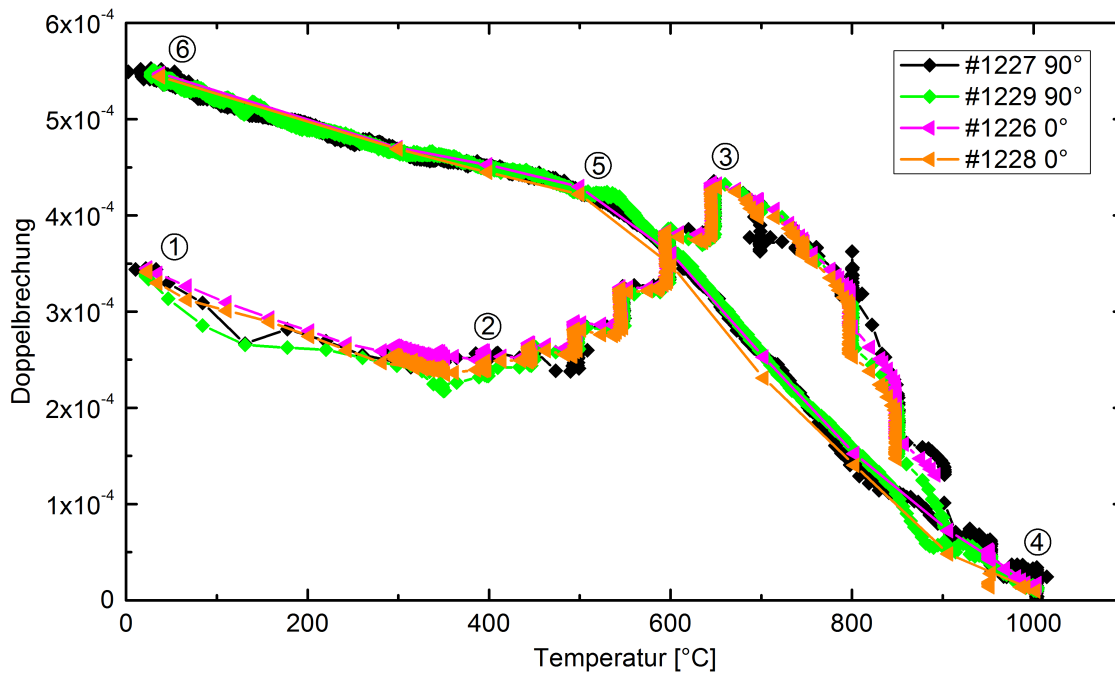


Abbildung 5.10: Veränderung der Doppelbrechung der H₂-Panda-Faser während des Regenerierens der FBG, aufgetragen über die Temperatur. Durch den Abbau von eingefrorenen Spannungen und Dehnungen ist eine starke Hysterese in der Doppelbrechung zu erkennen.

und die Doppelbrechung steigt mit fallender Temperatur. Hierbei ist ein eindeutiger Knick der Kurve bei ca. 550 °C zu erkennen (Punkt 5). Zurück bei Raumtemperatur zeigen alle Faserstücke eine Doppelbrechung von $5,5 \cdot 10^{-4}$ (Punkt 6), was fast dem doppelten Wert wie zu Beginn der Messung entspricht.

Auch Just et al. berichten von einer Verdopplung der Doppelbrechung einer Panda-Faser nach einem Temperprozess [53]. Hier wurde das Spannungsprofil der Faser vor und nach der Temperaturbehandlung polarimetrisch gemessen und verglichen. Dass eine Temperaturbehandlung von spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern eine Veränderung der Doppelbrechung verursachen kann, wurde schon 1983 beobachtet [55, 190]. Die Stärke der Veränderung und der Hysterese im Doppelbrechungsverlauf ist dabei abhängig von der Zuggeschwindigkeit und der Abkühlrate der Faser bei ihrer Herstellung im Ziehturm [55, 181]. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, werden bei der Herstellung der Faser thermische und mechanische Spannungen sowie die Viskoelastizität eingefroren. Ebenso beeinflusst die schnelle Abkühlung das Volumen, vor allem von dotierten Gläsern (eingefrorene Dehnung). Die hohe B-Dotierung der SAP bedeutet eine starke Erniedrigung von T_g der SAP gegenüber dem Mantel. Die Differenzthermoanalyse von Germanosilicatglas mit 20% B₂O₃ liefert ein T_g von ca. 450 °C [51]. Genau in diesem Bereich beginnt bei Punkt 4 in Abbildung 5.10 die Doppelbrechung beim Aufheizen zuzunehmen und beim Abkühlen liegt hier in etwa der Knick im Doppelbrechungsverlauf (Punkt 5). Da bekannt ist, dass eine Temperung von Glas im Bereich von T_g eingefrorene Spannungen und Dehnungen abbauen kann (vgl. Abschnitt 2.1.2) ist es naheliegend, dass der Anstieg in der Doppelbrechung beim Aufheizen zwischen 400 °C (Punkt 2) und 650 °C

(Punkt 3) auf den Abbau der eingefrorenen Dehnung und mechanischen Spannungen in den SAP zurückzuführen ist. Sowohl die Abnahme des Volumens der SAP als auch der Abbau der mechanischen Spannungen in den SAP bedeuten eine Erhöhung der Zugspannung der SAP auf den Faserkern und damit eine Erhöhung der Doppelbrechung. Auch die Tatsache, dass sich die Doppelbrechung beim Aufheizen zwischen 400 °C und 650 °C hauptsächlich während der konstanten Temperaturstufen ändert und nicht während der Heizvorgänge von einer zur nächsten Stufe ist ein Indiz, dass es sich hier um zeitabhängige Relaxationsprozesse handelt. Oberhalb T_g ist der E-Modul eines Glases kleiner und der Ausdehnungskoeffizient größer als unterhalb T_g . Beides führt im Falle der Panda-Faser zu einer stärkeren Abnahme der Doppelbrechung mit der Temperatur oberhalb T_g der SAP, was auch der Grund für die größere Steigung im Doppelbrechungsverlauf in Abbildung 5.10 oberhalb 500 °C ist. Ebenso zeigen die SAPs oberhalb T_g ein viskoelastisches Verhalten, bei dem das Glas zwar noch Spannungen aufnehmen kann, diese mit der Zeit aber abgebaut werden. Aus diesem Grund ist es verständlich, dass der Verlauf der Doppelbrechung beim langsamen Abkühlen nach der 1000 °C Stufe nicht mehr dem Verlauf beim Aufheizen entsprechen muss. Erst vor kurzem zeigten Lai et al. anhand von RFBG in einer spannungsdoppelbrechenden PM-Faser mit B-dotierten SAP, dass sich nach einer Temperung oberhalb 500 °C durch Variation der Abkühlrate die Doppelbrechung der Faser gezielt einstellen lässt [148]. Wie sich die Doppelbrechung bei wiederholtem langsamen Aufheizen und Abkühlen verhält, zeigt Abschnitt 5.4.

Lindner et al. haben gezeigt, dass sich der Verlauf der Reflektivität bei der Regeneration, durch eine axiale Dehnung der Faser während des Temperaturprozesses, verändern lässt [109]. Demnach wäre denkbar, dass auch Querspannungen, die während der Regeneration auf den Faserkern wirken, einen Einfluss auf die Regeneration haben könnten. Da in der hier untersuchten Panda-Faser die Doppelbrechung ab 500 °C stark sinkt und bereits bei 1000 °C vollständig abgebaut ist, herrscht zum Zeitpunkt der Regeneration bei ca. 900 °C nur noch eine minimale Querspannung durch die SAP auf den Kern. Eine Abschätzung, ob Querspannungen die Regeneration beeinflussen, kann durch die Regeneration von FBG in Panda-Fasern also nicht gezeigt werden.

5.4 Temperaturkennlinie

Zur Charakterisierung der Temperatur- und Kraftkennlinien der RFBG in der H₂-Panda-Faser wurde zunächst die Temperaturabhängigkeit der Bragg-Wellenlängen gemessen. Für die Eignung als Sensor müssen die RFBG eine stabile Kennlinie zeigen, ohne Hysterese oder Drift. Da die Panda-Faser einen ähnlichen Ge-Gehalt wie eine SMF28-Faser hat und aus den Kalibriermessungen der RFBG in der H₂-SMF28-Faser bekannt ist, dass diese bis 800 °C eine stabile Kennlinie zeigen (vgl. Abschnitt 4.5), wurden auch die RFBG in der H₂-Panda-

Faser bis 800 °C kalibriert. Ebenso wurden die RFBG in der H₂-Panda-Faser zuvor mehrere Stunden bei 800 °C vorgealtert um deren Drift zu überprüfen. Beide Messungen erfolgten in dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Kalibrierofen und mit der in Abschnitt 5.1 beschriebenen polarisationsaufgelösten Messtechnik.

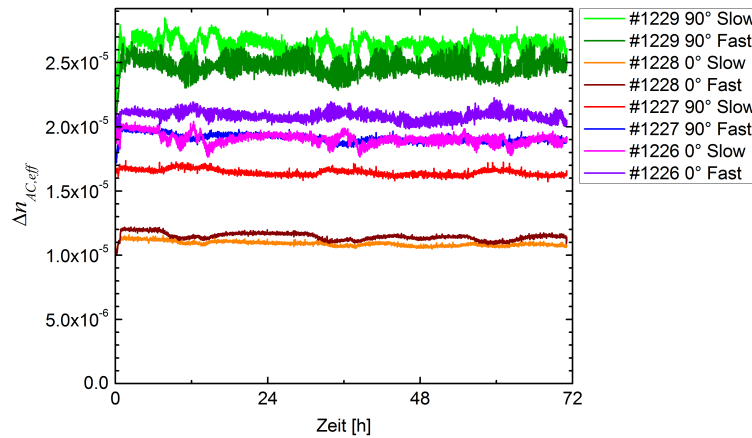


Abbildung 5.11: Gitterstärke der RFBG in der H₂-Panda-Faser während der Voralterung bei 800 °C über 72 h. Wie auch schon bei den RFBG in der H₂-SMF28-Faser ist die Gitterstärke über den gemessenen Zeitraum stabil.

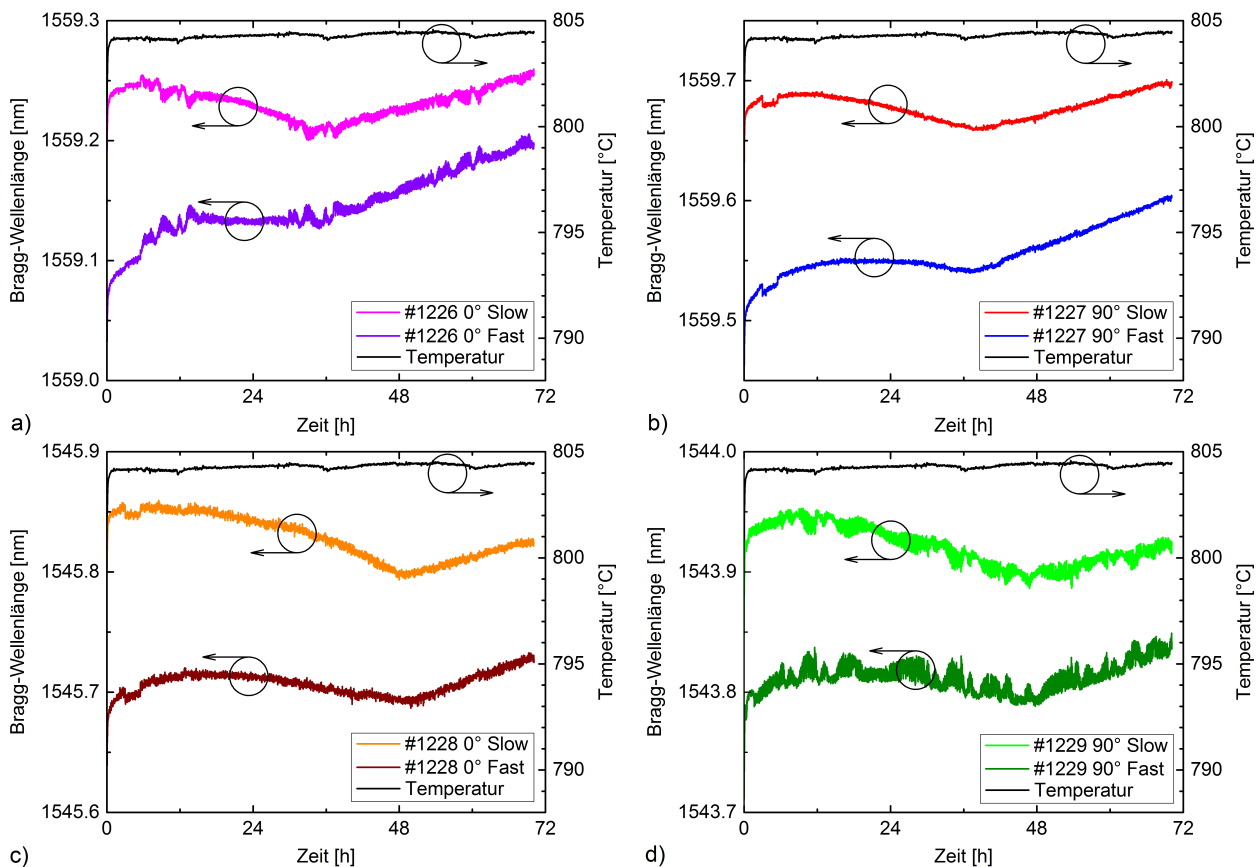


Abbildung 5.12: Wellenlängendrift der RFBG a) #1226, b) #1227, c) #1228 und c) #1229 in der H₂-Panda-Faser über 72 h bei 800 °C. Wie auch bei den RFBG in der H₂-SMF28-Faser zeigt sich ein charakteristischer abrupter Richtungswechsel im Drift nach einigen Stunden. Zudem ist eine langsame Abnahme der Doppelbrechung beobachtbar.

Bei der Voralterung wurden die RFBG in der H₂-Panda-Faser für 72 h bei 800 °C gehalten. Wie auch schon bei den RFBG in der H₂-SMF28-Faser (vgl. Abschnitt 4.5) war die Gitterstärke der RFBG in der H₂-Panda-Faser bei dieser Temperatur über den gemessenen Zeitraum stabil, wie in Abbildung 5.11 zu sehen ist. In Abbildung 5.12 ist der Wellenlängendrift der Gitter während der Voralterung aufgetragen. Ebenso wie bei den RFBG in der H₂-SMF28-Faser (vgl. Abschnitt 4.5) driften die Bragg-Wellenlängen zunächst negativ und zeigen dann einen abrupten Wechsel zu einem positiven Drift. Dies bestätigt das charakteristische und reproduzierbare Driftverhalten von RFBG. Entgegen der RFBG in der H₂-SMF28-Faser zeigen die Wellenlängenverläufe der RFBG in der H₂-Panda-Faser den Knick etwas später, erst nach ca. 40 h bis 50 h und die Driftwerte nach dem Knick sind mit $+1,3 \frac{\text{pm}}{\text{h}}$ für die Slow-Achse und $+1,9 \frac{\text{pm}}{\text{h}}$ für die Fast-Achse etwas höher als die $+0,6 \frac{\text{pm}}{\text{h}}$, die für die RFBG in der H₂-SMF28-Faser gemessenen wurden. Aus den Wellenlängenverläufen geht auch eindeutig hervor, dass die Doppelbrechung der Faser mit der Zeit immer mehr abgebaut wird und sich Fast- und Slow-Wellenlänge annähern. Dies ist verständlich, da die Voralterung oberhalb von T_g der SAP stattgefunden hat und sich somit der Spannungszustand in der Faser durch die geringe Viskosität der SAP mit der Zeit verändern kann.

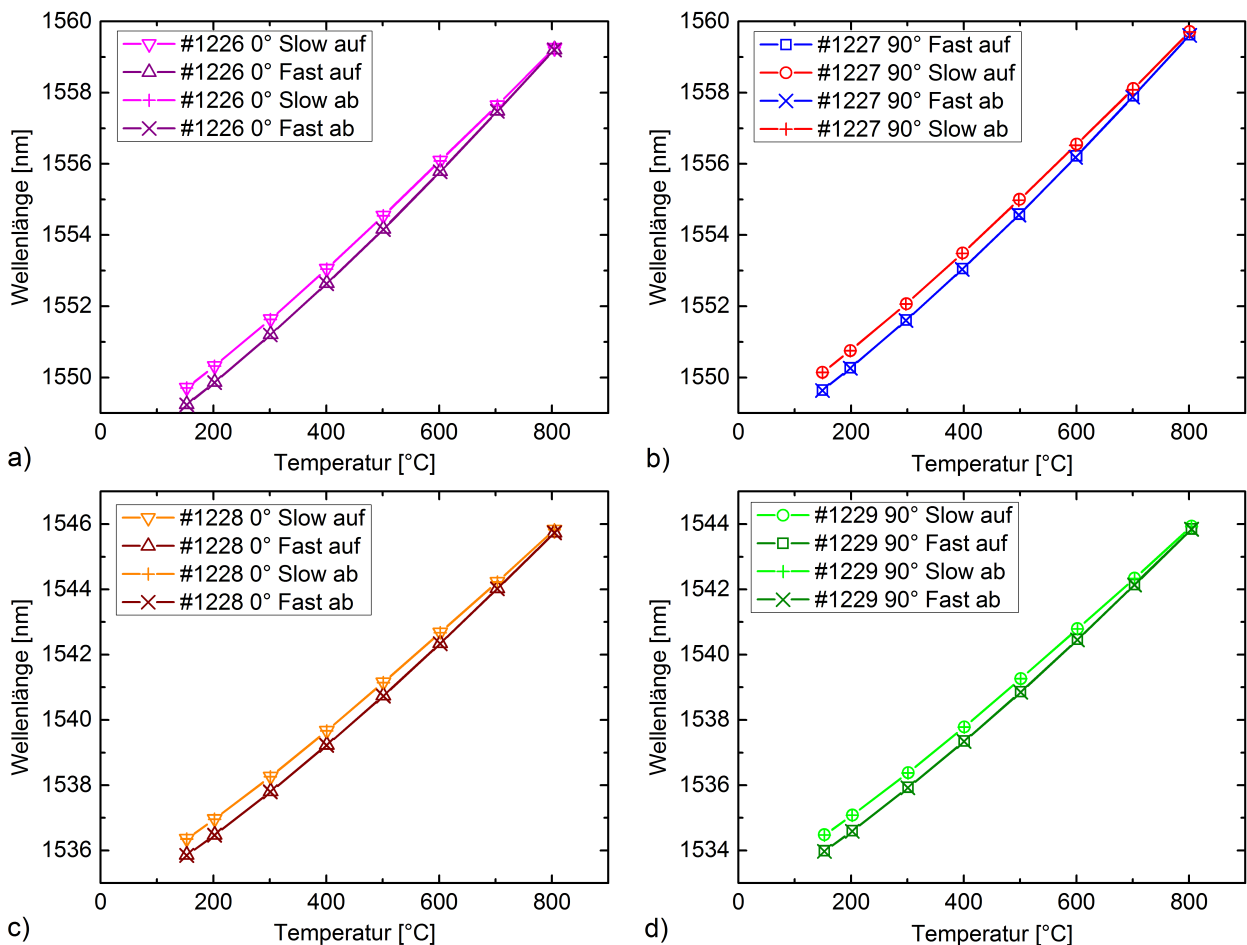


Abbildung 5.13: Bragg-Wellenlängen der RFBG a) #1226, b) #1227, c) #1228 und c) #1229 in der H₂-Panda-Faser in Abhängigkeit von der Temperatur.

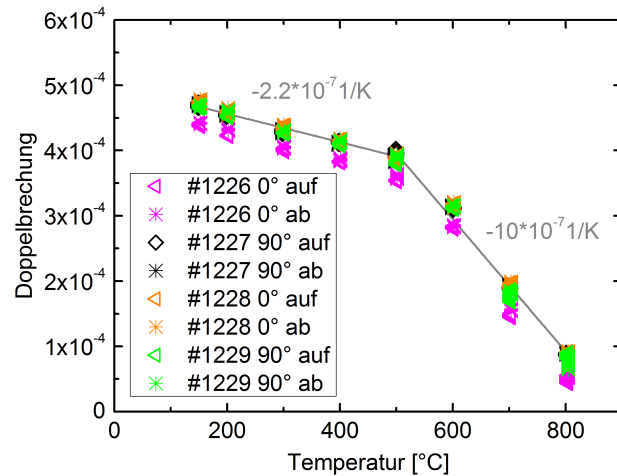


Abbildung 5.14: Ermittelte Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung der H₂-Panda-Faser aus den gemessenen Bragg-Wellenlängenverläufen. Unterhalb von 500 °C ändert sich B mit $-2,2 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$ und oberhalb von 500 °C mit $-10 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$.

Nach der Voralterung erfolgte die Kennlinienmessung der RFBG in der H₂-Panda-Faser. Die Temperaturkennlinien wurden dabei identisch wie in Abschnitt 4.5 konform zur Richtlinie DKD-R 5-3 [189] durchgeführt. Die gemessenen Verschiebungen der Bragg-Wellenlängen mit der Temperatur sind in Abbildung 5.13 zu sehen. Die Wellenlängenwerte der von unten angefahrenen Temperaturstufen sind wieder als leere Symbole dargestellt und die der von oben angefahrenen Stufen als Kreuze. Kreuze und Symbole überlappen sich, was bedeutet, dass keinerlei Hysterese oder Drift in der Wellenlängen Kennlinie erkennbar ist. Die Wellenlängenverläufe in beiden Achsen zeigen wieder einen nichtlinearen Verlauf mit steigender Empfindlichkeit mit der Temperatur, vergleichbar mit dem der RFBG in der H₂-SMF28-Faser (vgl. Abschnitt 4.5). Eine genauere Auswertung der Empfindlichkeiten folgt in Abschnitt 5.6.

Aus der Wellenlängendifferenz der Peaks von Slow- und Fast-Achse lässt sich auch hier wieder mit Formel 5.1 die Doppelbrechung der Faser berechnen. Die Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung in Abbildung 5.14 zeigt, wie auch schon beim Abkühlen nach dem Regenerieren (vgl. Abbildung 5.10), ein annähernd lineares Verhalten mit der Temperatur mit einer Steigung von $-2,2 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$ unterhalb von 500 °C und $-10 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$ oberhalb von 500 °C. Dieses lineare Verhalten von $B(T)$ abseits von T_g war zu erwarten, da die Doppelbrechung der Faser auf dem höheren Ausdehnungskoeffizienten der SAP beruht und dieser sich abseits von T_g im allgemeinen nur wenig mit der Temperatur ändert. Wie schon in Abschnitt 5.3 beschrieben, liegt bei ca. 500 °C die Glasübergangstemperatur der B-dotierten SAP, bei der sich der Ausdehnungskoeffizient erhöht und der E-Modul verringert. Das führt zu einer stärkeren Änderung der Doppelbrechung mit der Temperatur oberhalb von T_g . Da auch bei der Kalibrierung T_g der SAP überschritten wurde, war natürlich die Heiz- und Kühlrate ein wichtiger Einflussfaktor auf die Messung. Nur durch die langsamen Aufheiz- und Abkühlraten konnte das Glas in den SAP immer seinen energetischen Gleichgewichtszustand erreichen und somit reproduzierbare Doppelbrechungswerte gemessen werden. Schnelle Temperaturwechsel

oberhalb T_g würden zu eingefrorenen Dehnungen in den SAP führen, die die Doppelbrechung verändern (vgl. Abschnitt 2.1.2). Der Verlauf der Doppelbrechung würde dann eine Hysterese wie in [55, 123, 148] zeigen. Bei schnellen Temperaturwechseln ist deshalb ein RFBG in der H₂-Panda-Faser oberhalb von 500 °C nicht mehr als Sensor geeignet.

5.5 Kraftkennlinie bei verschiedenen Temperaturen

Nach der Messung der Temperaturkennlinien wurden die Kraftkennlinien eines RFBG in der H₂-Panda-Faser gemessen. Da bekannt ist, dass der E-Modul von Glas leicht temperaturabhängig ist (vgl. Abschnitt 2.3.3), war zu vermuten, dass auch die Kraftempfindlichkeit der RFBG abhängig von der Temperatur ist und umgekehrt (sog. Cross-Sensitivity). Aus diesem Grund wurden mehrere Kraftkennlinien im Hochtemperatur-Rohröfen bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Wegen dem hohen Zeitaufwand dieser Messung wurde die Charakterisierung der Kraftempfindlichkeit nur mit dem RFBG #1227 durchgeführt. Da die Kraftempfindlichkeit rein auf Materialparametern beruht, sind für die anderen RFBG in selber Faser ähnliche Ergebnisse zu erwarten. Gitter #1229 war während der Messungen als Referenz ebenfalls im Ofen.

Für die Messung wurden die RFBG #1227 und #1229 mittig in den senkrechten Rohröfen gehängt. Der Messaufbau war dabei vergleichbar mit Abbildung 4.4 zuzüglich der polarisationsaufgelösten Messtechnik (Abbildung 5.2). Zum Aufbringen der Kraft wurden Gewichte verwendet. Damit die Gewichte an die Faser gehängt werden konnten, wurde zuvor ein Faserstück an das RFBG #1227 angespleißt, sodass die Faser bis unterhalb des Rohröfens hervorstand. Eine 16 g schwere Metallplatte wurde ans Ende der Faser geklemmt, um daran die Gewichte einzuhängen. Beginnend bei Raumtemperatur wurden in Schritten von 100 °C Kraftkennlinien gemessen, bis zu einer Maximaltemperatur von 600 °C. Bei jeder Temperaturstufe wurde zunächst 30 min gewartet, bis sich die Ofentemperatur stabilisiert hatte. Dann wurde das Gewicht am Ende der Faser stufenweise um $m = 25 \text{ g} \pm 0,03 \text{ g}$ erhöht und jeweils 30-mal die Bragg-Wellenlänge und Gitterstärke beider Achsen mit dem SM125, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, gemessen. Das Maximalgewicht von 116 g wurde bei jeder Temperaturstufe für 15 min an der Faser hängen gelassen und währenddessen die Bragg-Wellenlängen beobachtet. Anschließend wurden die Gewichte wieder eins nach dem anderen abgenommen und auch dabei 30-mal die Bragg-Wellenlängen und Gitterstärken bestimmt. Abschließend wurden die RFBG-Spektren nochmals 15 min auf Veränderungen beobachtet.

Während der Messung war weder ein Zerfall, noch eine Abhängigkeit der Gitterstärke von der Kraft zu beobachten. Dies war zu erwarten, da die Gitter auch bei der vorangegangenen Temperaturkennlinienmessung keinen Zerfall zeigten und eine signifikante Änderung der Gitterstärke um mehrere Prozent erst ab größeren Dehnungen zu erwarten ist [187]. Die

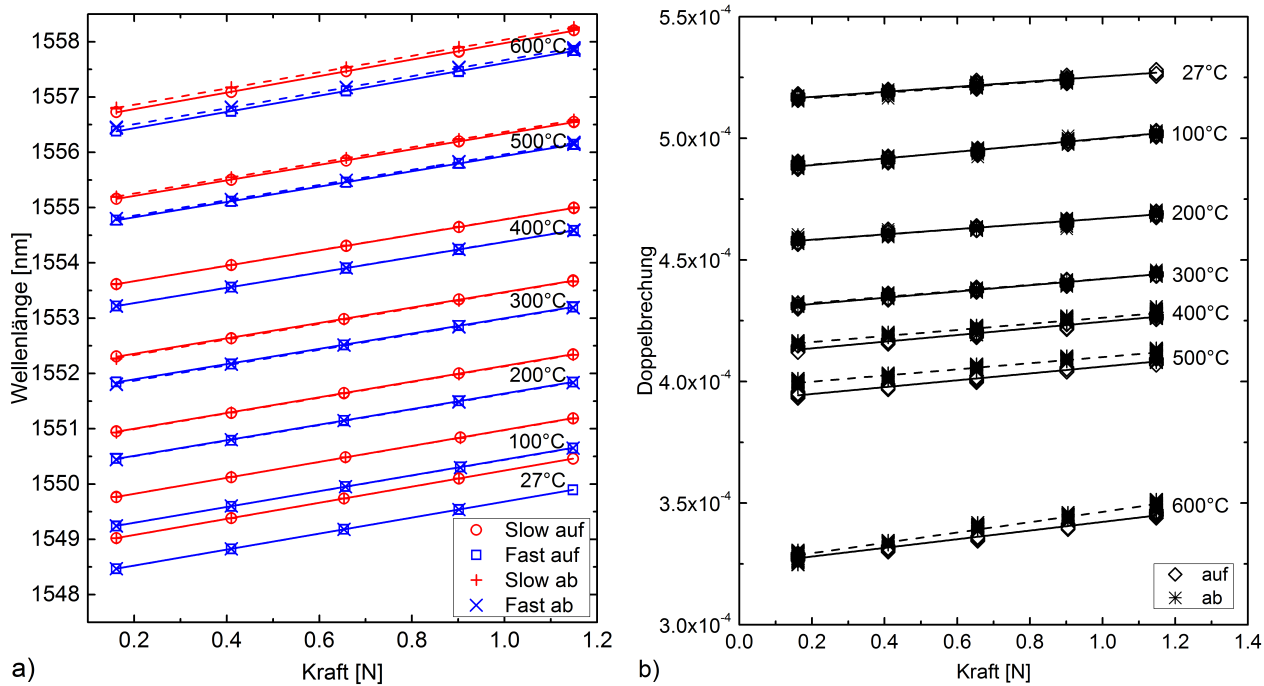


Abbildung 5.15: a) Wellenlängen-Kraftkennlinien bei verschiedenen Temperaturen für RFBG #1227 und b) die daraus berechnete Veränderung der Doppelbrechung. Die offenen Symbole stellen die gemessenen Werte beim Hinhängen der Gewichte dar. An diese Werte wurde für jede Temperatur eine Gerade angepasst, die als durchgezogene Linie dargestellt ist. Die Werte, die beim Abnehmen der Gewichte ermittelt wurden, sind als Kreuze dargestellt und wurden mit gestrichelten Linien angepasst. Ab 500 °C ist eine zunehmende Hysterese sowohl in den Wellenlängen, als auch in der Doppelbrechung erkennbar.

gemessenen Bragg-Wellenlängen in Abbildung 5.15a zeigen dagegen, wie erwartet, bei jeder Temperatur eine lineare Verschiebung mit der Kraft. Aufgrund der zusätzlichen Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge sind die Kennlinien für die verschiedenen Temperaturen zueinander verschoben. Die beim Hinhängen der Gewichte gemessenen Wellenlängen sind in dem Graphen als leere Quadrate für die Fast-Achse und leere Kreise für die Slow-Achse gekennzeichnet und wurden linear gefittet (durchgezogene Linie). Die Wellenlängen, die beim Abhängen der Gewichte gemessen wurden, sind als Kreuze dargestellt und wurden ebenfalls linear gefittet (gestrichelte Linie). Bis 500 °C zeigt sich ein guter Überlapp der aufwärts und abwärts gemessenen Werte. Ab 600 °C ist allerdings eine klare Verschiebung zwischen durchgezogener und gestrichelter Kennlinie von etwa 50 pm zu erkennen. Um den Ursprung dieser Hysterese besser zu erkennen, sind in Abbildung 5.16 die bei 600 °C gemessenen Wellenlängen über die Zeit aufgetragen. Zu Beginn der Messung hatte das Gitters #1227 in der Fast-Achse eine Wellenlänge von 1556,38 nm und in der Slow-Achse eine Wellenlänge von 1556,73 nm. Das Anhängen der vier Gewichte führte zu einer stufenförmigen Zunahme der Wellenlängen um insgesamt ca. 1,5 nm. Dann wurden die Gewichte für 15 min an der Faser hängen gelassen und in dieser Zeit drifteten die Wellenlängen beider Achsen um etwa +50 pm. Das Abnehmen der Gewichte erzeugte wieder eine stufenförmige Verringerung der Wellenlängen, gefolgt von einer 15-minütigen Wartezeit ohne Gewicht an der Faser. Auch in dieser Zeit ohne Gewicht zeigen beide Achsen wieder einen Drift, nun aber um -50 pm, sodass das RFBG, in der

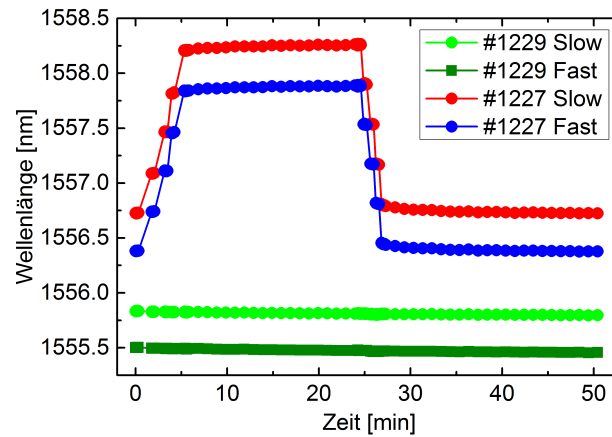


Abbildung 5.16: Zeitlicher Verlauf der Wellenlängen während der Kraftkennlinienmessung an RFBG #1227 bei 600 °C. RFBG #1229 hing als Referenz mit im Ofen um die Temperaturstabilität zu überwachen. Während die maximale Last von 116 g an RFBG #1227 hing zeigten beide Wellenlängen des Gitters einen positiven Drift über die Zeit (Minute 5 bis 25). Nachdem die Gewichte abgehängt waren drifteten die Wellenlängen negativ (Minute 27 bis 50), bis sie zuletzt wieder dieselben Ausgangswerte wie zu Beginn der Messung erreichten.

jeweiligen Achse, am Ende wieder eine Wellenlänge von 1556.38 nm und 1556.73 nm erreicht. Ein Blick auf die Wellenlängen des ebenfalls im Ofen befindlichen RFBG #1229 zeigt, dass die beobachteten Drifts nicht durch eine Temperaturänderung des Ofens begründet sein konnten, da beide Wellenlängen des RFBG #1229 nur einen konstanten Drift von weniger als $1 \frac{\text{pm}}{\text{min}}$ zeigen. Die beobachteten reversiblen Drifts müssen also durch die aufgebrachte Kraft hervorgerufen worden sein. Oberhalb von T_g , welches für die SAP, wie bereits in den vorherigen Abschnitten beschrieben, bei etwa 500 °C liegt, sinkt die Viskosität des Glases unterhalb von $10^{12} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ [46], was eine viskoelastische Veränderung des Materials in messbaren Zeiträumen ermöglicht. Der Kieselglasmantel der Faser dagegen ist bei diesen Temperaturen noch fest und dehnt sich nur elastisch. Die gemessenen Drifts lassen sich also dadurch erklären, dass sich die SAP langsam unter der aufgebrachten Kraft viskoelastisch verformen und beim Lösen der Kraft durch den elastisch gedehnten Mantel wieder in ihre ursprüngliche Form zurück gedrückt werden. Dieses zeitabhängige viskoelastische Verhalten der Faser bedeutet auch eine Zeitabhängigkeit in der Kraft-/Dehnungskennlinie, was den Einsatz von RFBG Kraft-/Dehnungssensoren in der H₂-Panda-Faser oberhalb von 500 °C stark erschwert.

Auch für die Kraftmessung kann die Doppelbrechung der Faser mit Formel 5.1 aus dem Wellenlängenabstand beider Achsen berechnet werden. In Abbildung 5.15b sind die Doppelbrechungsverläufe für die verschiedenen Temperaturen über die Kraft aufgetragen. Wie schon aus Abbildung 5.14 bekannt, sinkt die Doppelbrechung mit der Temperatur, weshalb die Kurven zueinander verschoben sind. Auch hier sind die aufwärts gemessenen Werte als leere Symbole dargestellt und die abwärts gemessenen als Kreuze. Die Verläufe zeigen wie erwartet eine hohe Linearität und wurden mit Geraden angepasst. Auch hier ist bei den Kurven oberhalb von 500 °C eine leichte Hysterese festzustellen, die durch das viskose Verhalten der SAP begründet ist.

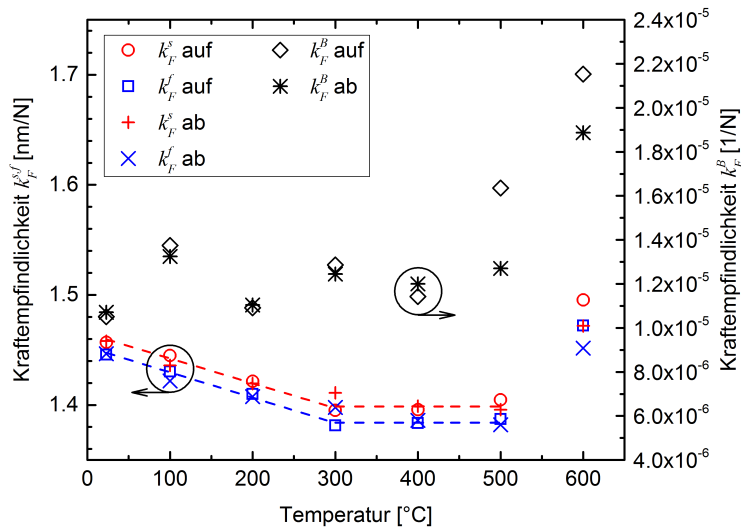


Abbildung 5.17: Kraftempfindlichkeiten in der Fast-Achse k_F^f , der Slow-Achse k_F^s und der Doppelbrechung k_F^B in Abhängigkeit von der Temperatur, aus den Messungen an Gitter #1227. Die offenen Symbole repräsentieren die aufwärts gemessenen Werte, wohingegen die abwärts gemessenen Werte durch Kreuze dargestellt werden. Es ist eine Zunahme aller Werte oberhalb von 500 °C erkennbar und eine Temperaturabhängigkeit von k_F^f und k_F^s zwischen 0 °C und 300 °C (Cross-Sensitivity).

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Kraftempfindlichkeiten und der Cross-Sensitivity.

Parameter	Wert	Einheit
k_F^s zwischen 300 °C und 500 °C	1,40	$\frac{\text{nm}}{\text{N}}$
k_F^f zwischen 300 °C und 500 °C	1,38	$\frac{\text{nm}}{\text{N}}$
Cross-Sensitivity $k_{TF}^s = \frac{\partial k_F^s}{\partial T}$ unterhalb 300 °C	$-2,26 \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{nm}}{\text{N} \cdot \text{K}}$
Cross-Sensitivity $\frac{\partial k_F^f}{\partial T} = k_{TF}^f$ unterhalb 300 °C	$-2,30 \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{nm}}{\text{N} \cdot \text{K}}$
k_F^B zwischen 0 °C und 500 °C	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$\frac{1}{\text{N}}$

Die Steigungen der linearen Anpassungen in den Abbildungen 5.15 entsprechen der Kraftempfindlichkeit in der Fast-Achse k_F^f , der Slow-Achse k_F^s und der Doppelbrechung k_F^B bei den jeweiligen Temperaturen. Diese Steigungen sind in Abbildung 5.17 über die Temperatur aufgetragen. Es ist erkennbar, dass ab 500 °C die Sensitivitäten der Wellenlängen und der Doppelbrechung stark ansteigen. Dies kann wieder über den verringerten E-Modul der SAP oberhalb T_g erklärt werden, da dieselbe Kraft hier eine höhere Dehnung hervorruft. Zwischen Raumtemperatur und 500 °C ist k_F^B nahezu konstant, wohingegen unterhalb von 300 °C eine lineare Abnahme von k_F^f und k_F^s mit der Temperatur zu beobachten ist (Cross-Sensitivity). Die Abnahme beträgt etwa $-2,30 \cdot 10^{-4} \frac{\text{nm}}{\text{N} \cdot \text{K}}$ für die Fast-Achse und $-2,26 \cdot 10^{-4} \frac{\text{nm}}{\text{N} \cdot \text{K}}$ für die Slow-Achse und entspricht damit etwa $-1,6\%$ pro 100 K. Dieser Wert ist vergleichbar mit der von Maier et al. gemessenen Abnahme um $-1,22\%$ pro 100 K [92] und kann damit ebenfalls durch die bekannte Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von Kieselglas bei niedrigen Temperaturen [91] erklärt werden. Da die Empfindlichkeit der Doppelbrechung keine

Temperaturabhängigkeit in diesem Bereich zeigt, ist davon auszugehen, dass sich der E-Modul und die Querkontraktionszahl der SAP identisch wie im Mantel verhält. Zwischen 300 °C und 500 °C ist die Kraftempfindlichkeit für beide Achsen annähernd konstant und kann, wie für die einfache Matrix-Methode nötig, als unabhängig von der Temperatur angesehen werden. Eine Zusammenfassung der ermittelten Kraftempfindlichkeiten ist in Tabelle 5.2 zu finden.

5.6 Simultane Temperatur- und Kraftmessung

In diesem Abschnitt wird die simultane Messung von Temperatur und Kraft mit einem RFBG in der H₂-Panda-Faser diskutiert und die Ergebnisse werden mit anderen Methoden verglichen. Die Charakterisierung der Temperatur- und Kraftkennlinien der RFBG in Abschnitt 5.4 und 5.5 haben gezeigt, dass bei etwa 500 °C die Glasübergangstemperatur der SAP liegt. Aus diesem Grund ist eine Verwendung von RFBG in der H₂-Panda-Faser als Sensor oberhalb 500 °C nicht sinnvoll, da schnelle Temperaturwechsel zu eingefrorenen Dehnungen führen können, die die Doppelbrechung der Faser und damit die Kennlinie verändern. Außerdem zeigen die Sensoren oberhalb 500 °C einen Drift aufgrund des viskoelastischen Verhaltens der Faser bei Kraftbelastung. Für Messungen oberhalb 500 °C blieben also nur sinnvolle Anwendungsfälle übrig, bei denen langsame Temperaturwechsel und schnelle Kraftwechsel auftreten, wie es z. B. bei Vibrationsmessungen der Fall ist. Allerdings kann hier die Trennung zwischen Kraft/Dehnung und Temperatur auch schon mit einem RFBG in einer SM-Faser und einer einfachen Filterung der Wellenlänge nach hoch- und niederfrequenten Änderungen erfolgen [4], sodass nicht zwingend eine PM-Faser nötig ist. Es bleibt als sinnvoller Anwendungsbereich für simultane Temperatur- und Kraftmessungen mit RFBG in der H₂-Panda-Fasern also nur Temperaturen unterhalb 500 °C. In diesem Temperaturbereich können auch schon vorgealterte Typ-I-FBG noch eine gute Stabilität besitzen [28]. Trotzdem ist die Verwendung einer H₂-beladenen Panda-Faser sinnvoll, da das Einschreiben starker FBG in unbeladene Panda-Fasern aufgrund der üblicherweise geringen Ge-Dotierung des Faserkerns schwierig ist. Auch ein Aufheizen des FBG bis 900 °C mit einer anschließenden langsamen Abkühlrate ist anzuraten, da dadurch viele der bei der Faserherstellung eingefrorenen Spannungen abgebaut werden und stabilere Spannungszustände in der Faser erreicht werden.

Die Charakterisierung der Kraftempfindlichkeit wurde nur an RFBG #1227 durchgeführt. Die Berechnung von Temperatur und Kraft aus den gemessenen Wellenlängen wird deshalb auch nur an den Daten von RFBG #1227 diskutiert. Aufgrund der Verwendung derselben Faser wären auch für die RFBG #1226, #1228 und #1229 ähnliche Ergebnisse zu erwarten. Die Frage, wie sehr die Eigenschaften der RFBG bei Verwendung von Panda-Fasern unterschiedlicher Hersteller oder Chargen variieren, kann in dieser Arbeit nicht beantwortet werden.

5.6.1 Temperaturbereich zwischen 300 °C und 500 °C

Wie in Abschnitt 5.5 gezeigt, ist die Kraftempfindlichkeit von RFBG in der H₂-Panda-Faser zwischen 300 °C und 500 °C nahezu konstant. Über diesen beschränkten Temperaturbereich kann auch die Temperatursensitivität $k_{T300-500}^i$ ($i = s, f$) bei der gegebenen Messgenauigkeit als konstant angenommen werden. Für diesen Temperaturbereich ist demnach die Verwendung einer Matrix mit konstanten Empfindlichkeiten ausreichend. Als Bezugspunkte T_0 und F_0 für die Temperaturänderung $\Delta T = T - T_0$ und die Kraftänderungen $\Delta F = F - F_0$ wird 300 °C bzw. 0 N gewählt. Die entsprechenden Bezugswellenlängen $\lambda_0^i(T = 300 \text{ °C}, F = 0 \text{ N})$ für $\Delta \lambda_B^i = \lambda_B^i - \lambda_0^i$ an diesen Punkten können dann aus den linearen Anpassungsfunktionen

$$\lambda_B^i = \lambda_0^i + k_T^i \cdot \Delta T \quad (i = s, f), \quad (5.2)$$

die an die Temperaturkennlinien im Bereich von 300 °C bis 500 °C angelegt werden, bestimmt werden (siehe Abbildung 5.18). Die entsprechenden aus den Anpassungen gewonnenen Werte sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Für die Kraftempfindlichkeiten k_F^f und k_F^s können die bereits in Abschnitt 5.5 bestimmten Werte aus Tabelle 5.2 verwendet werden. Mit diesen Werten wird gemäß Formel 2.25 die Determinante der Matrix zu $D = -5,72 \cdot 10^{-4} \frac{\text{nm}^2}{\text{N} \cdot \text{°C}}$ berechnet und damit wiederum entsprechend Formel 2.24 die invertierte Matrix

$$\begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2,41 \cdot 10^3 \frac{\text{°C}}{\text{nm}} & 2,45 \cdot 10^3 \frac{\text{°C}}{\text{nm}} \\ 25,9 \frac{\text{N}}{\text{nm}} & -25,5 \frac{\text{N}}{\text{nm}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \lambda_B^s \\ \Delta \lambda_B^f \end{bmatrix}. \quad (5.3)$$

Mit dem hier verwendeten SM125-Interrogator und dem auf die gemessenen Spektren angewendeten Anpassungsalgorithmus kann die Bragg-Wellenlänge mit einem statistischen Fehler von ca. 1 pm (einfache Standardabweichung) bestimmt werden (vgl. Abschnitt 4.1). Geht man davon aus, dass der statistische Fehler von λ_B^s und λ_B^f unabhängig voneinander ist, so können unter Berücksichtigung einer quadratischen Fehlerfortpflanzung aus der invertierten Matrix 5.3 die Formeln 5.4 und 5.5 für die statistischen Fehler $\delta \Delta T$ und $\delta \Delta F$ hergeleitet werden,

$$\delta \Delta T = \sqrt{\left(-2,41 \cdot 10^3 \frac{\text{°C}}{\text{nm}}\right)^2 + \left(2,45 \cdot 10^3 \frac{\text{°C}}{\text{nm}}\right)^2} \cdot 1 \text{ pm} = 3,5 \text{ °C} \quad (5.4)$$

$$\delta \Delta F = \sqrt{\left(25,9 \frac{\text{N}}{\text{nm}}\right)^2 + \left(-25,5 \frac{\text{N}}{\text{nm}}\right)^2} \cdot 1 \text{ pm} = 0,036 \text{ N}. \quad (5.5)$$

Diese statistischen Fehler können noch durch Mittelwertbildung und der Verwendung eines stabileren Interrogationssystems verringert werden [193]. Die Genauigkeiten der Kalibrierbauten, die zur Bestimmung der Empfindlichkeiten und der Bezugswellenlängen benutzt werden, erzeugen einen systematischen Fehler in den Matrixelementen und den Bezugs-

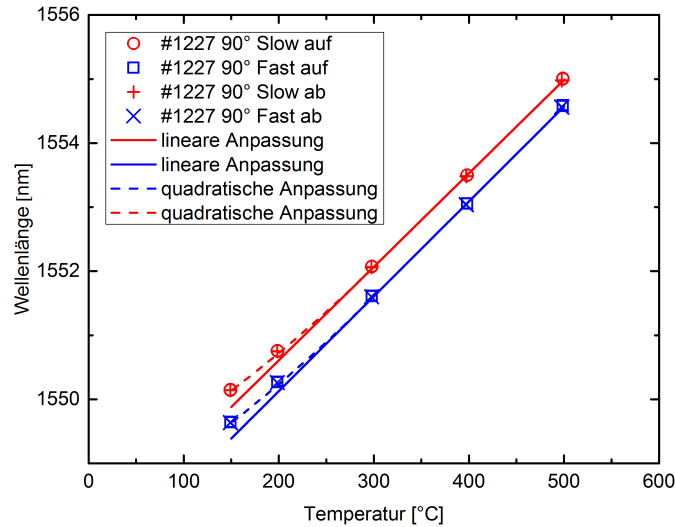


Abbildung 5.18: Bragg-Wellenlängen des RFBG #1227 zwischen 150 °C und 500 °C. Zwischen 300 °C und 500 °C können die Wellenlängenverläufe gut mit linearen Funktionen angenähert werden (durchgezogene Linien). Die Verlängerungen dieser Linien bis 150 °C zeigen aber, dass unterhalb 300 °C die tatsächlichen Wellenlängenverläufe signifikant abweichen. Zwischen 150 °C bis 300 °C ist deshalb ein zusätzlicher quadratischer Korrekturterm in den Anpassungsfunktionen nötig, um die Wellenlängenverläufe ausreichend genau zu beschreiben (gestrichelte Linien).

Tabelle 5.3: Zusammenfassung der Temperaturempfindlichkeiten.

Parameter	Wert	Einheit
Bragg-Wellenlänge bei 300 °C $\lambda_0^s(300^\circ\text{C})$	1552,038	nm
Bragg-Wellenlänge bei 300 °C $\lambda_0^f(300^\circ\text{C})$	1551,579	nm
Temperatursensitivität k_T^s	0,0146	$\frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$
Temperatursensitivität k_T^f	0,0148	$\frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$
Temperatursensitivität k_T^B	$-2,2 \cdot 10^{-7}$	$\frac{1}{^\circ\text{C}}$
quadratischer Korrekturterm $k_{T_2}^s$ unter 300 °C	$1,23 \cdot 10^{-5}$	$\frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}^2}$
quadratischer Korrekturterm $k_{T_2}^f$ unter 300 °C	$1,18 \cdot 10^{-5}$	$\frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}^2}$

wellenlängen. Der Einfluss eines systematischen Fehlers von $\pm 1 \text{ pm}$ in λ_0^s und λ_0^f kann ebenfalls mit den Formeln 5.5 und 5.4 berechnet werden und beträgt damit auch $3,5^\circ\text{C}$ und $0,036 \text{ N}$. Kleine Abweichungen in den Empfindlichkeiten k_j^i ($i = s, f; j = F, T$) können dagegen starke Abweichungen in den berechneten Temperatur- und Kraftwerten hervorrufen, vor allem weit ab von den Bezugspunkten T_0 und F_0 . Eine realistische Berechnung der systematischen Messunsicherheit durch Fehler in der Kalibrierung ist allerdings nicht möglich, da die Fehler der einzelnen Empfindlichkeiten k_j^i ($i = s, f; j = F, T$) nicht unabhängig voneinander sind, aber auch nicht zu 100% korreliert sind.

Zur Demonstration einer simultanen Temperatur- und Kraftbestimmung mit einem RFBG in der H_2 -Panda-Faser können die bei der Kraftkennlinienmessung ermittelten Wellenlängen

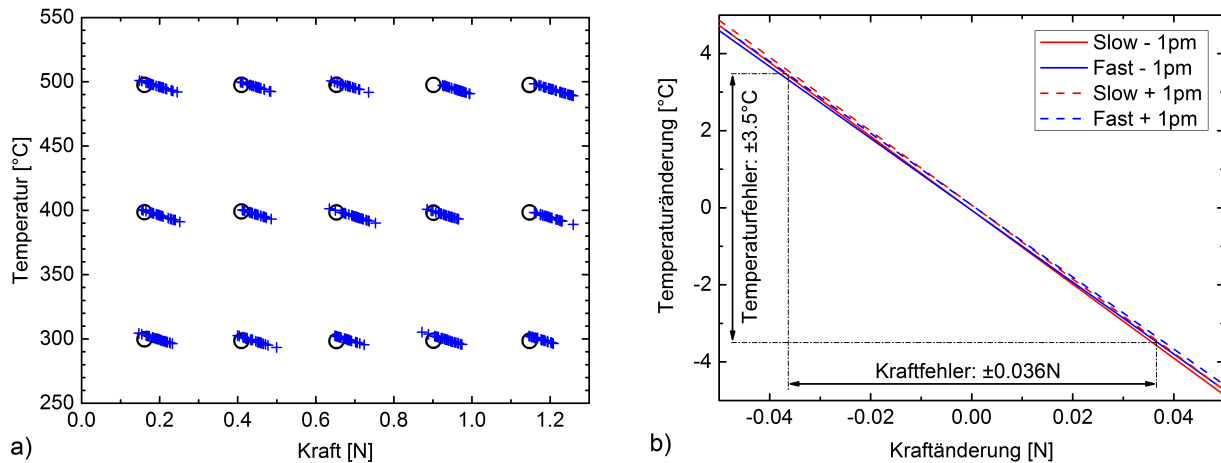


Abbildung 5.19: a) Berechnete Kraft- und Temperaturwerte (Kreuze) aus den bei der Kraftkennlinienmessung gemessenen Wellenlängen im Vergleich zu den vorgegebenen Kraft-Temperatur-Stufen (Kreise). b) Wellenlängenkenlinien der Fast- und Slow-Achse in einem ΔT - ΔF -Diagramm. Ein Fehler in $\Delta\lambda^s$ und $\Delta\lambda^f$ führt zu einer Parallelverschiebung der beiden Geraden wodurch ein Parallelogramm aufgespannt wird. Aufgrund des kleinen Unterschieds in den Empfindlichkeiten für beide Achsen entspricht das Parallelogramm fast einer diagonalen Linie.

aus Abschnitt 5.5 in Gleichung 5.3 eingesetzt werden. Die so ermittelten Kraft- und Temperaturwerte zwischen 300 °C und 500 °C sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Es ist auffällig, dass die berechneten Werte für Kraft und Temperatur immer entlang einer diagonalen Linie streuen. Dieses Phänomen ist durch den geringen Unterschied in den Empfindlichkeiten der Fast- und Slow-Achse begründet [194]. Werden die in Formel 2.23 als Matrix dargestellten Abhängigkeiten der Bragg-Wellenlängenverschiebung beider Achsen nach ΔT umgestellt, so ergeben sich die zwei Gleichungen

$$\Delta T = -\frac{k_F^s}{k_T^s} \cdot \Delta F + \frac{\Delta\lambda_B^s}{k_T^s} \quad (5.6)$$

$$\Delta T = -\frac{k_F^f}{k_T^f} \cdot \Delta F + \frac{\Delta\lambda_B^f}{k_T^f}. \quad (5.7)$$

Aus diesen Gleichungen ist ersichtlich, dass ein Fehler $\delta\lambda$ in $\Delta\lambda_B^s$ oder $\Delta\lambda_B^f$ zu einer Parallelverschiebung der jeweiligen Geraden führt. In Abbildung 5.19b sind die Geraden aus den Gleichungen 5.6 und 5.7 für die gemessenen Empfindlichkeiten des RFBG #1227 in ein ΔT - ΔF -Diagramm eingetragen. Dabei sind jeweils die Geraden für einen Fehler von $\delta\lambda = -1$ pm als durchgezogene Linien gezeichnet und für einen Fehler von $\delta\lambda = +1$ pm als gestrichelte Linien gezeichnet. Die vier gezeichneten Geraden spannen ein Parallelogramm auf, in dem, bei einer statistischen Unsicherheit der Bragg-Wellenlängenbestimmung mit den hypothetischen Maximalfehlergrenzen -1 pm und $+1$ pm, alle berechneten Temperatur- und Kraftwerte streuen. Aufgrund des kleinen Unterschieds in den Empfindlichkeiten für beide Achsen ist das Parallelogramm in dem die Werte streuen sehr in die Länge gezogen und diagonal orientiert, weshalb die berechneten Kraft- und Temperaturwerte in Abbildung 5.19a entlang einer

Diagonalen zu streuen scheinen. Die statistische Streubreite der Werte in Abbildung 5.19a von ca. $\pm 2,5^\circ\text{C}$ und ca. $\pm 0,03\text{ N}$ (einfache Standardabweichung) passt dabei gut zu den abgeschätzten Unsicherheiten in Gleichung 5.4 und 5.5. Neben der Streuung der berechneten Werte ist in Abbildung 5.19a auch noch eine leichte systematische Abweichung zu den vorgegebenen Werten feststellbar, die durch die systematischen Fehler in der Kalibrierung verursacht wird. Dieser systematische Fehler kann bei jeder der vorgegebenen Temperatur-Kraft-Stufen aus der Abweichung des Mittelwerts der berechneten Werte zu den vorgegebenen Werten abgeschätzt werden. Die maximale Abweichung beträgt hier $4,2^\circ\text{C}$ und $0,066\text{ N}$, bei 500°C , und könnte noch durch eine genauere Kalibrierung gesenkt werden.

5.6.2 Temperaturbereich unter 300°C

Wird die Berechnung von Kraft und Temperatur auch für die Messwerte unterhalb 300°C mit der Matrix 5.3 mit konstanten Empfindlichkeiten durchgeführt, so ergeben sich die in Abbildung 5.20a dargestellten Werte. Hier ist mit zunehmender Entfernung zu den Bezugspunkten bei 300°C eine zunehmende Abweichung der berechneten Werte (Kreuze) von den vorgegebenen Werten (Kreise) zu erkennen. Grund ist die in diesem Temperaturbereich festgestellte Nichtlinearität der Temperaturkennlinie (vgl. Abbildung 5.18) und die Temperaturabhängigkeit der Kraftempfindlichkeit (Cross-Sensitivity) (vgl. Abbildung 5.17). Die Cross-Sensitivity-Korrekturterme k_{TF}^i ($i = s, f$) können aus Tabelle 5.2 entnommen werden. Die Nichtlinearität der Temperaturkennlinie kann z. B. durch einen zusätzlichen quadratischen Korrekturterm $k_{T^2}^i$ ($i = s, f$) zu den zwischen 300°C und 500°C angepassten Geraden berücksichtigt werden.

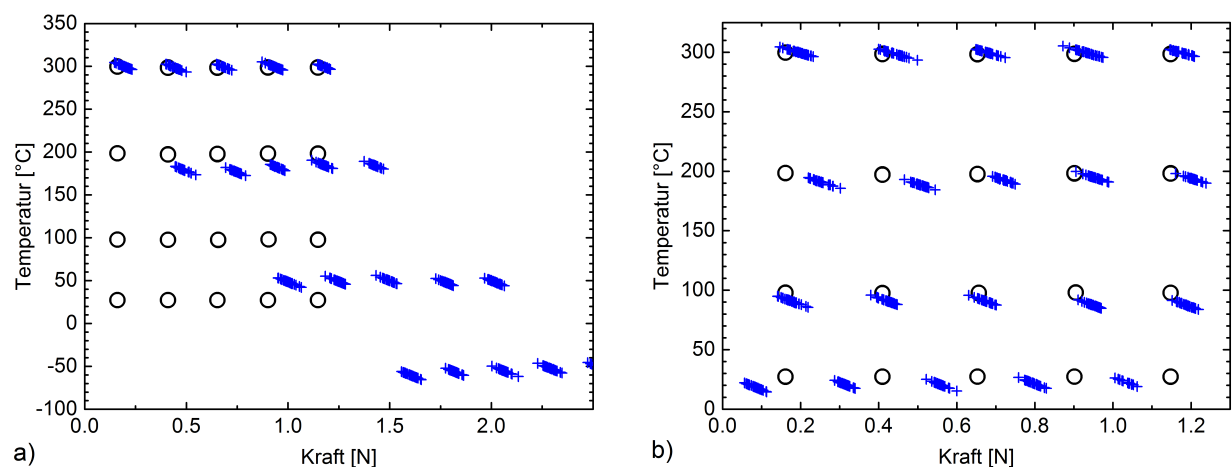


Abbildung 5.20: Berechnete Kraft- und Temperaturwerte (Kreuze) aus den bei der Kraftkennlinienmessung gemessenen Wellenlängen unterhalb 300°C im Vergleich zu den vorgegebenen Kraft- und Temperaturstufen (Kreise). a) Bei der Berechnung mit der einfachen linearen Matrix sind signifikante Abweichungen aufgrund der Nichtlinearität der Temperaturkennlinie und der Cross-Sensitivity zu erkennen. b) Wird die Berechnung mit der iterativen Methode durchgeführt, welche Nichtlinearität und Cross-Sensitivity berücksichtigt, sind die Abweichungen kleiner.

Um diese Korrekturterme zu bestimmen, wurden die Funktionen 5.8 und 5.9,

$$\lambda_B^s = 1552,038 \text{ nm} + 0,0146 \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}} \cdot \Delta T + k_{T^2}^s \cdot \Delta T^2 \quad (5.8)$$

$$\lambda_B^f = 1551,579 \text{ nm} + 0,0148 \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}} \cdot \Delta T + k_{T^2}^f \cdot \Delta T^2, \quad (5.9)$$

an die Temperaturkalibrierwerte zwischen 150 °C und 300 °C angepasst. Die entsprechenden Funktionsverläufe sind in Abbildung 5.18 als gestrichelte Linien dargestellt. Dadurch wird ein stetiger Übergang in den Temperaturkennlinien bei 300 °C gewährleistet, der sonst zu einem systematischen Berechnungsfehler führen könnte. Die ermittelten Werte für $k_{T^2}^s$ und $k_{T^2}^f$ sind in Tabelle 5.3 zu finden. Nach der anfänglichen Berechnung der Kraft- und Temperaturwerte mit Matrix 5.3 können die Matrixelemente für Temperaturen unter 300 °C mit Hilfe ihrer Temperaturabhängigkeiten $k_T^i(\Delta T) = k_T^i + k_{T^2}^i \cdot \Delta T$ und $k_F^i(\Delta T) = k_F^i + k_{TF}^i \cdot \Delta T$ ($i = s, f$) und der in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Methode iterativ angepasst werden. Damit ergeben sich die in Abbildung 5.20b dargestellten Temperatur- und Kraftwerte. Durch die iterative Methode verbessert sich die Berechnung von Temperatur und Kraft signifikant. Selbst bei Raumtemperatur weichen die Mittelwerte der berechneten Werte nur um maximal 10,7 °C und 0,11 N von den vorgegebenen Werten ab, obwohl die Temperaturkalibrierung erst oberhalb von 150 °C erfolgte und damit dieser Bereich eigentlich nicht mehr von der Kalibrierung mit abgedeckt wird. Auch hier könnte durch eine noch präzisere Kalibrierung die Genauigkeit nochmals gesteigert werden. Die statistische Streubreite der berechneten Werte verändert sich durch die iterative Methode kaum, da die Empfindlichkeiten hierbei nur leicht korrigiert werden. Dadurch wird gezeigt, dass sich durch die Berücksichtigung der Nichtlinearität der Temperaturkennlinie und der Cross-Sensitivity der Messbereich der RFBG-Sensoren in der Panda-Faser auch auf einen größeren Messbereich erweitern lässt.

Die meisten der in der Einleitung bereits erwähnten FBG-Messprinzipien zur simultanen Bestimmung der Temperatur und Zugbelastung an der Faser wurden bisher nur im Bereich um Raumtemperaturen erprobt. Der Nachweis einer simultanen Kraft-/Dehnungs- und Temperaturmessung oberhalb von 200 °C konnte, neben den hier betrachteten RFBG in der H₂-Panda-Faser, bislang nur mit einem Tandem aus zwei RFBG bei 1300 nm und 1550 nm [37] und einer Kombination aus einem RFBG mit einer Fabri-Pérot-Kavität [38,39] gezeigt werden. Da bei dem Tandem von Yang et al. [37] und dem RFBG in der H₂-Panda-Faser beide Male zwei Bragg-Wellenlängen für die simultanen Bestimmung von Kraft-/Dehnungs- und Temperatur verwendet werden, können diese beiden Techniken direkt in ihrer Genauigkeit verglichen werden. Dies ist möglich, da für beide Messprinzipien die selbe Unsicherheit in der Wellenlängenbestimmung angenommen werden kann und die von Yang et al. angegebenen Dehnungsempfindlichkeiten aufgrund des Zusammenhangs $k_F = \frac{k_\varepsilon}{E \cdot A}$ in Kraftempfindlichkeiten umgerechnet werden können. So wurde auch für dieses Messprinzip die Temperatur-Kraft-Matrix aufgestellt, invertiert und analog zu den Formeln 5.4 und 5.5 die statistischen

Fehler in Kraft und Temperatur pro Wellenlängenfehler berechnet. Für das RFBG-Tandem von Yang et al. ergeben sich so Wellenlängenfehlerempfindlichkeiten von $\delta\Delta T = 0,92 \frac{^\circ\text{C}}{\text{pm}}$ und $\delta\Delta F = 0,016 \frac{\text{N}}{\text{pm}}$. Für die hier untersuchten RFBG in der H₂-Panda-Faser sind die Wellenlängenfehlerempfindlichkeiten mit $\delta\Delta T = 3,5 \frac{^\circ\text{C}}{\text{pm}}$ und $\delta\Delta F = 0,036 \frac{\text{N}}{\text{pm}}$ zwar etwas größer und es muss eine teurere Panda-Faser verwendet werden, dafür muss aber nur in **einem** Spektralbereich gemessen werden und es muss auch nur **ein** Seed-Grating eingeschrieben werden. Ein Vergleich mit dem faseroptischen Messprinzip in [38, 39], das nicht ausschließlich auf FBG-Signalen beruht, ist dagegen schwierig, da hier andere Messgrößen verwendet werden. Es kann deshalb keine für beide Messprinzipien vergleichbare Unsicherheit der Messgrößen angegeben werden, womit der Vergleich nicht unabhängig vom Interrogationssystem oder dem Auswertalgorithmus wäre. Jin et al. haben dennoch versucht verschiedene faseroptische Messtechniken miteinander zu vergleichen und stellen fest, dass oft nicht nur die Messgenauigkeit entscheidend ist, sondern auch die Komplexität des Systems und deren WDM-Fähigkeit, die z. B. bei Verwendung von Fabri-Pérot-Kavitäten schlechter ist [195].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Seit ca. 20 Jahren wird die Entstehung von RFBG in den verschiedensten Fasertypen untersucht. Dabei konnte bis heute keine umfassende Erklärung für alle in diesem Zusammenhang beobachteten Phänomene gefunden werden. Die vielen Untersuchungen zeigen, dass es eine Vielzahl an Einflussfaktoren auf die Regeneration von FBG gibt, wobei bei weitem noch nicht alle Abhängigkeiten aufgeklärt sind. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit zunächst Untersuchungen zum Regenerieren in nichtdoppelbrechenden SM-Fasern durchgeführt, die weitere Erkenntnisse zum Regenerationsprozess gebracht haben. So konnte gezeigt werden, dass die Regenerationseffizienz (Verhältnis von $\Delta n_{AC,eff}$ des RFBG zu $\Delta n_{AC,eff}$ des Seed-Gratings) nicht vom Ge-Gehalt im Kern der verwendeten Faser abhängt [185]. Damit verbleiben als Haupteinflussfaktoren auf die Stärke des RFBG die Stärke des Seed-Gratings und die verwendete Maximaltemperatur bei der Regeneration. Der Temperaturbereich in dem das RFBG regenerieren kann wird dagegen stark vom Ge-Gehalt beeinflusst, was einen Zusammenhang zwischen der Regeneration und der Glasübergangstemperatur des Faserkerns nahelegt. Die Experimente mit der Ge-P-F-dotierten GF1B-Faser haben gezeigt, dass sogar ein zweifaches Regenerieren des FBG in verschiedenen Temperaturbereichen möglich ist [153, 155]. Dieses erstaunliche Verhalten der FBG in dieser Faser könnte sowohl durch die Anwesenheit von Fluor im Faserkern, als auch durch den Ge-P-F-dotierten inneren Mantel begründet sein. Sowohl das 1. Regenerieren als auch das 2. Regenerieren der FBG werden dabei durch die Beladung der Faser mit Wasserstoff ausgelöst. Im Vergleich zu den RFBG nach der 2. Regeneration und den RFBG in anderen Fasertypen erreichen die RFBG nach der 1. Regeneration eine höhere Gitterstärke. Eine technische Nutzung der RFBG nach der 1. Regeneration erscheint aber dennoch als nicht sinnvoll, da diese Gitter einen sehr hohen Wellenlängendrift aufweisen. Die Frage, welche Rolle die H_2 -Beladung der Faser für die Regeneration spielt, konnte durch die Regenerationsexperimente mit ausdiffundierten Fasern weiter aufgeklärt werden [108]. Die Tatsache, dass sich bei allen drei untersuchten Fasertypen die FBG in ausdiffundierten Fasern immer identisch zu denen in unbeladenen Fasern

verhalten, zeigt, dass es durch die bloße Ein- und Ausdiffusion von Wasserstoff nicht zu einer signifikanten Veränderung der Faser kommt, die ein Regenerieren auslösen kann. In den meisten Fasern kann nur die Anwesenheit von Wasserstoff beim oder nach dem Einschreiben des FBG ein Regenerieren auslösen. Eine Ausnahme bilden hier allerdings z. B. die Typ-IIA-FBG in der hoch Ge-dotierten PR-Faser, die auch ohne Wasserstoffbeladung regenerieren können. Der in dieser Arbeit gezeigte Vergleich des Regenerierens von FBG in dieser Faser mit und ohne Wasserstoff zeigt sowohl Gemeinsamkeiten, als auch Unterschiede in der Regeneration der FBG. So regenerieren die Typ-IIA-FBG zwar bei der selben Temperatur wie die FBG in der H₂-beladenen Faser, sie erreichen aber höhere Reflektivitäten und zerfallen schneller wieder mit steigender Temperatur. Es bleibt also fraglich, inwieweit das Regenerieren von FBG in der H₂-beladenen PR-Faser und von Typ-IIA-FBG in der unbeladenen PR-Faser denselben Ursprung hat. Mit den durchgeführten Messungen wurden wichtige Beiträge zum weiteren Verständnis des Regenerationsverhaltens von FBG geleistet, die finale Aufklärung der physikalischen Ursachen des Phänomens steht aber noch aus.

Mit Hilfe von RFBG in einer H₂-beladenen SMF28-Faser wurden Einzelpunkt-Temperatur-sensoren aufgebaut, die sich für einen industriellen Einsatz bis 800 °C eignen. Die Charakterisierung der RFBG ergab eine stabile Wellenlängen-Temperatur-Kennlinie ohne Hysterese [154]. Wie bereits für Typ-I-FBG bekannt, zeigen auch RFBG eine Nichtlinearität in dieser Kennlinie die eine zunehmende Empfindlichkeit mit der Temperatur bedeutet und im untersuchten Temperaturbereich gut mit einem Polynom 3. Ordnung beschrieben werden kann. Es hat sich ebenfalls gezeigt, dass RFBG ein sehr charakteristisches Driftverhalten bei 800 °C besitzen, wobei die Wellenlänge zunächst negativ driftet, nach ca. 30 h aber plötzlich in einen positiven Drift von etwa $+0,6 \frac{\text{pm}}{\text{h}}$ wechselt. Dieser Drift entspricht einem steigenden Temperaturfehler des Sensors von $+0,04 \frac{\text{K}}{\text{h}}$ bei 800°C und ist damit gering genug, dass RFBG-Sensoren in SMF28-Fasern auch über viele Stunden bei hohen Temperaturen verwendet werden können ohne zu sehr an Genauigkeit zu verlieren. Damit sind RFBG in niedrig dotierten Fasern trotz ihres messbaren Driftverhaltens als Temperatursensoren geeignet.

Um neben der Temperatur noch simultan die an der Faser wirkende Kraft messen zu können, können FBG in spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, inwieweit dies auch bei hohen Temperaturen mit RFBG in einer PM-Faser vom Typ Panda möglich ist [157]. Durch die verwendete polarisationsaufgelöste Messtechnik konnten dabei die FBG in der Fast- und Slow-Achse separat gemessen werden und somit die Gitterstärke und die Doppelbrechung der Faser auch bei hohen Temperaturen noch bestimmt werden. Beim Einschreiben der Seed-Gratings konnte beobachtet werden, dass sich die Doppelbrechung der Faser bei einer Belichtung senkrecht zur Slow-Achse verringert. Dies kann durch die Tatsache erklärt werden, dass vor allem beim Einschreiben in H₂-beladenen Fasern die UV-Strahlung vermehrt Atombindungen aufbricht, die unter Spannung stehen und dabei die Spannung im Glas abgebaut wird. Da die für die Doppelbrechung

verantwortliche starke Zugspannung durch die SAP entlang der Slow-Achse wirkt, kann entlang dieser Achse mehr Spannung abgebaut werden. Dieser Effekt ist aber nur zu beobachten, wenn die Polarisation des UV-Lichts parallel zur Bindungsachse orientiert ist, was nur bei einer Belichtung senkrecht zur Slow-Achse der Fall ist.

Bei der Regeneration zeigten die FBG in der H₂-beladenen Panda-Faser eine Regenerationstemperatur von 900 °C, was vergleichbar ist zu nichtdoppelbrechenden Fasern mit ähnlichem Ge-Gehalt im Kern. Die Regenerationseffizienz lag zwischen 13% bis 18% und war damit ebenfalls identisch zu der in nichtdoppelbrechenden Fasern bei Verwendung des gleichen Temperaturprofils. Die Doppelbrechung der Panda-Faser zeigte bei der Regeneration eine starke Hysterese und Nichtlinearität mit der Temperatur. Ein solches Verhalten wurde auch schon beim Aufheizen von anderen spannungsdoppelbrechenden PM-Fasern beobachtet [55], wurde hier aber zum ersten Mal mit Hilfe von FBG gemessen. Die Nichtlinearität ist durch die Veränderung des Ausdehnungskoeffizienten und der mechanischen Eigenschaften beim Übergang der Glasübergangstemperatur der SAP bedingt. Die Hysterese dagegen wird durch den Abbau der bei der Faserherstellung eingefrorenen Spannung, Dehnung und Viskoelastizität in den SAP ausgelöst. Nach dem Temperaturzyklus zur Herstellung des RFBG zeigte die Faser eine etwa verdoppelte Doppelbrechung. Aufgrund der ähnlichen Materialzusammensetzungen und Herstellungsbedingungen der Fasern muss eine dementsprechend starke Veränderung der Doppelbrechung beim ersten Aufheizen auch für andere spannungsdoppelbrechende Fasertypen erwartet werden. Bei der anschließenden Messung der Temperaturkennlinie trat diese Hysterese nicht mehr auf, da hier sowohl eine niedrige Aufheizrate als auch Abkühlrate verwendet wurde und dadurch keine neuen Spannungen eingefroren wurden. Allerdings zeigte der Verlauf der Doppelbrechung mit der Temperatur wieder eindeutig eine Nichtlinearität bei der Glasübergangstemperatur der SAP bei etwa 500 °C.

Auch die RFBG in der Panda-Faser wurden identisch zu den RFBG in der SMF28-Faser auf ihr Driftverhalten bei 800 °C hin untersucht und zeigten ebenso den charakteristischen abrupten Wechsel nach einigen Stunden von einem anfänglich negativen Drift zu einem positiven Drift. Da 800 °C bereits weit über der Glastemperatur der SAP liegt zeigte sich ebenso ein Abbau des Spannungszustands in der Faser und damit eine Verringerung der Doppelbrechung mit der Zeit. Auch die anschließend aufgenommenen Kraftkennlinien zeigten, dass sich oberhalb von 500 °C der Spannungszustand in der Faser verändert und viskoelastisches Verhalten auftritt. Trotz der guten Stabilität der RFBG bis 800 °C zeigt das, dass ein Einsatz von RFBG in Panda-Fasern zur simultanen Temperatur- und Kraftmessung aufgrund der Glasübergangstemperatur der SAP nur bis ca. 500 °C sinnvoll ist. Auch bei anderen spannungsdoppelbrechenden Fasertypen wie Bow-Tie oder Tiger besitzen die SAP-Bereiche eine ähnlich starke B-Dotierung, weshalb auch hier die Glasübergangstemperatur der SAP bei etwa 500 °C liegt [55]. Damit ist auch für RFBG-Sensoren in solchen Fasern eine Temperaturbeschränkung auf unter 500 °C zu erwarten. Für strukturdoppelbrechende Fasern gilt diese

Beschränkung zwar nicht, da sie keine hoch B-dotierten SAP aufweisen, allerdings zeigt ihre Doppelbrechung dadurch auch keine Änderung mit der Temperatur oder Kraft, wodurch sie sich auch schlechter für eine simultane Messung von Kraft und Temperatur eignen [19].

Die Charakterisierung der Temperatur- und Kraftkennlinien der RFBG in der untersuchten Panda-Faser zeigte, dass zwischen 300 °C und 500 °C die Bragg-Wellenlängen konstante Empfindlichkeiten bezüglich Temperatur- und der Kraftänderungen haben. Dadurch kann in diesem Temperaturbereich die standardmäßig verwendete Matrix-Inversion verwendet werden, um aus den gemessenen Wellenlängen die am FBG vorherrschende Temperatur und Kraft zu bestimmen. In dem gezeigten Messbeispiel konnten damit systematische Abweichungen durch Kalibrierfehler von maximal 4,2 °C und 0,066 N eingehalten werden. Unterhalb von 300 °C ist die Kraftempfindlichkeit nicht mehr konstant, sondern steigt mit sinkender Temperatur. Dies liegt an der für niedrige Temperaturen bekannten Zunahme des E-Moduls von Kieselglas mit der Temperatur. Ebenso zeigt die Temperaturkennlinie unterhalb 300 °C eine ausgeprägte Nichtlinearität. Um also zwischen Raumtemperatur und 300 °C Kraft und Temperatur mit einem FBG in der Panda-Faser genau bestimmen zu können, müssen beide Effekte berücksichtigt werden. Dies ist z. B. mit der iterativen Matrixmethode möglich, mit der für einen Messbereich von Raumtemperatur bis 300 °C eine simultanen Bestimmung von Kraft- und Temperatur mit maximalen systematischen Abweichungen von 10,7 °C und 0,11 N gezeigt wurden. Die statistische Unsicherheit der verwendeten FBG-Messtechnik betrug ca. 1 pm (einfache Standardabweichung). Damit ließen sich Temperatur und Kraft mit etwa 3,5 °C und 0,04 N statistischer Unsicherheit bestimmen. Diese Unsicherheit lässt sich aber leicht durch die Verwendung von FBG-Messtechniken mit höherer Wiederholbarkeit in der Wellenlängenbestimmung senken [193]. Die größere Unsicherheit in der Bestimmung von Temperatur und Kraft, die aus den Unsicherheiten bei der Bestimmung der Empfindlichkeiten stammte, könnte ebenfalls noch durch die Verwendung von präziseren Kalibrierbauten verringert werden. Neben den hier untersuchten RFBG in einer Panda-Faser konnte eine FBG-basierte simultane Temperatur und Zugbelastungsmessung bis 500 °C bislang auch nur mit einem Tandem aus zwei RFBG bei 1300 nm und 1550 nm [37] und einer Kombination aus einem RFBG mit einer Fabri-Pérot-Kavität [38, 39] gezeigt werden. Ein Vergleich mit Techniken zeigt, dass diese zwar oft größere Unterschiede in den Empfindlichkeiten zeigen und damit weniger empfindlich auf Kalibrier- und Messfehler sind, dafür aber andere Schwachstellen, wie weit auseinanderliegende Wellenlängenbereiche oder schlechtere Multiplexing-Eigenschaften haben.

Damit der Unterschied in den Kraft- und Temperaturempfindlichkeiten der Polarisationsachsen einer PM-Faser möglichst groß ist, muss die Doppelbrechungsänderung der Faser möglichst hoch sein. Dies ist z. B. durch eine stärkere B-Dotierung der SAP möglich. Dadurch verringert sich aber auch die Glasübergangstemperatur der SAP und damit der Anwendungsbereich der Faser. Ein anderer Ansatz wäre die Verwendung von Hybridfasern [196].

So könnten Fasern hergestellt werden, die eine niedrige Ge-Kerndotierung besitzen und deren SAP aus einem Metall bestehen, dessen Schmelzpunkt oberhalb $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ liegt. Metalle unterscheiden sich in ihren mechanischen Eigenschaften und im Ausdehnungskoeffizient massiv vom Kieselglasmantel, was stark unterschiedliche Empfindlichkeiten beider Polarisationsachsen auf Kraft und Temperatur bewirken sollte. Die maximale Anwendungstemperatur des Sensors wäre dann nicht mehr durch den Glasübergang der SAP beschränkt, sondern durch den Glasübergang des Kerns, der bei geringer Ge-Dotierung etwa bei $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ liegt. Um auch die Glasübergangstemperatur des Kerns noch zu erhöhen, gibt es die Möglichkeit z. B. Zr-dotiertes Glas zu verwenden. Dadurch steigt auch die Stabilität der Reflektivität des RFBG bei hohen Temperaturen [31]. Neben der bereits gut untersuchten Stabilität der Gitterstärke gilt es aber auch die Stabilität der Wellenlänge zu beachten. Wie gezeigt, besitzen RFBG auch unterhalb der Regenerationstemperatur trotz stabiler Gitterstärke einen messbaren Drift, der für längere Messungen über mehrere Tage signifikant werden kann. Es gibt zwar Hinweise, dass sich der Drift durch eine Voralterung des RFBG bei hoher Temperatur verringern lässt, zur Abhängigkeit des Drifts von der Temperatur oder der Faserzusammensetzung sind bislang aber noch sehr wenig Erkenntnisse vorhanden. Zukünftige Untersuchungen an RFBG werden sich also auch mit dieser Thematik beschäftigen müssen.

Literaturverzeichnis

- [1] WILLSCH, Michael; BOSSELMANN, Thomas; VILLNOW, Michael; ECKE, Wolfgang: Fiber Optical Sensor Trends in the Energy Field. In: *Proceedings of SPIE* 8421 (2012), S. 84210R–4. DOI 10.1117/12.2007513
- [2] POLZ, Leonhard; ZEISBERGER, Andreas; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Total Temperature Measurement of Fast Air Streams With Fiber-Optic Bragg Grating Sensors. In: *IEEE Sensors Journal* 16 (2016), Nr. 17, S. 6596–6603. DOI 10.1109/jsen.2016.2586586
- [3] WILLSCH, M.; BOSSELMANN, T.; FLOHR, P.; KULL, R.; ECKE, W.; LATKA, I.; FISCHER, D.; THIEL, T.: Design of Fiber Optical High Temperature Sensors for Gas Turbine Monitoring. In: *Proceedings of SPIE* 7503 (2009), S. 75037R–4. DOI 10.1117/12.835875
- [4] XIA, Hua; BYRD, Doug; DEKATE, Sachin; LEE, Boon: High-Density Fiber Optical Sensor and Instrumentation for Gas Turbine Operation Condition Monitoring. In: *Journal of Sensors* (2013), Nr. 1, S. 1–10. DOI 10.1155/2013/206738
- [5] BORCHERS, Wolfgang: *Temperaturverlauf in 3D: Messung im Prozess mit Hilfe von Reflexionsspektren an Faser-Bragg-Gittern.* Version:13. Mai 2005. http://www.industrie.de/industrie/live/index2.php?menu=1&submenu=3&object_id=30417501
- [6] Bayer Technology Service GmbH, Leverkusen, DE (Anmelder); BORCHERS, Wolfgang; LAUE, Stephan (Erfinder). *Temperaturprofilmessung in Reaktoren mit Faser-Bragg-Gittern.* 2006 (DE102004031324 A1). S. 12.
- [7] DOSKY, Stefan von; ENS, Wolfgang; GRIEB, Herbert; HILSENDEGEN, Markus; SCHORB, Herbert: Optical Fiber Temperature Measurement for Process Industry. In: *AMA Conferences*, 2013, S. 578–582. DOI 10.5162/sensor2013/D6.3
- [8] HEIBERG, G.; SKAAR, J.; FOKINE, M.; ARNBERG, L.: A new method for temperature measurement in solidifying aluminum alloys by use of optical fiber Bragg grating sensors. In: *Transactions of American Foundry Society* 110 (2002), Nr. 2-117, S. 383–392

- [9] WERANECK, Klaus; HEILMEIER, Florian; LINDNER, Markus; GRAF, Moritz; JAKOBI, Martin; VOLK, Wolfram; ROTH, Johannes; KOCH, Alexander W.: Strain Measurement in Aluminium Alloy during the Solidification Process Using Embedded Fibre Bragg Gratings. In: *Sensors* 16 (2016), Nr. 11, S. 1853. DOI doi: 10.3390/s16111853
- [10] BOSSELMANN, Thomas; WILLSCH, Michael; ECKE, Wolfgang; PETERS, Kara J.; MEYENDORF, Norbert G.: The rising demand for energy: a potential for optical fiber sensors in the monitoring sector. In: *Proceedings of SPIE* 6933 (2008), S. 69330G–8. DOI 10.1117/12.780718
- [11] WILLSCH, Reinhardt; ECKE, Wolfgang; BOSSELMANN, Thomas; WILLSCH, Michael; LINDNER, Eric; BARTELT, Hartmut: Advanced spectral fiber optic sensor systems and their application in energy facility monitoring. In: *Proceedings of SPIE* 8028 (2011), S. 80280A–11. DOI 10.1117/12.887308
- [12] YABLON, Andrew D.: *Optical fiber fusion splicing*. Berlin; Heidelberg : Springer, 2005 (Springer series in optical sciences). S. 306. ISBN 3–540–23104–8
- [13] TESCHNER, Roman: *Glasfasern*. Berlin; Heidelberg : Springer, 2013 S. 212. ISBN 978–3–642–38328–1
- [14] KASHYAP, Raman: *Fiber Bragg gratings*. 2. Ed. London : Academic, 2010 (Optics and photonics). S. 614. ISBN 978–0–12–372579–0
- [15] DAKIN, John P.; CULSHAW, Brian: *Vol. 4: Applications, Analysis, and Future Trends*. Norwood, MA, USA : Artech House, 1997 (Optical fiber sensors). S. 478. ISBN 0–89006–940–9
- [16] MINNEMAN, M. P.; HOOVER, E.; BOSCHERT, P.; ENSHER, J.; CRAWFORD, M.; DERRICKSON, D.; KERSEY, A. D.: Very high sensor-density multiplexing using a wavelength-to-time domain reflectometry approach based on a rapidly swept akinetic laser. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 96342B–4. DOI 10.1117/12.2205455
- [17] VILLNOW, M.; KAISER, J.; BOSSELMANN, T.: Comparison of spatially extended fiber-optic temperature measurement systems for energy applications. In: *AMA Conferences*. Nürnberg, 2013, S. 564–571 DOI 10.5162/sensor2013/D6.1
- [18] JAMES, S. W.; DOCKNEY, M. L.; TATAM, R. P.: Simultaneous independent temperature and strain measurement using in-fibre Bragg grating sensors. In: *Electronics Letters* 32 (1996), Nr. 12, S. 1133–1134. DOI 10.1049/el:19960732
- [19] FRAZAO, O.; CARVALHO, J. P.; FERREIRA, L. A.; ARAÚJO, F. M.; SANTOS, J. L.: Discrimination of strain and temperature using Bragg gratings in microstructured and standard optical fibres. In: *Measurement Science and Technology* 16 (2005), Nr. 10, S. 2109. DOI 10.1088/0957–0233/16/10/028

-
- [20] XU, Ming G.; ARCHAMBAULT, Jean-Luc; REEKIE, Laurence; DAKIN, John P.: Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors. In: *Electronics Letters* 30 (1994), Nr. 13, S. 1085–1087. DOI 10.1049/el:19940746
- [21] BRADY, G. P.; KALLI, K.; WEBB, D. J.; JACKSON, D. A.; REEKIE, L.; ARCHAMBAULT, J. L.: Simultaneous measurement of strain and temperature using the first and second-order diffraction wavelengths of Bragg gratings. In: *IEE Proceedings-Optoelectronics* 144 (1997), Nr. 3, S. 156–161. DOI 10.1049/ip-opt:19971373
- [22] CANNING, John: Fibre gratings and devices for sensors and lasers. In: *Laser and Photonics Review* 2 (2008), Nr. 4, S. 275–289. DOI 10.1002/lpor.200810010
- [23] SHU, Xuewen; ZHAO, Donghui; ZHANG, Lin; BENNION, Ian: Use of dual-grating sensors formed by different types of fiber Bragg gratings for simultaneous temperature and strain measurements. In: *Applied Optics* 43 (2004), Nr. 10, S. 2006–2012. DOI 10.1364/AO.43.002006
- [24] FERREIRA, Luis A.; ARAU, Francisco M.; FARAH, Faramarz: Simultaneous measurement of strain and temperature using interferometrically interrogated fiber Bragg grating sensors. In: *Optical Engineering* 39 (2000), Nr. 8, S. 2226–2234. DOI 10.1117/1.1305493
- [25] SUDO, M.; NAKAI, M.; HIMENO, K.; SUZAKI, S.; WADA, A.; YAMAUCHI, R.: Simultaneous measurement of temperature and strain using PANDA fiber grating. In: *12th international Conference on Optical Fiber Sensors*. Williamsburg, VA : Optical Society of America, 1997, S. 170–173 (OWC7). DOI 10.1364/OFS.1997.OWC7
- [26] CHEN, Guanghui; LIU, Liying; JIA, Hongzhi; YU, Jimin; XU, Lei; WANG, Wencheng: Simultaneous Strain and Temperature Measurements With Fiber Bragg Grating Written in Novel Hi-Bi Optical Fiber. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 16 (2004), Nr. 1, S. 221–223. DOI 10.1109/LPT.2003.820117
- [27] BAKER, S. R.; ROURKE, H. N.; BAKER, V.; GOODCHILD, D.: Thermal decay of fiber Bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber. In: *Journal of Lightwave Technology* 15 (1997), Nr. 8, S. 1470–1477. DOI 10.1109/50.618379
- [28] BUSBOOM, Axel; XIA, Hua; LEE, Boon K.; KOSTE, Glen P.: Drift in high-temperature FBG sensors. In: *Proceedings of SPIE* 7653 (2010), S. 7653C–5. DOI 10.1117/12.864206
- [29] ERDOGAN, T.; MIZRAHI, V.; LEMAIRE, P. J.; MONROE, D.: Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings. In: *Journal of Applied Physics* 76 (1994), Nr. 1, S. 73–80. DOI 10.1063/1.357062

- [30] CANNING, J.; STEVENSON, M.; COOK, K.; ASLUND, M.; ECKE, W.; WILLSCH, R.; BARTELT, H.; KALINOWSKI, H. J.; GRABARSKI, L.; OLIVEIRA, V.; MARTELLI, C.; BRAGA, A.; GROOTHOFF, N.; PENG, G-D.: Optical fibre Bragg gratings for high temperature sensing. In: *Proceedings of SPIE* 7503 (2009), S. 75032N–4. DOI 10.1117/12.834470
- [31] YANG, H. Z.; QIAO, X. G.; DAS, S.; PAUL, M. C.: Thermal regenerated grating operation at temperatures up to 1400 degrees C using new class of multimaterial glass-based photosensitive fiber. In: *Optics Letters* 39 (2014), Nr. 22, S. 6438–6441. DOI 10.1364/OL.39.006438
- [32] LAFFONT, Guillaume; COTILLARD, Romain; FERDINAND, Pierre: Multiplexed regenerated Fiber Bragg Gratings for high temperature measurement. In: *Proceedings of SPIE* 8421 (2012), S. 842123–4. DOI 10.1117/12.970624
- [33] LINDNER, Eric; CHOJETZKI, Christoph; BRÜCKNER, Sven; BECKER, Martin; ROTHHARDT, Manfred; VLEKKEN, Johan; BARTELT, Hartmut: Arrays of Regenerated Fiber Bragg Gratings in Non-Hydrogen-Loaded Photosensitive Fibers for High-Temperature Sensor Networks. In: *Sensors* 9 (2009), Nr. 10, S. 8377–8381. DOI 10.3390/s91008377
- [34] LI, Guo-Yu; GUAN, Bai-Ou: The strain response of chemical composition gratings at high temperatures. In: *Measurement Science and Technology* 20 (2009), Nr. 2, S. 025204–4. DOI 10.1088/0957-0233/20/2/025204
- [35] WANG, Tao; SHAO, Li-Yang; CANNING, John; COOK, Kevin: Temperature and strain characterization of regenerated gratings. In: *Optics Letters* 38 (2013), Nr. 3, S. 247–249. DOI 10.1364/OL.38.000247
- [36] FOKINE, Michael; SAHLGREN, Bengt E.; STUBBE, Raoul: A Novel Approach to Fabricate High-Temperature Resistant Fiber Bragg Gratings. In: *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides (BGPP)*. Washington, DC : Optical Society of America, 1997, S. 58–60 (BSuD5)
- [37] YANG, Hang Z.; QIAO, Xue G.; WANG, Yu P.; ALI, Muhammad M.; LAI, Man-Hong; LIM, Kok-Sing; AHMAD, Harith: In-Fiber Gratings for Simultaneous Monitoring Temperature and Strain in Ultrahigh Temperature. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 27 (2015), Nr. 1, S. 58–61. DOI 10.1109/LPT.2014.2361768
- [38] RAN, Zengling; BAO, Haihong; COOK, Kevin; WU, Xuezhong; RAO, Yunjiang; CANNING, John: Combined regenerated fibre Bragg gratings and Fabry-Perot etalons for dual strain and temperature sensing. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 963459–4. DOI 10.1117/12.2194860

- [39] LIU, Hui; YANG, Hang Z.; QIAO, XueGuang; HU, ManLi; FENG, ZhongYao; WANG, Ruohui; RONG, Qiangzhou; GUNAWARDENA, Dinusha S.; LIM, Kok-Sing; AHMAD, Harith: Strain measurement at high temperature environment based on Fabry-Perot interferometer cascaded fiber regeneration grating. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 248 (2016), S. 199–205. DOI 10.1016/j.sna.2016.07.028
- [40] ABE, Ilda; OLIVEIRA, Valmir de; KALINOWSKI, Hypolito J.; PINTO, Joao L.: Regenerated Bragg gratings in high birefringence optical fibres. In: *Proceedings of SPIE* 7653 (2010), S. 76531L–4. DOI 10.1117/12.866324
- [41] ABE, Ilda; OLIVEIRA, Valmir de; KALINOWSKI, Hypolito J.: Regeneration of Bragg Gratings in Polarization Maintaining Optical Fibers. In: *Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, IEEE, 2013, S. 1–4. DOI 10.1109/IMOC.2013.6646412
- [42] BARRERA, David; SALES, Salvador: High-temperature optical sensor based in high birefringence regenerated FBGs and a simple interrogation scheme. In: *Proceedings of SPIE* 8794 (2013), S. 87941K–5. DOI 10.1117/12.2026696
- [43] BLUDAU, Wolfgang: *Lichtwellenleiter in Sensorik und optischer Nachrichtentechnik*. Berlin; Heidelberg : Springer, 1998. ISBN 3–540–63848–2
- [44] MITSCHKE, Fedor M.: *Glasfasern: Physik und Technologie*. 1. Ed. Heidelberg : Elsevier, Spektrum, Akad. Verl., 2005 S. 299. ISBN 3–8274–1629–9
- [45] OTHONOS, Andreas; KALLI, Kyriacos: *Fiber Bragg gratings: Fundamentals and applications in telecommunications and sensing*. Boston, MA, USA : Artech House, 1999 S. 422. ISBN 0–89006–344–3
- [46] VOGEL, Werner: *Glass Chemistry*. 2. Ed. Berlin; Heidelberg : Springer, 1994 S. 465. ISBN 978–3–642–78725–6
- [47] FOKINE, Michael: *Photosensitivity, chemical composition gratings and optical fiber based components*. Stockholm, Royal Institute of Technologie Stockholm, 2002 Dissertation, S. 77.
- [48] GUNAWARDENA, Dinusha S.; MAT-SHARIF, Khairul A.; TAMCHEK, Nizam; LAI, Man-Hong; OMAR, Nasr Y. M.; EMAMI, Siamak D.; MUHAMAD-YASIN, Shahrin Z.; ZULKIFLI, Mohd I.; YUSOFF, Zulfadzli; ABDUL-RASHID, Hairul A.; LIM, Kok-Sing; AHMAD, Harith: Photosensitivity of gallium-doped silica core fiber to 193nm ArF excimer laser. In: *Applied Optics* 54 (2015), Nr. 17, S. 5508–5512. DOI 10.1364/AO.54.005508
- [49] KUKUSHKIN, S. A.; SHLYAGIN, M. G.; SWART, P. L.; CHTCHERBAKOV, A. A.; OSIPOV, A. V.: Type IIA photosensitivity and formation of pores in optical fibers under intense ultraviolet irradiation. In: *Journal of Applied Physics* 102 (2007), Nr. 5, S. 053502–13. DOI 10.1063/1.2773996

- [50] CANNING, John: New Fibre and Grating Technologies for Lasers and Sensors. In: ARKIN, W. T. (Hrsg.): *Frontiers in Laser and Electro-Optics Research*. New York : Nova Science Publishers, 2006 ISBN 1-59454-770-X, Kapitel 1, S. 62
- [51] CROSWELL, R. T.; REISMAN, A.; SIMPSON, D. L.; TEMPLE, D.; WILLIAMS, C. K.: Differential Thermal Analysis of Glass Mixtures Containing SiO₂, GeO₂, B₂O₃, and P₂O₅. In: *Journal of the Electrochemical Society* 146 (1999), Nr. 12, S. 4569–4579. DOI 10.1149/1.1392676
- [52] YABLON, Andrew D.: Optical and Mechanical Effects of Frozen-in Stresses and Strains in Optical Fibers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 10 (2004), Nr. 2, S. 300–311. DOI 10.1109/jstqe.2004.826570
- [53] JUST, Florian; SPITTEL, Ron; BIERLICH, Jörg; GRIMM, Stephan; JÄGER, Matthias; BARTELT, Hartmut: The influence of the fiber drawing process on intrinsic stress and the resulting birefringence optimization of PM fibers. In: *Optical Materials* 42 (2015), S. 345–350. DOI 10.1016/j.optmat.2015.01.025
- [54] VIOLAKIS, Georgios; AGGARWAL, Nandita; LIMBERGER, Hans G.: Stress changes in H₂-loaded SMF optical fibers induced by cw-Ar 244 nm irradiation. In: *Optical Materials Express* 2 (2012), Nr. 11, S. 1490–1495. DOI 10.1364/OME.2.001490
- [55] OURMAZD, A.; VARNHAM, M. P.; BIRCH, R. D.; PAYNE, D. N.: Thermal properties of highly birefringent optical fibers and preforms. In: *Applied Optics* 22 (1983), Nr. 15, S. 2374–2379. DOI 10.1364/AO.22.002374
- [56] YABLON, Andrew D.; YAN, Man F.; DIGIOVANNI, David J.; LINES, Malcolm E.; JONES, Sean L.; RIDGWAY, David N.; SANDELS, Gregory A.; WHITE, Ian A.; WISK, Patrick; DIMARCELLO, Frank V.: Frozen-in viscoelasticity for novel beam expanders and high-power connectors. In: *Journal of Lightwave Technology* 22 (2004), Nr. 1, S. 16–23. DOI 10.1109/JLT.2003.822161
- [57] JEWART, Charles; XU, Di; CHEN, Kevin P.; CANNING, John: Structure optimization of Air-Hole Fibers for high-sensitivity Fiber Bragg Grating Pressure Sensors. In: *Proceedings of SPIE* 7004 (2008), S. 70041Z–4. DOI 10.1117/12.785914
- [58] TENDERENDA, Tadeusz; MURAWSKI, Michal; SZYMANSKI, Michal; SZOSTKIEWICZ, Lukasz; BECKER, Martin; ROTHHARDT, Manfred; BARTELT, Hartmut; MERGO, Pawel; SKORUPSKI, Krzysztof; MARC, Pawel; JAROSZEWICZ, Leszek R.; NASIŁOWSKI, Tomasz: Fiber Bragg grating inscription in few-mode highly birefringent microstructured fiber. In: *Optics Letters* 38 (2013), Nr. 13, S. 2224–2226. DOI 10.1364/OL.38.002224

-
- [59] WONG, D.; POOLE, S. B.; SCEATS, M. G.: Stress-birefringence reduction in elliptical-core fibers underultraviolet irradiation. In: *Optics Letters* 17 (1992), Nr. 24, S. 1773–1775. DOI 10.1364/OL.17.001773
- [60] ROUXEL, Tanguy: Elastic Properties and Short-to Medium-Range Order in Glasses. In: *Journal of the American Ceramic Society* 90 (2007), Nr. 10, S. 3019–3039. DOI 10.1111/j.1551–2916.2007.01945.x
- [61] ERDOGAN, Turan: Fiber grating spectra. In: *Journal of Lightwave Technology* 15 (1997), Nr. 8, S. 1277–1294. DOI 10.1109/50.618322
- [62] MIHAILOV, Stephen J.: Fiber Bragg Grating Sensors for Harsh Environments. In: *Sensors* 12 (2012), Nr. 2, S. 1898–1918. DOI 10.3390/s120201898
- [63] LANCRY, Matthieu; POUMELLE, Bertrand: UV laser processing and multiphoton absorption processes in optical telecommunication fiber materials. In: *Physics Reports* 523 (2013), Nr. 4, S. 207–229. DOI 10.1016/j.physrep.2012.09.008
- [64] OTHONOS, Andreas: Fiber Bragg gratings. In: *Review of Scientific Instruments* 68 (1997), Nr. 12, S. 4309–4341. DOI 10.1063/1.1148392
- [65] SCEATS, M. G.; ATKINS, G. R.; POOLE, S. B.: Photolytic Index Changes in Optical Fibers. In: *Annual Review of Materials Science* 23 (1993), Nr. 1, S. 381–410. DOI 10.1146/annurev.ms.23.080193.002121
- [66] SWART, P. L.; CHTCHERBAKOV, A. A.: Study of hydrogen diffusion in boron/germanium codoped optical fiber. In: *Journal of Lightwave Technology* 20 (2002), Nr. 11, S. 1933–1941. DOI 10.1109/JLT.2002.806325
- [67] SWART, Pieter L.; CHTCHERBAKOV, Anatoli A.; JOUBERT, Wietz L.; SHLYAGIN, M. G.: Study of the pressure dependence of hydrogen diffusion in optical fiber by an interferometric technique. In: *Optics Communications* 217 (2003), Nr. 1-6, S. 189–196. DOI 10.1016/S0030–4018(03)01107–6
- [68] SHACKELFORD, James F.: Gas Solubility in Glasses: Principles and Applications. In: *International Journal of Applied Glass Science* 2 (2011), Nr. 2, S. 85–95. DOI 10.1111/j.2041–1294.2011.00048.x
- [69] FOKINE, M.; SUZUKI, H.; GOTO, T.; SAITO, K.; IKUSHIMA, A. J.: High-temperature treatment of hydrogen loaded GeO₂:SiO₂ glasses for photonic device fabrication. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 352 (2006), Nr. 6-7, S. 494–499. DOI 10.1016/j.jnoncrsol.2005.11.037

- [70] ALBERT, Jacques; FOKINE, Michael; MARGULIS, Walter: Grating formation in pure silica-core fibers. In: *Optics Letters* 27 (2002), Nr. 10, S. 809–811. DOI 10.1364/OL.27.000809
- [71] MALO, B.; BILODEAU, F.; ALBERT, J.; HILL, K. O.; JOHNSON, D. C.: Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogen-loaded optical fibres and its effect on Bragg grating fabrication. In: *Electronics Letters* 30 (1994), Nr. 5, S. 442–444. DOI 10.1049/el:19940274
- [72] MASUDA, Y.; NAKAMURA, M.; KOMATSU, C.; FUJITA, K.; YAMAUCHI, M.; KIMURA, M.; MIZUTANI, Y.; KIMURA, S.; SUZAKI, Y.; YOKOUCHI, T.; NAKAGAWA, K.; EJIMA, S.: Wavelength Evolution of Fiber Bragg Gratings Fabricated From Hydrogen-Loaded Optical Fiber During Annealing. In: *Journal of Lightwave Technology* 22 (2004), Nr. 3, S. 934–941. DOI 10.1109/JLT.2004.825784
- [73] PATRICK, H.; GILBERT, S. L.; LIDGARD, A.; GALLAGHER, M. D.: Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber. In: *Journal of Applied Physics* 78 (1995), Nr. 5, S. 2940–2945. DOI 10.1063/1.360753
- [74] RATHJE, Jacob; KRISTENSEN, Martin; PEDERSEN, Jens E.: Continuous anneal method for characterizing the thermal stability of ultraviolet Bragg gratings. In: *Journal of Applied Physics* 88 (2000), Nr. 2, S. 1050–1055. DOI 10.1063/1.373775
- [75] ROBERT, G.; Riant, I.: Demonstration of two distributions of defect centers in hydrogen-loaded high germanium content fibers. In: *Optical Fiber Communication Conference*. Dallas, TX : Optical Society of America, 1997, S. 180–181 (WL18). DOI 10.1109/OFC.1997.719802
- [76] CANNING, John: Photosensitization and Photostabilization of Laser-Induced Index Changes in Optical Fibers. In: *Optical Fiber Technology* 6 (2000), Nr. 3, S. 275–289. DOI 10.1006/ofte.2000.0332
- [77] FOKINE, Michael: Underlying mechanisms, applications, and limitations of chemical composition gratings in silica based fibers. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 349 (2004), S. 98–104. DOI 10.1016/j.jnoncrysol.2004.08.208
- [78] Riant, I.; POUMELLE, B.: Influence of fiber drawing tension on photosensitivity in hydrogenated and nonhydrogenated fibers. In: *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*. San Jose, CA : Optical Society of America, 1998, S. 1–2 (TuA1). DOI 10.1109/OFC.1998.657152
- [79] KY, N. H.; LIMBERGER, H. G.; SALATHÉ, R. P.; COCHET, F.; DONG, L.: UV-irradiation induced stress and index changes during the growth of type-I and type-

- IIA fiber gratings. In: *Optics Communications* 225 (2003), Nr. 4-6, S. 313–318. DOI 10.1016/j.optcom.2003.07.039
- [80] Riant, I.; Haller, F.: Study of the photosensitivity at 193 nm and comparison with photosensitivity at 240 nm influence of fiber tension: type IIa aging. In: *Journal of Lightwave Technology* 15 (1997), Nr. 8, S. 1464–1469. DOI 10.1109/50.618378
- [81] Canning, John; Stevenson, Michael; Bandyopadhyay, Somnath; Cook, Kevin: Extreme Silica Optical Fibre Gratings. In: *Sensors* 8 (2008), Nr. 10, S. 6448–6452. DOI 10.3390/s8106448
- [82] Canning, John; Bandyopadhyay, Somnath; Biswas, Palas; Aslund, Matthias; Stevenson, Michael; Cook, Kevin: Regenerated Fibre Bragg Gratings. In: Pal, Bishnu (Hrsg.): *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*. Croatia : INTECH, 2010 ISBN 978–953–7619–82–4, Kapitel 18, S. 22
- [83] Pal, S.; Mandal, J.; Sun, T.; Grattan, K. T. V.; Fokine, M.; Carlsson, F.; Fonjallaz, P. Y.; Wade, S. A.; Collins, S. F.: Characteristics of potential fibre Bragg grating sensor-based devices at elevated temperatures. In: *Measurement Science and Technology* 14 (2003), Nr. 7, S. 1131–1136. DOI 10.1088/0957-0233/14/7/331
- [84] Dong, L.; Liu, W. F.: Thermal decay of fiber Bragg gratings of positive and negative index changes formed at 193 nm in a boron-codoped germanosilicate fiber. In: *Applied Optics* 36 (1997), Nr. 31, S. 8222–8226. DOI 10.1364/AO.36.008222
- [85] Pal, Suchandan; Sun, Tong; Grattan, Kenneth T.; Wade, Scott A.; Collins, Stephen F.; Baxter, Gregory W.; Dussardier, Bernard; Monnom, Gérard: Non-linear temperature dependence of Bragg gratings written in different fibres, optimised for sensor applications over a wide range of temperatures. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 112 (2004), Nr. 2-3, S. 211–219. DOI 10.1016/j.sna.2004.01.024
- [86] Doweidar, H.: Considerations on the structure and physical properties of B₂O₃–SiO₂ and GeO₂–SiO₂ glasses. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 357 (2011), Nr. 7, S. 1665–1670. DOI 10.1016/j.jnoncrysol.2011.01.025
- [87] Flockhart, Gordon M. H.; Maier, Robert R. J.; Barton, James S.; MacPherson, William N.; Jones, Julian D. C.; Chisholm, Karen E.; Zhang, Lin; Bennion, Ian; Read, Ian; Foote, Peter D.: Quadratic Behavior of Fiber Bragg Grating Temperature Coefficients. In: *Applied Optics* 43 (2004), Nr. 13, S. 2744–2751. DOI 10.1364/AO.43.002744
- [88] Li, Guoyu; Liu, Mingsheng; Li, Yan; Guan, Bai-Ou: Fabrication and sensing characteristics of the chemical composition grating sensor at high temperatures. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 54 (2012), Nr. 1, S. 71–75. DOI 10.1002/mop.26454

- [89] GHOSH, Gorachand: Model for the thermo-optic coefficients of some standard optical glasses. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 189 (1995), Nr. 1-2, S. 191–196. DOI 10.1016/0022-3093(95)00247-2
- [90] GHOSH, Gorachand: Temperature dispersion of refractive indexes in some silicate fiber glasses. In: *IEEE photonics technology letters* 6 (1994), Nr. 3, S. 431–433. DOI 10.1109/68.275509
- [91] FUKUHARA, M.; SANPEI, A.; SHIBUKI, K.: Low temperature-elastic moduli, Debye temperature and internal dilational and shear frictions of fused quartz. In: *Journal of Materials Science* 32 (1997), Nr. 5, S. 1207–1211. DOI 10.1023/a:1018583918380
- [92] MAIER, Robert R. J.; MACPHERSON, William N.; BARTON, James S.; JONES, Julian D. C.; MCCULLOCH, Scott; BURNELL, Gary: Temperature dependence of the stress response of fibre Bragg gratings source. In: *Measurement Science and Technology* 15 (2004), Nr. 8, S. 1601–1606. DOI 10.1088/0957-0233/15/8/030
- [93] HOPF, Barbara; KOCH, Alexander W.; ROTHS, Johannes: Iterative matrix inversion technique for simultaneous strain and temperature sensing in an extended temperature range. In: *Proceedings of SPIE* 9916 (2016), S. 99160O–4. DOI doi: 10.1117/12.2236852
- [94] FARAHI, F.; WEBB, D. J.; JONES, J. D. C.; JACKSON, D. A.: Simultaneous measurement of temperature and strain: cross-sensitivity considerations. In: *Journal of Lightwave Technology* 8 (1990), Nr. 2, S. 138–142. DOI 10.1109/50.47862
- [95] XIA, Hua: Advanced Fiber Optical Sensor and Instrumentation for Power Generation Industrial Monitoring and Diagnostics. In: *Proceedings of SPIE* 8370 (2012), S. 83700F–10. DOI 10.1117/12.922587
- [96] General Electric Company, Niskayuna, NY, USA (Anmelder); XIA, Hua; MCCARTHY, Kevin T.; DENG, Kung-Li J.; LOPEZ, Fulton J.; AVAGLIANO, Aron J. (Erfinder). *Fiber Bragg Grating for high temperature sensing*. 2009 (US 7,499,605 B1). S. 26.
- [97] FOKINE, Michael: Growth dynamics of chemical composition gratings in fluorine-doped silica optical fibers. In: *Optics Letters* 27 (2002), Nr. 22, S. 1974–1976. DOI 10.1364/OL.27.001974
- [98] HELLSING, M.; FOKINE, M.; CLAESSON, Å.; NILSSON, L-E.; MARGULIS, W.: ToF-SIMS imaging of dopant diffusion in optical fibers. In: *Applied Surface Science* 203-204 (2003), S. 648–651. DOI 10.1016/S0169-4332(02)00783-3
- [99] FOKINE, Michael: Formation of thermally stable chemical composition gratings in optical fibers. In: *Journal of the Optical Society of America B* 19 (2002), Nr. 8, S. 1759–1765. DOI 10.1364/JOSAB.19.001759

-
- [100] FOKINE, Michael: Thermal stability of chemical composition gratings in fluorine-germanium-doped silica fibers. In: *Optics Letters* 27 (2002), Nr. 12, S. 1016–1018. DOI 10.1364/OL.27.001016
- [101] FOKINE, Michael: Thermal stability of oxygen-modulated chemical-composition gratings in standard telecommunication fiber. In: *Optics Letters* 29 (2004), Nr. 11, S. 1185–1187. DOI 10.1364/OL.29.001185
- [102] FOKINE, Michael; MIYAMOTO, Isamu; OSTENDORF, Andreas; SUGIOKA, Koji; HELVAJIAN, Henry: Laser Induced Sub-micron Changes of the Chemical Composition of SiO₂-based Optical Fibers. In: *Proceedings of SPIE* 5063 (2003), S. 453–462. DOI 10.1117/12.541170
- [103] TRPKOVSKI, S.; KITCHER, D. J.; BAXTER, G. W.; COLLINS, S. F.; WADE, S. A.: High-temperature-resistant chemical composition Bragg gratings in Er³⁺-doped optical fiber. In: *Optics Letters* 30 (2005), Nr. 6, S. 607–609. DOI 10.1364/OL.30.000607
- [104] CANNING, John; STEVENSON, Michael; BANDYOPADHYAY, Somnath; COOK, Kevin: Ultra-High Temperature (UHT) Gratings. In: *1st Asia-Pacific Optical Fiber Sensors Conference (APOS)*. Chengdu : IEEE, 2008, S. 169 DOI 10.1109/APOS.2008.5226307
- [105] BANDYOPADHYAY, Somnath; CANNING, John; STEVENSON, Michael; COOK, Kevin: Ultrahigh-temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm. In: *Optics Letters* 33 (2008), Nr. 16, S. 1917–1919. DOI 10.1364/OL.33.001917
- [106] CANNING, John; COOK, Kevin; SHAO, Li-Yang: Helium and regeneration in optical fibres. In: *Proceedings of SPIE* 8421 (2012), S. 8421CA–5. DOI 10.1117/12.2013196
- [107] COOK, Kevin; SHAO, Li-Yang; CANNING, John: Regeneration and helium: regenerating Bragg gratings in helium-loaded germanosilicate optical fibre. In: *Optical Materials Express* 2 (2012), Nr. 12, S. 1733–1742. DOI 10.1364/OME.2.001733
- [108] POLZ, Leonhard; DÖRFLER, Andreas; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Regeneration experiments with fibre Bragg gratings in hydrogen outdiffused fibres. In: *Proceedings of SPIE* 9157 (2014), S. 91577F–4. DOI 10.1117/12.2059552
- [109] LINDNER, Eric; CANNING, John; CHOJETZKI, Christoph; BRÜCKNER, Sven; BECKER, Martin; ROTHHARDT, Manfred; BARTELT, Hartmut: Thermal regenerated type IIa fiber Bragg gratings for ultra-high temperature operation. In: *Optics Communications* 284 (2011), Nr. 1, S. 183–185. DOI 10.1016/j.optcom.2010.08.075
- [110] WANG, Tao; SHAO, Li-Yang; CANNING, John; COOK, Kevin: Regeneration of fiber Bragg gratings under strain. In: *Applied Optics* 52 (2013), Nr. 10, S. 2080–2085. DOI 10.1364/AO.52.002080

- [111] YANG, Hangzhou; CHONG, Wu Y.; CHEONG, Yew K.; LIM, Kok-Sing; PUA, C. H.; HARUN, S. W.; AHMAD, Harith: Thermal Regeneration in Etched-Core Fiber Bragg Grating. In: *IEEE Sensors Journal* 13 (2013), Nr. 7, S. 2581–2585. DOI 10.1109/jsen.2013.2256344
- [112] CANNING, John; BANDYOPADHYAY, Somnath; STEVENSON, Michael; BISWAS, Palas; FENTON, Jacob; ASLUND, Mattias: Regenerated gratings. In: *Journal of the European Optical Society - Rapid Publications* 4 (2009), S. 09052–7. DOI 10.2971/jeos.2009.09052
- [113] COOK, K.; SMELSER, C.; CANNING, J.; LE GARFF, G.; LANCY, M.; MIHAILOV, S.: Regenerated femtosecond fibre Bragg gratings. In: *Proceedings of SPIE* 8351 (2012), S. 835111–6. DOI 10.1117/12.915937
- [114] HOLMBERG, Patrik; LAURELL, Fredrik; FOKINE, Michael: Influence of pre-annealing on the thermal regeneration of fiber Bragg gratings in standard optical fibers. In: *Optics Express* 23 (2015), Nr. 21, S. 27520–27535. DOI 10.1364/OE.23.027520
- [115] LINDNER, Eric; CHOJETZKI, Christoph; BRÜCKNER, Sven; BECKER, Martin; ROTHHARDT, Manfred; BARTELT, Hartmut: Thermal regeneration of fiber Bragg gratings in photosensitive fibers. In: *Optics Express* 17 (2009), Nr. 15, S. 12523–12531. DOI 10.1364/OE.17.012523
- [116] KUMAR, J.; MAHAKUD, R.; MOKHARIWALE, A.; PRAKASH, O.; DIXIT, S. K.; NAKHE, S. V.: Studies on thermal regeneration and temperature stability of type-I FBGs written in Ge-B codoped and Ge doped fibers by a kHz repetition rate nanosecond 255nm beam. In: *Optics Communications* 320 (2014), S. 109–113. DOI 10.1016/j.optcom.2014.01.049
- [117] GUNAWARDENA, Dinusha S.; MAT-SHARIF, Khairul A.; LAI, Man-Hong; LIM, Kok-Sing; TAMCHEK, Nizam; OMAR, Nasr Y. M.; EMAMI, Siamak D.; MUHAMAD-YASIN, Shahrin Z.; ZULKIFLI, Mohd I.; YUSOFF, Zulfadzli; YANG, Hang-Zhou; ABDUL-RASHID, Hairul A.; AHMAD, Harith: Thermal Activation of Regenerated Grating in Hydrogenated Gallosilicate Fiber. In: *IEEE Sensors Journal* 16 (2016), Nr. 6, S. 1659–1664. DOI 10.1109/jsen.2015.2503438
- [118] LINDNER, Eric; CANNING, John; CHOJETZKI, Christoph; BRÜCKNER, Sven; BECKER, Martin; ROTHHARDT, Manfred; BARTELT, Hartmut: Post-hydrogen-loaded draw tower fiber Bragg gratings and their thermal regeneration. In: *Applied Optics* 50 (2011), Nr. 17, S. 2519–2522. DOI 10.1364/AO.50.002519
- [119] YANG, Hang-Zhou; CHONG, Wu-Yi; QIAO, Xue-Guang; LIM, Mei-Jane; LIM, Kok-Sing; ISLAM, Md. R.; ALI, Norfizah M.; AHMAD, Harith: 1.3 and 1.55 μm Thermally Regenerated Gratings in Hydrogenated Boron/Germanium Co-Doped Photosensitivity Fiber. In: *IEEE Sensors Journal* 14 (2014), Nr. 5, S. 1352–1356. DOI 10.1109/jsen.2013.2294973

-
- [120] CHEONG, Y. K.; CHONG, W. Y.; CHONG, S. S.; LIM, K. S.; AHMAD, H.: Regenerated Type-IIa Fibre Bragg Grating from a Ge-B codoped fibre via thermal activation. In: *Optics and Laser Technology* 62 (2014), S. 69–72. DOI 10.1016/j.optlastec.2014.01.007
- [121] BUENO, A.; KINET, D.; MEGRET, P.; CAUCHETEUR, C.: Fast thermal regeneration of fiber Bragg gratings. In: *Optics Letters* 38 (2013), Nr. 20, S. 4178–4181. DOI 10.1364/OL.38.004178
- [122] CHEN, Tong; CHEN, Rongzhang; JEWART, Charles; ZHANG, Botao; CANNING, John; COOK, Kevin; CHEN, Kevin P.: Thermally Regenerated Fiber Bragg-Grating in Twin-Air-Hole Microstructure Fiber for High Temperature Pressure Sensing. In: *Proceedings of SPIE* 8028 (2011), S. 802807–8. DOI 10.1117/12.884994
- [123] LAI, Man-Hong; LIM, Kok-Sing; GUNAWARDENA, Dinusha S.; YANG, Hang-Zhou; CHONG, Wu-Yi; AHMAD, Harith: Thermal stress modification in regenerated fiber Bragg grating via manipulation of glass transition temperature based on CO₂ laser annealing. In: *Optics Letters* 40 (2015), Nr. 5, S. 748–751. DOI 10.1364/OL.40.000748
- [124] KUMAR, J.; PRAKASH, O.; MAHAKUD, R.; AGRAWAL, S. K.; DIXIT, S. K.; NAKHE, S. V.; CANNING, J.: Wavelength independent chemical sensing using etched thermally regenerated FBG. In: *Sensors and Actuators B: Chemical* 244 (2017), S. 54–60. DOI 10.1016/j.snb.2016.12.128
- [125] CELIKIN, Mert; BARBA, David; BASTOLA, Binod; RUEDIGER, Andreas; ROSEI, Federico: Development of regenerated fiber Bragg grating sensors with long-term stability. In: *Optics Express* 24 (2016), Nr. 19, S. 21897–21909. DOI 10.1364/OE.24.021897
- [126] OLIVEIRA, Valmir de; MOURA, Camila C.; VINCENTI, Maria A.; LIBERA, Stefano; POLIMADEI, Andrea; CAPONERO, Michele; MONTEREALI, Rosa M.; KALINOWSKI, Hypolito J.: Partial regeneration of Aluminum coated FBG along 450 days. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 963440–4. DOI 10.1117/12.2193138
- [127] HOSONO, Hideo; NISHII, Junji: High photosensitivity and nanometer-scale phase separation in GeO₂-SiO₂ glass thin films. In: *Optics Letters* 24 (1999), Nr. 19, S. 1352–1354. DOI 10.1364/OL.24.001352
- [128] LANCRY, Matthieu; COOK, Kevin; POUMELLE, Bertrand; CANNING, John: Investigation of structural glass relaxation in regenerated fiber Bragg gratings. In: *Nonlinear Photonics*. Sydney : Optical Society of America, 2016 (JT4A.27). DOI 10.1364/ACOFT.2016.JT4A.27
- [129] SHAO, Li-Yang; WANG, Tao; CANNING, John; COOK, Kevin; TAM, Hwa-Yaw: Bulk regeneration of optical fiber Bragg gratings. In: *Applied Optics* 51 (2012), Nr. 30, S. 7165–7169. DOI 10.1364/AO.51.007165

- [130] BANDYOPADHYAY, S.; CANNING, J.; BISWAS, P.; STEVENSON, M.; DASGUPTA, K.: A study of regenerated gratings produced in germanosilicate fibers by high temperature annealing. In: *Optics Express* 19 (2011), Nr. 2, S. 1198–1206. DOI 10.1364/OE.19.001198
- [131] ZHU, Jing-Jing; ZHANG, A. P.; ZHOU, Bin; TU, Feng; GUO, Jiang-Tao; TONG, Wei-Jun; HE, Sailing; XUE, Wei: Effects of doping concentrations on the regeneration of Bragg gratings in hydrogen loaded optical fibers. In: *Optics communications* 284 (2011), Nr. 12, S. 2808–2811. DOI 10.1016/j.optcom.2011.01.074
- [132] BANDYOPADHYAY, S.; CANNING, J.; BISWAS, P.; STEVENSON, M.; DASGUPTA, K.: High temperature stable regenerated Bragg grating: Impact of doping concentration on thermal regeneration. In: *Fourth European Workshop on Optical Fibre Sensors: POST-DEADLINE PAPERS*. Porto, 2010, S. 25–28
- [133] BARRERA, David: Fiber-optic sensors for high-temperature applications. In: *SPIE Newsroom* (2010), S. 2. DOI 10.1117/2.1201003.002676
- [134] LI, Guoyu; GUAN, Bai-Ou: Improvement on reflectivity of chemical composition gratings at high temperatures. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 53 (2011), Nr. 5, S. 963–966. DOI 10.1002/mop.25953
- [135] LI, Guoyu; GUAN, Bai-Ou: Research on Reflectivity of Chemical Composition Grating Sensors at High Temperatures. In: *Proceedings of SPIE* 7986 (2011), S. 79860U–5. DOI 10.1117/12.888208
- [136] QIAO, Xueguang; WANG, Yupeng; YANG, Hangzhou; LI, Ling; SU, Dan; GUO, Tuan; LIM, Kok-Sing; AHMAD, Harith: Ultra-high Temperature Chirped Fiber Bragg Grating through Thermal Activation. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 27 (2015), Nr. 12, S. 1305–1308. DOI 10.1109/LPT.2015.2421272
- [137] COTILLARD, Romain; LAFFONT, Guillaume; FERDINAND, Pierre: Regeneration of tilted fiber Bragg gratings. In: *Proceedings of SPIE* 9157 (2014), S. 91572S–4. DOI 10.1117/12.2059285
- [138] KRISTENSEN, Martin; RUSSELL, Johnny; GAO, Shaorui; COOK, Kevin; CANNING, John: Improved Spectral Resolution of Long-Period Fiber Grating Sensors for Ultra-High Temperature Environments Using Narrow Interferences between Regenerated Gratings. In: *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides (BGPP)*. Barcelona : Optical Society of America, 2014 (BM4D.6). DOI 10.1364/BGPP.2014.BM4D.6

- [139] LIU, Wen; COOK, Kevin; CANNING, John: Regenerated long period gratings (LPGs) in boron-codoped germanosilicate optical fibre. In: *Proceedings of SPIE* 9655 (2015), S. 96552T–4. DOI 10.1117/12.2182942
- [140] LINDNER, Eric: *Erzeugung und Eigenschaften hoch-temperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter*. Jena, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2012 Dissertation, S. 107.
- [141] ASLUND, Mattias L.; CANNING, John; STEVENSON, Michael; COOK, Kevin: Thermal stabilization of Type I fiber Bragg gratings for operation up to 600°C. In: *Optics Letters* 35 (2010), Nr. 4, S. 586–588. DOI 10.1364/OL.35.000586
- [142] BARRERA, David; FINAZZI, Vittoria; VILLATORO, Joel; SALES, Salvador; PRUNERI, Valerio: Packaged Optical Sensors Based on Regenerated Fiber Bragg Gratings for High Temperature Applications. In: *IEEE Sensors Journal* 12 (2012), Nr. 1, S. 107–112. DOI 10.1109/JSEN.2011.2122254
- [143] BUENO, Antonio; CHAH, Karima; KINET, Damien; MÉGRET, Patrice; CAUCHETEUR, Christophe: Hydrogen influence on regenerated FBGs produced by the phase mask technique with 266 nm femtosecond pulses. In: *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides (BGPP)*. Barcelona : Optical Society of America, 2014 (BW4D.3). DOI 10.1364/BGPP.2014.BW4D.3
- [144] ALBERTO, Nelía J.; SIMOES, Raul; OLIVEIRA, Valmir; KALINOWSKI, Hypolito J.; NETO, Victor F.; NOGUEIRA, Rogerio N.: Thermal monitoring of the diamond deposition process using regenerated FBG. In: *Proceedings of SPIE* 8794 (2013), S. 879408–4. DOI 10.1117/12.2026011
- [145] ALBERTO, Nélia J.; KALINOWSKI, Hypolito J.; NETO, Victor F.; NOGUEIRA, Rogério N.: Simultaneous regeneration of seed FBGs during the HFCVD diamond-grating coating process and its thermal monitoring. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 96343U–4
- [146] CHEN, Rongzhang; YAN, Aidong; LI, Mingshan; CHEN, Tong; WANG, Qingqing; CANNING, John; COOK, Kevin; CHEN, Kevin P.: Regenerated distributed Bragg reflector fiber lasers for high-temperature operation. In: *Optics Letters* 38 (2013), Nr. 14, S. 2490–2492. DOI 10.1364/OL.38.002490
- [147] CHEN, Rongzhang; YAN, Aidong; WANG, Qingqing; CHEN, Kevin P.: Fiber-optic flow sensors for high-temperature environment operation up to 800° C. In: *Optics letters* 39 (2014), Nr. 13, S. 3966–3969. DOI 10.1364/OL.39.003966
- [148] LAI, Man-Hong; LIM, Kok-Sing; ISLAM, Md R.; GUNAWARDENA, Dinusha S.; YANG, Hang-Zhou; AHMAD, Harith: Effect of CO₂ Laser Annealing on Stress Applying Parts

- Contributing Toward Birefringence Modification in Regenerated Grating in Polarization Maintaining Fiber. In: *IEEE Photonics Journal* 7 (2015), Nr. 5, S. 1–9. DOI 10.1109/JPHOT.2015.2477496
- [149] LAI, Man-Hong; GUNAWARDENA, Dinusha S.; LIM, Kok-Sing; YANG, Hang-Zhou; AHMAD, Harith: Observation of grating regeneration by direct CO₂ laser annealing. In: *Opt Express* 23 (2015), Nr. 1, S. 452–463. DOI 10.1364/OE.23.000452
- [150] LINDNER, Eric; CANNING, John; CHOJETZKI, Christoph; BRÜCKNER, Sven; BECKER, Martin; ROTHHARDT, Manfred; BARTELT, Hartmut: Regenerated draw tower grating (DTG) temperature sensors. In: *Proceedings of SPIE* 7753 (2011), S. 7753M–4. DOI 10.1117/12.884645
- [151] MARQUES, Carlos A. F.; OLIVEIRA, Valmir de; KALINOWSKI, Hypolito J.; NOGUEIRA, Rogério N.: Production of optical notch filters with fine parameter control using regenerated fiber Bragg gratings. In: *Optics letters* 37 (2012), Nr. 10, S. 1697–1699. DOI 10.1364/OL.37.001697
- [152] OLIVEIRA, Valmir de; KALINOWSKI, Hypolito J.: Strongly regenerated Bragg gratings in standard single-mode fibres. In: *II Mostra de Pesquisa e Pós-Graduação da UTFPR*. Curitiba, 2010, S. 765312–4 DOI 10.1117/12.865360
- [153] POLZ, Leonhard; NGUYEN, Quang; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Two regimes of grating regeneration in hydrogen loaded photosensitive fiber. In: *Proceedings of SPIE* 8794 (2013), S. 879420–4. DOI 10.1117/12.2025857
- [154] POLZ, Leonhard; DUTZ, Franz; KUTTLER, Rolf; ROTHS, Johannes: Temperature calibration of regenerated fibre Bragg gratings in the range from 150°C to 800°C. In: *23rd International Scientific Conference Mittweida* Bd. 4, Hochschule Mittweida, 2014, S. 4
- [155] POLZ, Leonhard; NGUYEN, Quang; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Fiber Bragg gratings in hydrogen-loaded photosensitive fiber with two regeneration regimes. In: *Optics Communications* 313 (2014), S. 128–133. DOI 10.1016/j.optcom.2013.09.061
- [156] POLZ, Leonhard; JARSEN, Andreas; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Birefringence properties of a polarization maintaining Panda fibre during Bragg grating regeneration. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 96345Q–4. DOI 10.1117/12.2194931
- [157] POLZ, Leonhard; HOPF, Barbara; JARSEN, Andreas; EITZENBERGER, Michael; LINDNER, Markus; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Regenerated Bragg Gratings in Panda Fibers for Simultaneous Temperature and Force Measurements at High Temperatures. In: *Journal of Lightwave Technology* 34 (2016), Nr. 19, S. 4550–4556. DOI 10.1109/jlt.2016.2530860

-
- [158] ZHANG, Bowei; KAHIRIZI, Mojtaba: High-Temperature Resistance Fiber Bragg Grating Temperature Sensor Fabrication. In: *IEEE Sensors Journal* 7 (2007), Nr. 4, S. 586–591. DOI 10.1109/JSEN.2007.891941
- [159] LAFFONT, Guillaume; COTILLARD, Romain; FERDINAND, Pierre: 9000 hours-long high temperature annealing of regenerated fiber Bragg gratings. In: *Proceedings of SPIE* 8794 (2013), S. 87941X–4. DOI 10.1117/12.2025838
- [160] BARRERA, David; FINAZZI, Vittoria; VILLATORO, Joel; SALES, Salvador; PRUNERI, Valerio: Performance of a high-temperature sensor based on regenerated fiber Bragg gratings. In: *Proceedings of SPIE* 7753 (2011), S. 775381–4. DOI 10.1117/12.885927
- [161] CHONG, S. S.; CHONG, W. Y.; HARUN, S. W.; AHMAD, H.: Regenerated fibre Bragg grating fabricated on high germanium concentration photosensitive fibre for sensing at high temperature. In: *Optics and Laser Technology* 44 (2012), Nr. 4, S. 821–824. DOI 10.1016/j.optlastec.2011.11.024
- [162] RODRIGUEZ-COBO, L.; QUINTELA, A.; ROUFAEL, H. G. S.; LOPEZ-HIGUERA, J. M.: Fiber Bragg grating regeneration temperature in standard fibers. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 96345K–4. DOI 10.1117/12.2194298
- [163] MÉNDEZ, Alexis; WNUK, Vincent P.; FOKINE, Michael; CLAESSEON, Åsa; NILSSON, Lars-Erik; FERGUSON, Steve; GRAVER, Tom: Packaging Process of Fiber Bragg Grating Strain Sensors for use in High-Temperature Applications. In: *Proceedings of SPIE* 6004 (2005), S. 60040E–7. DOI 10.1117/12.629984
- [164] ASLUND, Mattias L.; CANNING, John; FU, Hongyan; TAM, Hwayaw: Single-mode optical fibre thermocoupler based on regenerated fibre Bragg gratings evaluated at 1500 °C. In: *Proceedings of SPIE* 7839 (2010), S. 78391F1–4. DOI 10.1117/12.867066
- [165] ASLUND, Mattias L.; CANNING, John; FU, Hongyan; TAM, Hwayaw: Rapid disappearance of regenerated Fibre Bragg Gratings at Temperatures approaching 1500 °C in Boron-codoped Germanosilicate Optical Fibre. In: *Proceedings of SPIE* 7653 (2010), S. 76530Q–4. DOI 10.1117/12.866423
- [166] ASLUND, Mattias L.; CANNING, John; CANAGASABEY, Albert; OLIVEIRA, Rober-son A.; LIU, Yang; COOK, Kevin; PENG, Gangding: Mapping the thermal distribution within a silica preform tube using regenerated fibre Bragg gratings. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012), Nr. 11-12, S. 3288–3294. DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.02.032
- [167] GAO, Shaorui; CANNING, John; COOK, Kevin: Ultra-high temperature chirped fiber Bragg gratings produced by gradient stretching of viscoelastic silica. In: *Optics Letters* 38 (2013), Nr. 24, S. 5397–5400. DOI 10.1364/OL.38.005397

- [168] REDDY, Parne S.; PRASAD, Ravinuthala Lakshmi Narayana S.; GUPTA, Dipankar S.; SHANKAR, Madhuvarasu S.; NARAYANA, Kamineni S.; KISHORE, Puntha: Encapsulated fiber Bragg grating sensor for high temperature measurements. In: *Optical Engineering* 50 (2011), Nr. 11, S. 114401–6. DOI 10.1117/1.3644534
- [169] SHAO, Li-Yang; CANNING, John; WANG, Tao; COOK, Kevin; TAM, Hwa-Yaw: Viscosity of silica optical fibres characterized using regenerated gratings. In: *Acta Materialia* 61 (2013), Nr. 16, S. 6071–6081. DOI 10.1016/j.actamat.2013.06.049
- [170] TU, Yun; TU, Shan-Tung; QI, Yi-Hua: Thermal characteristics of silver-recoated regenerated grating sensors for high-temperature sensing. In: *Proceedings of SPIE* 8421 (2012), S. 84215E–4. DOI 10.1117/12.975266
- [171] RINAUDO, Paula; TORRES, Benjamin; PAYA-ZAFORTEZA, Ignacio; CALDERON, Pedro A.; SALES, Salvador: Evaluation of new regenerated fiber Bragg grating high-temperature sensors in an ISO 834 fire test. In: *Fire Safety Journal* 71 (2015), S. 332–339. DOI 10.1016/j.firesaf.2014.11.02
- [172] LAFFONT, G.; COTILLARD, R.; FERDINAND, P.; JEANNOT, J-P.; RODRIGUEZ, G.: Regenerated Fiber Bragg Grating sensors for high temperature monitoring in Sodium-cooled Fast Reactor. In: *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles (FR13), Paris*. Paris, 2013, S. 4–7
- [173] FERNANDEZ, A. F.; BRICHARD, B.; BERGHMANS, F.; RABII, H. E.; FOKINE, M.; POPOV, M.: Chemical composition fiber gratings in a high mixed gamma neutron radiation field. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), Nr. 3, S. 1607–1613. DOI 10.1109/TNS.2005.863273
- [174] WIEDERHORN, S. M.; FREIMAN, S. W.; FULLER JR., E. R.; SIMMONS, C. J.: Effects of water and other dielectrics on crack growth. In: *Journal of Materials Science* 17 (1982), Nr. 12, S. 3460–3478. DOI 10.1007/BF00752191
- [175] WISNIEWSKI, Wolfgang; BERNDT, Sabrina; MÜLLER, Matthias; RÜSSEL, Christian: Stress induced texture formation in surface crystallized SiO₂ glass. In: *CrystEngComm* 15 (2013), Nr. 13, S. 2392–2400. DOI 10.1039/c3ce26843h
- [176] LEZZI, Peter J.; EVKE, Erin E.; AALDENBERG, Emily M.; TOMOZAWA, Minoru: Surface Crystallization and Water Diffusion of Silica Glass Fibers: Causes of Mechanical Strength Degradation. In: *Journal of the American Ceramic Society* 98 (2015), Nr. 8, S. 2411–2421. DOI 10.1111/jace.13597
- [177] XIE, Weihua; MENG, Songhe; JIN, Hua; DU, Chong; WANG, Libin; PENG, Tao; SCARPA, Fabrizio; HUO, Shiyu: Measurement of the high-temperature strain of UHTC ma-

- materials using chemical composition gratings. In: *Measurement Science and Technology* 27 (2016), Nr. 5, S. 055101. DOI 10.1088/0957-0233/27/5/055101
- [178] SANDLIN, S.; HOKKANEN, A.: Embedding optical fibers in metal alloys. In: *IEEE Instrumentation and Measurement Magazine* 6 (2003), Nr. 2, S. 31–36. DOI 10.1109/MIM.2003.1200281
- [179] TU, Yun; QI, Yi-Hua: Fabrication and thermal characteristics of Ti-Ag-Ni coated regenerated grating sensors for high-temperature sensing. In: *Proceedings of SPIE* 8693 (2013), S. 869309–7. DOI 10.1117/12.2012117
- [180] OLIVEIRA, Valmir de; ABE, Ilda; ALBERTO, Nelia J.; KALINOWSKI, Hypolito J.: Fibre Bragg gratings, towards a better thermal stability at high temperatures. In: *Physics Procedia* 62 (2015), S. 71–78. DOI 10.1016/j.phpro.2015.02.013
- [181] OURMAZD, A.; BIRCH, R. D.; VARNHAM, M. P.; PAYNE, David N.; TARBOX, E. J.: Enhancement of birefringence in polarisation-maintaining fibres by thermal annealing. In: *Electronics Letters* 19 (1983), Nr. 4, S. 143–144. DOI 10.1049/el:19830101
- [182] JUST, Florian; JÄGER, Matthias; BARTELT, Hartmut: The influence of the drawing process on the intrinsic stress in optical fibers and the arising possibility to optimize the birefringence of PM fibers. In: *Proceedings of SPIE* 8426 (2012), S. 84260K–9. DOI 10.1117/12.922599
- [183] RAMASWAMY, V.; STOLEN, R. H.; DIVINO, M. D.; PLEIBEL, W.: Birefringence in elliptically clad borosilicate single-mode fibers. In: *Applied Optics* 18 (1979), Nr. 24, S. 4080–4084. DOI 10.1364/AO.18.004080
- [184] TP TEMPERATURE PRODUCTS GMBH: Werks-Kalibrierzertifikat: Calibration Certificate Freigericht, 04/2013 Kalibrierzertifikat, S. 3.
- [185] POLZ, Leonhard; BARTELT, Hartmut; ROTHS, Johannes: Investigations on High Temperature Fibre-optic Sensing with Regenerated Fibre Bragg Gratings. In: *Proceedings of the PhD-Symposium for Applied Sciences 2014*, University of Applied Sciences Munich in cooperation with Munich Node, Department of Engineering and Management and Plymouth University, 2014, S. 25–30. urn:nbn:de:bvb:m347-dt1-0000000371
- [186] NUFERN: *Dopand concentrations in GF1B fibre*. Personal Communication
- [187] GNUSIN, Pavel I.; VASIL'EV, Sergei A.; MEDVEDKOV, Oleg I.; DIANOV, Evgenii M.: Reversible changes in the reflectivity of different types of fibre Bragg gratings. In: *Quantum Electronics* 40 (2010), Nr. 10, S. 879–886. DOI 10.1070/QE2010v040n10ABEH014385

- [188] KY, N. H.; LIMBERGER, H. G.; SALATHÉ, R. P.; COCHET, F.; DONG, L.: Hydrogen-induced reduction of axial stress in optical fiber cores. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), Nr. 4, S. 516–518. DOI 10.1063/1.123172
- [189] Deutscher Kalibrierdienst. *Kalibrierung von Thermoelementen*. Braunschweig, Ausgabe 12/2000, DKD Richtlinie S. 19.
- [190] RASHLEIGH, S. C.; MARRONE, M. J.: Temperature dependence of stress birefringence in an elliptically clad fiber. In: *Optics Letters* 8 (1983), Nr. 2, S. 127–129. DOI 10.1364/OL.8.000127
- [191] SINGH, Paul; JÜLICH, Florian; ROTHS, Johannes: Polarization dependence of the strain sensitivity of fiber Bragg gratings inscribed in highly birefringent optical fibers. In: *Proceedings of SPIE* 8439 (2012), S. 84391S–7. DOI 10.1117/12.922733
- [192] CANNING, J.; DEYERL, H. J.; SØRENSEN, H. R.; KRISTENSEN, M.: Ultraviolet-induced birefringence in hydrogen-loaded optical fiber. In: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), Nr. 5, S. 053104–11. DOI 10.1063/1.1856215
- [193] VAN ROOSBROECK, J.; IBRAHIM, S. K.; LINDNER, E.; SCHUSTER, K.; VLEKKEN, J.: Stretching the limits for the decoupling of strain and temperature with FBG based sensors. In: *Proceedings of SPIE* 9634 (2015), S. 96343S–96343S–4. DOI 10.1117/12.2194806
- [194] JIN, Wei; MICHIE, W. C.; THURSBY, Graham; KONSTANTAKI, Maria; CULSHAW, Brian: Geometric representation of errors in measurements of strain and temperature. In: *Optical Engineering* 36 (1997), Nr. 8, S. 2272–2278. DOI 10.1117/1.601453
- [195] JIN, Wei; MICHIE, W. C.; THURSBY, Graham; KONSTANTAKI, Maria; CULSHAW, Brian: Simultaneous measurement of strain and temperature: error analysis. In: *Optical Engineering* 36 (1997), Nr. 2, S. 598–609. DOI 10.1117/1.601233
- [196] SCHMIDT, Markus A.; ARGYROS, Alexander; SORIN, Fabien: Hybrid Optical Fibers – An Innovative Platform for In-Fiber Photonic Devices. In: *Advanced Optical Materials* 4 (2016), Nr. 1, S. 13–36. DOI 10.1002/adom.201500319

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Rolf Kuttler: Programmierung der Software zu den verwendeten Messplätze
- Franz Dutz: Gemeinsamer Aufbau und Charakterisierung des Kalibrierofen-Messplatzes
- Andreas Jarsen: Anätzen der GF1B- und Panda-Faser und Herstellung der Mikroskopbilder der Faserquerschnitte
- Mojtaba Mohseni, Markus Klose, Daniel Bode, Quang Nguyen, Evelyn Eberhard, Martin Mangstl, Franz Dutz, Andreas Dörfler, Jens Brehm, Bennet Fischer, Andreas Jarsen, Michael Eitzenberger, Martin Nguyen, Undine Schellhorn: Gemeinsame Durchführung und Auswertung verschiedener Einschreibe-, Temperatur- und Kraftexperimente

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die 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 vorgelegten Dissertation stehen.

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

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

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

Leonhard Polz

München, den _____

Danksagung

Diese Arbeit entstand in einer Kooperation zwischen dem Leibniz-Institut für Photonische Technologien e.V. (IPHT) und dem Labor für Photonik der Hochschule München (HM), wobei große Teile der Arbeit an der HM durchgeführt wurden. An dieser Stelle möchte ich allen Danken, die mir während dieser Zeit behilflich waren und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Hartmut Bartelt vom IPHT und meinem Betreuer Herrn Prof. Dr. Johannes Roths von der HM für Ihre inhaltlichen Anregungen und Ihr Lektorat bei meinen Veröffentlichungen. Ich möchte auch Herrn Dr. Johann Meissner von der Advanced Optics Solutions GmbH danken, dass er uns die Fasern mit Wasserstoff beladen hat und Herrn Prof. Dr. Markus Hilleringmann von der HM, dass wir die H₂-beladenen Fasern im Gefrierschrank seines Labors lagern durften. Ebenso möchte ich Herrn Manfred Rothhard vom IPHT für die zur Verfügungsstellung der PR-Faser danken. Ein ganz herzlicher Gruß geht an dieser Stelle auch an alle anderen Mitarbeiter der Abteilung Faseroptik des IPHT. Ganz speziell möchte ich hier aber Herrn Tino Elsmann danken, für seine Unterstützung in den „organisatorischen Angelegenheiten“.

Ein Großer Dank geht auch an meine Kollegen in München, allen voran Barbara Hopf, Rolf Kuttler, Franz Dutz, Markus Lindner und Dr. Gabriele Marchi für die tiefen fachlichen Diskussionen und die Gute Zusammenarbeit in der Arbeitsgruppe. Auch möchte ich mich herzlich bei allen Studenten bedanken, die ich während meiner Promotion betreuen durfte und die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben: Mojtaba Mohseni, Markus Klose, Daniel Bode, Quang Nguyen, Evelyn Eberhard, Martin Mangstl, Franz Dutz, Andreas Dörfler, Jens Brehm, Bennet Fischer, Andreas Jarsen, Michael Eitzenberger, Martin Nguyen und Undine Schellhorn.

Finanziell wurde diese Arbeit ermöglicht durch Förderungen des Bundesministerium für Bildung und Forschung (FKZ 170 10X 11), der Bayrischen Forschungstiftung (AZ-1146-14) und der Hochschule München.

Die wichtigste Stütze während meiner Promotion war allerdings meine Partnerin Nicole, die mir stets den Rücken frei gehalten hat, mich unterstützt hat und mich immer wieder motiviert hat. Danke.